

Brisure de symétrie et reconstruction anisotrope de la surface de Fermi dans la phase pseudogap des cuprates

par

Olivier Cyr-Choinière

thèse présentée au département de physique
en vue de l'obtention du grade de docteur ès sciences (Ph.D.)

FACULTÉ DES SCIENCES
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 28 août 2014

Le 28 août 2014

le jury a accepté la thèse de M. Cyr-Choinière dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Louis Taillefer
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur André-Marie Tremblay
Membre interne
Département de physique

Dr. Benoît Fauqué
Membre externe
Laboratoire de physique et d'étude des matériaux
École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris

Professeur Patrick Fournier
Président-rapporteur
Département de physique

À Karine, mon inspiration

Sommaire

Des mesures de l'effet Nernst dans la phase pseudogap des cuprates $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) et ceux de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) révèlent la sensibilité de cette sonde à l'apparition du pseudogap à la température T^* . Ces mesures d'effet Nernst montrent aussi l'étendue restreinte en température des fluctuations supraconductrices par rapport à la contribution des quasiparticules normales. Ces deux observations permettent l'établissement d'un diagramme de phase dopage-température pour ces matériaux indiquant clairement les limites du pseudogap et des fluctuations supraconductrices. Ces mêmes mesures sur des cristaux d'YBCO et de Nd-LSCO démaclés et orientés dans les deux directions de la structure cristalline orthorhombique, a et b , montrent une importante anisotropie de l'effet Nernst indiquant une brisure de symétrie de rotation apparaissant justement à T^* . Une compréhension plus approfondie de cette brisure de symétrie pointe vers une étude complète de l'anisotropie des coefficients de transport électrique (σ) et thermoélectrique (α) d'YBCO et du test des relations de réciprocité d'Onsager. L'étude montre que la conductivité de Hall (σ_{xy}) est isotrope et ne viole donc pas la relation d'Onsager en champ magnétique. L'observation d'une anisotropie des coefficients thermoélectriques longitudinaux (Seebeck et α_{xx}) et transverses (Nernst et α_{xy}) indique tout d'abord la présence d'une forte nématicité, ensuite une violation de la relation de Mott (par α_{xy}). Il est suggéré que le pseudogap des cuprates consiste en une phase nématique de fluctuations d'ordre de charge se stabilisant à basse température et reconstruisant la grande surface de Fermi de trous en une surface anisotrope comportant des poches d'électrons et de trous.

Mots-clés : Cuprates, Pseudogap, Transport thermoélectrique, Nématicité, Reconstruction de la surface de Fermi

Remerciements

Tout d'abord, j'aimerais rendre hommage à celui par qui toute cette Odyssée à commencé ; mon directeur de recherche Louis Taillefer. Dès les premiers contacts que j'ai eus avec lui, j'ai senti en lui cette passion pour la physique, la recherche, la découverte. Côtoyer cet homme pendant nombre d'années a manifestement allumé en moi la flamme de la recherche. De plus, son charisme et son intuition remarquable font de lui un chercheur exceptionnel ; un idéal à atteindre. Je tiens à souligner aussi ses qualités humaines qui, en plus de celles scientifiques, en font un directeur de recherche idéal. Merci Louis pour ton enseignement, ton support, ta disponibilité (physique ou virtuelle) et toutes les opportunités que tu m'as offertes de grandir comme étudiant et chercheur.

Le travail présenté dans cette thèse est le fruit d'une collaboration étroite et fructueuse entre les membres du groupe Taillefer. Cette collaboration est basée sur un environnement de travail agréable et stimulant créé par chacun de ses membres. J'aimerais ainsi les remercier d'avoir partagé avec moi les bons moments et pour certains, de m'avoir guidé dans mon parcours de chercheur. J'aimerais souligner en particulier la contribution de Ramzy Daou, ancien post-doc du groupe, qui avec dévouement et disponibilité, du début de ma maîtrise (2007) jusqu'à son départ du groupe (2009), m'enseigna presque tout ce que je connais sur la thermoélectricité, en plus d'être une inspiration motivante et un modèle de chercheur par sa façon productive et efficace de travailler. Merci Ramzy, j'ai beaucoup appris de toi. Je voudrais aussi remercier Nicolas Doiron-Leyraud, d'abord post-doc dans le groupe, puis professeur associé au département de physique de l'Université de Sherbrooke, qui m'enseigna plusieurs aspects techniques, en particulier avec le traitement des précieux échantillons d'YBCO, et qui surtout, m'inculqua la rigueur et la précision nécessaires au succès en physique expérimentale. Je tiens aussi à souligner l'apport de Johan Chang, post-doc du groupe de 2008 à 2011, qui par son éthique de travail et son

dévouement pour la science, fut pour moi un modèle dans la façon qu'un chercheur doit se comporter. Un autre post-doc du groupe (actuel cette fois) que j'aimerais remercier est Fazel Fallah Tafti, qui m'accompagna pour mes premiers pas dans les mesures de pression et qui, avec son attitude positive et amicale, contribua à rendre l'atmosphère dans le groupe d'autant plus agréable. Je tiens aussi à remercier Jacques Corbin, technicien dans le groupe, pour sa grande disponibilité envers les étudiants (et post-docs), son attitude de camaraderie et sa maîtrise surprenante des techniques utilisées, qui en fait un pilier du laboratoire traversant les époques. Par ailleurs, le technicien Simon Fortier est récemment venu l'épauler avec succès.

J'aimerais aussi remercier mon trio de coloc-collègues-amis qui se sont alternés durant mon séjour à Sherbrooke, soit David, Jean-Philippe et Gaël. J'ai eu beaucoup de plaisir avec eux, autant au travail qu'à l'extérieur, comme en témoignent toutes les belles soirées passées ensemble, et leur présence a rendu mon parcours beaucoup plus agréable. Merci David pour ton attitude relax, ton oreille éclectique et ton coup de patin. Merci à Jean-Philippe pour ton encadrement, ton franc-parler et tous les précieux conseils sur la vie de doctorant que tu m'as prodigués. Merci à Gaël pour ton sens de l'humour, ton dynamisme et ton côté loquace.

Je voudrais aussi mentionner les autres membres passés et actuels du groupe qui ont contribué à en faire un environnement agréable : Alexandre, Elena, Francis, Kevin, Makariy, Samuel, Sophie, Takenori, Xigang et tous les stagiaires.

J'aimerais également remercier les membres de mon comité, Patrick Fournier et André-Marie Tremblay pour m'avoir accompagné dans mon cheminement d'étudiant depuis la maîtrise. J'aimerais les remercier aussi, en compagnie de mon directeur Louis Taillefer et du membre externe sur mon jury Benoît Fauqué, de prendre de leur précieux temps pour lire cette brique et la commenter constructivement.

Je veux aussi remercier les employés et professeurs du département de physique qui, très compétents mais autant accessibles, donnent une touche unique au département. Je tiens à souligner plus particulièrement l'équipe de techniciens, notamment Benoît, Marcel, Mario, Frédérick et Stéphane, d'une part pour l'approvisionnement si critique en hélium liquide, et d'autre part pour le soutien technique hors pair de l'atelier. Très efficaces, ils sont toujours là pour nous aider et rehaussent le niveau du département de physique.

Je dois aussi souligner la contribution incomparable de nos collaborateurs du *Department of Physics and Astronomy* de l'*University of British Columbia* ; Doug Bonn, Walter Hardy et Ruixing Liang. Ce groupe, expert de la croissance de matériaux, nous a permis de faire des mesures précises sur des cristaux exceptionnels d'YBCO. Sans leur contribution, la majorité des résultats présentés dans cette thèse n'existeraient pas.

Je souligne aussi le financement des organismes subventionnaires qui ont supporté mon travail, sur le plan personnel, par l'entremise d'une bourse de doctorat en recherche du Fond de Recherche sur la Nature et les Technologies du Québec, et sur le plan collectif (car accordées à mon directeur), pour les diverses subventions du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada, du Fond de Recherche sur la Nature et les Technologies du Québec, de l'Institut Canadien de Recherches Avancées et du Regroupement Québécois sur les Matériaux de Pointe.

Je remercie l'ensemble de mes amis pour m'avoir fait décrocher du boulot de temps en temps, ainsi que mes parents pour avoir cru en moi et avoir développé ma curiosité. Je tiens finalement à remercier Karine, ma partenaire de vie. Merci de m'avoir accompagné pendant ce périple. Avec ton support, ton écoute et ta compréhension (en particulier pour le nombre incalculables de déplacements Sherbrooke-Montréal), tu as été une cheerleader motivante et tu m'as poussé à me dépasser.

Contributions et Publications

Mon passage de six années en tant qu'étudiant dans le groupe Taillefer, d'abord à la maîtrise puis ensuite au doctorat, m'a donné l'occasion de participer à de nombreux projets. Il faut spécifier que la philosophie du groupe Taillefer en est une d'équipe ; les membres du groupe travaillent en sous-équipes sur les multiples projets ayant chacun un leader. Cette façon de travailler apporte une grande efficacité dans la réalisation des projets, est très pédagogique (surtout pour les étudiants et stagiaires) et permet à chacun de s'impliquer à différents degrés dans différents projets. Je tiens ici à spécifier quelles ont été mes contributions pour les projets dans lesquels j'ai été le plus impliqué. S'en suivra la liste complète des autres publications auxquelles j'ai été co-auteur. Notons que la liste des publications avec nombre de citations peut se trouver sur [Google Scholar](#).

- **O. Cyr-Choinière**, R. Daou, F. Laliberté, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J. Chang, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, J.-Q. Yan, J.-G. Cheng, J.-S. Zhou, J.B. Goodenough, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, Y. Tanaka, & L. Taillefer
The Nernst Effect in Cuprate Superconductors : A Study of the Pseudogap Phase
En préparation.

Cet article présentera les résultats du chapitre 4 de cette thèse. Cette étude vise à cerner les aspects importants concernant l'effet Nernst dans la phase pseudogap des cuprates, notamment l'identification claire de ses contributions provenant des quasiparticules normales et celle provenant de la supraconductivité. L'apport de notre groupe dans la communauté des cuprates par rapport à l'interprétation de l'effet Nernst est considérable et a permis un changement de paradigme. Cet article se veut ainsi une revue de ces résultats ainsi que de nouveaux afin de dresser un portrait global de l'effet Nernst dans la phase pseudogap. Notons que le besoin de la communauté pour ce genre de revue

se fait sentir depuis déjà plusieurs années. Mon rôle dans cette étude fût de mener sa réalisation de A à Z en compagnie du post-doc de l'époque Ramzy Daou. Nous avons pris les mesures et analysé les données. J'ai produit toutes les figures et rédigé l'article en compagnie de mon superviseur Louis Taillefer.

- R. Daou, J. Chang, D. LeBoeuf, **O. Cyr-Choinière**, F. Laliberté, N. Doiron-Leyraud, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy & L. Taillefer
Broken rotational symmetry in the pseudogap phase of a high- T_c superconductor
Nature **463**, 519 - 522 (2010).

Cet article présente les résultats du chapitre 5 de cette thèse. Cette étude de l'effet Nernst sur le cuprate le plus propre et ordonné, $YBa_2Cu_3O_y$, a révélé une anisotropie de la mesure dans les deux directions cristallographiques a et b indiquant une brisure de symétrie de rotation sous la température du pseudogap T^* . Ce résultat inédit a fortement attiré l'attention de l'ensemble de la communauté scientifique, qui ne pouvait dès lors ignorer l'existence et les implications de ce résultat expérimental, et a donc ouvert la porte à des théories tentant d'expliquer la mystérieuse phase pseudogap en terme d'ordre de rayure ou nématique. Étant donné que ce projet impliquait une grande quantité d'échantillons et de mesures, cette charge de travail a été partagée entre les membres de l'équipe et j'ai ainsi été impliqué dans une partie de l'ensemble de ces mesures. J'ai aussi corrigé, commenté et révisé le manuscrit avant et pendant le processus de soumission.

- **O. Cyr-Choinière**, G. Grissonnanche, S. Dufour-Beauséjour, J. Day, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, N. Doiron-Leyraud & L. Taillefer
Anisotropic Fermi-surface reconstruction in the pseudogap phase of the cuprate superconductor $YBa_2Cu_3O_y$
En préparation.

Cet article présentera les résultats du chapitre 6 de cette thèse. Cette étude de l'anisotropie de l'ensemble des coefficients de transport d' $YBa_2Cu_3O_y$, la suite naturelle de l'article décrit précédemment, montre une forte anisotropie planaire des coefficients thermoélectriques longitudinaux et transverses, en croissance parallèle avec l'ordre de charge, suggérant que ce dernier est nématique et cause la reconstruction anisotrope de la surface de Fermi. Ce travail s'inscrit parfaitement dans le contexte actuel avec les récents bouleversements de la communauté autour des questions d'ordre de charge et de nématicité. Il

devrait ainsi apporter une contribution incontournable à ce débat. Bien épaulé par Gaël Grissonnanche, doctorant dans le groupe, j'ai été leader de ce projet, de ses premiers balbutiements jusqu'à la rédaction du manuscrit. J'ai ainsi pu vraiment m'approprier ce projet comme un doctorant se doit de le faire.

- **O. Cyr-Choinière**, R. Daou, F. Laliberté, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J. Chang, J.-Q. Yan, J.-G. Cheng, J.-S. Zhou, J.B. Goodenough, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, Y. Tanaka, & L. Taillefer
Enhancement of the Nernst effect by stripe order in a high- T_c superconductor
[Nature](#) **458**, 743 - 745 (2009).

Cette étude de l'effet Nernst, le premier article de notre groupe sur le sujet, dans les cuprates avec ordre de rayures a clairement démontré que la remontée dans ce signal peut être causée par cet ordre et donc avoir une contribution significative autre que celle des fluctuations supraconductrices. En fait, cela a amené la communauté des cuprates à réviser l'interprétation de cet effet dans les supraconducteurs et à adopter la vision proposée au dépend de celle largement répandue (depuis 2000) par le groupe du professeur N.P. Ong de Princeton. Mon rôle dans cette étude fût de mener sa réalisation de A à Z en compagnie de Ramzy Daou. Ce dernier fût d'ailleurs le leader de ces premiers projets de thermoélectricité et nous avons ensemble mis sur pied l'expérience, pris les mesures et analysé les données. J'ai participé à la rédaction en soumettant des idées et commentaires tout au long du processus d'écriture, de sa préparation, à sa soumission à sa révision.

- G. Grissonnanche, **O. Cyr-Choinière**, F. Laliberté, S. René de Cotret, A. Juneau-Fecteau, S. Dufour-Beauséjour, M.-È. Delage, D. LeBoeuf, J. Chang, B.J. Ramshaw, D.A. Bonn, W.N. Hardy, R. Liang, S. Adachi, N.E. Hussey, B. Vignolle, C. Proust, M. Sutherland, S. Kramer, J.-H. Park, D. Graf, N. Doiron-Leyraud & L. Taillefer
Direct measurement of the upper critical field in a cuprate superconductor
[Nature Communications](#) **5**, 3280 (2014).

Cet article présente la conductivité thermique comme une sonde permettant de détecter le champ critique supérieur H_{c2} dans les cuprates. Les résultats montrent ainsi que le champ d'irréversibilité H_{vs} est égal à H_{c2} dans la limite $T \rightarrow 0$ et permettent d'établir le premier diagramme de phase température - champ magnétique traçant l'authentique H_{c2} dans le cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. Ce diagramme montre alors deux dômes bien distincts et

suggère la présence de deux points critiques quantiques d'où émergerait la supraconductivité. En compagnie de Gaël Grissonnanche et Nicolas Doiron-Leyraud, j'ai eu la chance de participer à cette excitante première mesure du H_{c2} en conductivité thermique au Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses de Grenoble en France. J'ai aussi participé à des mesures complémentaires à Sherbrooke, en plus de contribuer à la rédaction de l'article par la production de figures et en proposant des idées de sa préparation à sa soumission.

- J. Chang, N. Doiron-Leyraud, **O. Cyr-Choinière**, G. Grissonnanche, F. Laliberté, E. Hassinger, J-Ph. Reid, R. Daou, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi & L. Taillefer
Decrease of upper critical field with underdoping in cuprate superconductors
[Nature Physics](#) **8**, 751 - 756 (2012).

Cet article s'intéresse à la nature et l'étendue des fluctuations supraconductrices mesurées par l'effet Nernst et a permis d'identifier l'évolution non-monotone en dopage (chute sous le dopage optimal) du champ critique supérieur H_{c2} . En ce qui concerne la dépendance en dopage de H_{c2} , cette étude est en quelque sorte préliminaire à l'article décrit précédemment. Cela a d'ailleurs permis de résoudre une apparente contradiction quant à différentes évaluations précédentes du H_{c2} par d'autres groupes, et par la dépendance en dopage de ce dernier, cette étude est parvenue à écarter une des théories soutenue par nombre de physiciens depuis une quinzaine d'années. De plus, l'analyse des fluctuations supraconductrices dans le contexte de la théorie gaussienne, a amené la communauté à reconsidérer la nature de ces fluctuations dans le pseudogap des cuprates. Dans le cadre de ce projet, j'ai participé aux mesures d'effet Nernst au Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses de Grenoble, en plus de prendre part activement au processus d'écriture en soumettant des idées et des commentaires à toutes les étapes de la rédaction.

- **O. Cyr-Choinière**, S. Dufour-Beauséjour, M.-È. Delage, G. Grissonnanche, F.F. Tafti, E. Hassinger, F. Laliberté, S. René de Cotret, B.J. Ramshaw, D.A. Bonn, W.N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud & L. Taillefer
Interplay between Fermi-surface reconstruction and superconductivity in the cuprate $YBa_2Cu_3O_y$
En préparation.

Ce projet, en cours et dont la rédaction de l'article n'est pas terminée, constitue une autre branche d'expériences de transport que j'ai développée vers la fin de mon doctorat et dont je n'ai malheureusement pas l'occasion de discuter dans cette thèse ; les mesures sous pression hydrostatique. Dans le contexte de la reconstruction de la surface de Fermi et de la compétition de phase (notamment supraconductivité et ordre de rayures), nous avons récemment réalisé que ce paramètre de contrôle peut nous amener une foule de renseignements sur l'interaction entre ces phases. C'est pourquoi nous avons décidé de faire des mesures de résistance électrique (longitudinale et transverse) sous pression dans les cuprates $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ et $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Leader de ce projet, j'ai participé à presque toutes les expériences le concernant. En tant qu'étudiant sénior, j'ai aussi guidé / supervisé Sophie Dufour-Beauséjour, étudiante à la maîtrise dans le groupe. Notons aussi qu'à l'aide du post-doc Fazel Fallah Tafti, j'ai développé une nouvelle cellule de pression pouvant s'insérer dans le *PPMS* et donnant une grande flexibilité à ces mesures. Au-delà de cet article, les développements futurs de ce projet risquent de se poursuivre pendant plusieurs années dans le groupe.

Voici maintenant la liste complète des autres publications auxquelles j'ai participé à différents degrés pendant mon séjour dans le groupe Taillefer.

- G. Grissonnanche, S. Dufour-Beauséjour, F. Laliberté, A. Riopel, **O. Cyr-Choinière**, D. Graf, J. Day, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, N. Doiron-Leyraud & L. Taillefer
Fermi-surface reconstruction, upper critical field and Wiedemann-Franz law in the underdoped cuprate superconductor YBCO via thermal Hall measurements
En préparation.
- N. Doiron-Leyraud, S. Lepault, **O. Cyr-Choinière**, B. Vignolle, G. Grissonnanche, F. Laliberté, J. Chang, N. Barišić, M. K. Chan, L. Ji, X. Zhao, Y. Li, M. Greven, C. Proust & L. Taillefer
Hall, Seebeck and Nernst coefficients of underdoped $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$: Fermi-surface reconstruction in an archetypal cuprate superconductor
[Physical Review X **3**, 021019 \(2013\).](#)
- 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 & L. Taillefer

Lifshitz critical point in the cuprate superconductor $YBa_2Cu_3O_y$, from high-field Hall effect measurements

Physical Review B **83**, 054506 (2012).

- **O. Cyr-Choinière**, R. Daou, J. Chang, F. Laliberté, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, Y.J. Jo, L. Balicas, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J.B. Goodenough & L. Taillefer
Zooming on the Quantum Critical Point in Nd-LSCO
Physica C **470**, S12 - S13 (2010).
- R. Daou, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, S.Y. Li, F. Laliberté, **O. Cyr-Choinière**, Y.J. Jo, L. Balicas, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J.B. Goodenough & L. Taillefer
Linear temperature dependence of the resistivity and change in Fermi surface at the pseudogap critical point of a high- T_c superconductor
Nature Physics **5**, 31 - 34 (2009).
- R. Daou, **O. Cyr-Choinière**, F. Laliberté, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J.B. Goodenough & L. Taillefer
Thermopower across the stripe critical point of $La_{1.6-x}Nd_{0.4}Sr_xCuO_4$: Evidence for a quantum critical point in a hole-doped high- T_c superconductor
Physical Review B **79**, 180505(R) (2009).

Table des matières

Sommaire	iv
Contributions et Publications	viii
Table des matières	xiv
Liste des figures	xviii
Introduction	1
1 Les cuprates : Mise en contexte	4
1.1 Structure de base	5
1.2 Le diagramme de phase des cuprates	6
1.2.1 Région non dopée : Isolant de Mott	7
1.2.2 Région sur-dopée : Liquide de Fermi	10
1.2.3 Région intermédiaire : Supraconductivité	12
1.2.4 Région sous-dopée : Pseudogap	15
1.3 Ordres électroniques	20
1.4 Les scénarios	24
1.4.1 Phase précurseur	25
1.4.2 Phase en compétition	26
1.5 Résumé du chapitre	27
2 Les matériaux : YBCO et LSCO	29
2.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	30
2.1.1 Structure cristalline	30
2.1.2 Mécanisme de dopage	32

2.1.3	Ordre des atomes d'oxygène dans les chaînes de CuO	33
2.1.4	Détermination du dopage	34
2.1.5	Contribution des chaînes au transport	36
2.1.6	Échantillons d'YBCO mesurés	37
2.2	$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	39
2.2.1	Structure cristalline	39
2.2.2	Structure électronique	40
2.2.3	Substitution avec Nd ou Eu	42
2.2.4	Échantillons de LSCO mesurés	44
2.3	Résumé du chapitre	44
3	Méthodes expérimentales	45
3.1	Coefficients de transport	45
3.1.1	Définition des coefficients	45
3.1.2	Développement des coefficients de transport	46
3.1.3	Description des coefficients de transport	50
3.2	Techniques de mesure	57
3.2.1	Préparation des échantillons d'YBCO	57
3.2.2	Préparation des échantillons de LSCO	60
3.2.3	Montage	61
3.2.4	Sonde et Instruments	66
3.2.5	Déroulement de la mesure	73
3.3	Résumé du chapitre	77
4	L'effet Nernst ; sonde du pseudogap	78
4.1	L'effet Nernst dans les cuprates ; 2000-2009	79
4.2	Détection de la température du pseudogap	82
4.2.1	YBCO	82
4.2.2	LSCO	88
4.3	Contribution des fluctuations supraconductrices à l'effet Nernst	99
4.3.1	YBCO	99
4.3.2	LSCO	102
4.4	Comparaisons et Discussion	109
4.4.1	Comparaisons avec le groupe de Princeton	109
4.4.2	Discussion	115

4.5	Résumé du chapitre	121
5	Anisotropie de l'effet Nernst ; brisure de symétrie de rotation	123
5.1	Description d'une phase nématique électronique	124
5.2	Exemples de brisure de symétrie de rotation	130
5.2.1	Systèmes d'effet Hall quantique	130
5.2.2	$\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$	132
5.2.3	Pnictures	136
5.2.4	Cuprates	138
5.3	Anisotropie de l'effet Nernst dans YBCO	146
5.3.1	Isotropie de la température pseudogap T^*	146
5.3.2	Anisotropie du signal Nernst	146
5.4	Indépendance de l'anisotropie de l'effet Nernst par rapport aux chaînes .	154
5.5	Discussion	160
5.6	Anisotropie de l'effet Nernst dans Nd-LSCO	164
5.7	Résumé du chapitre	169
6	Test complet de l'anisotropie des coefficients de transport	171
6.1	Vers une investigation des coefficients transverses	172
6.1.1	Développement des coefficients thermoélectriques	172
6.1.2	Implications d'une anisotropie des coefficients transverses	174
6.2	Mesure des coefficients de transports	176
6.2.1	Justification de la méthodologie	176
6.2.2	Résultats des coefficients de transports	178
6.3	Anisotropie de la conductivité longitudinale	179
6.4	Isotropie de la conductivité de Hall	184
6.5	Anisotropie thermoélectrique longitudinale	187
6.6	Anisotropie thermoélectrique transverse	192
6.7	Anisotropie de la conductivité thermique	197
6.8	Dépendance en dopage	201
6.9	Discussion	208
6.10	Résumé du chapitre	218
	Conclusion	221

<i>Table des matières</i>	xvii
Annexe A Effet Nernst d'YBCO à plusieurs dopages	224
Annexe B Aimantation de LSCO à plusieurs dopages	231
Annexe C Effet Nernst d'YBCO axe-<i>a</i> et <i>b</i> à plusieurs dopages	235
Annexe D Anisotropie des coefficients de transport d'YBCO 6.67 n3	239
Bibliographie	241

Liste des figures

1.1	Schéma des plans de CuO_2 des cuprates et leur empilement	6
1.2	Diagramme de phase générique des cuprates des dopés en électrons et en trous	7
1.3	Schéma des bandes d'énergie de l'isolant de Mott dans les cuprates	8
1.4	Surface de Fermi de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ sur-dopé	11
1.5	Résistivité électrique quadratique en température dans le régime sur-dopé	12
1.6	Dépendance angulaire et phase du gap supraconducteur des cuprates	14
1.7	Détection du pseudogap par résonance magnétique nucléaire	15
1.8	Détection du pseudogap par déviation de la résistivité planaire	16
1.9	Dépendance en angle, en température et en dopage du pseudogap en ARPES	17
1.10	Schéma de l'évolution en température de la surface de Fermi en ARPES	18
1.11	Oscillations quantiques dans YBCO sous-dopé	19
1.12	Ordre de rayures détecté par neutrons dans $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	21
1.13	Ordre de charge dans YBCO détecté par RMN et rayons X	23
1.14	Diagrammes de phase des deux types de scénario expliquant le pseudogap	24
1.15	Diagrammes de phase générique des cuprates dopés en trous	27
2.1	Structure cristalline de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	30
2.2	Schéma des domaines dans la structure cristalline d'YBCO	31
2.3	Mécanisme de dopage par les chaînes	32
2.4	Superstructures d'ordre d'oxygène dans les chaînes d'YBCO	34
2.5	Relation T_c vs p dans YBCO	35
2.6	Contribution des chaînes à ρ et κ dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$	37
2.7	Cellule unité de la structure cristalline de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	40
2.8	Diagramme de phase de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	41
2.9	Diagramme de phase de $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ et $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	42

3.1	Schéma des mesures électriques et thermoélectriques	46
3.2	Photos d'un échantillon typique d'YBCO avec contacts d'or et fils d'argent	59
3.3	Schéma et photo du montage	62
3.4	Schéma et photo des thermocouples	63
3.5	Schéma d'une pastille du <i>PPMS</i> pour mesure de résistance électrique . .	68
3.6	Photo et plans de la sonde thermoélectrique du <i>PPMS</i>	70
3.7	Photos du <i>PPMS</i> et du banc de mesure de la sonde thermoélectrique . .	72
3.8	Représentation des étapes d'une mesure thermoélectrique	74
4.1	Diagramme de phase dopage-température de LSCO du groupe de Princeton	80
4.2	Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de la température .	83
4.3	Diagramme de phase de l'effet Nernst d'YBCO	84
4.4	Résistivité en fonction de la température ; Cuprates vs Pnictures	85
4.5	Carte de courbure de résistivité d'YBCO d'Ando	87
4.6	Coefficient de Nernst ν vs T d'Eu-LSCO à $x = 0.08, 0.10$ et 0.125	89
4.7	Coefficient de Nernst ν d'Eu-LSCO à $x = 0.125$ et de LSCO à $x = 0.12$ vs T	90
4.8	Coefficient de Nernst de Nd-LSCO, LSCO et Eu-LSCO à plusieurs dopages	92
4.9	Diagramme de phase de l'effet Nernst de Nd/Eu-LSCO	93
4.10	Comparaison de ν/T de Nd-LSCO, LSCO et Eu-LSCO au même dopage	94
4.11	$\Delta\rho$ vs T dans Nd-LSCO	95
4.12	Carte de courbure de résistivité de LSCO d'Ando	96
4.13	Coefficient de Nernst d'YBCO versus B à $p = 0.12$	101
4.14	Coefficient de Nernst de LSCO versus H à $x = 0.07, 0, 10$ et 0.12	104
4.15	Fluctuations supraconductrices dans l'effet Nernst de LSCO à $p = 0.15$.	105
4.16	Fluctuations gaussiennes en température dans l'effet Nernst d'Eu-LSCO .	107
4.17	Fluctuations gaussiennes en champ dans l'effet Nernst d'Eu-LSCO	108
4.18	Diagramme de phase $p - T$ de LSCO du groupe de Princeton revisité . .	111
4.19	Comparaison de N et $S \tan \theta_H$ dans Nd-LSCO à $p = 0.24$	113
5.1	Schéma des phases des cristaux liquides électroniques	125
5.2	Schéma des mécanismes pouvant produire une phase nématique électronique	128
5.3	Anisotropie de la résistance électrique dans un système d'effet Hall quantique	131
5.4	Anisotropie de la magnétorésistivité électrique planaire dans $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$.	133
5.5	Anisotropie de la résistivité électrique planaire dans $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$.	137
5.6	Anisotropie de la résistivité électrique planaire dans YBCO	139

5.7	Anisotropie de la conductivité micro-onde dans YBCO sous-dopé	142
5.8	Nématicité des excitations de spins par neutrons dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$	143
5.9	Patrons de modulation de la densité de charge en STM dans deux cuprates	144
5.10	Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.12$ pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$	147
5.11	Diagramme de phase d'YBCO pour l'effet Nernst selon a et b	148
5.12	Comparaison ν_a vs ν_b d'YBCO à plusieurs dopages	149
5.13	Évolution en dopage du coefficient de Nernst d'YBCO pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$	150
5.14	Ratio d'anisotropie du coefficient de Nernst d'YBCO	150
5.15	Anisotropie en différence du coefficient de Nernst d'YBCO	151
5.16	Différences et sommes de l'anisotropie de l'effet Nernst d'YBCO à $p = 0.12$	153
5.17	Ratio de la différence sur la somme de l'anisotropie de ν d'YBCO à $p = 0.12$	154
5.18	Ratio d'anisotropie du coefficient de Nernst et de conductivité d'YBCO .	156
5.19	Anisotropie de la conductivité électrique dans d'YBCO à $y = 6.97$ vs 6.998	158
5.20	Contribution des chaînes à l'anisotropie de l'effet Nernst d'YBCO à $p = 0.18$	159
5.21	Diagrammes de phase schématiques des transitions nématique et smectique	163
5.22	Coefficient de Nernst de Nd-LSCO à $p = 0.15$ pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$	165
5.23	Anisotropie en différence du coefficient de Nernst de Nd-LSCO à $p = 0.15$	166
5.24	Anisotropie de l'effet Nernst et de la résistivité de Nd-LSCO à $p = 0.15$.	167
5.25	Résistivité ρ_a et ρ_b de Nd-LSCO à $p = 0.15$	168
6.1	Photos des échantillons d'YBCO utilisés dans l'étude d'anisotropie	178
6.2	Coefficients de transport ρ , R_H , S et ν d'YBCO à $p = 0.12$ le long de a et b	179
6.3	Ratio d'anisotropie de la résistivité d'YBCO à $p = 0.12$	180
6.4	Conductivité électrique d'YBCO à $p = 0.12$ le long de l'axe- a et b	181
6.5	Ajustement de la contribution résistive des chaînes d'YBCO à $p = 0.12$.	182
6.6	Conductivité électrique des plans le long de b d'YBCO à $p = 0.12$	182
6.7	Ratio d'anisotropie de la conductivité électrique planaire d'YBCO à $p = 0.12$	183
6.8	Conductivité électrique transverse d'YBCO à $p = 0.12$ le long de l'axe- a et b	185
6.9	Différence et ratio de l'effet Hall d'YBCO à $p = 0.12$	185
6.10	Ratio d'anisotropie de S_a / S_b et de $\sigma_{bb} / \sigma_{aa}$ d'YBCO à $p = 0.12$	188
6.11	Anisotropie en différence du coefficient Seebeck d'YBCO à $p = 0.12$	189
6.12	Coefficients thermoélectriques longitudinaux α_{aa} et α_{bb} d'YBCO à $p = 0.12$	190
6.13	Anisotropie du coefficient α_{xx} d'YBCO à $p = 0.12$	191
6.14	Anisotropie en différence du coefficient de Nernst ν d'YBCO à $p = 0.12$.	193

6.15	Coefficient thermoélectrique transverse α_{xy} d'YBCO à $p = 0.12$	194
6.16	Anisotropie du coefficient α_{xy} d'YBCO à $p = 0.12$	195
6.17	Conductivité thermique longitudinale d'YBCO à $p = 0.12$ le long de a et b	198
6.18	Anisotropie de la conductivité thermique d'YBCO à $p = 0.12$	199
6.19	Dérivées en température des effets Hall et Seebeck	201
6.20	Coefficients de transport ρ, R_H, S et ν d'YBCO à $p = 0.11$ le long de a et b	202
6.21	Coefficients de transport ρ, R_H, S et ν d'YBCO à $p = 0.139$ le long de a et b	203
6.22	Anisotropie du coefficient Seebeck d'YBCO à $p = 0.11, 0.12$ et 0.139 . . .	204
6.23	Coefficients α_{aa} et α_{bb} d'YBCO à $p = 0.11$ et 0.139	206
6.24	Anisotropie du coefficient α_{xx} d'YBCO à $p = 0.11, 0.12$ et 0.139	206
6.25	Coefficients thermoélectriques transverses α_{xy} d'YBCO à $p = 0.11$ et 0.139	207
6.26	Anisotropie du coefficient α_{xy} d'YBCO à $p = 0.11, 0.12$ et 0.139	208
6.27	Anisotropie thermoélectrique et rayons X dans YBCO à $p = 0.12$	210
6.28	Anisotropie de ν , rayons X, RMN et effet Kerr d'YBCO à $p = 0.12$. . .	211
6.29	Comparaison de $\partial\rho/\partial T$ de CeRhIn ₅ , K-Ba122 et YBCO	213
6.30	Anisotropie de α_{xy} et dérivée de la résistivité d'YBCO à $p = 0.12$	214
6.31	Diagramme de phase de la reconstruction anisotrope de la surface de Fermi d'YBCO	216
A.1	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- a à $p = 0.078$	225
A.2	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- b à $p = 0.078$	225
A.3	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- a à $p = 0.11$	226
A.4	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- a à $p = 0.12$	226
A.5	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- a à $p = 0.132$	227
A.6	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- b à $p = 0.132$	227
A.7	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- a à $p = 0.150$	228
A.8	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- b à $p = 0.150$	228
A.9	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- b à $p = 0.161$	229
A.10	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- b à $p = 0.177$	229
A.11	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- a à $p = 0.180$	230
A.12	Coefficient de Nernst d'YBCO axe- b à $p = 0.180$	230
B.1	Aimantation de LSCO à $p = 0.06$	232
B.2	Aimantation de LSCO à $p = 0.07$	232
B.3	Aimantation de LSCO à $p = 0.09$	233

B.4	Aimantation de LSCO à $p = 0.12$	233
B.5	Aimantation de LSCO à $p = 0.17$	234
C.1	Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.078$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$. . .	236
C.2	Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.132$ à 10 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$. . .	236
C.3	Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.150$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$. . .	237
C.4	Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.177$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$. . .	237
C.5	Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.180$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$. . .	238
D.1	Coefficients de transport d'YBCO à $p = 0.12$ n_2 et n_3 le long de a et b . .	240

Introduction

La supraconductivité est une phase de la matière des plus fascinantes comme le démontrent ses propriétés de résistance électrique nulle et de diamagnétisme parfait. Ces deux propriétés étonnantes laissent imaginer une foule d'applications pouvant potentiellement révolutionner notre mode de vie. Toutefois, dans la majorité des matériaux où elle est présente, elle apparaît à des températures cryogéniques de l'ordre du zéro absolu (-273.15°C) complexifiant son application dans la vie de tous les jours. L'explication de la supraconductivité provient de la théorie BCS (ses auteurs Bardeen, Cooper, Schrieffer), un des grands succès de la physique théorique moderne, qui stipule que les électrons, sous l'influence des modes de vibrations du réseau cristallin (phonons), forment des paires, dites de Cooper, toutes en phase se déplaçant à la manière d'une vague ou d'un banc de poisson électronique. On peut ainsi dire que la supraconductivité est une des rares manifestations macroscopiques de la cohérence quantique microscopique (une autre étant le laser par exemple). Malgré la profonde compréhension du phénomène, la supraconductivité dans les systèmes métalliques est confinée à ces très basses températures.

La découverte de supraconductivité à haute température (35 K) en 1986 par Bednorz et Müller dans des oxydes de cuivre appelés cuprates [1] changea toutefois la donne. En effet, peu de temps après, cette température de transition supraconductrice fut repoussée au-dessus de la température d'ébullition de l'azote (77 K) et encore plus (maximum de 164 K [2]). Cette explosion de la température critique amena un enthousiasme certain dans la communauté par le potentiel élevé d'applications qui pourraient être réalisées à ces plus hautes températures. Toutefois, malgré nombre d'efforts, la supraconductivité dans les cuprates n'est toujours pas expliquée de façon complète et satisfaisante ; la théorie BCS ne s'appliquant pas directement. En fait, malgré que le mécanisme d'appariement des électrons reste à découvrir ou confirmer, la phase supraconductrice des cuprates est plutôt

bien caractérisée (notamment la symétrie- d du paramètre d'ordre). Il reste néanmoins une grande question à résoudre, soit la nature de la mystérieuse phase pseudogap. Cette phase, montrant des propriétés non conventionnelles, constitue l'état normal duquel apparaît la supraconductivité. Ainsi, sa compréhension permettrait d'apporter des réponses à la question du mécanisme d'appariement.

Une des façons expérimentales d'étudier la phase pseudogap est de mesurer les propriétés de transport des cuprates. En effet, en plus d'être des mesures de volume, elles fournissent une quantité importante d'informations sur la dynamique des quasiparticules. En effet, le transport électronique conventionnel nous renseigne sur la mobilité et la densité des charges, la structure de bande près de l'énergie de Fermi ainsi que les processus de diffusion. Le transport peut être électrique, thermique ou thermoélectrique (la combinaison des deux). L'application de champ magnétique permet même de faire des mesures transverses, et encore plus. Étant donné que les coefficients de transport électriques et thermoélectriques sont nuls dans l'état supraconducteur, un champ magnétique est nécessaire afin d'affaiblir la supraconductivité, de révéler l'état normal sous cette phase et d'en mesurer ses propriétés.

Cette thèse s'intéresse ainsi aux propriétés de la phase pseudogap par la mesure des coefficients de transport, en particulier le coefficient thermoélectrique de Nernst. La dépendance en température, en dopage, en matériaux et l'anisotropie des coefficients apportent des informations nouvelles et très pertinentes sur le pseudogap. En considérant les récents développements et travaux de la communauté sur le sujet, cette thèse apporte des pistes de solutions à la révélation de la nature du pseudogap.

Les trois premiers chapitres de cette thèse présentent respectivement une mise en contexte des cuprates comme systèmes, les propriétés spécifiques des matériaux étudiées (les cuprates dopés en trous $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) et ceux de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO)) et un portrait des techniques expérimentales employées dans ce travail. Les trois chapitres suivants, le coeur de la thèse, contiennent les nouveaux résultats de la thèse et leur discussion.

Le chapitre 4 présente l'effet Nernst comme une sonde sensible à l'apparition du pseudogap à la température T^* par des mesures à plusieurs dopages dans les cuprates YBCO et ceux de la famille de LSCO. Ces mesures montrent aussi l'étendue restreinte en température des fluctuations supraconductrices dans le pseudogap. À partir de ces observations,

un diagramme de phase dopage-température est établi pour ces deux matériaux.

Le chapitre 5 présente une importante anisotropie planaire de l'effet Nernst apparaissant à T^* dans YBCO et Nd-LSCO indiquant que la phase pseudogap présente une forte anisotropie violant la symétrie de rotation C_4 et peut ainsi être vue comme une phase nématique. Cette phase pseudogap nématique est alors proposée comme étant une phase de fluctuations des ordres de charge et/ou spin détectés à plus basse température.

Le chapitre 6 présente une étude complète de l'anisotropie des coefficients de transport électrique (σ) et thermoélectrique (α) dans YBCO (aux dopages $p = 0.11, 0.12$ et 0.139). L'anisotropie des coefficients thermoélectriques longitudinaux (S, α_{xx}) démontre sans ambiguïté la présence d'une forte anisotropie violant la symétrie de rotation C_4 dans le pseudogap. De plus la forte anisotropie des coefficients thermoélectriques α_{xx} et α_{xy} , croissante sous T_{nem} et $T_{\text{RSF}\alpha}$, pointe vers une reconstruction anisotrope de la surface de Fermi en une petite pochette d'électrons et possiblement de trous. La coïncidence de la croissance des anisotropies thermoélectriques et de l'ordre de charge à partir de la même température T_{CDW} suggère que l'ordre de charge est nématique et responsable de la reconstruction anisotrope de la surface de Fermi. Il est alors proposé que la phase pseudogap consiste en cet ordre de charge se stabilisant sous T_{CDW} avec un régime de fluctuations de cet ordre entre T^* et T_{CDW} .

Chapitre 1

Les cuprates : Mise en contexte

La découverte en 1986 par Bednorz et Müller de la supraconductivité dans le matériau $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ avec une température critique $T_c = 35 \text{ K}$ [1] affecta profondément le domaine de la physique de la matière condensée. En effet, cette découverte amena la communauté à se pencher sur une nouvelle famille de supraconducteurs ; les cuprates. Ces céramiques d'oxydes de cuivre étaient plutôt connus pour être semiconducteurs ou même isolants ; rendant la découverte d'autant plus surprenante. En fait, avant ce moment, la supraconductivité était principalement observée dans des systèmes métalliques avec une température critique maximale de $T_c = 23 \text{ K}$ (Nb_3Ge). L'enthousiasme généré par cette révélation amena rapidement la découverte de supraconductivité dans d'autres cuprates dont $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ en 1987 par Wu *et al.* à $T_c = 92 \text{ K}$ [3]. Cette quête de la température critique maximale amena le record absolu de $T_c = 164 \text{ K}$ dans $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ sous haute pression [2]. L'existence de supraconductivité au-dessus de la température d'ébullition de l'azote (77 K) dans ces systèmes les rendirent rapidement prometteurs pour des applications technologiques. Cependant, jusqu'à ce jour, la motivation principale de la communauté scientifique a été de comprendre les mécanismes fondamentaux de la supraconductivité dans ces matériaux, afin de pousser la T_c encore plus haut et, telle une quête du Graal, de l'amener vers la température ambiante.

Malgré tous les efforts déployés depuis près de trois décennies pour comprendre ces systèmes, et la quantité astronomique de résultats expérimentaux et théoriques en découlant, il n'existe toujours pas de théorie complète permettant d'expliquer la nature de la supraconductivité dans les cuprates et plus particulièrement leur diagramme de

phase. En fait, le diagramme de phase des cuprates en fonction de la température, du dopage chimique, du champ magnétique et de la pression représente tout un défi pour une théorie, étant donné que plusieurs phases différentes (isolante, métallique, magnétique, supraconductrice, *etc.*) coexistent pour donner des résultats spectaculaires et inattendus. Ce chapitre dresse ainsi un portrait des éléments importants de la physique des cuprates en abordant chacune de ces phases du diagramme de phase. Cet exercice permettra au lecteur d'avoir en main tous les éléments pertinents et nécessaires à la compréhension des chapitres subséquents de la thèse. Notons qu'il s'agit d'un bref survol et qu'il existe plusieurs revues plus exhaustives sur les cuprates auxquelles le lecteur peut se référer (voir par exemple les réfs. [4–8]).

1.1 Structure de base

Les cuprates forment une vaste famille de supraconducteurs qui se sépare elle-même en plusieurs sous-familles [9]. Malgré cette zoologie de matériaux différents, les cuprates partagent des propriétés génériques structurales et électroniques. En effet, l'élément commun des cuprates, la brique élémentaire, est un arrangement planaire d'atomes de cuivre et d'oxygène, d'où ils tiennent leur nom. Les atomes d'O s'insèrent entre les atomes de Cu formant un réseau carré (sur les coins) (voir Figure 1.1). Ces couches (ou plans) d'oxyde de cuivre CuO_2 sont empilées les unes au-dessus des autres en étant intercalées de couches isolantes. Ces couches isolantes, habituellement des oxydes de terre rare, servent de réservoir de charge en donnant ou en acceptant des électrons des couches de CuO_2 . C'est d'ailleurs en changeant la composition et la concentration de ces couches isolantes qu'on peut doper les plans de CuO_2 et accéder au diagramme de phase. À cause de ces couches isolantes, les plans de CuO_2 sont faiblement couplés entre eux et on considère donc les cuprates comme des matériaux quasi-bidimensionnels (quasi-2D). C'est pourquoi la physique électronique intéressante et pertinente de ces matériaux se passe dans les plans de CuO_2 et qu'on considère que leur compréhension s'avère la clé à la résolution du problème.

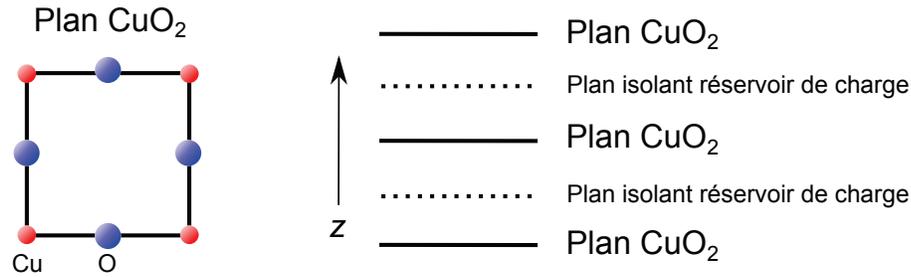


FIGURE 1.1 – Schéma de la base formant les plans de CuO_2 des cuprates (à gauche), ainsi que leur empilement le long de l'axe- c (à droite) avec intercalation de plans (oxyde de terre rare) isolants réservoirs de charge. Figure inspirée de la réf. [5]

1.2 Le diagramme de phase des cuprates

À partir de leurs composés parents, les cuprates peuvent être dopés en ajoutant ou en enlevant des électrons dans les plans de CuO_2 (via substitution dans les couches isolantes). Dans le premier cas, on parlera des dopés en électrons, et dans le deuxième des dopés en trous. L'effort de recherche de la communauté cuprate a plus porté sur les dopés en trous, probablement parce qu'ils sont plus faciles à croître que ceux dopés en électrons et qu'ils ont généralement des T_c plus élevées. Dans cette thèse, nous allons nous concentrer sur les dopés en trous, en particulier sur deux matériaux très étudiés ; $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) et $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO). Le chapitre 2 porte sur la description plus spécifique de ces deux matériaux.

Le dopage change fondamentalement la nature électronique des cuprates. En effet, à dopage nul, ils sont des isolants de Mott antiferromagnétiques, qui, lorsque sur-dopés, deviennent carrément des métaux ayant les caractéristiques d'un liquide de Fermi. Toutefois, entre ces deux extrêmes de dopage, on retrouve une phase supraconductrice précédée à plus haute température d'une phase appelée pseudogap. La Figure 1.2 présente un aperçu de ces phases dans les dopés en électrons et en trous. Abordons maintenant chacune de ces phases importantes du diagramme de phase générique des cuprates.

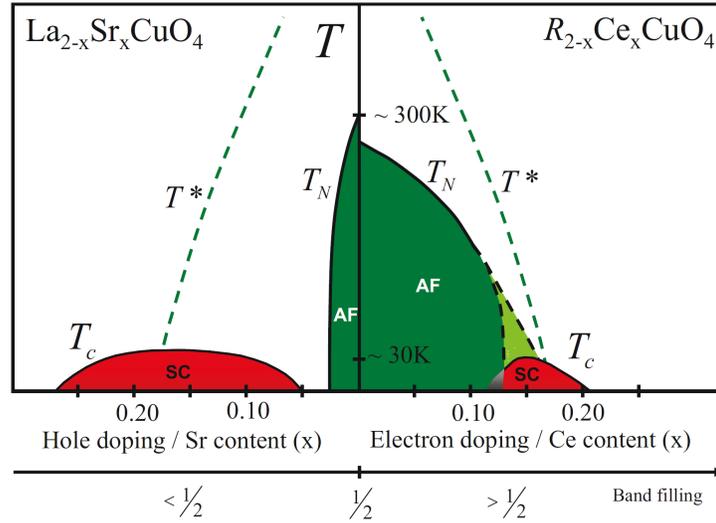


FIGURE 1.2 – Diagramme de phase dopage-température générique des cuprates montrant les deux types de dopage ; à gauche, les dopés en trous (comme $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ montré ici) et à droite, les dopés en électrons (comme $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ montré ici). On retrouve la phase antiferromagnétique (AF) sous T_N , la supraconductivité (SC) sous T_c , le pseudogap (PG) sous T^* et le régime métallique (FL). L'asymétrie qui saute aux yeux est l'étendue en dopage très différente de la phase AFM de chaque côté, ainsi que de la phase SC. Figure tirée de la réf. [10]

1.2.1 Région non dopée : Isolant de Mott

Dans les plans de CuO_2 du composé parent non dopé des cuprates, le cation Cu^{2+} est dans la configuration orbitale $3d^9$, tandis que l'anion O^{2-} est dans celle $2p^6$. La structure cristalline tétragonale favorise la symétrie $d_{x^2-y^2}$ pour les orbitales $3d$ du Cu. La bande demi remplie (un trou libre) de cette orbitale se trouve très près en énergie mais juste au-dessus des bandes formées des orbitales du Cu et de l'O remplies. L'hybridation des orbitales $3d_{x^2-y^2}$ du Cu et des $2p_x$ et $2p_y$ de l'O donne une seule bande demi remplie (antiliante) (voir Figure 1.3). Cette bande étant demi remplie devrait, selon la théorie des bandes, donner un métal avec une surface de Fermi couvrant la moitié de la zone de Brillouin [11]. Toutefois, le composé parent non dopé des cuprates n'est pas un métal, au contraire il s'agit d'un isolant.

Ce caractère isolant provient de la forte interaction électronique, grandes pour les bandes demi remplies. C'est d'ailleurs à cause de ces fortes interactions que les calculs

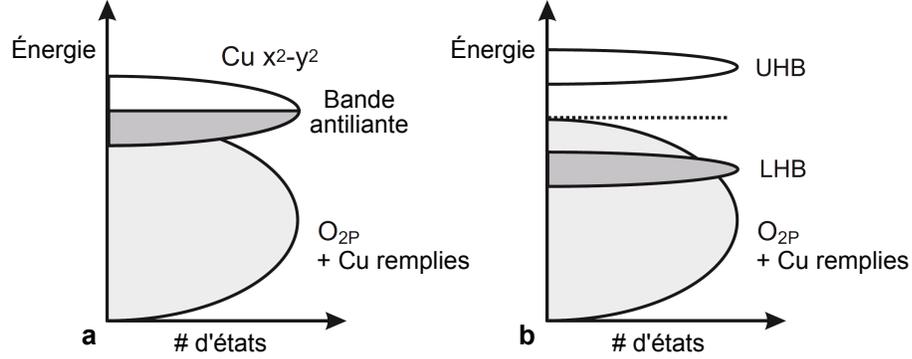


FIGURE 1.3 – Schéma des bandes d'énergie de l'isolant de Mott dans les cuprates. **a)** En ne considérant pas les interactions, on trouve une bande demi remplie (antiliante) qui devrait donner une surface de Fermi. **b)** Avec les interactions, la bande hybridée se sépare en deux bandes, les bandes de Hubbard supérieure (UHB) et inférieure (LHB). Le gap d'énergie U entre elles donne un isolant. Figure adaptée de la réf. [12].

de structure de bande LDA (Local Density Approximation) et DFT (Density Functional Theory) donnent le mauvais résultat (métal) [11]. Pour qu'un électron passe d'une bande demi-remplie $3d^9$ à l'autre, afin d'y ajouter un deuxième électron pour qu'elle devienne $3d^{10}$, et l'enlever à l'autre pour qu'elle devienne $3d^8$, l'électron doit combattre une forte répulsion de Coulomb. Lorsque cette énergie de Coulomb, appelée énergie de Hubbard U , est supérieure au gain en énergie cinétique causé par le saut, t équivalent à la largeur de bande, les électrons se localisent. C'est ce qui se produit dans les cuprates [6]. Cette interaction peut être représentée dans le modèle de Hubbard à une bande par l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H}_{\text{Hubbard}} = -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} (c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + c.h.) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}, \quad (1.1)$$

où $c_{i\sigma}^\dagger$ ($c_{i\sigma}$), l'opérateur de création (d'annihilation), crée (détruit) un fermion de spin σ au site i avec son opérateur nombre de particule associé $n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma}$, les sites i et j étant premiers voisins.

L'impact de cette énergie de Hubbard est de séparer la seule bande antiliante en deux bandes ; les bandes de Hubbard supérieure (UHB) et inférieure (LHB) (voir Fig. 1.3). Ces bandes, séparées en énergie par U , donnent un gap de transfert de charge de l'ordre de 2 eV [5]. Le potentiel chimique se trouvant entre ces bandes, le gap confère aux matériaux

des propriétés isolantes et on les appelle des isolants de Mott. Les cuprates non dopés (demi remplis) sont ainsi des isolants de Mott [6].

Étant une représentation plutôt simple du système, le modèle de Hubbard à une bande peut être encore plus réduit en prenant la limite des grandes valeurs de U ($U \gg t$). Cette limite amène une interaction d'échange entre les spins de Cu qui permet à ces fermions, en effectuant des sauts virtuels d'un site à l'autre, de diminuer leur énergie de $J = 4t^2 / U$, l'énergie de superéchange, lorsqu'ils sont antiparallèles (à cause du principe d'exclusion de Pauli) [6]. Il est représenté par un Hamiltonien de type Heisenberg, provenant d'un développement au deuxième ordre en t / U en théorie des perturbations de l'Hamiltonien de Hubbard (équation 1.1) :

$$\mathcal{H}_{\text{Heisenberg}} = J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1.2)$$

où \mathbf{S}_i est l'opérateur de spin au site i .

L'interaction antiferromagnétique énergétiquement favorable ($J > 0$) amène le système à former un état antiferromagnétique (AFM) où les spins alternent de direction d'un site à l'autre; un réseau de Néel. Dans La_2CuO_4 , un cuprate standard, J est de l'ordre de 1500 K [6], bien au-delà de sa température de Néel $T_N = 350$ K, où l'ordre magnétique s'établit à longue portée. Cette grande différence provient probablement du faible couplage interplan, réduisant les interactions le long de l'axe- z et donnant un caractère quasi-2D aux cuprates. En effet, le théorème de Mermin-Wagner nous apprend qu'un ordre brisant spontanément une symétrie continue (comme l'AFM) ne peut s'établir dans un système (parfaitement) 2D (ou 1D) à température finie et est très sensible aux fluctuations [13]. Dans le cas des cuprates, le caractère bidimensionnel produirait de fortes fluctuations qui, malgré une interaction antiferromagnétique très élevée (grand J), réduirait la température à laquelle l'ordre AFM se stabilise. Cette bidimensionnalité couplée au théorème de Mermin-Wagner s'avère un élément important dans la physique des cuprates.

Lorsqu'on vient doper (en trous) les plans de CuO_2 , on leur enlève des électrons et les trous qui en résultent peuvent sauter d'un site de Cu à l'autre, détruisant ainsi le réseau de Néel, car chaque spin retiré brise une liaison avec quatre voisins. Ainsi, techniquement parlant, l'isolant de Mott n'existe que dans le composé parent à dopage nul. Toutefois,

dans le diagramme de phase dopage-température $p - T$, la phase antiferromagnétique survit lorsqu'on augmente le dopage, mais la température de Néel T_N chute rapidement pour faire disparaître la phase autour de $p \sim 0.05$.

Une approche dans la compréhension théorique des cuprates et de leur diagramme de phase consiste à prendre l'isolant de Mott comme point de départ et d'ajouter des charges (isolant de Mott dopé) [6] pour arriver éventuellement à un liquide de Fermi (tout en passant par une phase supraconductrice). Cette approche, considérée couplage-fort, s'oppose à une autre où le point de départ est plutôt le liquide de Fermi à dopage élevé auquel on enlève des porteurs (couplage-faible). Voyons maintenant comment se comporte cet état à dopage élevé et pourquoi on le considère un liquide de Fermi.

1.2.2 Région sur-dopée : Liquide de Fermi

Dans la région sur-dopée, plusieurs preuves expérimentales tendent à confirmer que l'état fondamental des cuprates est métallique car ils présentent des caractéristiques d'un liquide de Fermi et qu'ils peuvent ainsi être considérés comme tel. La définition physique la plus standard d'un métal est probablement qu'ils possèdent des porteurs au niveau de Fermi ; soit une surface de Fermi bien définie. Pour ce qui est des cuprates sur-dopés, l'existence d'une surface de Fermi a été confirmée par deux types d'expérience identifiant sans ambiguïté cette surface. D'une part, des mesures d'oscillations quantiques (de résistance et d'aimantation) dans le cuprate dopé en trous ($p \approx 0.25$) $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Tl-2201) ont montré que ce matériau possède une surface de Fermi [14] (voir Figure 1.4 **a,b**). La fréquence observée de 18.1 kT, étant reliée à l'aire extrême de la surface de Fermi autour de laquelle les électrons orbitent, donne une unique et grande surface quasi-2D de type trou, occupant 65% de la zone de Brillouin. D'autre part, cette surface de Fermi a été préalablement détectée par spectroscopie de photoémission résolue en angle (ARPES) [15] et d'oscillations de magnétorésistance angulaire (ADMR) [16]. Ces deux techniques obtiennent une grande surface de trou circulaire centrée à (π, π) occupant respectivement 63% et 62% de la zone de Brillouin (voir Fig. 1.4 **b,c**).

La taille de la surface de Fermi extraite de ces mesures correspond d'ailleurs à la prédiction des calculs de structure de bande donnant $n = 1 + p$, où n est la densité de porteurs et p le nombre de trous par Cu par plan [17]. Cette prédiction est aussi

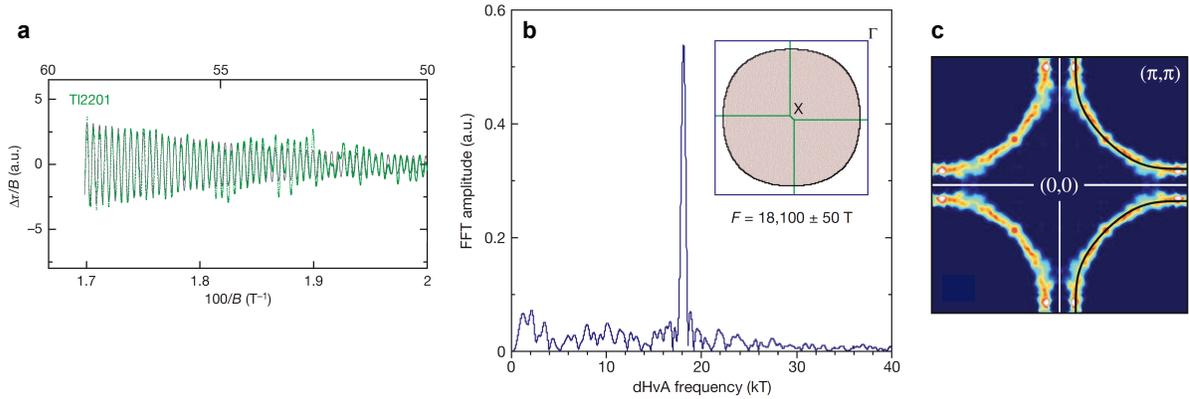


FIGURE 1.4 – Surface de Fermi de $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ (Tl-2201) sur-dopé détectée par trois mesures distinctes. Celles-ci trouvent une surface cylindrique quasi-2D de type trou occupant environ 65% de la zone de Brillouin et centrée à (π, π) . **a**) Oscillations quantiques de l'aimantation (dans le torque) ($\Delta\tau / B$ de Tl-2201 tracées en $1/B$ (l'axe du haut montre le champ correspondant) [14]. **b**) Transformée de Fourier rapide (FFT) des oscillations en **a** qui indique une unique et grande fréquence de 18.1 kT. L'encart montre la section transversale de la surface de Fermi du même matériau extraite par ADMR [16]. **c**) Surface de Fermi de Tl-2201 détectée par ARPES [15] avec ligne noire représentant la surface extraite du calcul de structure de bande. Ces mesures confirment le caractère liquide de Fermi des cuprates sur-dopés.

confirmée par la mesure de l'effet Hall à basse température dans Tl-2201 sur-dopé qui donne exactement $R_H = 1/e(1+p)$, avec e la charge élémentaire de l'électron prise positive (trous) [18].

De plus, les métaux sont connus pour suivre la théorie des liquides de Fermi, c'est-à-dire que les dépendances en température des quantités thermodynamiques correspondent à celles d'électrons sans interactions (malgré que la masse soit renormalisée). Cette description peut sembler extrême pour les cuprates, où la forte interaction entre les électrons donne à dopage nul un isolant de Mott, mais il s'avère que les cuprates sur-dopés montrent des signatures typiques d'un liquide de Fermi. En effet, des mesures de transport de charge et de chaleur dans Tl-2201 sur-dopé ($p = 0.26$) ont montré que les conductivités thermique κ et électrique σ sont reliées à très basse température (et à haut champ pour être dans l'état normal) par le nombre de Lorentz L_0 : $\kappa/T = L_0\sigma$ [21]. Autrement dit, la loi de Wiedemann-Franz, une des propriétés les plus fondamentales d'un liquide de Fermi, est valide dans ce régime. Notons qu'elle a aussi été vérifiée dans LSCO sur-dopé ($p = 0.30$) [19]. D'ailleurs ces mêmes mesures sur LSCO ont montré une dépendance en

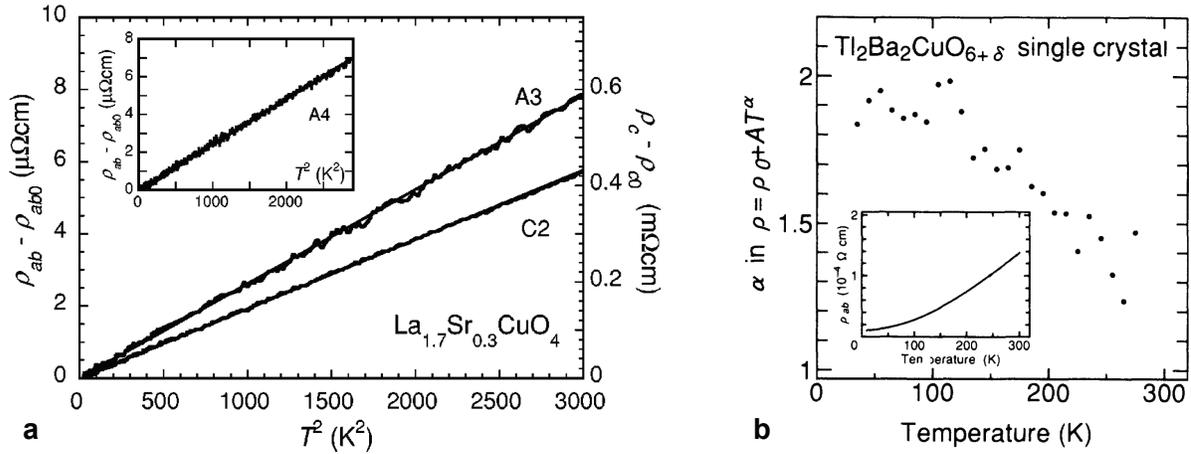


FIGURE 1.5 – **a**) Résistivité électrique planaire (et selon c) de $\text{La}_{1.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CuO}_4$, sans sa contribution résiduelle à $T = 0$, tracée en $\rho_{ab} - \rho_{ab0}$ ($\rho_c - \rho_{c0}$) vs T^2 et suivant cette dépendance quadratique jusqu'à environ 50 K. **b**) Exposant α de la dépendance en température de la résistivité $\rho = \rho_0 + AT^\alpha$ de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ sur-dopé. α est extrait d'un ajustement avec un intervalle de 50 K pour différentes températures et extrapole vers une valeur de 2 pour $T \rightarrow 0$. L'encart montre les données brutes. Ces mesures confirment le caractère liquide de Fermi des cuprates sur-dopés. Les panneaux **a** et **b** sont tirées des réfs. [19,20].

T^2 de la résistivité électrique, typique d'un liquide de Fermi [19] (voir Figure 1.5). Ce comportement avait aussi été observé plus tôt dans $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ sur-dopé [20].

Ainsi, cette multitude de mesures différentes sur les cuprates sur-dopés arrivent à l'unique conclusion qu'ils possèdent une grande surface de Fermi cylindrique de trous et qu'ils sont bel et bien des liquides de Fermi. Lorsqu'ils ne sont pas dopés, les cuprates sont des isolants de Mott antiferromagnétiques, tandis que lorsqu'ils sont sur-dopés, ils sont des liquides de Fermi. La question à se poser est donc comment passe-t-on de l'un à l'autre en dopant et que se passe-t-il dans cette région intermédiaire dite sous-dopée ?

1.2.3 Région intermédiaire : Supraconductivité

La supraconductivité dans les cuprates est très comparable à celle observée dans les supraconducteurs conventionnels. Tout d'abord, cet état supraconducteur montre une résistance nulle ainsi qu'un effet Meissner. De plus, des expériences ont montré une quantification de la charge en unité de $2e$, démontrant que cet état forme des paires de Co-

oper [22]. Toutefois, la courte longueur de cohérence des cuprates, de l'ordre de 20 Å dans le plan et 2 Å entre les plans à dopage optimal, consiste en une différence significative avec les supraconducteurs conventionnels, où elle est plutôt grande, de l'ordre de la centaine d'Å [5].

Une différence encore plus importante entre les cuprates et les supraconducteurs conventionnels est la symétrie du paramètre d'ordre supraconducteur. En effet, dans le cas des conventionnels, l'appariement des électrons est isotrope dans l'espace des impulsions et le paramètre d'ordre a une symétrie de type- s (avec un spin et un moment orbital nul ; $S = 0, L = 0$), formant un gap constant autour de la surface de Fermi. Toutefois, les cuprates présentent un paramètre d'ordre supraconducteur avec une symétrie de type- d ($S = 0, L = 2$) qui, à cause du caractère quasi-2D des plans, est dans la représentation $d_{x^2-y^2}$. En effet, plusieurs mesures ont montré des signatures de cet état, dont la dépendance en T^3 du taux de relaxation spin-réseau en résonance magnétique nucléaire [23], la présence de noeuds dans le gap détectés par la dépendance linéaire en température de la longueur de pénétration [24], la dépendance angulaire du gap supraconducteur ; $\Delta(\mathbf{k}) \sim \Delta_0[\cos(k_x a) - \cos(k_y a)]$, mesuré par ARPES [25, 26] et le changement de signe du paramètre d'ordre sous rotation de $\pi/2$ dans les expériences de jonctions Josephson sensibles à la phase [27, 28]. La Figure 1.6 présente deux de ces résultats montrant la dépendance angulaire du paramètre d'ordre supraconducteur (le gap) $d_{x^2-y^2}$ des cuprates.

La symétrie du paramètre d'ordre faisant consensus, le mécanisme d'appariement (la "colle") est quant à lui encore sujet à débat. L'interaction électron-phonon, contrairement aux supraconducteurs conventionnels, n'est pas un candidat pour cet appariement étant donné la symétrie du paramètre d'ordre [5]. De plus, la chute de la diffusion inélastique dans l'état supraconducteur (comparé à l'état normal) (voir les mesures de conductivités micro-onde [29], thermique [30], infrarouge [31] et photoémission [32]) ne serait pas attendue du mécanisme électron-phonon étant donné que les phonons ne sont pas gappés dans l'état supraconducteur. En fait, cette chute de diffusion suggère plutôt un mécanisme d'appariement électron-électron ; ceux-ci étant gappés sous T_c . Dans les cuprates, la présence d'une phase antiferromagnétique à faible dopage qui disparaît lorsque la supraconductivité émerge n'est pas sans rappeler le diagramme de phase des fermions lourds [33, 34], des supraconducteurs organiques [35] ou même plus récemment des supraconducteurs à base de fer [36], systèmes dans lesquels le mécanisme d'appariement

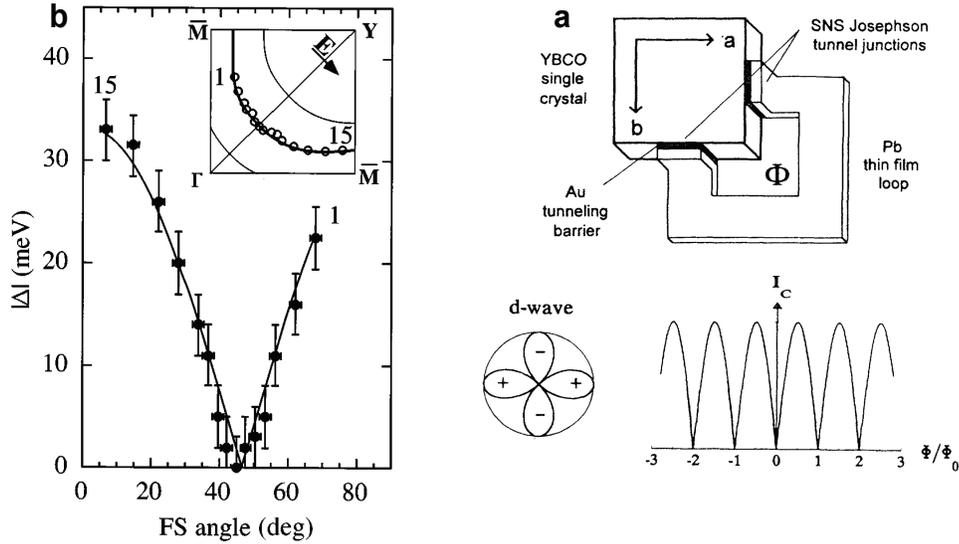


FIGURE 1.6 – Dépendance angulaire et phase du gap supraconducteur $d_{x^2-y^2}$ des cuprates
 a) Amplitude du gap $|\Delta|$ en fonction de l'angle azimuthal autour de la surface de Fermi mesurée par ARPES [26] avec ligne correspondant à un ajustement pour un gap de type- d . On peut voir l'amplitude maximale à 0° (le long de $(\pi, 0)$) et nulle à 45° (le long de (π, π)). b) Haut : Schéma de la configuration de l'expérience de jonction Josephson (SNS) en coin formée de Pb, Au et YBCO [27] avec les axes a et b de ce dernier perpendiculaires aux jonctions. Bas : Prédiction de la forme du courant Josephson mesuré dans cette configuration pour un gap de type- d , changeant de signe pour une rotation de $\pi/2$ [27].

semble être les fluctuations de spins antiferromagnétiques. Ainsi, celles-ci ont été suggérées comme mécanisme d'appariement pour les cuprates, d'autant plus qu'elles favorisent naturellement un paramètre d'ordre de type- d . Toutefois, cette question reste ouverte et est l'enjeu de nombreux débats dans la communauté des cuprates. Nous reviendrons **plus tard**, sur les différents scénarios pouvant expliquer le diagramme de phase des cuprates et en particulier la nature de la supraconductivité.

Notons aussi que, comme caractéristique particulière de l'état supraconducteur des cuprates, la température critique T_c n'est pas proportionnelle au gap supraconducteur Δ , comme dans le cas BCS. Toutefois, le ratio de la densité superfluide sur la masse effective n_s/m^* augmente linéairement avec T_c [37]. La densité superfluide augmente ainsi avec le dopage en trous et est d'ailleurs particulièrement faible dans les cuprates (comparé aux supraconducteurs conventionnels) [38].

Afin d'élucider cette question il s'avère important d'étudier l'état normal duquel la

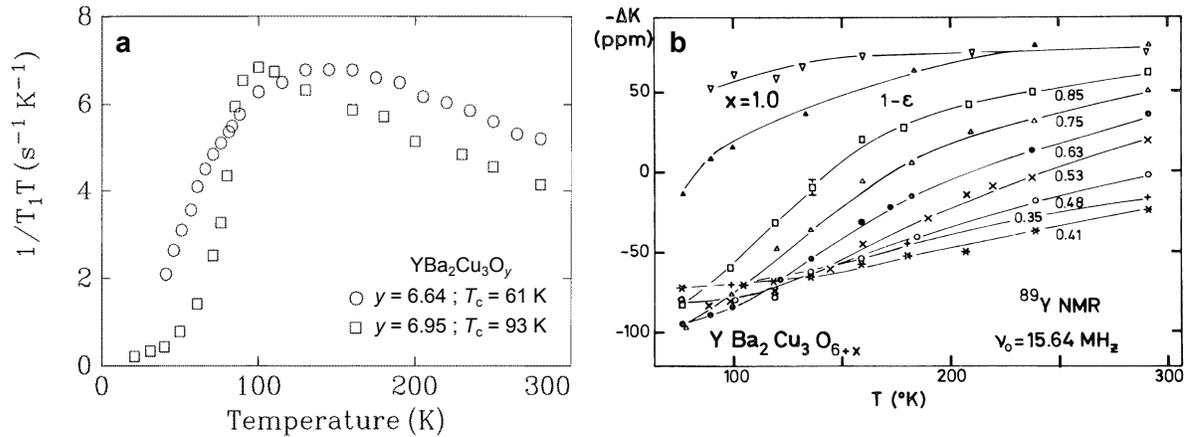


FIGURE 1.7 – Détection du pseudogap par résonance magnétique nucléaire (RMN) **a)** Chute du taux de relaxation $1/T_1T$ sous T_c pour YBCO à dopage optimal (carrés) et sous T^* ($\approx 150 \text{ K}$) pour YBCO sous-dopé (cercles). Figure adaptée de la réf. [8] dont les données sont tirées de la réf. [39]. **b)** Chute du “Knight shift” ΔK sous T^* à différents dopage x de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Figure tirée de la réf. [40].

supraconductivité émerge. La complexité de cet état, dans la région sous-dopée, a amené un grand mystère sur sa nature. Voyons de quelle phase il s’agit.

1.2.4 Région sous-dopée : Pseudogap

Dans la région sous-dopée du diagramme de phase (soit sous le dopage optimal où la T_c est maximale), à des températures supérieures à T_c , se trouve la phase pseudogap. Il s’agit d’une phase présentant des propriétés non attendues et on pourrait définir le pseudogap comme un gap partiel d’énergie supprimant une partie de la densité d’états au niveau de Fermi. Cette phase a suscité beaucoup de questionnements, et une quantité impressionnante de données expérimentales et de modèles théoriques ont tenté de l’expliquer depuis 25 ans. D’ailleurs, plusieurs revues traitent en détail de cette “mystérieuse” phase [7, 8]. En fait, l’identification du mécanisme d’appariement ainsi que de la nature de la phase pseudogap constituent les deux grandes énigmes à résoudre dans le domaine des cuprates. Voyons d’abord comment le pseudogap a été découvert et ensuite de quelles autres façons il est détecté.

La phase pseudogap fût observée la première fois en 1989 par RMN (résonance ma-

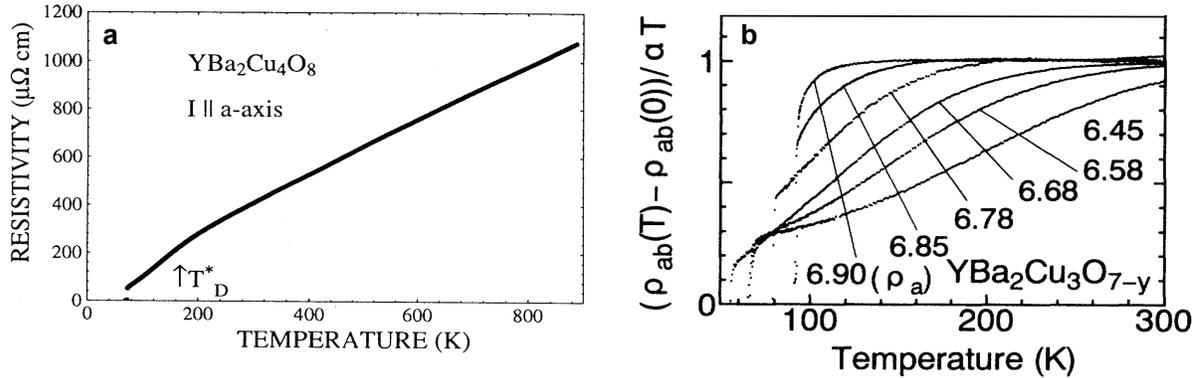


FIGURE 1.8 – Détection du pseudogap par déviation de la dépendance linéaire en température de la résistivité électrique dans le plan ρ_{ab} dans YBCO. Panneau **a** montre que la résistivité linéaire persiste à très haute température dans le régime de “métal étrange”. Panneau **b** trace ρ_{ab} sans sa contribution résiduelle et divisée par sa pente linéaire et montre la dépendance en dopage de la température de cette déviation qui corrèle avec T^* . Panneaux **a** et **b** tirés respectivement des réfs. [41, 42].

gnétique nucléaire) dans la dépendance en température du taux de relaxation spin-réseau ($1/T_1$) d’YBCO sous-dopé [39]. Dans cette mesure les spins nucléaires excités relaxent en échangeant de l’énergie avec leur environnement, principalement les électrons de conduction. Les données (voir Figure 1.7) montrent une chute de $1/T_1 T$ sous T_c pour YBCO à dopage optimal (à cause de la formation de singulet de spin), tandis que la chute pour YBCO sous-dopé commence à une température plus élevée que T_c , soit à T^* , la température du pseudogap. Cette dernière observation suggère qu’un gap de spin se forme sous T^* dans l’état normal sous-dopé, comme si la formation d’états singulets se faisait au-dessus de T_c . D’autres mesures de RMN (voir Fig. 1.7), à l’aide du “Knight shift” (une déviation par rapport à la fréquence de résonance qui est proportionnelle à la densité d’états au niveau de Fermi), vinrent montrer la dépendance en dopage de T^* [40] : à partir du dopage optimal, T^* augmente lorsque le dopage diminue, à l’opposée de T_c . Ainsi, la RMN apporta comme information qu’il y a une diminution de la densité d’état à T^* possiblement reliée à l’ouverture d’un gap associé au spin (soit un singulet de spin soit une onde de densité de spin).

Une autre signature célèbre de l’ouverture du pseudogap est la déviation de la résistivité électrique dans le plan par rapport à son comportement linéaire à haute température [42] (voir Figure 1.8). En effet, la température de cette déviation correspond au

T^* extrait des mesures de RMN. Cette linéarité, non liquide de Fermi, qui se poursuit à très haute température (près de 1000 K), est associée à ce qui est appelé la phase “métal étrange” au-dessus de T^* .

La conductivité optique $\sigma(\omega, T)$, proportionnelle au taux de diffusion, est aussi une sonde du pseudogap. En effet, cette mesure observe une perte de poids spectral à T^* indiquant encore une fois l’ouverture d’un gap [43, 44]. Toutefois, la sensibilité de la résistivité électrique et la conductivité optique, des sondes de la charge, au pseudogap suggère que le gap n’est pas seulement associé au spin, mais aussi à la charge.

De son côté, la spectroscopie par effet tunnel (STM, STS), une sonde directe de la densité d’états locale, détecte un gap en-dessous de T_c (gap supraconducteur), mais qui persiste au-dessus ; ce gap est associé au pseudogap [45]. Notons aussi que plusieurs autres sondes sont sensibles au pseudogap, dont la chaleur spécifique [46] et la diffusion Raman [47].

Une des techniques qui a apporté le plus d’information sur cette phase pseudogap et son gap est la spectroscopie de photoémission résolue en angle (ARPES) [49–51]. L’ARPES détecte le gap supraconducteur, visible par le décalage du pic cohérent par rapport au niveau de Fermi, en-dessous de T_c et tout comme en STM, ce gap persiste au-dessus de T_c . En fait, il n’a presque pas de dépendance en température, et donc le gap supraconducteur et le pseudogap ont une amplitude très similaire. De plus, la résolution en angle dans l’espace réciproque permet de suivre le pseudogap autour de la surface de Fermi et de constater qu’il possède la même dépendance angulaire de type- d

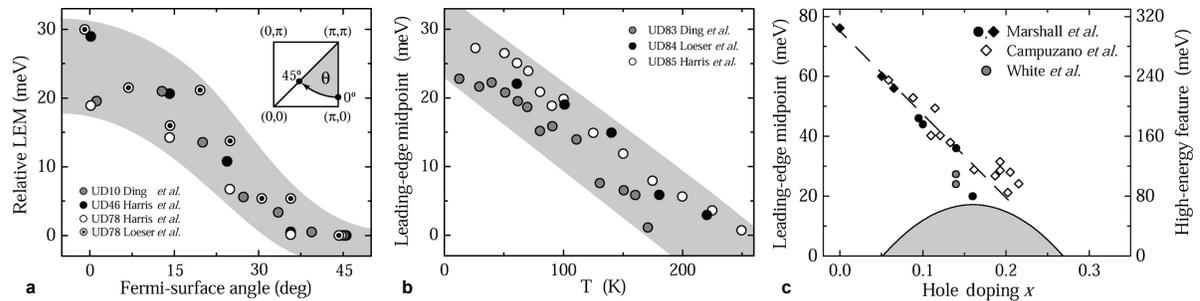


FIGURE 1.9 – Dépendance en angle (a), en température autour de $(\pi, 0)$ (b) et en dopage (c) autour de $(\pi, 0)$ du pseudogap sondé par ARPES dans le cuprate $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ sous-dopé. Figure tirée de la réf. [48].

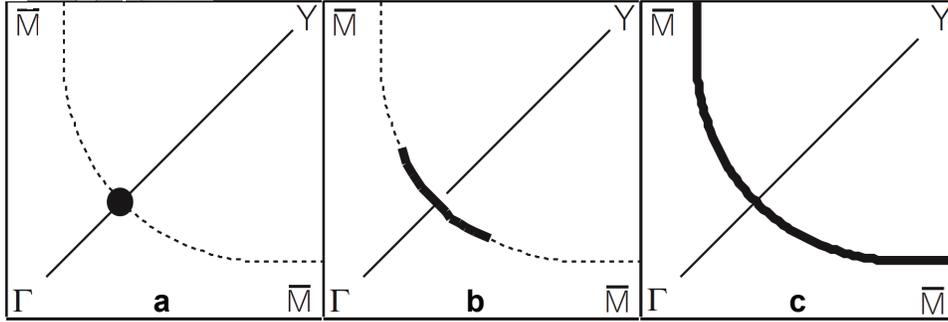


FIGURE 1.10 – Schéma de l'évolution en température de la surface de Fermi détectés par ARPES. Pour $T < T_c$; des points nodaux (a), pour $T_c < T < T^*$; des arcs de Fermi (b) et pour $T > T^*$; une surface circulaire fermée (c). Figure tirée de la réf. [54].

que le gap supraconducteur, avec des noeuds dans la direction (π, π) dans la première zone de Brillouin. La Figure 1.9 montre cette dépendance en plus de celle en fonction de la température et du dopage du pseudogap. Les similitudes entre ces deux gaps suggèrent qu'ils sont liés par une origine commune et constitue encore un sujet à débat dans la communauté. Notons toutefois que des mesures récentes de STM suggèrent une distinction importante entre le gap supraconducteur et le pseudogap [52, 53].

Surface de Fermi

Une autre contribution importante de la technique d'ARPES sur la phénoménologie du pseudogap est l'imagerie de la surface de Fermi dans la région sous-dopé du diagramme de phase des cuprates. En effet, comme nous l'avons vu dans le cas sur-dopé, l'ARPES peut déterminer la surface de Fermi d'un métal. Toutefois, dans la phase sous-dopée pseudogap, la situation est un peu différente. Étant donné qu'un gap supprime la densité d'état au niveau de Fermi au-dessus (et évidemment en-dessous) de T_c , la surface de Fermi des cuprates sous-dopés telle que déterminée par ARPES, n'est vraiment pas conventionnelle. Elle forme des arcs, dits de Fermi, non connectés et centrés aux points nodaux, soit à (π, π) (voir Figure 1.10). Ces arcs diminuent avec la température pour ne devenir, dans la limite $T \rightarrow 0$, que des points nodaux [54, 55].

La technique d'ARPES n'est pas la seule à avoir contribué significativement à la fermiologie des cuprates. En effet, comme dans le cas sur-dopé, les oscillations quantiques

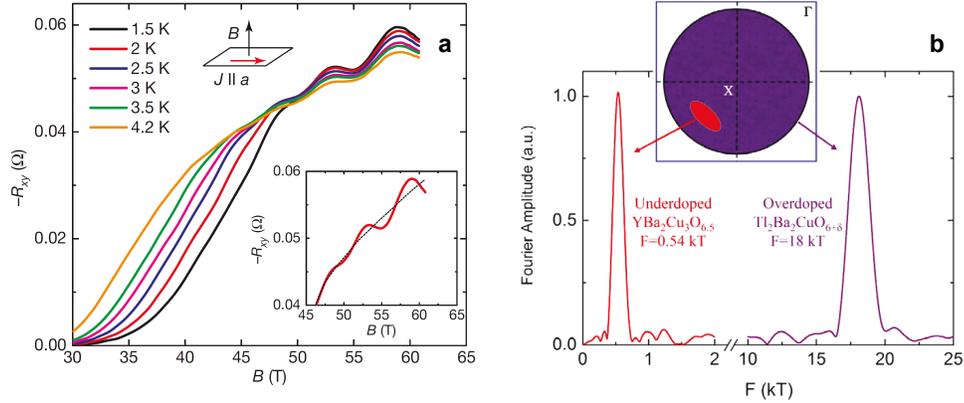


FIGURE 1.11 – a) Oscillations quantiques dans la résistance de Hall R_{xy} de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$. b) Transformée de Fourier rapide des oscillations donnant une fréquence de 540 T et une petite pochette trente fois plus petite que du côté sur-dopé (Tl-2201). Panneaux **a** et **b** tirées respectivement des refs. [56, 64].

nous renseignent fortement. En effet, des oscillations quantiques dans le régime sous-dopé d'YBCO ont été observées [56]. Avec une fréquence (proportionnelle à l'aire de l'orbite électronique) beaucoup plus faible (~ 540 T) que du côté sur-dopé, elles montrent une surface de Fermi trente fois plus petite que dans Tl-2201 sur-dopé (voir Figure 1.11). Premièrement, ce résultat montre qu'à basse température (et haut champ magnétique) dans le régime sous-dopé, les cuprates possèdent une surface de Fermi et qu'ils ressemblent plus à un liquide de Fermi qu'à un isolant de Mott dopé. Ensuite, quantitativement, le changement drastique de la taille de la surface entre le côté sur et sous-dopé implique nécessairement une reconstruction de la surface de Fermi [57]. Initialement observées dans la résistance électrique (Shubnikov-de Haas), les oscillations l'ont ensuite été dans l'aimantation (de Haas-van Alphen) [58] et dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [59, 60] (voir revue de la réf. [61]). Notons que la combinaison d'échantillons d'une grande pureté (voir Section 2.1) et d'installations de champs magnétiques intenses a permis cette découverte qui attendit vingt ans après la découverte de ces matériaux. D'ailleurs, à cause de la première condition, des oscillations quantiques n'ont pas été observées dans tous les cuprates, mais du moins dans le dopé en trous $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [62] et le dopé en électron $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ [63], ce qui confirme l'universalité du phénomène.

Les oscillations quantiques ont été observées dans la résistance électrique transverse, l'effet Hall, et celui-ci est négatif dans l'état normal [65, 66]. Cela implique que la petite

pochette reconstruite de la surface de Fermi est de type-électron. Autrement dit, non seulement la reconstruction affecte la taille de la surface, mais aussi sa nature ; on passe de trou à électron en sous dopant. Ce signe négatif a aussi été observé dans la mesure de l'effet Seebeck [67,68]. Considérant l'apparition d'une pochette d'électrons, les changements en température des coefficients de transport indiquent fortement une reconstruction de la surface de Fermi [69]. Une reconstruction de la surface de Fermi est une conséquence d'une brisure de symétrie de translation engendrée par l'établissement d'un ordre. Voyons quels sont les ordres présents dans la région sous-dopée du diagramme de phase des cuprates.

1.3 Ordres électroniques

La région sous-dopée du diagramme de phase des cuprates comprend plusieurs ordres électroniques et il est donc important de tenter d'en dresser un portrait. Les réfs. [70,71] passent en revue les ordres de ce type dans les cuprates. Évidemment, comme nous l'avons mentionné à la Section 1.2.1, les cuprates sont dans un état antiferromagnétique à dopage nul. Toutefois, cet état disparaît rapidement lorsque dopés, juste avant que la supraconductivité jaillisse. Notons que dans YBCO à faible dopage ($p < 0.08$) et basse température ($T < 10$ K), des mesures de muons polarisés ont détecté une coexistence d'antiferromagnétisme à courte portée et de supraconductivité [72]. À un dopage similairement faible ($p \approx 0.08$), des mesures de diffraction de neutrons ont montré un ordre antiferromagnétique statique incommensurable qui se développe sous champ magnétique [73]. Ce genre d'ordre magnétique pourrait être un candidat responsable de la reconstruction de la surface de Fermi, mais son étendue trop restreinte en dopage remet en question cette hypothèse.

Les matériaux de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) sont des systèmes dans lesquels la présence d'ordres de charge et de spin n'est plus à débattre. En effet, dans $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, la diffraction des neutrons a montré la présence d'un ordre magnétique et de charge à un dopage de $x = 0.12$ [75]. Plus précisément, des pics de réflexions de superstructures de charges sont observés à une position 2ϵ par rapport aux réflexions du fond dans la direction h - ou k -, tandis que des pics magnétiques sont observés à une position ϵ (ou δ) du pic antiferromagnétique $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$, aussi dans la direction h - ou k -. La Figure 1.12 a montre la position des différents pics dans l'espace réciproque. Tran-

quada *et al.* ont interprété ces observations comme un ordre de rayures (“stripe”). Il s’agit d’une superstructure statique où il y a modulation dans l’espace de la charge et du spin des atomes de cuivre ; des domaines antiferromagnétiques, en antiphase entre eux, sont séparés par des bandes de trous et d’électrons. Le panneau **b** montre cette modulation spatiale magnétique et de charge, tandis que le panneau **c** montre comment les plans de rayures s’ordonnent le long de l’axe c . La périodicité des rayures est $1/8$; une “cellule de rayures” mesurant $8a$, où a est le paramètre de maille.

Ces rayures sont présentes sur une bonne gamme de dopage (jusqu’à $p \approx 0.20$) dans

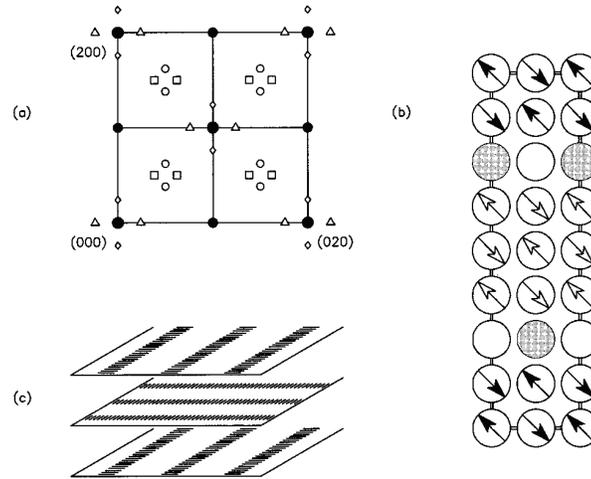


FIGURE 1.12 – Ordre de rayures détecté par diffraction de neutrons dans $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. **a** Diagramme du plan $(h, k, 0)$ dans l’espace réciproque montrant la position des différents pics observés : Grands cercles fermés, pics de Bragg fondamentaux ; petits cercles fermés, pics de superstructures de la phase LTT ; cercles et carrés ouverts, pics de superstructures magnétiques des deux différents domaines (en antiphase) de la structure de rayures ; triangles et losanges ouverts, pics de superstructures de l’ordre de charge des deux domaines de rayures. Les cercles ouverts et les losanges (carrés et triangles) correspondent au même domaine. La distance entre deux triangles (ou losanges) correspond à 4ϵ et celle entre deux carrés (ou cercles) à 2ϵ . **b** Structure de l’ordre de rayures pour les spins et les trous dans le plan CuO_2 pour un dopage $p = 1/8$. Les atomes de Cu seulement sont présentés. Les flèches indiquent la présence d’un moment magnétique et le remplissage de la flèche distingue les domaines en antiphase. Les cercles pleins montrent la présence d’un trou dopant sur un site de Cu. L’ordre de charge n’a pas été observé comme tel, mais il y a tout de même un trou pour deux sites de Cu. **c** Schéma montrant l’orientation relative des rayures selon l’axe c . Figure tirée de [74].

$\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ et $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ [76, 77]. Dans LSCO, des fluctuations de cet ordre magnétique sont observées jusqu'à $x = 0.18$ [78, 79] et sous champ magnétique, il devient statique et détecté jusqu'à $p \simeq 0.145$ [80, 81]. La nécessité d'un champ magnétique pour stabiliser la phase de rayures dans LSCO suggère une compétition de phase avec la supraconductivité. Ce type d'ordre brise la symétrie de translation et représente donc un sérieux candidat responsable de la reconstruction de la surface de Fermi [82].

La présence d'ordre de rayures dans les matériaux de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ laissait un doute sur l'universalité de ce phénomène dans les autres cuprates, étant donné la structure cristalline particulière favorisant cet ordre. Toutefois, la détection d'ordre de charge par RMN dans YBCO [83] changea la donne. En effet, sous un champ magnétique de 28.5 T, les lignes de $\text{Cu}2\text{F}$ (sites correspondants aux atomes de cuivre situés sous des chaînes d'oxygène remplies) se séparent en deux sous une température de $T_{\text{charge}} = 70$ K pour $p = 0.12$ (50 K pour $p = 0.108$) (voir Figure 1.13). Cet ordre de type rayures le long de l'axe- b montre des variations de la charge avec une périodicité de $4a$. La coïncidence de T_{charge} et de T_0 , température de changement de signe des effets Hall et Seebeck, suggère fortement un lien de cause à effet entre l'établissement d'un ordre à longue portée et la reconstruction de la surface de Fermi [66, 68]. Cette découverte stimula le milieu de telle sorte que peu après, des mesures de diffraction de rayons X [84, 85] ont détecté des modulations d'ordre de charge statiques à courte portée (avec une longueur de corrélation $\xi = 95$ Å) sous $T_{\text{CDW}} = 135$ K (à $p = 0.12$) et en champ nul (voir Fig. 1.13). Les vecteurs d'onde de l'ordre sont $\mathbf{q}_1 = (\delta_1, 0, 0.5)$ et $\mathbf{q}_2 = (0, \delta_2, 0.5)$, avec $\delta_1 \simeq \delta_2 \simeq 0.31$. La suppression de cet ordre sous T_c ainsi que sa croissance sous champ magnétique confirme la compétition entre l'ordre de charge et la supraconductivité. Les différences de température d'apparition de l'ordre de charge et de périodicité entre la mesure en RMN et en rayons X proviennent peut-être de deux états distincts. En effet, de récentes mesures de RMN trouvent un ordre de charge comparable à celui détecté par rayons X et apparaissant à la même température [86].

De l'ordre de charge est aussi détecté dans les cuprates à base de bismuth (tels que $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$), mais par mesure de STM [87–90]. Dans ces matériaux l'ordre de charge est plutôt de type damier, c'est-à-dire des modulations de la charge dans les deux directions du plan avec une périodicité de quatre cellules unités ($4a_0$).

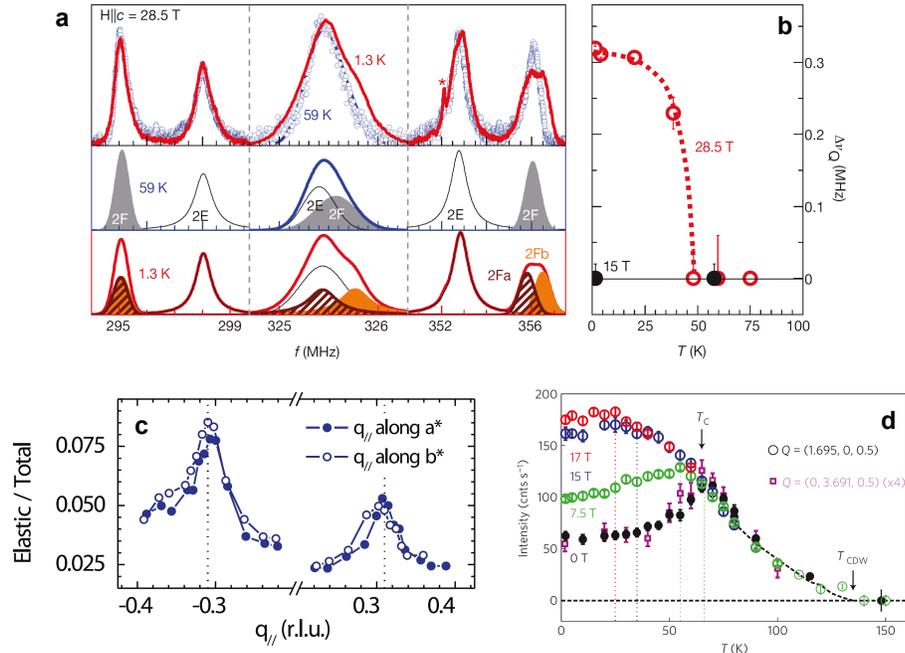


FIGURE 1.13 – Ordre de charge dans YBCO détecté par résonance magnétique nucléaire (RMN) et diffraction de rayons X. **a)** Spectre NMR de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.54}$ ($p = 0.108$) montrant les lignes $^{63}\text{Cu}2\text{F}$ sous $H = 28.5 \text{ T}$ se séparer en $\text{Cu}2\text{Fa}$ et $\text{Cu}2\text{Fb}$. **b)** Dépendance en température de cette séparation qui apparaît sous 50 K . **c)** Pic de diffusion résonante élastique de rayons X mesuré au site CuL_3 montrant l'ordre dans les deux directions (a et b). **d)** Dépendance en température de l'intensité du pic de l'ordre de charge à différents champs magnétiques. On remarque que l'intensité chute sous T_c et continue de croître lorsque cette dernière est supprimée par le champ. Notons que la température d'apparition différente entre la mesure en RMN et en rayons X est peut être due à un état différent. De récentes mesures de RMN trouvent d'ailleurs un ordre de charge comparable à celui détecté par rayons X et apparaissant à la même température [86]. Panneaux **a,b** tirés de la réf. [83] et **c** et **d** respectivement des réfs. [84, 85].

Même si la présence d'ordre de charge dans le diagramme de phase semble une caractéristique universelle des cuprates, les différences entre ces ordres indiquent que la nature exacte de l'ordre ne l'est pas forcément. Par exemple, l'incommensurabilité de l'ordre de charge δ croît avec le dopage dans les cuprates de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, tandis qu'elle diminue avec le dopage dans le cas d'YBCO [91]. De plus, la forme des modulations de l'ordre est différente d'une famille à l'autre : dans celle de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ l'ordre de type rayures est très unidirectionnel, tandis que dans YBCO l'ordre de charge observé est beaucoup plus isotrope (sans toutefois l'être).

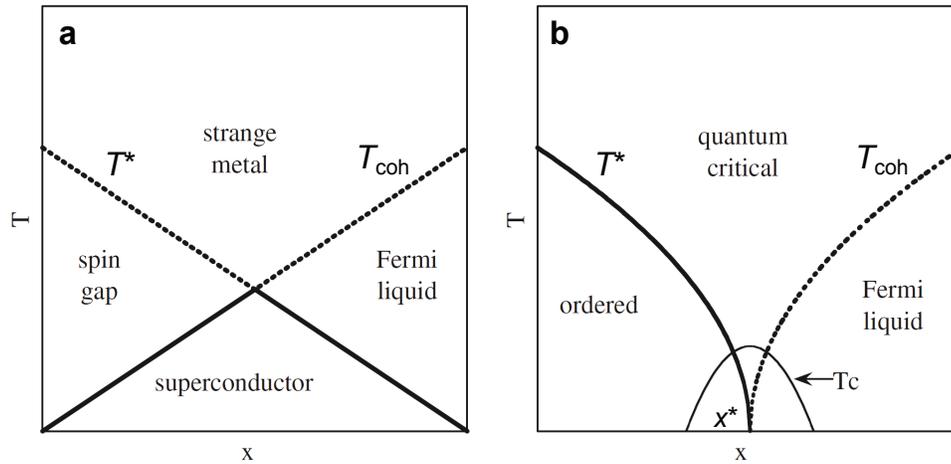


FIGURE 1.14 – Diagrammes de phase des deux types de scénario expliquant le pseudogap : Scénario précurseur de paires préformées (a) et scénario de phase en compétition avec point critique quantique (b). Voir texte. Figure adaptée de la réf. [7].

En plus de l'ordre de charge sondé par RMN et rayons X, le côté sous-dopé d'YBCO révèle d'autres trouvailles. Des mesures de diffraction de neutrons polarisés montrent un ordre magnétique débutant à des températures voisines de T^* [92]. Cet ordre est interprété comme un ordre de courants orbitaux brisant la symétrie sous inversion du temps mais préservant la symétrie de translation. Une telle brisure de symétrie provenant d'un faible champ magnétique local peut également être interprétée à partir de mesures d'effet Kerr polaire [93] (cette interprétation est toutefois remise en question [94]) et de relaxation en champ nul de muons polarisés [95]. Cette brisure de symétrie sous inversion du temps apparaît ainsi autour de T^* et est présente à basse température sous T_c à dopage optimal, suggérant fortement la présence d'un point critique à l'intérieur du dôme supraconducteur.

1.4 Les scénarios

Le pseudogap, dans son lien avec l'explication de la supraconductivité, peut être vu sous deux angles; une phase précurseur à la supraconductivité, ou une phase en compétition avec la supraconductivité. Ces deux familles de scénarios sont schématisées à la Figure 1.14. Voyons superficiellement ces deux approches.

1.4.1 Phase précurseur

La première famille de scénarios (Fig. 1.14 a) prend comme point de départ l'isolant de Mott. Dans ce scénario, la phase pseudogap est perçue comme un précurseur à la supraconductivité, où l'appariement s'effectue sans cohérence de phase à longue portée [38]. Dans le scénario précurseur, le pseudogap et sa température T^* représentent des valeurs champ moyen du gap supraconducteur et de T_c . Le diagramme de phase est ainsi divisé en quatre régions délimitées par deux lignes de “crossover”, et non des transitions de phase thermodynamiques. La ligne du pseudogap T^* , élevée à dopage nul, décroît lorsque le dopage augmente, tandis que la ligne T_{coh} , nulle à dopage nul, augmente avec le dopage. La région à faible dopage sous T^* correspond à une région où des singulets de spin se forment. À cause de la faible densité de trous, ceux-ci, délocalisés sur les sites d'oxygène, forment des singulets (de Zhang-Rice) afin d'abaisser leur énergie et de se déplacer dans le réseau [96]. À l'opposé, la région à fort dopage sous T_{coh} correspond à une région où les trous (porteurs) obtiennent une cohérence de phase à longue portée. Dans cette région, en l'absence de paire mais en présence de cohérence, on trouve le liquide de Fermi. Dans la région intermédiaire, au-dessus de ces deux lignes, il n'y a ni paires, ni cohérence, ce qui donne la phase de “métal étrange”. Toutefois, dans la région intermédiaire sous ces deux lignes, les paires avec cohérence font apparaître la supraconductivité.

Notons que le modèle $t - J$, avec la condensation de paires de spinons (sous T^*) et de holons (sous T_{coh}) fait partie de cette famille de scénarios (voir revue de la réf. [6]). La compétition énergétique entre la formation d'un singulet de spin, qui correspond à l'énergie de superéchange J (voir Section 1.2.1), et l'énergie cinétique des trous dopés $\sim tx$ (avec t l'énergie de saut et x le dopage) explique le diagramme de phase dans ce modèle et la destruction de l'antiferromagnétisme lorsque t gagne sur J à cause du nombre trop grand de trous. Le modèle RVB (resonating valence bond) entre aussi dans cette famille de scénarios [97].

Dans le scénario précurseur les fluctuations de phase, dans le pseudogap entre T^* et T_{coh} , empêchent les paires préformées de devenir supraconductrices. Les fluctuations de phase semblent effectivement être significatives dans les cuprates à cause de leur caractère quasi-2D, de leur faible densité de porteurs (superfluide) et leur courte longueur de cohérence. La Section 4.1 discute de cette vision et d'une de ses justifications expérimentales.

1.4.2 Phase en compétition

L'autre famille de scénarios expliquant le pseudogap et l'origine de la supraconductivité repose sur une compétition entre ces deux phases distinctes (Fig. 1.14 b). Dans cette vision, le pseudogap est un autre état ordonné, dont la transition de phase est T^* , indépendant de la supraconductivité, qui compétitionne et jusqu'à un certain point co-existe avec ce dernier. En fait, le pseudogap et le gap supraconducteur compétitionnent pour la même surface de Fermi, faisant en sorte que l'un diminue lorsque l'autre augmente. Le dopage où cette transition de phase T^* disparaît constitue un point critique quantique x^* et la région qui émane de ce point forme un régime de criticalité quantique délimité de l'autre côté par une ligne de cohérence T_{coh} séparant ce régime critique ("métal étrange") de la région de désordre quantique (liquide de Fermi). Une instabilité supraconductrice émerge ainsi autour du point critique quantique à la manière, comme mentionné plus haut, du diagramme de phase des fermions lourds [33, 34], des supraconducteurs organiques [35] et des supraconducteurs à base de fer [36]. Dans ces trois classes de systèmes, les fluctuations de spin antiferromagnétiques seraient responsables de l'appariement supraconducteur.

Plusieurs théories faisant partie de cette famille de scénarios tentent d'expliquer l'origine de cette phase ordonnée. Mentionnons l'ordre d'onde de densité- d (DDW) [98], l'ordre magnétique local émergeant de courants orbitaux [99] ainsi que les ordres d'onde de densité de spin et de charge [100, 101].

Il existe plusieurs preuves expérimentales d'ordres de charge et magnétique dans la région sous-dopée des cuprates (voir Section 1.3) qui pourraient être des candidats à l'ordre du pseudogap, mais la question demeure à savoir s'il s'agit réellement de la nature du pseudogap ou si ces ordres sont des effets "parasites" au pseudogap.

Toutefois, plusieurs preuves pointent vers la présence d'un point critique quantique à l'intérieur du dôme supraconducteur. Par exemple, l'étude du diagramme de phase de $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ montre un dopage critique à $x = 0.24$ par des signatures non-liquide de Fermi ; une résistivité linéaire de $T \sim 100$ K jusque dans la limite $T \rightarrow 0$ [102] ainsi qu'une dépendance logarithmique du pouvoir thermoélectrique $S/T \propto \ln(1/T)$ [103]. Ce point critique serait associé à l'ordre de rayures qui semble disparaître à $p = 0.235 \pm 0.005$ [104]. L'absence de mesure montrant une divergence d'une longueur de corrélation

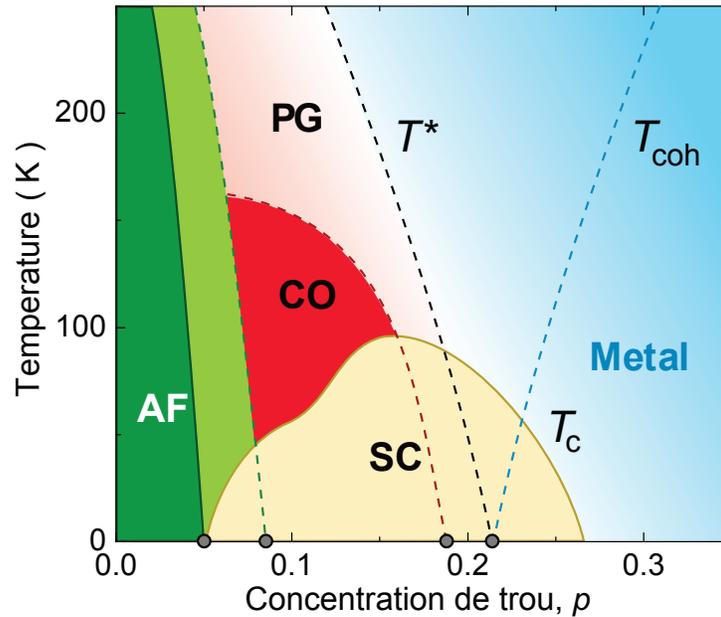


FIGURE 1.15 – Diagrammes de phase générique des cuprates dopés en trous résumant certaines observations de ce chapitre. La figure est une gracieuseté de Nicolas Doiron-Leyraud.

au dopage critique n'exclut toutefois pas l'existence d'une transition du premier ordre.

Notons que les mesures d'oscillations quantiques sur Tl-2201 [14] détectent une grande surface de Fermi à un dopage où la supraconductivité existe encore. Cela implique qu'il y a nécessairement un point critique à l'intérieur du dôme SC. En considérant que ce point critique est associé à l'extinction de la phase pseudogap, il devient difficile d'associer cette phase à un état précurseur à la supraconductivité.

1.5 Résumé du chapitre

Cette revue, relativement sommaire, des résultats significatifs dans le domaine des cuprates supraconducteurs a permis de mettre en contexte le cadre dans lequel le reste de cette thèse s'inscrit. En prenant l'approche de l'exploration du diagramme de phase de ces matériaux (voir la Figure 1.15), nous avons d'abord vu qu'à dopage nul, ils sont des isolants antiferromagnétiques, dits de Mott, décrits par la physique du modèle de

Hubbard. À l’opposé, du côté sur-dopé, se trouve une phase présentant des caractéristiques d’un liquide de Fermi, dont une grande surface de trous bien définie. Entre ces deux extrêmes, apparaît une phase supraconductrice relativement bien déterminée avec un gap de type- d . Toutefois, le mécanisme d’appariement n’est toujours pas identifié de façon incontestable et aucune théorie n’arrive à décrire l’ensemble de ce diagramme de phase en particulier la phase “normale” de laquelle émerge la supraconductivité, la phase pseudogap. Dans le même régime de dopage que la supraconductivité, mais à plus haute température, cette phase pseudogap présente plusieurs caractéristiques inattendues et inexplicables. Partageant des caractéristiques avec la supraconductivité, elle peut être vue comme précurseur à celle-ci, ou en compétition avec celle-ci, étant donné les divers ordres électroniques coexistant dans cette phase et la présence d’un point critique quantique.

Pour tenter d’élucider la phase pseudogap, nous allons dans cette thèse l’étudier sous l’angle des mesures de transport, plus particulièrement du transport thermo-électrique, peu exploité dans le domaine. L’étude de l’anisotropie des coefficients de transport permettra de lever le voile sur la nature du pseudogap et de son lien avec la reconstruction de la surface de Fermi.

Chapitre 2

Les matériaux : YBCO et LSCO

Ce chapitre présente les matériaux étudiés dans la thèse, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) et $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO), soit leur structure cristalline, leur propriétés physiques, ainsi que les aspects importants s'y rattachant. Notons ici la chance que nous avons de collaborer étroitement avec l'équipe de l'*University of British Columbia* (UBC); Ruixing Liang, Doug Bonn et Walter Hardy, et dont l'expertise inégalée sur la croissance d'YBCO [105] en fait le cuprate le plus ordonné et le plus propre disponible. En effet, il présente une pureté chimique extrêmement élevée (99.99 - 99.995%) et une faible concentration de défauts [106]. L'accès à de tels échantillons nous a d'ailleurs permis d'obtenir des résultats de grande qualité (autrement inaccessibles) et a même permis à l'ensemble de la communauté de progresser significativement dans sa compréhension des cuprates. Ajoutons qu'une raison supplémentaire d'étudier YBCO est la possibilité d'ajuster son dopage, par concentration d'oxygène, afin de couvrir l'ensemble du diagramme de phase, du côté non-dopé à sur-dopé. Toutefois, le dopage d'YBCO est tout de même limité du côté sur-dopé et ne permet pas d'atteindre le régime complètement liquide de Fermi. En ce sens, l'étude de LSCO, un composé beaucoup plus simple à doper mais moins propre qu'YBCO, permet de couvrir la totalité du diagramme de phase. Voyons donc plus en détail les caractéristiques de ces matériaux.

2.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

2.1.1 Structure cristalline

Le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO), formant une sous-famille de cuprates, est un supraconducteur à haute température critique dopé en trous, dont le dopage optimal, à $p = 0.165$, donne une température critique de 94 K. La cellule unité de sa structure cristalline est présentée à la Figure 2.1, pour $y = 7.0$, soit la concentration d'oxygène maximale, stœchiométrique. Par la présence de polyèdres, la structure est de type pérovskite. La base de ces polyèdres (des pyramides à base carré), ayant en son centre un atome de cuivre et aux sommets des arêtes des atomes d'oxygène, forme des plans de CuO_2 ; l'élément de base commun à tous les cuprates. Comme mentionné plus haut, ce sont ces plans qui sont responsables de la phénoménologie des cuprates (ordres électroniques, supraconductivité, métal). L'oxygène situé au sommet du polyèdre, opposé à la base, est appelé apical et forme avec l'atome de baryum voisin, une couche isolante de BaO . L'atome d'yttrium entre les plans de CuO_2 forme aussi une couche isolante. Cette

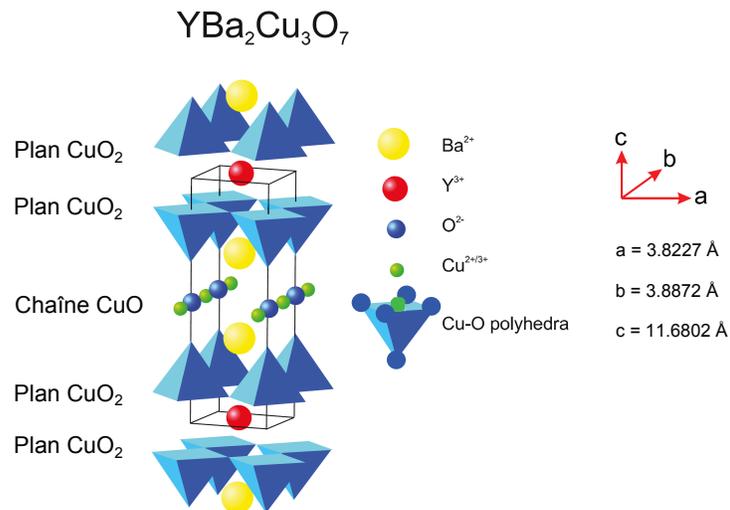


FIGURE 2.1 – Cellule unité de la structure cristalline de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ avec $y = 7.0$. L'essentiel de la physique pertinente se passe au niveau des plans de CuO_2 , séparés par des plans isolants de BaO . La présence de chaînes uniaxiales de CuO le long de l'axe- b rend la structure orthorhombique. Figure adaptée de la réf. [107] avec paramètres de maille tirés de la réf [108].

caractéristique fait en sorte d'isoler les plans de CuO_2 l'un de l'autre et donne un caractère quasi-2D à YBCO (cela s'applique aussi aux autres cuprates). Par la présence de ces deux plans de CuO_2 (près mais séparés par les plans de BaO), YBCO est considéré comme un cuprate bicouche.

L'axe- c (perpendiculaire aux plans) étant beaucoup plus long ($c = 11.6802 \text{ \AA}$) que les axes a et b ($a = 3.8227 \text{ \AA}$, $b = 3.8872 \text{ \AA}$ à l'ambiante pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ [108]) (formant le plan) contribue aussi au caractère 2D. D'ailleurs, cette différence des paramètres de maille a et b ($b > a$), très minime, rend la structure d'YBCO orthorhombique. Cette orthorhombicité provient de la présence d'atomes d'oxygène supplémentaires entre les plans de BaO les plus rapprochés. Ces oxygènes forment des chaînes de CuO uniaxiales le long de l'axe- b . Il s'agit d'ailleurs d'une particularité d'YBCO, absente dans les autres cuprates dont LSCO. Ces chaînes, très conductrices et même métalliques, contribuent, par leur unidirectionnalité, à l'anisotropie a - b des propriétés de transport (voir Section 2.1.5). C'est en changeant la concentration d'oxygène dans ces chaînes, de $y = 7.0$ à 6.0 , qu'on contrôle le dopage en trous dans les plans. En réduisant cette concentration, on réduit l'orthorhombicité de la structure jusqu'à une transition orthorhombique-tétraogonale autour de $y = 6.35$ [108].

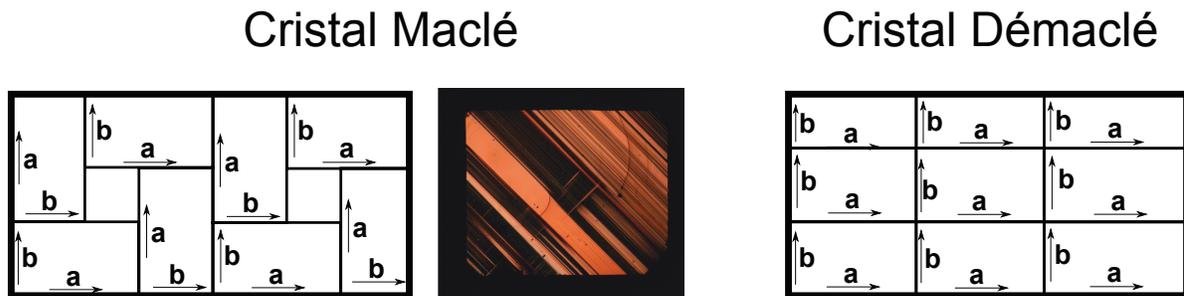


FIGURE 2.2 – Schéma des domaines dans la structure cristalline d'YBCO. Le panneau de gauche représente un maclé avec la direction de l'axe- a (de même que b) qui alterne d'un domaine à l'autre. La photo du centre montre, sous lumière polarisée, un cristal maclé dont les domaines, clairement visibles, sont clairs ou sombres, selon la direction des axes- a et b les formant. Le panneau de droite montre une structure démaclée, où l'axe- a , (de même que b) est dans la même direction dans tout le cristal. Notons que sur les deux schémas, par souci de clarté, les murs de domaines sont orientés verticalement et horizontalement, tandis que dans la situation réelle de la photo du centre, ces murs se trouvent le long des diagonales. Figure du centre tirée de la réf. [105].

Durant la croissance, étant donné l'orthorhombicité créée par les chaînes, se forme des domaines, appelés macles, à l'intérieur desquelles les mêmes axes sont tous parallèles entre eux, mais perpendiculaires à ceux du domaine voisin (voir Figure 2.2). Ces domaines, qui peuvent mesurer jusqu'à quelques microns [109], sont séparés l'un de l'autre par des parois visibles sous une lumière polarisée. Considérant que la thèse porte entre autres sur l'anisotropie des mesures de transport, il est primordial de remédier à la situation. L'application d'une pression uniaxiale (~ 100 atm) en chauffant l'échantillon, mais en restant sous la transition orthorhombique-tétragonale ($T = 300^\circ\text{C}$ pour $y = 6.5$), permet d'aligner tous les domaines dans la même direction [110]. L'axe- a , le plus court, s'aligne ainsi dans la direction de cette pression. Cet alignement fait en sorte qu'un échantillon possède macroscopiquement un axe- a et un axe- b . Un tel échantillon permettra une mesure réelle de l'anisotropie a - b .

2.1.2 Mécanisme de dopage

Dans YBCO, le dopage en trous p augmente lorsque la concentration d'oxygène y augmente ; c'est-à-dire en remplissant les chaînes, de $y = 6.0$ (dopage nul) à 7.0 (dopage maximal). Le dopage en trous se fait dans les plans de CuO_2 par transfert de charge entre

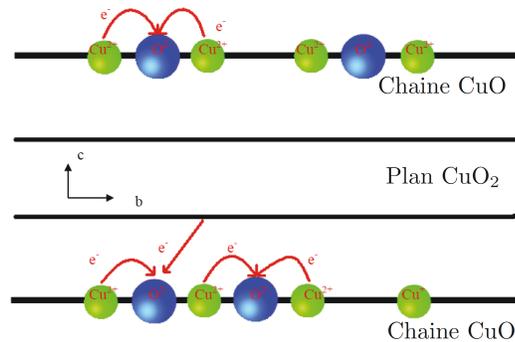


FIGURE 2.3 – Schéma montrant le mécanisme de dopage en trous par les chaînes dans YBCO. L'augmentation de la concentration d'oxygène y (bleu) change la coordination et la valence des atomes de Cu (vert) dans les chaînes $\text{Cu}^+ \rightarrow \text{Cu}^{2+}$. Dépendamment de l'ordre des oxygènes, un transfert d'électrons provenant des plans de CuO_2 vers O^{2-} des chaînes peut s'effectuer afin de balancer la charge. Ayant perdu un électron, le Cu dans les plans augmente sa valence à Cu^{3+} et de façon effective, dope en trous de concentration p ces plans. Figure tirée de la réf. [111].

ceux-ci et les chaînes. Voici un modèle simple [112], illustré à la Figure 2.3, qui montre ce phénomène et l'importance de l'ordre de ces oxygènes dans les chaînes pour le dopage. On considère que les atomes de Cu entourés de deux oxygènes (coordination 2) sont monovalents (Cu^+). C'est le cas des atomes de Cu dans les chaînes, car ceux-ci cèdent un électron aux oxygènes apicaux situés juste au-dessus (et en-dessous). Les Cu situés dans les plans sont de coordination 4 avec les oxygènes O^{2-} du plan et sont donc bivalents (Cu^{2+}), alors que les oxygènes sont tous O^{2-} . L'augmentation de la concentration d'oxygène (qui vont dans les chaînes pour faire des liaisons covalentes avec les Cu) provoque une augmentation du nombre de coordination des atomes de Cu (dans les chaînes) qui change leur valence de Cu^+ à Cu^{2+} . L'ordre dans lequel les oxygènes vont s'insérer dans les chaînes est alors critique pour le dopage. En effet, si un O^{2-} vient se placer entre deux Cu en laissant un site sur deux vacants, la valence va changer comme décrit plus haut ($\text{Cu}^+ \rightarrow \text{Cu}^{2+}$). Toutefois, si deux sites d'O successifs sont occupés, un O^{2-} , manquant un Cu pour faire une liaison covalente, va accepter un électron d'un atome de cuivre du plan de CuO_2 (devenant ainsi Cu^{3+}) afin de balancer la charge. Ainsi, le nombre d'atomes de Cu dans les plans avec une valence de 3 donne la concentration de trous, le dopage p . Ainsi, ce mécanisme de dopage particulier fait en sorte que la concentration de trous dans les plans dépend non seulement de la concentration d'oxygène dans les chaînes, mais aussi de l'arrangement spatial de ces atomes d'oxygène dopants.

2.1.3 Ordre des atomes d'oxygène dans les chaînes de CuO

Comme nous venons de le voir, l'ordre des oxygènes dans les chaînes vient jouer un rôle important dans le dopage. Il est en fait possible, grâce à l'expertise de nos collaborateurs de UBC, d'établir différentes superstructures d'ordre d'oxygène, dépendamment de la séquence d'enchaînements de chaînes vides et pleines (voir Figure 2.4). Les deux ordres les plus stables correspondent au cas où les chaînes sont complètement vides ($y = 6.0$, peu intéressant) et complètement remplies ($y = 7.0$). Cette dernière configuration se nomme ordre ortho-I et reste stable pour $6.82 < y < 7.0$, tandis que l'autre l'est pour $y < 6.35$. Pour des concentrations intermédiaires d'oxygène, différentes périodicité m de la superstructure (le long de a) apparaissent ; $m = 2, 3, 4, 5$ et 8, alors nommés respectivement ordre ortho-II, ortho-III, ortho-IV, ortho-V et ortho-VIII. On s'intéressera plus particulièrement à ortho-VIII qu'on trouve autour de $y = 6.67$ et ortho-II autour de

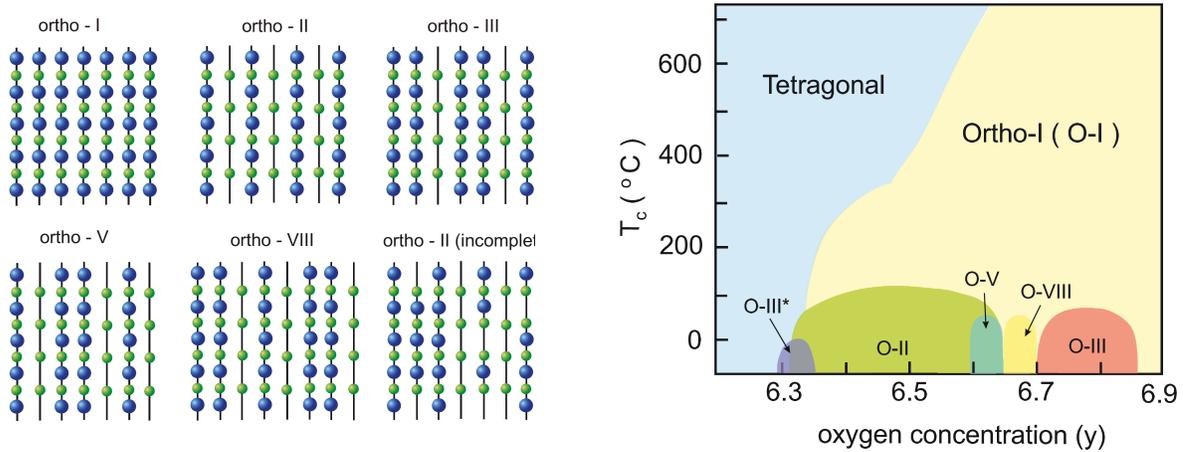


FIGURE 2.4 – Gauche. Schéma montrant les différentes superstructures observées pour l'ordre d'oxygène dans les chaînes de CuO d'YBCO. L'ordre ortho- m possède une périodicité m le long de l'axe- a dans l'enchaînement des chaînes pleines et vides. Droite. Diagramme de phase concentration d'oxygène y vs température montrant les zones de stabilité de ces ordres. Figures tirées de la réf. [107].

$y = 6.5$. La dépendance en concentration d'oxygène de ces phases est aussi visible à la Fig. 2.4. On remarque d'ailleurs que ces ordres disparaissent lorsque la température est élevée au-dessus de $\sim 100^\circ\text{C}$ et montre à quel point il faut tenir compte de la température lorsqu'on manipule ces matériaux. Ajoutons qu'à l'ambiante, sauf pour $y = 6.0$ et 7.0 , les oxygènes dans les chaînes diffusent tranquillement, dépendamment de leur ordre initial, vers l'ordre le plus stable, augmentant ainsi le dopage. Il est ainsi crucial d'avoir accès à des échantillons les plus ordonnés possible, pour minimiser cet effet ainsi que la diffusion sur les sites vacants d'atomes d'oxygène désordonnés.

2.1.4 Détermination du dopage

Pour pouvoir comparer entre eux nos résultats sur différents échantillons d'YBCO, ainsi qu'avec ceux de la littérature et même avec d'autres cuprates, il est nécessaire de connaître leur dopage en trous p . Cependant, la détermination du dopage dans YBCO n'est pas triviale. Premièrement, comme mentionné plus haut, le dopage augmente avec la concentration d'oxygène y , mais pas de façon directe (1 pour 1) comme dans LSCO par exemple (voir Section 2.2.2). En fait, comme aussi mentionné plus haut, le nombre

de coordination (et la valence) des atomes d'oxygène joue un rôle dans la détermination du dopage. Ainsi, le dopage dépend de l'ordre de ces atomes d'oxygène dans les chaînes. Cela fait en sorte que deux échantillons ayant le même y , mais adoptant des structures différentes (ortho- m) peuvent avoir un dopage et une T_c différents. On ne peut donc se fier (du moins uniquement) à la concentration y pour déterminer le dopage. La meilleure option est de déduire p à partir de T_c , ce qui est facilement déterminable. À partir de leurs résultats et d'anciens, Presland *et al.* [113] ont déterminé une relation empirique reliant la T_c au dopage p : $T_c / T_{c\max} = 1 - 82.6(p - 0.16)^2$. Cette relation, qui fixe la dépendance en dopage du dôme supraconducteur comme étant une parabole, se trouve à être vérifiée dans plusieurs cuprates.

Dans YBCO, toutefois, on utilise une autre relation, plus précise, bien qu'aussi empirique. En effet, nos collaborateurs de UBC ont établi une relation univoque entre le dopage en trous dans les plans et la grandeur du paramètre de maille c de la cellule unité [114]. L'augmentation du dopage augmente à son tour l'attraction électrostatique entre plans (chargés en trous) et chaînes (chargées en électrons) ce qui rapproche les plans entre eux et diminue le paramètre c . Ainsi, en mesurant c et T_c à différents dopages, ils ont pu extraire, par l'entremise de leur relation p vs c , une courbe de p vs T_c . Nous allons donc mesurer la T_c de nos échantillons et utiliser cette relation pour déterminer

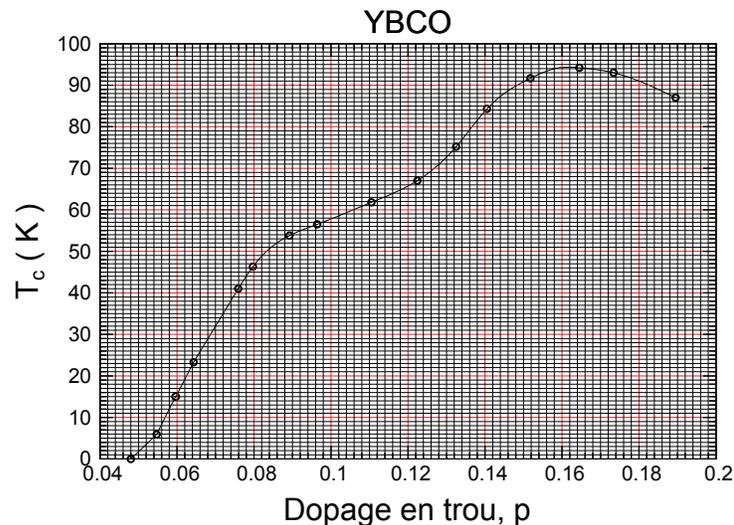


FIGURE 2.5 – Dôme supraconducteur illustrant la relation T_c vs p entre la température critique et le dopage en trous dans YBCO [114]. Cette relation est utilisée pour déterminer le dopage en fonction de la T_c mesurée.

de façon uniforme et précise leur dopage en trous p . L'inverse de cette courbe, soit le dôme supraconducteur standard du diagramme de phase (T_c vs p) est tracée à la Figure 2.5. La détermination de la T_c devient alors critique pour avoir la meilleure mesure du dopage. Pour déterminer cette dernière, nous mesurons la transition supraconductrice résistive, définie comme $R = 0$; plus précisément, la température, dans une région largement agrandie, à laquelle la résistance émerge du bruit dans la résistance nulle. Notons que ce n'est pas le seul critère (même résistif) pour identifier T_c , mais qu'il a été utilisé de façon uniforme pour tous les échantillons.

2.1.5 Contribution des chaînes au transport

Comme nous l'avons déjà dit, nous nous intéressons à la physique des plans de CuO_2 . Ainsi, les mesures de transport présentées plus tard tentent de soutirer de l'information sur ces plans, en particulier comme nous allons le voir, sur leur anisotropie. Toutefois, dans YBCO, la présence de chaînes de CuO uniaxiales le long de l'axe- b vient compliquer quelque peu la situation. En effet, les chaînes viennent ajouter leur contribution aux coefficients de transport mesurés, d'autant plus lorsqu'elles sont très oxygénées (remplies). Dans le cas de la conductivité électrique σ , on peut simplement additionner leur contribution σ_{ch} , tel que; $\sigma_b = \sigma_{\text{pl}} + \sigma_{\text{ch}}$, avec $\sigma_{\text{pl}} = \sigma_a$, la contribution des plans. On pose alors ici une isotropie des plans. On trouve alors directement $\sigma_{\text{ch}} = \sigma_b - \sigma_a$. Ainsi, qu'il y ait isotropie des plans ou non, les chaînes vont nécessairement donner une anisotropie à la conductivité électrique. Gagnon *et al.* [115] ont extrait cette contribution dans un échantillon démaclé très oxygéné à $y = 6.9$ et ont obtenu que la résistivité des chaînes ρ_{ch} , tracée à la Figure 2.6, suit parfaitement une dépendance quadratique en température : $\rho_{\text{ch}} \equiv 1/\sigma_{\text{ch}} = a + bT^2$. Le caractère (presque) parfaitement quadratique à ce dopage, où les chaînes sont presque pleines et où il n'y a probablement pas d'effet du pseudogap, indique que celles-ci, suivant la dépendance attendue d'un liquide de Fermi, ont un comportement métallique. On en conclut aussi qu'elles sont très conductrices, car on trouve à tous les dopages $\rho_a > \rho_b$ [116].

Étant ainsi métalliques, les chaînes apportent aussi une contribution à la conductivité thermique κ_b . De manière équivalente à la conductivité électrique, on pose $\kappa_{\text{ch}} \equiv \kappa_b - \kappa_a$. Gagnon *et al.* [117] ont aussi observé une anisotropie de κ (dans le même type d'échantillons que pour σ) sur toute la gamme de température mesurée (voir Fig. 2.6). Les chaînes

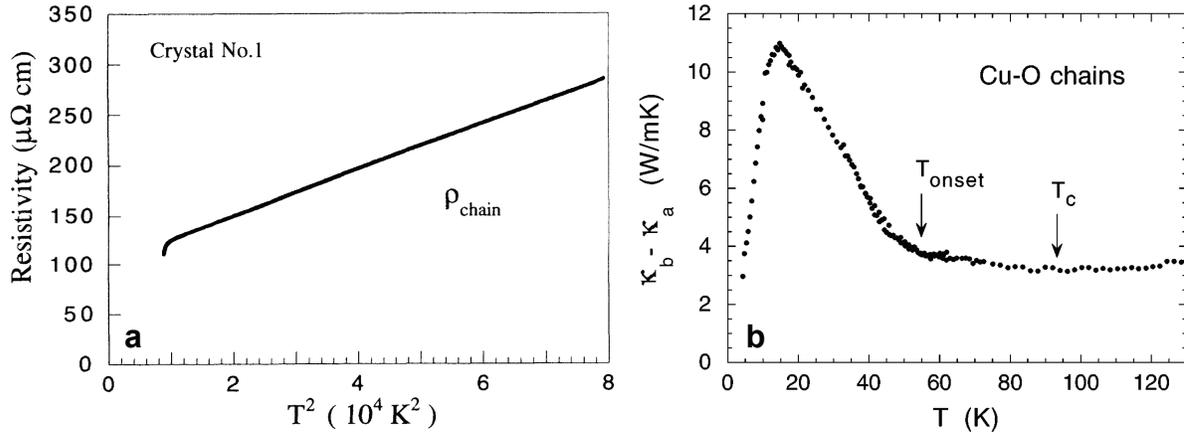


FIGURE 2.6 – a) Résistivité des chaînes de CuO uniaxiales le long de b $\rho_{\text{ch}} \equiv 1/\sigma_{\text{ch}} \equiv 1/(\sigma_b - \sigma_a)$ d’YBCO à $y = 6.9$ en fonction de T^2 (l’intervalle tracé correspond à $100 < T < 280 \text{ K}$). On constate que $\rho_{\text{ch}} = a + bT^2$ et suit très bien cette dépendance sur l’ensemble de la gamme de température, lui donnant un caractère métallique. b) Conductivité thermique des chaînes $\kappa_{\text{ch}} \equiv \kappa_b - \kappa_a$ d’YBCO à $y = 6.9$ en fonction de T . Les chaînes augmentent la conductivité thermique le long de l’axe- b . Figures tirées respectivement des réfs. [115, 117].

conductrices augmentent ainsi la conductivité thermique le long de b .

2.1.6 Échantillons d’YBCO mesurés

Le tableau 2.1 suivant liste tous les échantillons d’YBCO présentés dans cette thèse par chapitre avec leurs différentes propriétés : concentration d’oxygène y , température critique T_c (K), dopage en trous p , direction du transport par rapport aux axes a et b du plan ($L||$ axe), nom ou code de l’échantillon, dimensions (en μm) pour facteur géométrique ; longueur L entre les contacts longitudinaux, largeur w et épaisseur w . La température de déviation de l’effet Nernst $T_\nu (= T^*)$ est aussi indiquée.

y	T_c	p	axe	nom	L	w	t	T_ν	Chapitre
6.45	45	0.078	a	p10045-a2	490	730	52.3	-	4, 5
6.45	45	0.078	b	p10045-b1	889	668	56.9	-	4, 5
6.54	61.5	0.11	a	p10010-4	830	613	92.5	260	4, 5
6.54	61.5	0.11	a	p13008-a	521	794	40.3	-	6
6.54	61.5	0.11	b	p13008-b	656	951	42.4	-	6
6.67	66	0.12	a	p9107-a3	633	670	62.8	250	4, 5
6.67	66	0.12	b	p9107-b3	554	510	22.5	225	4, 5
6.67	65.4	0.119	a et b	p13024-2	667	841	32	230	6
6.67	65.4	0.119	a et b	p13024-3	306	529	38	240	6
6.75	75	0.132	a	p10024-1a	378	453	66.9	230	4, 5
6.75	75	0.132	b	p10024-2b	502	702	67.3	230	4, 5
6.80	82.2	0.139	a	11146 Rect-s2	562	1601	24.6	-	6
6.80	82.2	0.139	b	11146 Rect-s2	798	1138	24.6	-	6
6.86	91	0.15	a	p11045-1a	710	916	34.2	175	4, 5
6.86	91	0.15	b	p11045-1b	545	861	39.7	175	4, 5
6.92	93.5	0.161	b	p11052b	746	803	49.6	185	4, 5
6.97	93.5	0.177	b	p11038b	583	768	42.7	150	4, 5
6.998	90.5	0.18	a	p11023-a	590	725	36.5	-	4, 5
6.998	90.5	0.18	b	p11023-b	564	1099	101	140	4, 5

TABLEAU 2.1 – Liste des échantillons d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) présentés dans cette thèse par chapitre avec leurs différentes propriétés : concentration d'oxygène y , température critique T_c (K), dopage en trous p , direction du transport par rapport aux axes a et b du plan ($L \parallel$ axe), nom ou code de l'échantillon, dimensions (en μm) pour facteur géométrique ; longueur L entre les contacts longitudinaux, largeur w et épaisseur w . La température de déviation de l'effet Nernst T_ν ($= T^*$) est aussi indiquée.

2.2 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

2.2.1 Structure cristalline

Le composé $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) est un cuprate formant aussi une sous-famille. À cause de sa structure simple, la facilité avec laquelle on le dope et le large intervalle de dopage qu'on peut atteindre, LSCO est considéré comme un cuprate modèle. Notons toutefois qu'il n'est pas aussi propre et ordonné qu'YBCO [118]. La structure cristalline est présentée à la Figure 2.7. L'élément de base consiste en des couches de CuO_2 dans le plan ab (tout comme dans YBCO et les autres cuprates), formés d'atomes de Cu aux coins d'un réseau carré avec des atomes de O entre eux (au milieu des arrêtes). Ces couches de CuO_2 s'empilent selon l'axe- c , et sont intercalées par des couches réservoirs de charge isolantes de $(\text{La},\text{Sr})\text{O}$. La structure cristalline est tétragonale (ou orthorhombique) corps centré de type pérovskite formée d'octaèdres de CuO_6 , avec les O aux sommets et le Cu au centre de la base. La base de ces octaèdres forme une autre couche de plan de CuO_2 et il y a donc deux plans par cellule unité. Toutefois, étant donné que les plans de CuO_2 sont équidistants, LSCO est considéré comme un cuprate monocouche (contrairement à YBCO qui est bicouche).

LSCO possède deux phases structurales, une tétragonale à haute température (HTT) et une orthorhombique à basse température (LTO). Dans la phase tétragonale, les paramètres de mailles sont : $a = 3.812 \text{ \AA}$ et $c = 13.15 \text{ \AA}$ [120]. Dans la phase orthorhombique, l'octaèdre de CuO_6 effectue une petite rotation ($\approx 4^\circ$) dans la direction (110) [120]. Cela fait en sorte que deux atomes d'O du plan basal de l'octaèdre se retrouvent au-dessous et deux en-dessous du plan, créant un zig-zag dans les liaisons de Cu-O. Cette petite inclinaison change la structure qui devient alors orthorhombique ($a < b$) avec les paramètres de maille $a = 5.35 \text{ \AA}$ et $b = 5.40 \text{ \AA}$ [120]. Les vecteurs de la cellule unité orthorhombique sont tournés de 45° par rapport à ceux de la cellule unité tétragonale. Étant donné qu'il y a deux plans de CuO_2 par cellule unité, on définit la distance inter-plan comme $c/2 = 6.57 \text{ \AA}$.

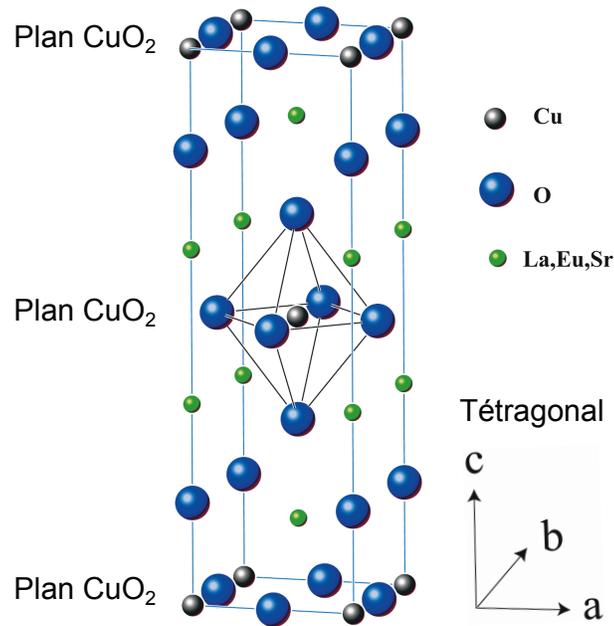


FIGURE 2.7 – Cellule unitaire de la structure cristalline de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Les plans de CuO_2 et les octaèdres de CuO_6 sont séparés par des plans de $(\text{La},\text{Sr})\text{O}$ isolants. Dans la phase tétraogonale, les axes a et b sont parallèles aux liaisons $\text{Cu}-\text{O}$, tandis que dans la phase orthorhombique, ils sont définis à 45° de ces derniers. Figure adaptée de la réf. [119].

2.2.2 Structure électronique

Pour que le composé parent, $(\text{La}^{3+})_2\text{Cu}^{2+}(\text{O}^{2-})_4$, soit neutre électriquement, le Cu ($3d^{10}4s^1$) doit être dans un état Cu^{2+} en perdant un électron $4s$ et un $3d$ [120]. La valence du Cu est donc $3d^9$ et il y a ainsi un trou ($3d$) par atome de Cu. Comme tous les autres cuprates, par sa structure électronique, La_2CuO_4 devrait être un métal (1 électron de valence), mais la forte répulsion entre sites des électrons $3d$ du Cu donne plutôt un isolant de Mott (voir Section 1.2.1). Il est possible de doper La_2CuO_4 en trous en substituant des cations de La^{3+} par du Sr^{2+} . La différence de valence entre le trivalent et le divalent donne directement un trou additionnel dans le plan de CuO_2 par atome de Sr, x . On peut ainsi facilement déterminer le dopage p de LSCO en connaissant sa concentration x de Sr.

Ainsi, en augmentant la concentration de Sr, on peut construire un diagramme de phase complet passant par les diverses phases typiques des cuprates. À dopage nul, LSCO est un isolant de Mott antiferromagnétique 3D avec une température de Néel

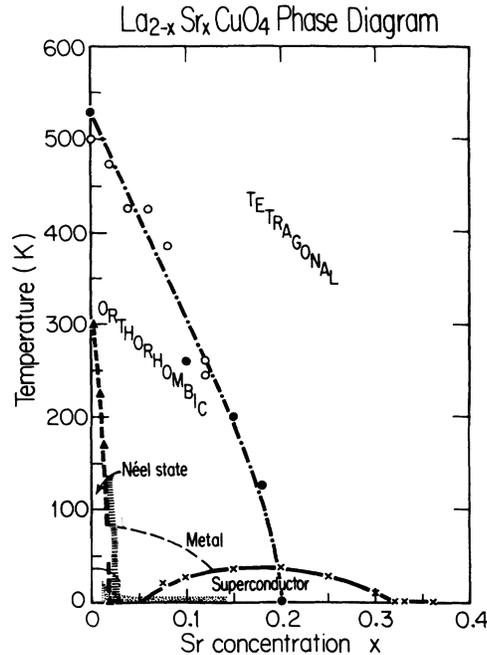


FIGURE 2.8 – Diagramme de phase, température T vs dopage en Sr x , de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO). Les phases structurales tétragonale (HTT) et orthorhombique (LTO) sont présentées, ainsi que la phase AFM (Néel state) à bas dopage et la phase supraconductrice. À haut dopage ($x > 0.25$) le comportement est complètement métallique (voir Section 1.2.2). Le diagramme montre toute l'étendue des phases qu'on peut couvrir en dopant ce matériau. Figure tirée de [121].

$T_N = 350 \text{ K}$ [120]. En commençant la substitution de La par du Sr, on fait rapidement disparaître la phase AFM à $x = 0.02$. Toutefois, au-dessus de ce dopage des corrélations AFM en deux dimensions à courte portée restent présentes. En continuant à doper, on fait apparaître une phase supraconductrice à $x \simeq 0.055$ qui forme un dôme centré à $p = 0.16$, dopage optimal où $T_c \approx 39 \text{ K}$ est maximisé. Notons que le dôme supraconducteur forme un petit creux autour de $x = 1/8$. La phase supraconductrice persiste jusqu'à $x \simeq 0.27$ [122]. Au-delà de ce dopage, on trouve un liquide de Fermi standard (voir Section 1.2.2). Le diagramme de phase de LSCO est présenté à la Figure 2.8.

2.2.3 Substitution avec Nd ou Eu

À partir de LSCO, à un dopage $x = p$ donné, il est possible de substituer des atomes de La trivalents par des terres rares aussi trivalentes, pour donner $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Dans cette thèse nous nous intéressons à des concentrations particulières de Nd ($y = 0.4$) et d'Eu ($y = 0.2$) donnant $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO) et $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Eu-LSCO). Cette substitution ne change pas la valence et ainsi, le dopage dans le plan reste le même. Toutefois, elle affecte la structure cristalline en induisant une transition structurale supplémentaire. L'octaèdre de CuO_6 effectue une autre légère rotation, mais cette fois le long de la direction (100) ou (010), faisant en sorte qu'il y a seulement deux atomes d'O du plan basal de l'octaèdre qui sont déplacés. Cet axe de rotation pivote de 90° le long de l'axe- c entre la base et la moitié de la cellule unité [119]. Ainsi, même si chaque plan reste orthorhombique, leur alternance crée une phase tétragonale, dite à basse

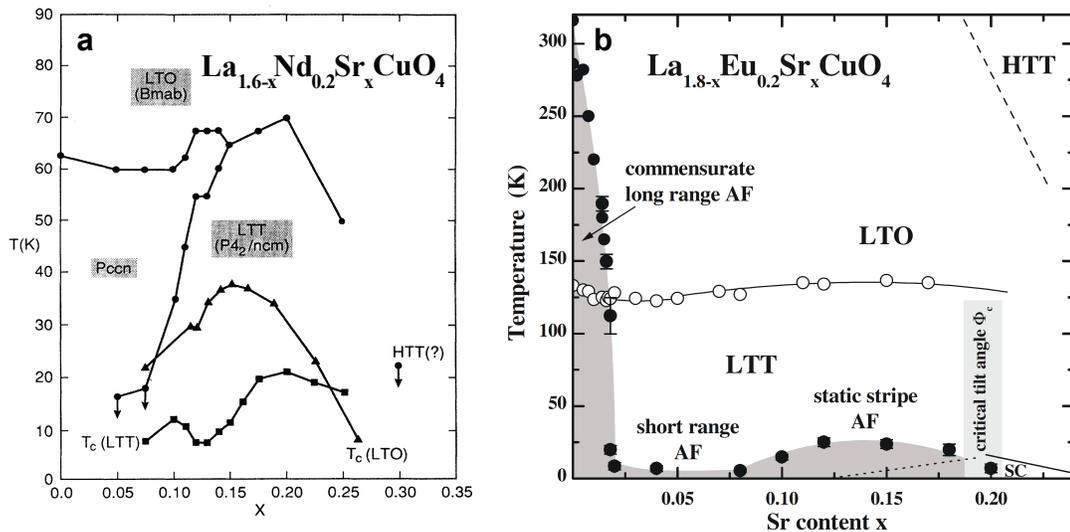


FIGURE 2.9 – Diagramme de phase structural, température T vs dopage en Sr x , des composés dérivés de LSCO par substitution isovalente de terre rare, $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO, **a**) et $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Eu-LSCO, **b**). Dans les deux cas (cercles pleins en **a** et ouverts en **b**), la température de transition de la phase orthorhombique basse température à tétragonale basse température, LTO \rightarrow LTT, varie peu en fonction du dopage x . Les valeurs de T_c sont aussi indiquées : Nd-LSCO (carrés pleins), LSCO (triangles pleins) et Eu-LSCO (ligne pointillée et pleine à basse température). On remarque la grande suppression de T_c dans ces matériaux par rapport à LSCO, causée possiblement par la phase LTT et/ou l'ordre de rayures. Panneaux **a** et **b** tirés de [123, 124].

température (LTT). Même si elle ne change pas le dopage, cette substitution entraîne une diminution de la supraconductivité, particulièrement à $x \simeq 1/8$. Les diagrammes de phase de Nd-LSCO et Eu-LSCO, en particulier leurs transitions structurales, sont présentés à la Figure 2.9.

La transition vers la phase LTT apporte d'autres caractéristiques particulières. En effet, on observe dans ces matériaux le fameux ordre de rayures de charge et de spin, dit de "stripe" (voir Section 1.3). La corrélation entre la température où apparaissent l'ordre de rayures et la phase LTT n'est probablement pas une coïncidence. En effet, la légère inclinaison de l'octaèdre de CuO_6 le long de (100) ou (010) dans la phase LTT introduit un potentiel de piégeage pour les rayures, très unidirectionnelles, dans ces directions [74]. L'absence d'ordre de rayures dans la phase LTO pourrait ainsi s'expliquer par l'absence de ce potentiel puisque l'axe de rotation est plutôt (110). Notons toutefois que dans Eu-LSCO, la température de transition LTT ne coïncide pas avec la température d'apparition de l'ordre de rayures ; à $x = 0.125$, $T_{\text{LTT}} = 135 \text{ K}$ [124] et $T_{\text{CO}} = 80 \text{ K}$ [125].

y	x	nom	T_c	L	w	t	T_ν	Chapitre
Eu 0.2	0.08	Eu-LSCO-p08	2.7	0.981	0.722	0.241	190	4
Eu 0.2	0.10	Eu-LSCO-p10	5.2	0.574	0.833	0.167	175	4
Eu 0.2	0.125	Eu-LSCO-p125	5	0.94	0.28	0.19	140	4
Eu 0.2	0.16	Eu-LSCO-p16	16	0.45	0.43	0.23	120	4
Nd 0.4	0.15	Nd-LSCO-p15 axe- a	?	0.98	1.71	0.476	155	5
Nd 0.4	0.15	Nd-LSCO-p15 axe- b	?	0.98	1.42	1.148	160	5
Nd 0.4	0.20	Nd-LSCO-p20	20	1.51	0.5	0.64	70	4
Nd 0.4	0.25	Nd-LSCO-p24	17	2.5	0.51	0.51	0	4

TABLEAU 2.2 – Liste des échantillons de $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ présentés dans cette thèse par chapitre avec leurs différentes propriétés : quantité de terre rare (RE) substituée y , concentration de Sr x (équivalente au dopage en trous p , sauf à $x = 0.25$ ou $p = 0.24$), nom de l'échantillon, température critique T_c (K), dimensions (en mm) pour facteur géométrique ; longueur L entre les contacts longitudinaux, largeur w et épaisseur w . La température de déviation de l'effet Nernst T_ν ($= T^*$) est aussi indiquée.

2.2.4 Échantillons de LSCO mesurés

Le tableau 2.2 suivant liste tous les échantillons de $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ présentés dans cette thèse par chapitre avec leurs différentes propriétés : quantité de terre rare (RE) substituée y , concentration de Sr x (équivalente au dopage en trous p , sauf à $x = 0.25$ ou $p = 0.24$), nom de l'échantillon, température critique T_c (K), dimensions (en mm) pour facteur géométrique ; longueur L entre les contacts longitudinaux, largeur w et épaisseur w . La température de déviation de l'effet Nernst T_ν ($= T^*$) est aussi indiquée.

2.3 Résumé du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons vu les aspects importants concernant les deux familles de matériaux étudiées dans cette thèse ; $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) et $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO). Nous avons vu les détails importants de leur structure cristalline, en particulier la présence de chaînes de CuO uniaxiales dans YBCO et la phase tétragonale à basse température LTT dans LSCO lorsqu'il est substitué en Nd ou Eu. Nous avons ensuite vu comment ces matériaux sont dopés en trous et comment on peut contrôler et déterminer ce dopage si important pour la comparaison entre échantillons. Finalement nous avons présenté la liste complète des échantillons mesurés dans cette thèse.

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

Ce chapitre présente les méthodes expérimentales déployées dans ce travail ; les coefficients de transport. D'une part, nous allons définir chaque coefficient mesuré ; la résistivité électrique ρ , le coefficient de Hall R_H , le coefficient Seebeck S et le coefficient Nernst ν . Ensuite, ils seront développés et exprimés de façon à ce qu'ils soient plus révélateurs. D'autre part, nous allons détailler certaines étapes techniques de la mesure de ces coefficients dans l'espoir qu'un novice se référant à cette section réussisse à effectuer ces mesures.

3.1 Coefficients de transport

3.1.1 Définition des coefficients

Commençons d'abord par définir en mots les coefficients de transport que nous allons étudier. La résistance électrique longitudinale (résistivité ρ_{xx}) correspond à la chute de tension lors du passage d'un courant électrique sur une certaine distance d'un échantillon. La résistance électrique transverse (ρ_{xy} et effet Hall R_H) est l'équivalent de la précédente lorsque mesurée sous champ magnétique perpendiculaire au plan du courant appliqué et de la tension transverse mesurée. L'effet Seebeck, ou pouvoir thermoélectrique (S), comme ce deuxième nom le dit, est une mesure impliquant des éléments électriques et thermiques. Pour être plus précis, une tension électrique se développe le long d'un échantillon soumis

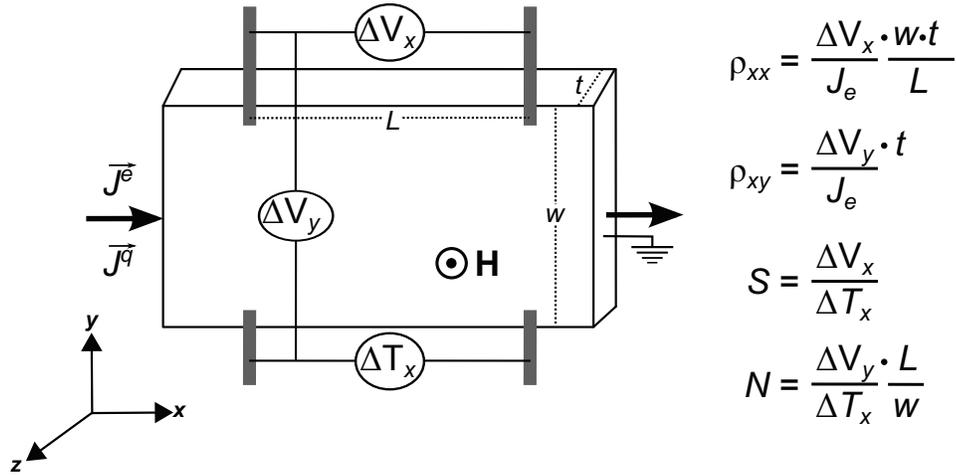


FIGURE 3.1 – Schéma des mesures électriques et thermoélectriques montrant les directions des courants électrique (J^e) et thermique (J^q), ainsi que des tensions longitudinale (ΔV_x) et transverse (ΔV_y) mesurées par rapport à l'orientation du cristal et au champ magnétique (H). Les dimensions du cristal sont aussi indiquées : longueur L , largeur w et épaisseur t . L'ensemble de ces quantités permet d'extraire les résistivités longitudinale (ρ_{xx}) et transverse (ρ_{xy}) ainsi que les effets Seebeck (S) et Nernst (N), tel qu'indiqué.

à un gradient thermique avec un coefficient de proportionnalité S . L'effet Nernst (signal N ou coefficient $\nu \equiv N/H$), aussi un effet thermoélectrique, correspond à la génération d'une tension transverse à un gradient thermique appliqué sous champ magnétique perpendiculaire. La Figure 3.1 montre un schéma simplifié des mesures électriques et thermoélectriques permettant d'extraire ces quatre coefficients. Voyons maintenant comment extraire ces coefficients de transport, en particulier les coefficients thermoélectriques.

3.1.2 Développement des coefficients de transport

Les coefficients de transport découlent des courants j^i générés par la réponse linéaire des forces externes F^i appliquées à un système. Les constantes de proportionnalité reliant les forces aux courants sont appelées L^{ij} . En ce qui concerne le transport thermoélectrique, les forces en question sont le champ électrique E et le gradient de température ∇T . Les équations du transport électrique et thermique générales peuvent ainsi s'exprimer avec

leur densité de courant respective $\mathbf{j}^{e,q}$ comme [126];

$$\mathbf{j}^e = \mathbf{L}^{11} \mathbf{E} + \mathbf{L}^{12} (-\nabla T), \quad (3.1a)$$

$$\mathbf{j}^q = \mathbf{L}^{21} \mathbf{E} + \mathbf{L}^{22} (-\nabla T). \quad (3.1b)$$

Dans un contexte où l'image des quasiparticules est valable et sous l'approximation du temps de relaxation, la fonction de distribution $\mathcal{L}^{(\alpha)}$ [126]

$$\mathcal{L}^{(\alpha)} = e^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{4\pi^3} \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \tau(\epsilon(\mathbf{k})) \mathbf{v}(\mathbf{k}) \mathbf{v}(\mathbf{k}) (\epsilon(\mathbf{k}) - \mu)^\alpha, \quad (3.2)$$

avec f qui représente la fonction de Fermi, τ le temps de diffusion (relaxation), $\epsilon(\mathbf{k})$ la dépendance en vecteur d'onde de l'énergie électronique, $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ la vitesse électronique et μ le potentiel chimique, peut être utilisée pour exprimer les coefficients \mathbf{L}^{ij} [126]

$$\mathbf{L}^{11} = \mathcal{L}^{(0)}, \quad (3.3a)$$

$$\mathbf{L}^{21} = T \mathbf{L}^{12} = -\frac{1}{e} \mathcal{L}^{(1)}, \quad (3.3b)$$

$$\mathbf{L}^{22} = \frac{1}{e^2 T} \mathcal{L}^{(2)}. \quad (3.3c)$$

On note que l'équation 3.3b représente une forme des relations de réciprocity d'Onsager (nous allons y revenir à la Section 6.1.2). Les coefficients \mathbf{L}^{ij} sont reliés aux tenseurs de la conductivité électrique $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$, des coefficients Seebeck $\overset{\leftrightarrow}{S}$ et Peltier $\overset{\leftrightarrow}{\Pi}$ et de la conductivité thermique $\overset{\leftrightarrow}{\kappa}$ par [126]

$$\overset{\leftrightarrow}{\sigma} = \mathbf{L}^{11}, \quad (3.4a)$$

$$\overset{\leftrightarrow}{S} = (\mathbf{L}^{11})^{-1} \mathbf{L}^{12}, \quad (3.4b)$$

$$\overset{\leftrightarrow}{\Pi} = (\mathbf{L}^{11})^{-1} \mathbf{L}^{21}, \quad (3.4c)$$

$$\overset{\leftrightarrow}{\kappa} = \mathbf{L}^{22} - \mathbf{L}^{21} (\mathbf{L}^{11})^{-1} \mathbf{L}^{12} \approx \mathbf{L}^{22}. \quad (3.4d)$$

On remarque d'ailleurs qu'en combinant les équations 3.3b, 3.4b et 3.4c, on trouve la relation de Kelvin reliant les coefficients Peltier et Seebeck : $\Pi = TS$.

On développe l'équation 3.1a dans le plan xy , avec un champ magnétique le long de z , pour en extraire les coefficients de transport mesurés; $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}, S$ et N . Le courant

électrique nous donne :

$$j_x^e = L_{xx}^{11} E_x + L_{xy}^{11} E_y - L_{xx}^{12} \partial_x T - L_{xy}^{12} \partial_y T, \quad (3.5a)$$

$$j_y^e = L_{yx}^{11} E_x + L_{yy}^{11} E_y - L_{yx}^{12} \partial_x T - L_{yy}^{12} \partial_y T. \quad (3.5b)$$

Étant donné que la mesure thermoélectrique est faite en circuit électrique ouvert, le courant électrique est nul, $\mathbf{j}^e = 0$. On pose le gradient thermique longitudinal le long de x et on peut négliger le gradient thermique transverse (en y). En effet, ce dernier est court-circuité par la grande conductivité thermique des phonons longitudinaux et sa mesure (dans YBCO $p = 0.12$ entre 10 et 100 K) donne $\kappa_{xy} / \kappa_{xx} \sim 0.001 - 0.01$. On obtient alors :

$$L_{xx}^{11} E_x + L_{xy}^{11} E_y - L_{xx}^{12} \partial_x T = 0, \quad (3.6a)$$

$$L_{yx}^{11} E_x + L_{yy}^{11} E_y - L_{yx}^{12} \partial_x T = 0. \quad (3.6b)$$

On isole E_y à partir de l'équation 3.6b du courant selon y :

$$E_y = -\frac{L_{yx}^{11}}{L_{yy}^{11}} E_x + \frac{L_{yx}^{12}}{L_{yy}^{11}} \partial_x T, \quad (3.7)$$

et on l'insère dans l'équation 3.6a le long de x :

$$\begin{aligned} L_{xx}^{11} E_x + L_{xy}^{11} \left[-\frac{L_{yx}^{11}}{L_{yy}^{11}} E_x + \frac{L_{yx}^{12}}{L_{yy}^{11}} \partial_x T \right] - L_{xx}^{12} \partial_x T &= 0, \\ (L_{xx}^{11} L_{yy}^{11} - L_{xy}^{11} L_{yx}^{11}) E_x &= (L_{xx}^{12} L_{yy}^{11} - L_{xy}^{11} L_{yx}^{12}) \partial_x T, \end{aligned}$$

$$S_x \equiv \frac{E_x}{\partial_x T} = \frac{L_{xx}^{12} L_{yy}^{11} - L_{xy}^{11} L_{yx}^{12}}{L_{xx}^{11} L_{yy}^{11} - L_{xy}^{11} L_{yx}^{11}}. \quad (3.8)$$

On trouve ainsi la forme générale du coefficient Seebeck longitudinal S en fonction des coefficients $\mathbf{L}_{\alpha\beta}^{ij}$. Pour extraire maintenant le coefficient de Nernst N , qui correspond aux éléments hors-diagonaux du tenseur Seebeck, on isole E_x à partir de l'équation 3.6a du courant selon x :

$$E_x = -\frac{L_{xy}^{11}}{L_{xx}^{11}} E_y + \frac{L_{xx}^{12}}{L_{xx}^{11}} \partial_x T, \quad (3.9)$$

et on l'insère dans l'équation 3.6b le long de y :

$$\begin{aligned} L_{yx}^{11} \left[-\frac{L_{xy}^{11}}{L_{xx}^{11}} E_y + \frac{L_{xx}^{12}}{L_{xx}^{11}} \partial_x T \right] + L_{yy}^{11} E_y - L_{yx}^{12} \partial_x T &= 0, \\ (L_{xx}^{11} L_{yy}^{11} - L_{yx}^{11} L_{xy}^{11}) E_y &= (L_{yx}^{12} L_{xx}^{11} - L_{yx}^{11} L_{xx}^{12}) \partial_x T, \end{aligned}$$

$$N_x \equiv \frac{E_y}{-\partial_x T} = \frac{L_{yx}^{11} L_{xx}^{12} - L_{yx}^{12} L_{xx}^{11}}{L_{xx}^{11} L_{yy}^{11} - L_{xy}^{11} L_{yx}^{11}}. \quad (3.10)$$

On note ici que nous avons utilisé la convention répandue dans la communauté travaillant sur les supraconducteurs pour le signe de l'effet Nernst ; $N_x \equiv E_y / -\partial_x T$ qui donne un signe positif au signal provenant de l'écoulement des vortex. En appliquant le courant de chaleur le long de y et en négligeant le courant de chaleur transverse le long de x , on trouve de façon équivalente S_y et N_y :

$$S_y \equiv \frac{E_y}{\partial_y T} = \frac{L_{yy}^{12} L_{xx}^{11} - L_{yx}^{11} L_{xy}^{12}}{L_{xx}^{11} L_{yy}^{11} - L_{xy}^{11} L_{yx}^{11}}, \quad (3.11)$$

$$N_y \equiv \frac{E_x}{-\partial_y T} = \frac{L_{xy}^{11} L_{yy}^{12} - L_{xy}^{12} L_{yy}^{11}}{L_{xx}^{11} L_{yy}^{11} - L_{xy}^{11} L_{yx}^{11}}. \quad (3.12)$$

Pour simplifier la représentation, on exprime les coefficients $\mathbf{L}^{11,12}$ en fonction des tenseurs de conductivité électrique et thermoélectrique : $\overleftrightarrow{\sigma} \equiv \mathbf{L}^{11}$ et $\overleftrightarrow{\alpha} \equiv \mathbf{L}^{12}$. Avec ces définitions et l'équation 3.4b, on peut exprimer le coefficient Seebeck comme $\overleftrightarrow{S} = \overleftrightarrow{\alpha} / \overleftrightarrow{\sigma}$. On peut alors réécrire les équations 3.8, 3.10, 3.11 et 3.12 comme :

$$S_x \equiv \frac{E_x}{\partial_x T} = \frac{\alpha_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \alpha_{yx}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}}, \quad (3.13a)$$

$$S_y \equiv \frac{E_y}{\partial_y T} = \frac{\alpha_{yy} \sigma_{xx} - \sigma_{yx} \alpha_{xy}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}}, \quad (3.13b)$$

$$N_x \equiv \frac{E_y}{-\partial_x T} = \frac{\sigma_{yx} \alpha_{xx} - \alpha_{yx} \sigma_{xx}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}}, \quad (3.13c)$$

$$N_y \equiv \frac{E_x}{-\partial_y T} = \frac{\sigma_{xy} \alpha_{yy} - \alpha_{xy} \sigma_{yy}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}}. \quad (3.13d)$$

3.1.3 Description des coefficients de transport

La prochaine section décrit théoriquement (de façon simplifiée) ces propriétés afin qu'on puisse les interpréter plus facilement plus tard dans la thèse. Notons qu'elle est largement tirée de la réf. [127]

Résistivité

Malgré que la résistivité soit une des mesures expérimentales les plus simples à effectuer, elle est beaucoup plus compliquée à calculer (voir éq. 3.2). Dans ce contexte et en sachant qu'il s'agit d'une thèse expérimentale, nous allons utiliser un modèle très simple, mais qui arrive souvent à bien décrire la conductivité électrique, le modèle de Drude. Il ne s'agit pas de comparer quantitativement les mesures aux estimations de ce modèle, mais plutôt d'avoir une idée de ce qui gouverne la conductivité électrique en regardant son évolution en dopage, en température, en champ et pour divers matériaux.

Ce modèle classique traite les électrons comme des particules ponctuelles entrant en collision avec le noyau des atomes fixes du cristal. Cela ne correspond pas à la vision quantique moderne de la matière condensée (orbitales, phonons, etc.) donc nous devons le prendre avec un grain de sel. Selon ce modèle, lorsqu'une différence de potentiel est appliquée le long d'un conducteur, il se crée un champ électrique dans la même direction. La relation linéaire entre la densité de courant \mathbf{j} et le champ électrique \mathbf{E} s'exprime ainsi via la conductivité σ par $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = ne^2\tau/m$. On définit la résistivité électrique ρ comme l'inverse de la conductivité (si les quantités sont des scalaires et non des tenseurs) et elle est donnée par

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau}, \quad (3.14)$$

où m, n, e et τ sont respectivement la masse électronique, la densité de charge, la charge électronique ($-e$ pour les électrons et $+e$ pour les trous) et le temps de diffusion [126].

Les contributions à la résistivité comprennent la diffusion avec les phonons, les électrons, les défauts dans le réseau et autres impuretés cristallines. Ces impuretés, indépendantes en température, donnent une valeur résiduelle ρ_0 à la résistivité lorsque $T \rightarrow 0$. La contribution des phonons a plusieurs dépendances en température, linéaire à haute

température et T^5 à basse température. Lorsqu'il y a deux types de porteurs (électrons n et trous p), la conductivité totale s'exprime comme la somme des conductivités de chacun : $\sigma = ne\mu_n + pe\mu_p$ et la résistivité comme $\rho = 1/[ne\mu_n + pe\mu_p]$, où $\mu_{n,p} = e\tau_{n,p}/m_{n,p}$ est la mobilité respective des porteurs. Ainsi, dans un modèle assez simple donnant des résultats près de la mesure, la résistivité est une quantité qui nous renseigne d'une part sur le taux de diffusion ($1/\tau$) et d'autre part sur la densité de porteurs (n).

Effet Hall

La mesure de résistance électrique en présence d'un champ magnétique \mathbf{H} perpendiculaire au courant électrique appliqué \mathbf{j} entraîne une déviation des charges, avec une densité de porteurs n , de charge e et à vitesse \mathbf{v} , par la force magnétique dans la direction $e\mathbf{v} \times \mathbf{H}$, où e est positif ou négatif selon la polarité des charges. Les charges s'accumulent alors dans cette direction jusqu'à ce qu'un champ électrique E_H , créé par cette accumulation, contre-balance la déflexion magnétique. L'effet Hall est la génération et la détection de ce champ E_H et le coefficient de Hall R_H est défini comme $E_H = R_H j H$.

Lorsque l'équilibre entre les forces magnétique et électrique est atteint, la force de Lorentz donne

$$\begin{aligned} e\mathbf{E}_H + e\mathbf{v} \times \mathbf{H} &= 0, \\ \mathbf{E}_H &= \frac{1}{ne}\mathbf{H} \times \mathbf{j}, \\ R_H &= \frac{1}{ne}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

une expression pour le coefficient de Hall, en sachant que $\mathbf{j} = nev$ [126]. Le coefficient de Hall est donc une mesure directe de la densité et de la nature (électron n ou trou p) des porteurs. Dans le cas où on a deux types de porteurs (n et p), l'expression de R_H devient un peu plus compliquée et dépend des mobilités de chacun ;

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{e(p\mu_p + n\mu_n)^2} = \frac{p - nb^2}{e(p + nb)^2} \quad (3.16)$$

où $b = \mu_n/\mu_p$ et e est strictement positif [126].

Effet Seebeck

Soumis à un gradient thermique ∇T , les porteurs d'un conducteur diffusent et s'accumulent du côté froid de l'échantillon. Cette distribution spatiale de charges crée un champ électrique \mathbf{E} qui s'oppose au gradient thermique et induit un courant électrique opposé au gradient. Ces deux courants (thermique et électrique) opposés vont s'égaliser à l'équilibre de manière à ce que le courant net soit nul. Le champ électrique généré est proportionnel au gradient de température et donc, la différence de potentiel ΔV engendrée par le champ est proportionnelle à la différence de température ΔT entre les points où la tension est mesurée. Ainsi, le rapport de ces quantités donne le coefficient de proportionnalité ; le coefficient Seebeck S aussi appelé pouvoir thermoélectrique : $S = \mathbf{E}/\nabla T = -\Delta V/\Delta T$.

Dans le contexte de l'équation de Boltzmann, en combinant les équations 3.2, 3.3a, 3.3b et 3.4b, on arrive à extraire l'effet Seebeck

$$S = \pm \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3 e} \left. \frac{\partial \ln \sigma(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right|_{\epsilon_F}, \quad (3.17)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, e la charge électronique, $\sigma(\epsilon)$ la conductivité électrique (égale à \mathcal{L}^0 , voir l'équation 3.2) évaluée à l'énergie de Fermi ϵ_F [126]. Pour simplifier le résultat, on suppose le cas simple d'un gaz d'électrons libres. De plus, on pose la dépendance en énergie du temps de diffusion (compris dans σ) comme $\tau(\epsilon) = \tau_0 \epsilon^\zeta$, avec $\zeta = -1/2$. Cela correspond à un libre parcours moyen l_e constant : $\tau = l_e/v \propto \epsilon^{-1/2}$. Ces hypothèses et simplifications mènent à l'expression suivante pour le pouvoir thermoélectrique d'un gaz d'électrons libres [128] :

$$S = \pm \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3 e \epsilon_F} \left(\frac{3}{2} + \zeta \right). \quad (3.18)$$

On voit ainsi que l'effet Seebeck est inversement proportionnel à l'énergie de Fermi ϵ_F et qu'un changement de la surface de Fermi l'affectera directement.

Cette expression peut être encore plus révélatrice en utilisant la relation, toujours pour un gaz d'électrons libres, reliant l'énergie de Fermi, la densité d'états $N(\epsilon_F)$ et la densité de porteurs n ; $N(\epsilon) = 3n/2\epsilon_F$. En insérant cette relation dans la dernière expression de l'effet Seebeck, on obtient une équation très similaire à celle de la chaleur

spécifique électronique [128] :

$$S = \pm \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B^2 T}{e} \frac{N(\epsilon_F)}{n} \left(1 + \frac{2\zeta}{3} \right) \quad (3.19)$$

$$C_{\text{el}} = \frac{\pi^2}{3} k_B^2 T N(\epsilon_F). \quad (3.20)$$

On remarque alors que le pouvoir thermoélectrique S correspond à la chaleur spécifique par électron. Pour un taux de diffusion indépendant de l'énergie ($\zeta = 0$), on obtient directement : $S = C_{\text{el}}/ne$. Cette relation entre les deux propriétés a été vérifiée empiriquement [128] et théoriquement. En fait, on retiendra que l'effet Seebeck est aussi indirectement proportionnel à la densité de porteurs n et à leur signe, tout comme le coefficient de Hall.

On peut aussi ajouter qu'une contribution supplémentaire peut modifier le terme diffusif de l'effet Seebeck. Il s'agit de l'entraînement des phonons, le "phonon drag". Cet effet provient de l'interaction entre les électrons et les phonons dans un gradient thermique où les premiers transfèrent une partie de leur impulsion aux seconds les "entraînant" ainsi avec eux [129]. Cela provoque donc une augmentation de la masse effective des électrons et cette contribution peut-être particulièrement visible dans l'effet Seebeck (dans le cas des métaux nobles par exemple). Nous rediscuterons de l'importance de cette contribution à la Section 6.7.

Dans le cas où il y a deux types de porteurs, on peut écrire l'effet Seebeck total comme la somme pondérée des contributions de chaque porteurs ; $S = S_n \frac{\sigma_n}{\sigma} + S_p \frac{\sigma_p}{\sigma}$.

Effet Nernst

Un matériau parcouru par un gradient thermique ∇T (selon x) et soumis à un champ magnétique H perpendiculaire (selon z) verra ses porteurs déviés vers la direction transverse (selon y). La génération d'une différence de potentiel et d'un champ électrique transverse E_y due à l'accumulation de charges correspond à l'effet Nernst, caractérisé par le signal de Nernst défini comme $N_x \equiv E_y / -\partial_x T$ (convention vortex) et le coefficient de Nernst $\nu \equiv N/H$. Étant une mesure à circuit électrique ouvert ($\mathbf{j} = 0$), les charges guidées par le gradient et se déplaçant du côté chaud vers le côté froid sont compensées par des charges allant dans l'autre direction pour assurer un courant électrique net nul.

Ces dernières sont ainsi déviées du côté opposé ($-y$). Dans le cas le plus simple d'une surface de Fermi cylindrique avec un type de porteurs, les deux courants transverses égaux et opposés vont s'annuler et il n'y aura pas de tension mesurée. On appelle ce cas particulier "l'annulation de Sondheimer". Toutefois, en général les courants ne s'annulent pas exactement, à cause de la dépendance en énergie du taux de diffusion ou de la densité d'états, et on détecte un signal non nul.

La solution de l'équation de Boltzmann amène une relation, appelée relation ou formule de Mott [130] entre les tenseurs de conductivité électrique $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ et thermoélectrique $\overset{\leftrightarrow}{\alpha}$. Cette relation stipule que le deuxième est relié au premier par la dérivée en énergie du premier au niveau de Fermi. Autrement dit, la réponse thermoélectrique est une mesure de la variation de conductivité due à un changement infinitésimal de l'énergie. La relation de Mott s'exprime comme suit [130] :

$$\overset{\leftrightarrow}{\alpha} = \left(\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3 e} \right) \frac{\partial \overset{\leftrightarrow}{\sigma}}{\partial \epsilon} \Bigg|_{\epsilon = \epsilon_F}. \quad (3.21)$$

En combinant les équations 3.13c (ou 3.13d) et 3.21, en prenant l'approximation $\sigma_{xx}^2 \gg \sigma_{xy}^2$ et en simplifiant on arrive à exprimer l'effet Nernst N comme [131] :

$$N = - \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3 e} \frac{\partial \tan \theta_H}{\partial \epsilon} \Bigg|_{\epsilon = \epsilon_F}, \quad (3.22)$$

où $\tan \theta_H \equiv \sigma_{xy} / \sigma_{xx}$ représente la tangente de l'angle de Hall.

Cette expression montre que l'effet Nernst dépend directement de la dérivée énergétique de l'angle de Hall. Sachant que pour une bande unique, $\tan \theta_H = \omega_c \tau = eH\tau/m^*$ (où ω_c est la fréquence cyclotron et m^* la masse effective), on peut remplacer l'angle de Hall par le temps de diffusion τ dans l'expression de N . On remarque alors que N dépend de la dérivée énergétique du taux de diffusion et on retrouve "l'annulation de Sondheimer" si la dérivée est nulle.

On peut tout de même avoir un signal fini même si la dérivée est nulle, à condition d'avoir plusieurs bandes (électrons et trous). On dit donc qu'il s'agit d'un effet Nernst ambipolaire. Les équations 3.13c, 3.13d comportent alors des termes qui sont les sommes des contributions de chaque type de porteurs et l'annulation n'est plus valide.

L'autre façon d'avoir un signal fini, sans avoir nécessairement ambipolarité, est que l'angle de Hall (ou le temps de diffusion) soit dépendant de l'énergie et donc que la dérivée soit non nulle. Dans ce cas, la dérivée évaluée à ϵ_F peut être approximée par $\tan \theta_H / \epsilon_F$. On peut aussi exprimer N en fonction de la mobilité en utilisant $\tan \theta_H / H = \mu$. En remplaçant le tout dans 3.22, on obtient [131] ;

$$\frac{\nu}{T} = \pm \frac{\pi^2 k_B^2 \mu}{3 e \epsilon_F}. \quad (3.23)$$

On remarque le signe \pm dans cette équation qui indique que le signe n'est pas relié à la nature des porteurs (e ou p) contrairement aux effets Hall et Seebeck. Le signe de l'effet Nernst est abordé à la fin de cette section.

Cette équation 3.23 de l'effet Nernst peut être utilisée pour exprimer une relation de proportionnalité entre ce dernier et l'effet Seebeck à partir de l'équation 3.18 (avec $\zeta = -1/2$) :

$$\frac{\nu}{T} = \pm \frac{S}{T} \mu. \quad (3.24)$$

De plus, en utilisant $N(\epsilon) = 3n / 2\epsilon_F$ et $\mu = e\tau / m^*$, on obtient pour le coefficient de Nernst

$$\frac{\nu}{T} = \pm \frac{2\pi^2 k_B^2 N(\epsilon) \tau}{9 m^* n}, \quad (3.25)$$

et on voit directement que ν est proportionnel au rapport du temps de diffusion sur la densité de porteurs (τ / n). La résistivité dépend aussi de ces deux quantités, mais de leur produit, non de leur rapport. Cela fait en sorte que si un changement fait augmenter le temps de diffusion et diminuer le nombre de porteurs (ou l'inverse), l'effet Nernst sera plus sensible que la résistivité. La relation 3.23 a été vérifiée expérimentalement dans plusieurs matériaux (métaux, fermions lourds, supraconducteurs organiques, cuprates) [131].

Vortex Le développement ci-dessus ne s'applique qu'aux quasiparticules normales de la surface de Fermi. Toutefois, l'effet Nernst est aussi sensible aux fluctuations supraconductrices et à la présence des vortex. Dans l'état Meissner, l'effet Nernst (et l'effet Seebeck) est nul, car les porteurs ne peuvent transporter d'entropie. Lorsqu'un champ magnétique apparaît (supérieur à H_{c1}), des lignes de champ pénètrent le supraconducteur et forment un réseau (solide) de vortex. Lorsque le champ magnétique est supérieur à H_{vs} , le réseau statique se brise et les vortex, ne formant plus un solide, peuvent ainsi se

déplacer (surtout sous l'influence d'une force due au gradient thermique) pour donner ce qu'on appelle un liquide de vortex. Ainsi, dans cet état mixte, les coeurs normaux des vortex peuvent transporter une entropie par unité de longueur \mathbf{S}_ϕ^* donnant lieu à une force thermique par unité de longueur $\mathbf{f}_{th} = -\mathbf{S}_\phi^* \nabla T$ [132]. L'écoulement de vortex peut alors être représenté par $\mathbf{v}_\phi = \eta \mathbf{S}_\phi^* \nabla T$, où η est le coefficient de viscosité et \mathbf{v}_ϕ la vitesse des vortex. Ce mouvement des vortex couplé au champ magnétique perpendiculaire induit un champ électrique transverse $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_\phi \times \mathbf{B}$ [133]. On remarque immédiatement la contribution thermoélectrique transverse des vortex. Ainsi, si v_ϕ est selon x et B selon z , le champ électrique E sera selon y ($E_y = B_z v_x$) et ainsi le signal provenant des vortex possède toujours le même signe positif (dans cette convention).

Les vortex sont aussi soumis à la force de Lorentz \mathbf{f}_L . Cette force agissant entre les vortex provient de l'interaction entre le champ magnétique de l'un (son flux) et la densité de courant \mathbf{j}_s provenant du fluide supraconducteur : $\mathbf{f}_L = \mathbf{j}_s \times \Phi_0$ [132]. C'est cette force répulsive qui fait en sorte que les vortex s'arrangent en un réseau hexagonal. La force de Lorentz provoque alors un mouvement transverse des vortex ($E_x = B_z v_y$) et la vitesse peut s'exprimer comme $v_y = \eta j_s \Phi_0$. On retrouve ainsi le η de la précédente expression concernant la force thermique ($v_x = \eta S_\phi^* \nabla_x T$). Ainsi, en isolant η dans chacune, en les égalant et en remplaçant $v_{x,y} = E_{y,x} / B_z$ on trouve : $j_s \Phi_0 / E_x = S_\phi^* \nabla_x T / E_y$. Cela permet alors d'extraire l'entropie transportée par les vortex en fonction de l'effet Nernst et la résistivité : $S_\phi^* = N \Phi_0 / \rho$.

Mentionnons aussi la contribution de la force de Magnus \mathbf{f}_M . Cet effet provient de la force exercée sur un objet en rotation en mouvement dans un fluide. La différence de pression (vitesse) entre, le côté où la vitesse du vortex \mathbf{v}_ϕ dans le fluide et sa vitesse de rotation sont dans le même sens, et le côté où elles sont dans le sens contraire, cause une force de portance sur le vortex à angle droit avec son déplacement vers le côté de basse pression.

Étant donné toutes ces forces et contributions, le mouvement des vortex entraîne le développement d'un champ électrique perpendiculaire au déplacement et au champ magnétique. Cette contribution vient donc s'ajouter à la contribution des quasiparticules dans le signal mesuré. Il n'est pas toujours évident de séparer ces deux contributions au signal. La contribution vortex est toutefois caractérisée par un signal strictement positif (convention de signe) et une dépendance non linéaire en champ magnétique. La

contribution des quasiparticules quant à elle est généralement linéaire en champ ($N \propto H$, $\nu \neq \nu(H)$; comme R_H) et son signe peut être positif ou négatif. En effet, en considérant l'équations 3.13c (ou 3.13d), on remarque que le signe de N_x (ou N_y) dépend de la grandeur relative $\sigma_{yx}\alpha_{xx}$ versus $\alpha_{yx}\sigma_{xx}$, ainsi que de $\sigma_{xx}\sigma_{yy}$ versus $\sigma_{xy}\sigma_{yx}$ (malgré que pour le dénominateur, on observe généralement $\sigma_{xx} > \sigma_{xy}$). Le chapitre 4 portera sur l'effet Nernst dans le pseudogap des cuprates dopés en trous et tentera justement de départager ces deux contributions.

3.2 Techniques de mesure

Nous allons maintenant détailler les techniques nous permettant de mesurer ces coefficients de transport. Nous allons commencer par présenter les étapes de préparation des échantillons, décrire le type de montage utilisé, puis les sondes, cryostats, instruments (électroniques) employés, et finalement expliquer le déroulement des mesures.

3.2.1 Préparation des échantillons d'YBCO

Voici maintenant quelques éléments importants à connaître pour la préparation des échantillons aux mesures de transport que nous faisons. Évidemment, il ne s'agit pas d'un guide expliquant toutes les étapes, des poudres au résultat final, mais celles-ci sont décrites dans les réfs. [105, 106, 110].

En ce qui concerne le transport, la qualité des contacts est primordiale, presque autant que la qualité de l'échantillon. Dans le cas des échantillons d'YBCO, leur surface "vitreuse" complique la pose de contacts électriques. En effet, si le "contact" consiste tout simplement à un fil d'argent collé sur la surface d'YBCO avec de la peinture d'argent, la résistance typique de ce contact est de l'ordre du $M\Omega$, bref inutilisable. Cette surface n'étant pas métallique, les techniques de soudure standard ou par point ("spot-weld") utilisées pour d'autres matériaux en physique de la matière condensée ne sont pas applicables. En fait, elles sont à éviter à tout prix étant donné qu'on ne veut surtout pas, de cette façon, chauffer un échantillon d'YBCO (même localement), ce qui entraînerait un désordre dans les chaînes et un changement du dopage.

La technique utilisée par le groupe de UBC est l'application de contacts d'or. À l'aide d'un masque fait d'une fine couche de papier d'aluminium, les contacts sont déposés sur la surface de l'échantillon (exposée par le masque), dans un évaporateur d'or. Cette étape n'étant pas suffisante, on fait ensuite diffuser l'or dans le cristal à $\approx 300^\circ$, sous une atmosphère inerte (sans O_2 évidemment). Cela permet donc d'améliorer l'homogénéité et la qualité du contact afin qu'il ait une résistance de l'ordre de 1Ω à température ambiante.

Le chauffage de la dernière étape désordonne nécessairement l'ordre des oxygènes. C'est pourquoi on les ordonne à cette étape, lorsque les échantillons n'ont plus besoin d'être chauffés. Par un certain procédé de recuit du groupe de UBC [105, 110], à température relativement basse (pour maximiser le degré d'ordre), on fait diffuser les atomes d'oxygène dans les chaînes de CuO pour qu'ils forment la superstructure la plus stable correspondant à leur concentration y (voir Fig. 2.4).

Nous recevons habituellement les échantillons d'YBCO de UBC à ce point ; lorsqu'il ne reste qu'à appliquer des fils d'argent, autrement dit, presque tout le travail, dont ils possèdent l'expertise, a été fait (vive les collaborations fructueuses!). Les échantillons ressemblent d'ailleurs à ce qu'on voit à la Figure 3.2 a. Les échantillons sont typiquement rectangulaires (idéal pour le transport), avec une surface de l'ordre de $0.4\text{-}1 \text{ mm}^2$ et une très faible épaisseur (le long de l'axe- c) de l'ordre de $10\text{-}100 \mu\text{m}$. Les dimensions précises des échantillons sont mesurées à l'aide d'un microscope optique. Ces dimensions sont nécessaires à la détermination du facteur géométrique $\alpha = \text{largeur} \times \text{épaisseur} / \text{longueur}$, où la longueur correspond à la distance entre les contacts sur le côté le plus long de l'échantillon et habituellement au côté où, dans le transport, on applique un courant. La largeur quant à elle correspond à la largeur directe de l'échantillon (non pas la distance intérieure entre les contacts), qui multipliée par l'épaisseur, donne la section dans laquelle le courant circule. Le facteur géométrique est utilisé pour extraire les coefficients de transport universels, par exemple on extrait la résistivité de notre mesure de résistance $\rho = R\alpha$. La largeur finie (et souvent assez large par rapport à l'échantillon) des contacts d'or eux-mêmes constitue la plus grande incertitude dans la détermination des distances (et du facteur géométrique). Cette incertitude, généralement évaluée à $\pm 10\%$ constitue en fait la principale source d'incertitude dans nos mesures de transport.

Notons que la bulle de peinture d'argent qui colle le fil sur le contact ne dépasse généralement pas la largeur du contact d'or. En fait, même lorsque c'est le cas, cela ne

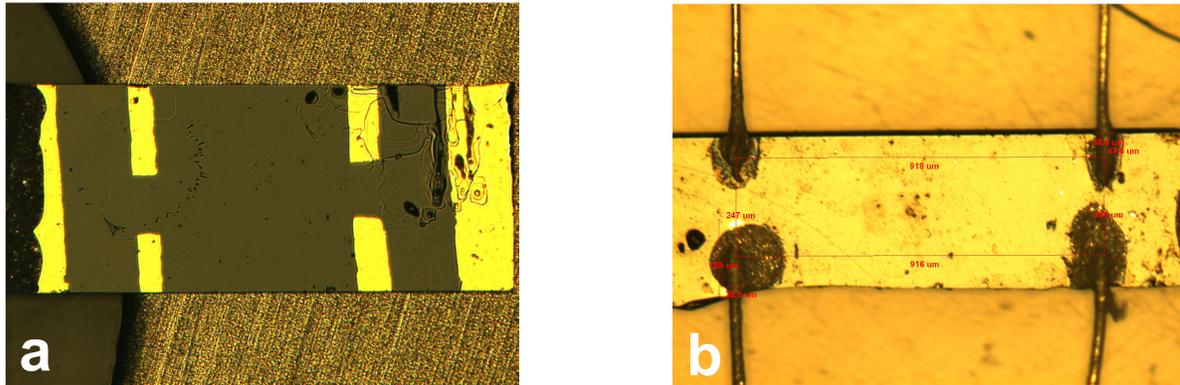


FIGURE 3.2 – a) Photo d’un échantillon typique d’YBCO avec contacts d’or diffusés, tel qu’habituellement reçu du groupe de UBC. On remarque la surface “vitreuse” et les six contacts d’or : deux bandes aux extrémités servant à l’application du courant dans les mesures, et les quatre autres pour les mesures longitudinales et/ou transverses de tension et/ou température. b) Échantillon typique avec fils d’argent collés sur les contacts.

cause pas de problème, car la grande résistance de la surface (sans contacts d’Au) fait en sorte que le contact électrique est entièrement défini par la taille du contact d’or ; que la bulle de peinture dépasse ou non de celui-ci. Toutefois, pour les mesures thermiques où l’on veut connaître la température à des points précis de l’échantillon (aux quatre contacts de mesure), un simple contact mécanique peut donner une mesure de température par couplage avec les phonons (du moins à des températures > 1 K). Il faut ainsi prendre un plus grand soin de ne pas “déborder” trop le contact d’or.

Décrivons maintenant la technique maison qui nous permet de mettre les fils sur l’échantillon. On commence d’abord par nettoyer l’échantillon, et particulièrement les contacts, avec divers solvants (dans l’ordre) : ether de pétrole, acétone, éthanol et isopropanol. Dans un premier temps, on peut faire tremper l’échantillon dans le solvant, pour ensuite le brosser délicatement avec un fin pinceau. D’ailleurs, tant que l’échantillon n’a pas de fils, on doit absolument le manipuler avec un pinceau afin d’éviter d’y appliquer une tension (potentiellement fatale) avec des pinces. Notons aussi qu’YBCO est sensible à l’humidité dans l’air (l’air climatisé devient essentiel les jours de canicule ; pour les échantillons, pas pour les expérimentateurs) et que tout contact avec de l’eau (dans la procédure de nettoyage par exemple) est à proscrire. D’ailleurs, les échantillons doivent toujours être rangés dans un dessiccateur pour les protéger de l’humidité.

Une fois le nettoyage de la surface terminé, l'échantillon est prêt à recevoir des fils. On prend d'abord une lame de rasoir de laboratoire, avec une mince fente au milieu, et on y fixe un fil d'argent de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre perpendiculairement à la fente, près du bord de celle-ci. On approche ensuite un côté de l'échantillon (un des deux gros contacts servant au courant) du fil de telle sorte à ce que la surface de l'échantillon repose à plat sur la lame, sauf la section touchant au fil qui se retrouve au-dessus de la fente. On vient ensuite appliquer une solution de peinture d'argent DuPont 4929N et de solvant 1-Acétoxy-2-éthoxyéthane sur le contact d'or touchant le fil et on laisse sécher quelques minutes. La peinture ne doit pas être trop diluée pour ne pas qu'elle coule partout sur la surface de l'échantillon, mais elle doit l'être assez pour ne pas sécher trop vite (avant qu'on ait le temps de l'appliquer). La Fig. 3.2 a montre un échantillon posé sur la lame de rasoir avec un de ses contacts de courant (celui de gauche), au-dessus de la fente, collé à un fil. Une fois le contact sec, on répète pour l'autre contact de courant. Ensuite, l'échantillon étant encore fixé à la lame par ce dernier fil, on pose les quatre autres fils (de voltage ou température), $25\ \mu\text{m}$ de diamètre, en les déposant tout simplement sur les contacts d'or après les avoir trempés dans la peinture. Une fois les six fils installés sur les contacts de l'échantillon (voir la Fig. 3.2 b), ce dernier est prêt à être mesuré.

3.2.2 Préparation des échantillons de LSCO

Voici maintenant quelques éléments concernant la préparation des échantillons aux mesures de transport que nous faisons. Plusieurs points amenés à la Section 3.2.1 s'appliquent aussi à LSCO et ne seront pas répétés. Les échantillons de $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO) ont été produits par nos collaborateurs J.-S. Zhou et J. B. Goodenough de l'*University of Texas at Austin*, tandis que ceux de $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Eu-LSCO) par nos collaborateurs T. Takayama et H. Takagi de l'Université de Tokyo. Ceux-ci ont utilisé la technique de croissance par fusion de zone dans un four à image. Les étapes et détails de la croissance ne sont pas abordés ici, mais se trouvent dans les réfs. [134–136]. Les boules extraites de la croissance initiale ont ensuite été coupées grossièrement, puis orientées afin d'avoir des échantillons formant des barres rectangulaires, dont la base, souvent presque carrée, est formée du plan ac (ou bc). Étant orthorhombiques (à l'ambiante du moins), ces cristaux peuvent être démaclés à la manière d'YBCO en appliquant une pression uniaxiale au-dessus de leur température de transition $\text{HTT} \rightarrow \text{LTO}$. L'axe- a (le plus

court) s'aligne avec la direction de cette pression.

Les échantillons auxquels nous avons accès ont parfois des contacts d'or diffusés, mais lorsque ce n'est pas le cas, il est possible d'appliquer des contacts différemment. En effet, les contacts électriques sont fait avec de l'époxy d'argent Epo-Tek H20E. Cette époxy est durcie cinq minutes à 180°C pour ensuite être recuite à 500°C dans un flot d'O₂ pendant une heure afin de faire diffuser l'argent dans la surface. Ce procédé donne des résistances de contact de l'ordre de 0.1 Ω à température ambiante. Les contacts de courant couvrent les faces carrés aux extrémités de l'échantillon tandis que les contacts longitudinaux (pour voltage ou température) entourent l'échantillon (sur les quatre faces), pour assurer une densité de courant homogène et une mesure plus fiable du voltage ou de la température. Les contacts transverses sont situés le long de l'axe-*c*, face à face de chaque de côté de l'échantillon. Des fils d'argent sont ensuite installés de la même façon que pour YBCO.

3.2.3 Montage

Avant d'installer un échantillon, préparé tel qu'expliqué aux Sections 3.2.1 ou 3.2.2, sur le montage, il doit être fixé à un bloc de cuivre qui sera ensuite vissé sur le montage. Il est bien important que le bloc de cuivre soit fermement vissé au montage afin d'assurer un bon contact thermique pour évacuer efficacement la chaleur ; à cette fin une graisse (à vide ou de type *ApiezonN*) peut être utilisée. Afin que le champ magnétique soit perpendiculaire au plan *ab* de l'échantillon, ce plan doit être perpendiculaire au plan du bloc de cuivre. Pour ce faire, la section d'un des deux côtés courts (*I*⁻) du plan de l'échantillon doit être collé (avec de la peinture d'argent) sur la tranche du bloc de cuivre (voir Figure 3.3). Si la section de l'échantillon est trop étroite, c'est le fil de courant de 50 μm de ce côté de l'échantillon qui doit plutôt être collé sur le bloc de cuivre. Toutefois, si des rampes en champ magnétique doivent être effectuées (en particulier dans l'état de liquide de vortex) et que l'échantillon ne peut être collé directement sur le bloc, le flux magnétique (vortex) pénétrant l'échantillon risque fortement de le désaxer de sa position initiale s'il n'est retenu que par un fil au bloc de cuivre. Dans ce cas, pour stabiliser l'échantillon dans la position voulue, il faut coller un petit bout de bois sur le bloc de cuivre et installer l'échantillon sur ce bout de bois en l'enroulant de ses fils de courant.

Une fois l'échantillon fixé sur le bloc, ce dernier est inséré et vissé à plat dans le

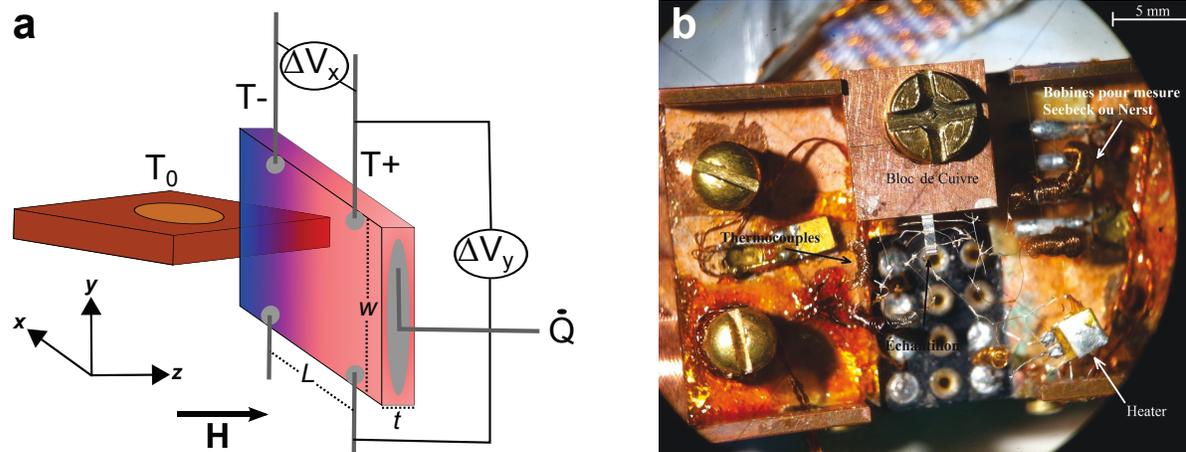


FIGURE 3.3 – Schéma et photo du montage. **a)** Schéma de l'orientation de l'échantillon et du bloc de cuivre (bain thermique à T_0) montrant les axes, la direction du courant de chaleur \dot{Q} , du champ magnétique H . Le schéma montre aussi l'emplacement des contacts et fils d'argent sur l'échantillon permettant de mesurer les différences de température ($\Delta T = T^+ - T^-$) et de voltage (longitudinal ΔV_x et transverse ΔV_y). Les dimensions nécessaires au calcul du facteur géométrique sont aussi indiquées : longueur L , largeur w et épaisseur t ; $\alpha \equiv wt/L$. **b)** Photo du montage, porte-échantillon, utilisé. L'échantillon, au centre, est fixé sur le bloc de cuivre. À gauche se trouvent les enroulements de Ct-Chr pour les thermocouples absolu et différentiel de type E . En bas à droite, la jauge de déformation servant de source de chaleur. En haut à droite, les enroulements de phosphore-bronze utilisés pour les mesures de thermovoltage (S et/ou N). La jauge de déformation et les enroulements de thermovoltages sont fixées (avec du vernis GE) à de fins ($10 \mu\text{m}$) fils de *Kevlar*.

montage (voir Fig. 3.3). Il s'agit d'un montage permettant de faire des mesures thermoélectriques et donc d'extraire les effets Seebeck et Nernst ainsi que la conductivité thermique. Notons que la mesure de résistance électrique (longitudinale et transverse) ne sera pas expliquée ici étant donné sa relative simplicité, en particulier avec un système *PPMS* (voir Section 3.2.4). Tout d'abord, l'échantillon est relié, à son autre extrémité (I^+), par un fil d'argent de $50 \mu\text{m}$ à une résistance de $5 \text{k}\Omega$ (jauge de déformation de marque *Micro-Measurements*). Un courant appliqué à cette grande résistance génère (par effet Joule) de la chaleur qui est ensuite directement transmise à l'échantillon pour y créer un gradient thermique. Le contact avec le bloc de cuivre, et donc le montage, agit comme bain à une température T_0 , fixée et connue par l'expérimentateur. Notons que le contact entre les fils de l'échantillon et les fils du montage est fait par collage avec de la

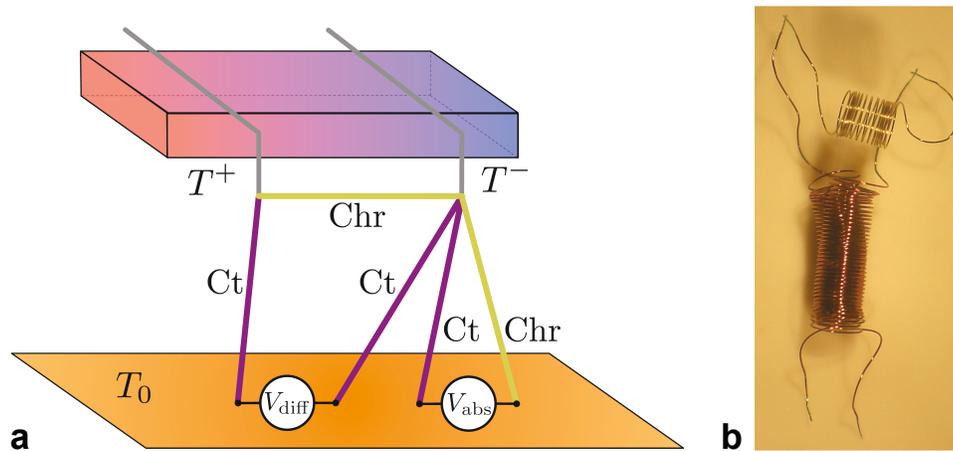


FIGURE 3.4 – a) Schéma de la configuration des thermocouples absolu et différentiel dans le montage utilisé. T_0 représente la température (connue) du montage à laquelle une extrémité des thermocouples est bien ancrée thermiquement. T^+ et T^- sont les températures (à déterminer) à deux points de l'échantillon. Les fils mauves, Ct, et jaune, Chr, représentent les enroulements de constantan et de chromel ; les matériaux utilisés dans un thermocouple de type E . V_{diff} et V_{abs} sont les tensions (mesurées) générées dans les thermocouples par le gradient thermique. b) Photo d'un thermocouple différentiel tel qu'utilisé dans le montage. Le constantan (fil mauve) fait un enroulement double et est reliée à une de ses extrémités (par soudure par point) à un enroulement de chromel (fil jaune). L'utilisation de longs enroulements augmente la résistance thermique de ces fils et prévient les fuites de chaleur de l'échantillon au montage. Figure tirée de la réf. [137]

peinture d'argent qui donne un bon contact électrique.

Ce gradient thermique est mesuré sur l'échantillon en deux points, T^+ et T^- , par des thermocouples. Un thermocouple est un couple de matériaux différents (habituellement des métaux) utilisant leur différence de pouvoir thermoélectrique pour déterminer la différence de température à laquelle ils sont soumis, par mesure du voltage induit. Il existe plusieurs types de thermocouples utilisant différents matériaux. En raison de sa bonne sensibilité dans la gamme de température mesurée [138], sa faible magnétorésistance [139] et conductivité thermique [140] le thermocouple choisi pour notre expérience est le type E ; un fil de chromel (alliage Ni 90% et Cr 10%) ainsi qu'un fil de constantan (alliage Cu 54%, Ni 45%, Mn 0.75% et Fe 0.25%). Le montage comprend deux thermocouples (voir Figure 3.4) ; un thermocouple absolu (constantan-chromel), pour mesurer la température en un point de l'échantillon pour extraire sa température moyenne, et un thermocouple différentiel (constantan-chromel-constantan) pour déterminer la différence de tempéra-

ture du gradient $\Delta T = T^+ - T^-$. Les deux extrémités des thermocouples sont collées sur une plaque de saphir (avec du vernis *GeneralElectric (GE)*) elle-même collée à la base du montage à la température T_0 . À partir de cette plaque, des fils de cuivre longent le montage et la sonde jusqu'à un voltmètre. La jonction entre les deux matériaux est faite par une soudure par points ("spot-weld") afin d'avoir un contact électrique optimal tout en évitant d'introduire un métal d'apport (qui changerait le pouvoir thermoélectrique du thermocouple). Chaque jonction est recouverte de vernis *GE* afin d'isoler électriquement le thermocouple de l'échantillon (pour ne pas contaminer les mesures électriques sur ce dernier), tout en préservant un bon contact thermique. Pour le thermocouple absolu, cette unique jonction rejoint l'échantillon par un fil d'argent de $25 \mu\text{m}$ relié à un fil du même genre provenant d'un des quatre contacts de voltage / température sur l'échantillon. Typiquement, le thermocouple absolu est relié à T^- , c'est-à-dire un des deux contacts (les plus "froid") le plus près du bloc de cuivre. De la même façon, les deux jonctions du thermocouple différentiel sont reliées à l'échantillon, mais cette fois-ci à une paire de contacts de voltage / température longitudinaux de ce dernier, de manière à ce qu'une jonction soit à T^+ et l'autre à T^- . Les deux thermocouples partagent ainsi un contact au fil de T^- .

La tension V_{abs} mesurée aux bornes du thermocouple absolu est donnée par :

$$V_{\text{abs}} = - \int_{T_0}^{T^-} S_{\text{Chr}} dT - \int_{T^-}^{T_0} S_{\text{Ct}} dT \simeq (S_{\text{Ct}} - S_{\text{Chr}})(T^- - T_0), \quad (3.26)$$

où $S_{\text{Chr,Ct}}$ représente le pouvoir thermoélectrique du chromel et du constantan. Notons que $S_{\text{ther}} \equiv S_{\text{Ct}} - S_{\text{Chr}}$ dépend de la température et peut être exprimé par une fonction polynomiale de T dont les coefficients se trouvent facilement sur internet [141]. Ainsi, en connaissant S_{ther} et T_0 , on pourra extraire T^- .

De son côté, la tension V_{diff} mesurée aux bornes du thermocouple différentiel est donnée par :

$$\begin{aligned} V_{\text{diff}} &= - \int_{T_0}^{T^-} S_{\text{Ct}} dT - \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Chr}} dT - \int_{T^+}^{T_0} S_{\text{Ct}} dT, \\ &= - \int_{T_0}^{T^-} S_{\text{Ct}} dT - \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Chr}} dT + \int_{T_0}^{T^-} S_{\text{Ct}} dT + \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Ct}} dT, \\ &\simeq (S_{\text{Ct}} - S_{\text{Chr}})(T^+ - T^-). \end{aligned} \quad (3.27)$$

Ainsi, la différence de température mesurée avec les thermocouples s'obtient simplement avec : $\Delta T = V_{\text{diff}} / S_{\text{ther}}$. En fonction de T_0 et S_{ther} connus ainsi que de V_{abs} et V_{diff} mesurés, la température moyenne de l'échantillon, celle selon laquelle les données sont tracées, est extraite comme suit :

$$T_{\text{moy}} \equiv \frac{T^+ + T^-}{2} = T_0 + \frac{1}{S_{\text{ther}}} \left(V_{\text{abs}} + \frac{V_{\text{diff}}}{2} \right). \quad (3.28)$$

La différence de température ΔT mesurée par les thermocouples permet donc d'extraire la conductivité thermique de l'échantillon : $\kappa = \dot{Q} / \alpha \Delta T$, où $\dot{Q} = RI^2$ est la puissance de chauffage injectée dans l'échantillon par un courant I chauffant la jauge de déformation de résistance R , et α le facteur géométrique. Notons que la conductivité thermique contient des contributions électronique (celle qui nous intéresse) et phononique. La conductivité thermique ne sera pas trop abordée dans la thèse (sauf à la Section 6.7), mais le montage permet tout de même de l'extraire dans un certain régime de température et de gradient thermique.

Pour compléter la mesure thermoélectrique, le montage comprend deux enroulements doubles de fils de phosphore-bronze (alliage Cu 94.8%, Sn 5%, P 0.2%) mesurant la tension électrique longitudinale (pour l'effet Seebeck) et transverse (pour l'effet Nernst) entre deux points de l'échantillon. Un fil d'argent de $25 \mu\text{m}$ relie une extrémité de l'enroulement à un fil d'argent provenant des contacts de l'échantillon (longitudinaux et transverses). Notons que pour l'effet Seebeck, les contacts utilisés sur l'échantillon sont les mêmes que pour la mesure du ΔT du thermocouple différentiel ; cela permet d'annuler l'inclusion du facteur géométrique dans l'extraction de S (voir Section 3.2.5). Étant donné qu'une différence de température existe entre les deux extrémités du fil de phosphore-bronze (une à T_0 et l'autre à T^+ ou T^-), le pouvoir thermoélectrique de celui-ci vient s'ajouter au signal de l'échantillon lors d'une mesure. Ainsi, cet alliage est choisi pour son très faible pouvoir thermoélectrique qui contribue minimalement et qui peut être négligé dans la plupart des cas [142] (nous trouvons en effet $S = 0$ lors de la mesure d'un supraconducteur sous T_c). Pour ce qui est de la mesure d'effet Nernst, les fils ont une contribution encore plus faible (voir nulle) par rapport au signal de l'échantillon et est tout simplement négligée.

Étant donné qu'il s'agit de mesures thermiques, il faut le plus possible éviter les pertes

de chaleur dans le montage, afin que toute la chaleur générée par la jauge de déformation soit injectée dans l'échantillon. Ceci est particulièrement critique pour la mesure de conductivité thermique, où la quantité de chaleur \dot{Q} est importante, mais un peu moins pour les mesures thermoélectriques, où seule la différence de température ΔT importe (et non \dot{Q}). Afin de minimiser les fuites de chaleur vers le montage, les fils de courant de la jauge de déformation sont composés de longs enroulements thermiquement résistif de manganin (alliage Cu 86%, Mn 12%, Ni 2%). Le manganin possède une faible conductivité thermique et un enroulement typique montre une résistance électrique de l'ordre de 50Ω . C'est pour cette même raison que les fils des thermocouples et de thermovoltage forment de longs enroulements (bobines) résistifs. Pour optimiser ce découplage thermique des éléments du montage, la jauge de déformation ainsi que les enroulements de thermovoltage sont suspendus (collage avec du vernis *GE*) sur des fils de *Kevlar* de $10 \mu\text{m}$ de diamètre. D'une part, cela permet de fixer ces éléments au montage sans qu'ils puissent efficacement transmettre de la chaleur à ce dernier étant donné les propriétés d'isolant thermique du *Kevlar*. D'autre part, la grande résistance à la traction du *Kevlar* permet de stabiliser les enroulements de thermovoltage lors de la mesure et de réduire le bruit. Pour finir, ajoutons que le montage est recouvert d'un petit cylindre de cuivre qui sert d'écran thermique afin de réduire les pertes de chaleur par radiation.

3.2.4 Sonde et Instruments

Le montage décrit à la [section précédente](#) est connecté à une sonde permettant de faire des mesures dans une bobine générant un champ magnétique plongée dans un cryostat d'hélium liquide (^4He). Plusieurs des données présentées dans cette thèse ont été mesurées avec une sonde de type *dipper*. Il s'agit d'une tige métallique dont on peut pomper l'intérieur et dans laquelle longent des fils de Cu (et CuBe) reliant le montage aux instruments. Le montage, vissé fermement à la base de la sonde, est ensuite recouvert d'une canne avec un col "en V" (aussi présent sur la sonde) permettant, à l'aide de graisse à vide, de faire un joint d'étanchéité. L'intérieur de cette canne est ensuite pompé par le haut de la sonde avec une pompe turbomoléculaire. Le pompage permet de retirer de la canne le plus possible de gaz (pression $\sim 10^{-6}$ mbar), qui pourrait agir comme vecteur échangeant de la chaleur entre l'intérieur (le montage à T_0) et l'extérieur (l'He liquide à 4.2 K). En effet, lorsque la sonde se réchauffe, ce qui est particulièrement important pour

$T_0 > 77$ K, le gaz qui, à plus basse température, était piégé par cryopompage (liquéfié sur les parois de la canne à 4.2 K), peut maintenant s'échapper, dégazer. Les mesures faites au-dessus de 4.2 K sont toutefois toujours sujettes à la présence d'hélium gazeux comme gaz d'échange et c'est pourquoi il est essentiel de toujours faire le vide dans la canne pour une mesure thermoélectrique.

La sonde, plongée dans l'hélium liquide, est munie d'un thermomètre (résistance calibrée de type *Cernox* de marque *LakeShore*) et d'un élément chauffant (résistance de 50-100 Ω) qui permettent, à l'aide d'un contrôleur de température *LS 340* (de marque *LakeShore*) de stabiliser la température de la sonde avec une précision d'environ 1 mK. La température de base du *dipper* est d'environ 10-15 K. Pour mesurer sous cette température, le *dipper* utilise un système de pompage d'He appelé pot à 1K ("1K pot"). Un mince tube, à l'extérieur de la canne, trempe dans l'He liquide et s'en remplit. Ce tube passe par la canne pour finir dans le fond d'un réservoir (le dit pot à 1K) où l'He liquide s'accumule. L'entrée d'He et donc son débit peuvent être ajustés avec une valve pointeau. Une ligne de pompage partant de l'extrémité supérieure de la sonde passe à l'intérieur de celle-ci jusqu'au dessus du réservoir du pot à 1K et permet de pomper sur l'He liquide afin d'abaisser sa température jusqu'à, théoriquement, 1 K. Le contact thermique entre le pot à 1K et le montage permet de refroidir aussi ce dernier.

L'élément chauffant de la sonde permet de faire des mesures jusqu'à 300 K, mais à partir de ~ 200 K, la sonde est beaucoup plus difficile à stabiliser et consomme énormément d'He. C'est pourquoi une sonde de type *VTI* ("Variable Temperature Insert"), s'adaptant à un système *PPMS* de marque *Quantum Design*, a été conçue. Étant donné que j'ai développé cette sonde thermoélectrique "maison" pour le *PPMS*, je vais ici la décrire un peu plus en détail. Un *PPMS*, "Physical Property Measurement System", est un appareil constitué d'un cryostat et d'un aimant permettant de faire des mesures automatisées. Le *PPMS* de notre groupe couvre l'intervalle de température 1.9-400 K et la bobine supraconductrice va jusqu'à ± 16 T. De plus, il est équipé d'un système de reliquéfaction d'He, ce qui le rend presque indépendant (à condition de faire des transferts d'azote liquide à tous les jours). La particularité d'un *PPMS* est la simplicité de son utilisation. Pour une mesure de résistance électrique, il suffit d'installer un échantillon sur une petite pastille ("puck", (voir Figure 3.5)) avec indications assez évidentes (I^+ , I^- , V^+ , V^-) et d'insérer cette pastille dans le fond du cryostat. Ensuite, avec l'ordinateur de contrôle, il ne reste qu'à programmer une séquence de mesure (variation de la température ou du champ ou

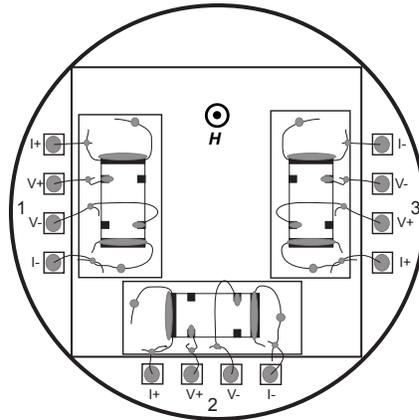


FIGURE 3.5 – Schéma d’une pastille du *PPMS* pour mesure de résistance électrique. Trois échantillons sont installés avec les fils de courant (I^+ , I^-) et de voltage (V^+ , V^-) respectifs. Le dessus de la pastille est montré, le dessous comportant 12 contact électriques se connectant au fond de l’espace de l’échantillon. Le champ magnétique est perpendiculaire à ce plan.

autre) et de lancer la mesure qui affiche en temps réel les données. La simplicité de son utilisation le rend ainsi très populaire dans le domaine de la recherche scientifique ; un étudiant avec un minimum de formation peut facilement et efficacement l’utiliser.

Lorsqu’une pastille est insérée dans le *PPMS*, elle est en fait insérée dans le “sample space”, l’espace de l’échantillon. Il s’agit d’un tube à paroi double baignant dans l’He liquide. Dans la cavité entre les parois externe (à 4.2 K) et interne, l’*annulus*, circule de l’He gazeux qui permet de gérer la température de l’espace de l’échantillon. Par pompage d’He du bain externe vers cette cavité (à la manière du pot à 1K), la température de l’espace de l’échantillon peut être variée à la guise de l’expérimentateur de 1.9 à 400 K, sans qu’il y ait (trop) d’échanges thermiques entre cet espace et le bain d’He. De cette façon, le système consomme beaucoup moins d’He que les cryostats standards avec *dipper*, d’autant plus que l’He est reliquéfié.

Le contrôle de température, très efficace, se fait automatiquement par l’ordinateur ; il suffit d’entrer une température de consigne à atteindre et le système s’en charge. Une raison expliquant l’efficacité du réglage de température est que le fond de l’espace de l’échantillon contient à la fois une source de chaleur et un thermomètre. C’est d’ailleurs directement dans ce fond que la pastille est branchée, en excellent contact thermique avec la chaleur et le thermomètre. Ainsi, tout changement dans la température causé

par la source de courant se répercute directement sur la pastille et les échantillons, et le thermomètre suit ce changement sans délai.

Pour effectuer une mesure de résistance électrique, le *PPMS* est un vrai charme ; rapide, efficace (jusqu'à trois échantillons en même temps), stable et donne des résultats optimaux. Toutefois, les options du *PPMS* ne sont pas naturellement configurées pour les mesures thermoélectriques. Ainsi, inspiré par l'efficacité de ces mesures électriques dans ce système, voulant réduire notre consommation d'He (par rapport au *dipper*) et améliorer la qualité de nos mesures, nous avons décidé de concevoir une sonde thermoélectrique s'adaptant au *PPMS*.

La sonde thermoélectrique du *PPMS* est relativement simple (voir Figure 3.6). Il s'agit d'un long et fin tube d'acier inoxydable (alliage non magnétique). Ce matériau et le faible diamètre du tube sont choisis afin de réduire la conductivité thermique pour minimiser les fuites de chaleur. Essentiellement, le tube sert de support pour tenir, à une de ses extrémités, le montage et pour faire longer les fils du montage jusqu'en haut. Ces fils de Cu sont d'ailleurs ancrés thermiquement à plusieurs endroits le long de la sonde afin de les thermaliser. D'ailleurs de petites couronnes en CuBe plaqué or avec de petits doigts permettent de thermaliser la sonde à plusieurs points le long de la paroi interne de l'espace de l'échantillon. Notons que ces fils sont protégés par des tubes de plastique (dans les régions non ancrées thermiquement) afin de minimiser les risques de court-circuit entre les fils ou avec la sonde. Ils restent tout de même très fragiles et demandent une attention particulière lorsque la sonde est manipulée.

Les fils de Cu de la sonde sont aussi ancrés thermiquement sur le montage, avant de se séparer pour aller vers chacune de ses composantes (thermocouples, fils de thermovoltage). À l'extrémité de la sonde, celle où il y a le montage, se trouve une pastille (comme celle des mesures de résistance électrique) qui lorsque la sonde est insérée dans le *PPMS*, vient se connecter à la base de l'espace de l'échantillon et assure un bon contact thermique. C'est par ce contact que le contrôle de température de la sonde se fait. Pour optimiser ce contrôle et minimiser encore plus les fuites de chaleur, le haut du montage (à l'autre extrémité de la pastille) est découplé thermiquement du reste de la sonde par une pastille d'environ 3 cm d'*Ultem* (polyéthérimide, résine thermoplastique), un excellent isolant thermique ($\kappa = 0.122 \text{ W / K m}$).

Les fils de Cu sortent à l'autre extrémité (le haut) de la sonde par un trou d'intercon-

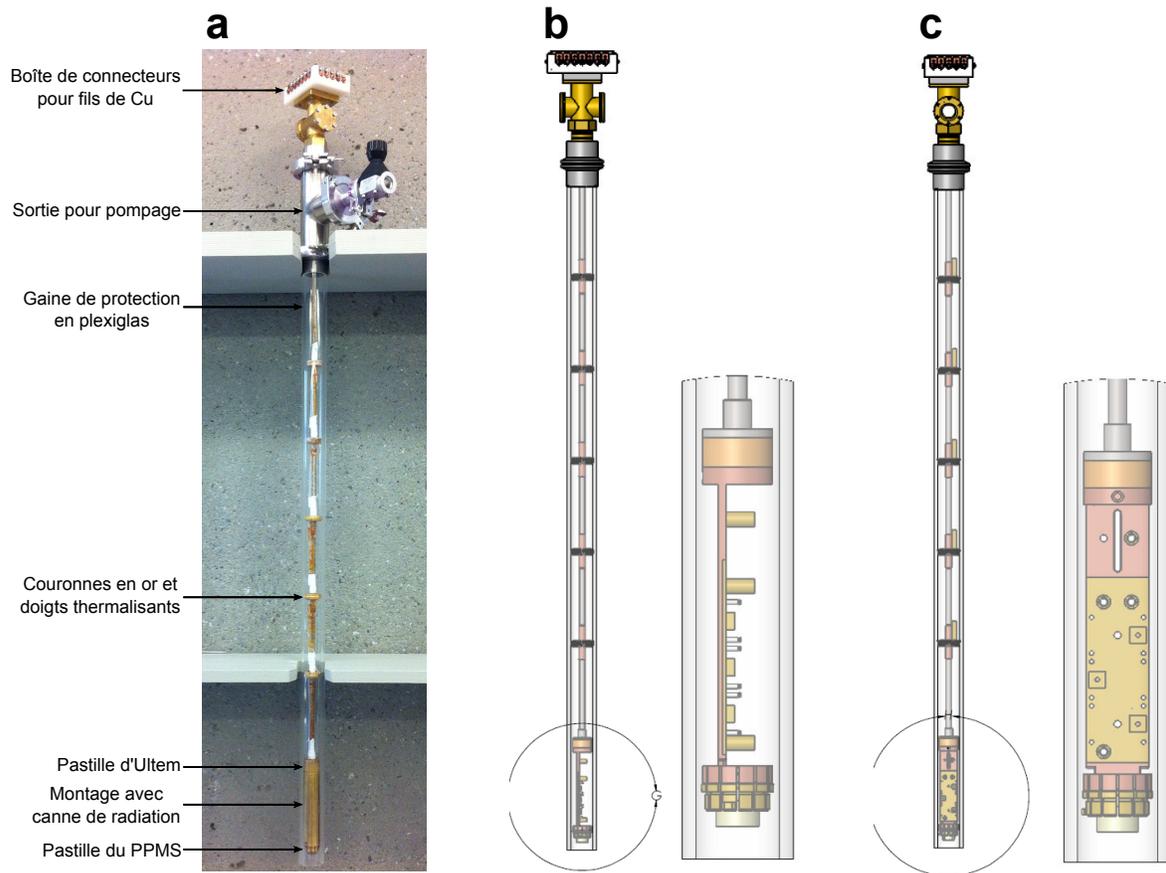


FIGURE 3.6 – Photo (a) et plans (b,c) dans deux orientations de la sonde thermoélectrique (et du montage) du *PPMS*. Sur la photo sont indiqués par des flèches les principaux éléments de la sonde.

nexion (“feedthrough”) scellé avec une colle époxy de type *Stycast* 2850 avec catalyseur 23, très étanche (pour le pompage). Cette étape de la préparation de la sonde est critique car la rigidité du *Stycast* peut briser ou du moins dégainer les fils. Les fils se séparent ensuite un par un, à l’intérieur d’une petite boîte blanche, et sont ancrés à l’aide de vis sur des connecteurs en cuivre, dont l’autre côté, à l’extérieur de la boîte, est accessible pour le branchement des instruments. Il s’avère important de souligner ici la nécessité d’avoir des connexions Cu-Cu tout le long de la sonde et du montage jusqu’aux instruments. Différents matériaux soumis à des gradients de température vont générer une contribution thermoélectrique dans nos fils. C’est pourquoi, nous utilisons un unique fil sans connexion à partir de la base du montage (où une soudure est obligatoire) jusqu’au connecteur en cuivre du haut de la sonde (environ 2 m de fil). Ce connecteur utilise seulement un contact

mécanique (vissage) avec le fil de Cu (pour éviter d’avoir un métal d’apport différent du Cu).

Pour faire les mesures de voltages des thermocouples et des fils de thermovoltages, des fils avec connecteurs en cuivre sont vissés sur ceux de la boîte blanche. Pour s’assurer d’un bon contact électrique, il est important que les connecteurs de ces fils soient “propres” et c’est pourquoi il faut les poncer légèrement avant de les visser sur la sonde. Les fils de cuivre sont reliés à l’autre extrémité à des amplificateurs *DC Nanovolt A10* de marque *EM Electronics*. Ces amplificateurs sont installés dans des boîtes plus grosses (fabriquées “maison” par les techniciens du département) comportant une carte d’acquisition, des connecteurs, un commutateur et deux batteries en série de 6 V chacune. Il est d’ailleurs important de vérifier périodiquement la tension des batteries pour s’assurer qu’elle soit suffisamment élevée (au moins 11 V). Sur la carte d’acquisition, il est possible de changer le facteur d’amplification ; nous utilisons habituellement 10^3 . Ces boîtes sont formées de plaques d’acier assez épaisses (≈ 1 cm) permettant d’isoler l’amplificateur du bruit électromagnétique environnant. Un fil de mise à la terre, en contact avec la boîte en acier, est connecté au *PPMS* afin d’avoir une masse commune (à tous les instruments) et d’éviter les boucles de masse pouvant générer du bruit dans les fils de voltage. D’ailleurs tous les autres instruments (y compris le *PPMS* et son système de contrôle) sont branchés dans une prise électrique avec masse commune. Les connecteurs de l’amplificateur sont finalement reliés par d’autres fils à des nanovoltmètres numériques *Keithley 2182A*. Différents paramètres peuvent être ajustés sur cet appareil, mais nous le réglons habituellement avec une lecture lente et un filtre numérique avec moyenne glissante de 20 valeurs.

Les fils de courant des jauges de déformation du montage ne passent pas par le haut de la sonde (comme le reste des fils), mais sont plutôt connectés sur la pastille. Ainsi, ces fils longent l’extérieur de l’espace de l’échantillon pour ressortir dans un connecteur à l’extérieur du *PPMS*. Nous avons préparé un câble avec ce type de connecteur à une extrémité qui le sépare en tous ses fils à l’autre extrémité dans une boîte de séparation des connecteurs (*breakout box*). Cette boîte permet d’avoir un accès à chacun des fils du câble et ainsi brancher une source de courant sur ces fils qui injectera le courant jusqu’à la jauge de déformation. Nous utilisons une source de courant continu précise *Keithley 6220* pour appliquer des courant de l’ordre de $10 \mu\text{A}$ à 2.4 mA (donnant une puissance de chauffage de $0.5 \mu\text{W}$ à 28.8 mW). Notons que 2.4 mA est environ la limite (empirique,



FIGURE 3.7 – Photos du *PPMS* et du banc de mesure de la sonde thermoélectrique avec les différents instruments. **a)** La sonde n’est pas insérée dans le *PPMS* et les amplificateurs sont absents. **b)** La sonde est insérée dans le *PPMS* et tous les fils sont branchés. La pompe est également raccordée à la sonde. Le système de contrôle du *PPMS* et l’ordinateur sont également visibles, ainsi que l’expérimentateur en pleine action.

selon nos expériences) de courant que peuvent supporter les jauges de déformations ; au-delà de ce courant soit les soudures à la jauge se sectionnent, soit la jauge “brûle”.

Les instruments de mesure décrits plus haut (*breakout box*, amplificateurs, nanovoltmètres, sources de courant) sont tous installés sur un banc de mesure (voir Figure 3.7) avec plusieurs prises de courant (pour tous les brancher) et comprenant un système d’alimentation sans interruption (ASI, “UPS” en anglais). L’ordinateur contrôlant l’expérience est aussi branché sur ce système qui isole en quelque sorte les instruments des perturbations sur le réseau électrique.

Tous les instruments, y compris le système de contrôle du *PPMS*, sont reliés entre eux et à l’ordinateur par des câbles de communication *GPIB* (*IEEE-488*) permettant d’interfacer le tout. Cet ordinateur permet d’interagir avec le *PPMS* et de lui envoyer des commandes via le programme *MultiVu*. Étant donné que *MultiVu* n’est pas configuré pour faire des mesures thermoélectriques (du moins pas avec notre sonde “maison”), nous avons dû écrire (ou dessiner plutôt) un programme *LabVIEW*, appelé *VI* (instrument virtuel), permettant de faire ces mesures. Par l’expérience passée du groupe en thermoélectricité, nous avons déjà ce genre de *VI* (pour mesurer avec un *dipper* notam-

ment), toutefois nous avons dû faire des modifications pour que le *VI* communique avec *MultiVu* et le *PPMS* (pour mesurer et changer la température et le champ). Ce *VI* permet d'entrer tous les paramètres de l'expérience (nombre d'échantillons, mesures à effectuer sur chacun, intervalles de température et de champ, courant de chaleur à appliquer, *etc.*) de la démarrer et de suivre en temps réel l'évolution des données (analysées sommairement).

Une fois la sonde bien insérée dans l'espace de l'échantillon du *PPMS* et tous les fils bien branchés entre la sonde et les instruments, il ne reste qu'à raccorder une pompe à la ligne de pompage de la sonde. Comme dans le cas du *dipper*, le pompage est très important pour les mesures thermoélectriques et une pompe turbomoléculaire est aussi utilisée pour atteindre un vide de l'ordre de $\sim 10^{-6}$ mbar. Notons ici que le système de pompage intrinsèque du *PPMS* n'est pas suffisant pour atteindre ces valeurs de pression, c'est donc pourquoi nous avons installé sur le dessus du *PPMS* une valve permettant de fermer ce pompage et de raccorder une pompe turbomoléculaire externe.

L'expérience est maintenant prête à démarrer. Voyons comment elle se déroule.

3.2.5 Déroulement de la mesure

Voici les différentes étapes nécessaires aux mesures thermoélectriques et qui permettent d'extraire les dépendances en température et en champ magnétique des coefficients Seebeck S et Nernst ν (ou N). La Figure 3.8 schématise ces différentes étapes. Le point de départ de la mesure, avant même de commencer, est d'appliquer le champ magnétique maximal $+H$ au système. Évidemment, cela doit se faire lorsque la sonde est bien fixée au *PPMS*, et à partir de ce moment il ne faut plus tenter de la déplacer (si un champ est présent).

Tout d'abord, la température initiale du montage T_0 est choisie et entrée dans le programme. Il faut attendre quelques minutes afin qu'elle se stabilise à ± 1 mK. Ce temps de stabilisation augmente généralement avec la température (de 5 à ~ 50 minutes). Lorsque la température du montage est stable et mesurée, un temps supplémentaire s'ajoute afin de s'assurer que les thermocouples soient aussi stables. Étant donné leur grande sensibilité et qu'ils sont directement sur l'échantillon, ils peuvent ne pas être encore stables lorsque le montage l'est. Une fois le tout stabilisé, le programme mesure les voltages des

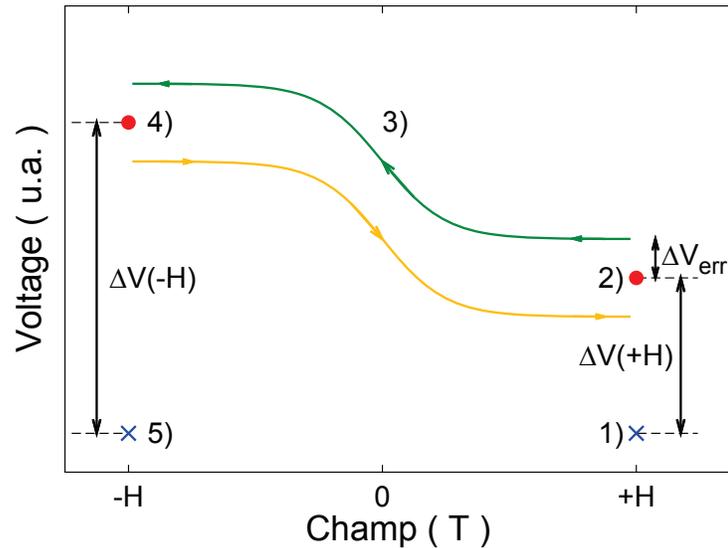


FIGURE 3.8 – Représentation typique du signal de thermovoltage dans une mesure thermoélectrique montrant les différentes étapes du déroulement de la mesure. L'ordre des étapes est indiqué de 1 à 5. 1) Mesure du signal de fond sans gradient thermique à $+H$ (croix bleu). 2) Mesure du signal avec gradient thermique à $+H$ statique (point rouge). 3) Mesure du signal avec gradient thermique lors du balayage en champ de $+H$ à $-H$ (courbe verte). 4) Mesure du signal avec gradient thermique à $-H$ statique (point rouge). 5) Mesure du signal de fond sans gradient thermique à $-H$ (croix bleu). La courbe jaune indique la direction du balayage pour le point T_0 suivant. La différence entre le signal avec et sans gradient thermique est le $\Delta V(\pm H)$ recherché. La différence ΔV_{err} entre le signal avec gradient thermique pour un champ statique (point rouge) et un champ balayé (courbe verte) représente le voltage induit par le balayage qui doit être soustrait du signal en balayage.

thermocouples et des thermovoltages (étape 1 sur la Fig. 3.8). Même s'il n'y a pas encore de gradient thermique appliqué et que ces voltages devraient théoriquement être nuls, un signal de fond provenant des fils et de l'électronique (amplificateurs, voltmètres) est mesuré et sera plus tard soustrait du signal avec gradient.

Le programme envoie ensuite la commande aux sources de courant d'appliquer un courant (préalablement défini) qui chauffe l'échantillon pour y créer un gradient thermique ∇T . Lorsque le gradient s'est stabilisé (nécessite aussi quelques minutes), le programme remesure les voltages des thermocouples et des thermovoltages (mais cette fois avec un gradient) (étape 2 sur la Fig. 3.8).

Ensuite, tout en maintenant le gradient thermique et en continuant de mesurer les températures et les voltages, le programme commence à balayer le champ de $+H$ à $-H$ (étape 3 sur la Fig. 3.8). Le taux de balayage est généralement de 0.4 ou 0.5 T / min, mais d'autres valeurs pourraient être choisies, à condition de respecter la limite supérieure de l'aimant (0.72 T / min pour le *PPMS*).

Lorsque le balayage se termine à $-H$, une petite période de stabilisation est répétée (2-3 minutes), puis les température et les voltages sont mesurés (sous ∇T) au champ statique $-H$ (étape 4 sur la Fig. 3.8).

Le chauffage des échantillons est ensuite arrêté et ceux-ci prennent une période de stabilisation pour retourner à T_0 (habituellement ce temps de stabilisation est aussi long que lorsque le gradient est appliqué à l'étape 2). Finalement, les thermocouples et thermovoltages sont mesurés à $-H$ et $\nabla T = 0$ (étape 5 sur la Fig. 3.8).

Cela conclut la mesure d'un point en température (environ 2-3 heures dépendamment des temps de stabilisation). Pour mesurer un autre point à une température T_0 différente, il faut recommencer les étapes 1 à 5 en alternant le sens du balayage en champ (le point suivant sera de $-H$ à $+H$).

Notons que la séquence de mesure augmente la température après chaque point. De plus, il est aussi possible de faire la même mesure sans balayage en champ. Dans ce cas, seulement les étapes 1 et 2 seront faites à différents T_0 pour une valeur du champ $+H$. Lorsque tous les points T_0 à $+H$ sont mesurés, ils sont remesurés pour $-H$. Nous ne faisons toutefois pas de balayage continu en température, puisque la stabilisation du gradient thermique est trop longue et ce genre de manipulation donnerait des données faussées non fiables.

La Fig. 3.8 montre aussi une subtilité des balayages en champ ; il y a une différence entre le voltage mesuré en champ balayé et en champ statique. En effet, le balayage en champ induit une contribution supplémentaire au voltage $\propto \frac{\partial H}{\partial t}$ qu'il faut donc soustraire. Sur la Fig. 3.8, les croix bleus (points rouges) représentent les points sans (avec) gradient thermique à $\pm H$ où le champ est statique. La différence entre les croix et les points représente le $\Delta V(\pm H)$ recherché. À $\pm H$, il y a une petite différence ΔV_{err} , entre la valeur de voltage des courbes (provenant du balayage) et des points (champ statique). Cette différence représente le voltage induit par le balayage qu'il faut soustraire (ou

additionner) aux courbes de voltage en fonction du champ.

Lors de la mesure, les voltages longitudinaux (pour S) et transverses (pour N) peuvent se contaminer par désalignement des contacts (c'est en fait inévitable). Pour extraire ces coefficients, il est alors nécessaire d'utiliser le fait que l'effet Seebeck est symétrique en champ (fonction paire, comme ρ_{xx}) alors que l'effet Nernst est antisymétrique (fonction impaire, comme ρ_{xy}). Ainsi, pour un gradient thermique longitudinal $\nabla_x T$, le signal de Seebeck est obtenu par la somme des voltages longitudinaux $V_x(+H)$ et $V_x(-H)$ tandis que le signal de Nernst par la différence des voltages transverses $V_y(+H)$ et $V_y(-H)$. Voyons plus en détail comment extraire S et N des mesures brutes.

Le coefficient Seebeck S est défini comme le champ électrique longitudinal E_x divisé par le gradient thermique longitudinal; $S_x \equiv E_x / \nabla_x T$ et le signal de Nernst N comme le champ électrique transverse E_y divisé par le gradient thermique longitudinal; $N_x \equiv -E_y / \nabla_x T$. Le gradient thermique est mesuré (par les thermocouples) comme une différence de température ΔT sur une distance L ; $\nabla_x T \equiv \Delta T / L$, tandis que le champ électrique longitudinal E_x (transverse E_y) est mesuré par la tension longitudinale ΔV_x (transverse ΔV_y) sur une distance L (w , largeur de l'échantillon et distance entre contacts transverses); $E_x \equiv \Delta V_x / L$ ($E_y \equiv \Delta V_y / w$). Ainsi, à partir de la tension longitudinale ΔV_x mesurée, S s'extrait comme suit :

$$\begin{aligned} \Delta V_x(\pm H) &= S \nabla_x T L \pm N \nabla_x T w_1 \\ \frac{\Delta V_x(\pm H)}{\Delta T} &= S \frac{L}{L} \pm N \frac{w_1}{L} \\ S &= \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_x(+H)}{\Delta T} + \frac{\Delta V_x(-H)}{\Delta T} \right), \end{aligned} \quad (3.29)$$

où w_1 correspond au désalignement transverse des contacts longitudinaux qui génère une contribution Nernst dans le voltage mesuré. On remarque que les dimensions de l'échantillon sont absentes dans S étant donné que le gradient thermique et le voltage longitudinal sont mesurés avec les mêmes contacts.

Similairement, à partir de la tension transverse ΔV_y mesurée, N s'extrait comme suit :

$$\begin{aligned}\Delta V_y(\pm H) &= S\nabla_x T L_1 \pm N\nabla_x T w \\ \frac{\Delta V_y(\pm H)}{\Delta T} &= S\frac{L_1}{L} \pm N\frac{w}{L} \\ N &= \frac{L}{2w} \left(\frac{\Delta V_y(+H)}{\Delta T} - \frac{\Delta V_y(-H)}{\Delta T} \right),\end{aligned}\tag{3.30}$$

où L_1 correspond au désalignement longitudinal des contacts transverses qui génère une contribution Seebeck dans le voltage mesuré.

3.3 Résumé du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons défini et développé les coefficients de transport présentés dans cette thèse ; la résistivité électrique ρ , le coefficient de Hall R_H , le coefficient Seebeck S et le coefficient Nernst ν . Nous les avons ensuite décrits théoriquement de façon simple afin de faciliter l'interprétation de leurs dépendances en température, champ et dopage. Ensuite, l'ensemble des techniques expérimentales des mesures thermoélectriques a été décrit (avec moult détails), y compris la préparation des échantillons, le montage, la sonde, le *PPMS* et les instruments de mesure. Finalement, le déroulement de la mesure a été énoncé étape par étape de manière à rendre clair comment sont extraits expérimentalement les coefficients Seebeck et Nernst. Ceci devrait permettre à un novice de réaliser des mesures thermoélectriques avec le minimum d'encadrement.

Chapitre 4

L'effet Nernst ; sonde du pseudogap

Dans ce chapitre nous allons découvrir ce que l'effet Nernst peut nous apprendre sur la phase pseudogap des cuprates, en particulier dans les familles d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) et de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO). Dans un premier temps, nous allons voir que l'effet Nernst est une sonde sensible à l'apparition du pseudogap et qu'il permet d'identifier la température du pseudogap T^* en fonction du dopage en trous tout au long du diagramme de phase pour chaque famille. Cette relation montre que T^* décroît de façon monotone avec le dopage de la même façon dans les deux familles ($T_{\text{YBCO}}^* = 1.5 T_{\text{LSCO}}^*$) pour s'éteindre à un dopage critique quantique $p^* \simeq 0.24$. Dans un deuxième temps, nous allons étudier la contribution des fluctuations supraconductrices à l'effet Nernst dans ces deux familles. Nous verrons que cette contribution, autrefois surestimée par certains groupes dans la communauté, est plutôt restreinte en température lorsqu'on la compare avec celle des quasiparticules normales. Ainsi, la région de fluctuations supraconductrices significatives, telle que déterminée par des températures caractéristiques de l'effet Nernst, suit de près le dôme supraconducteur ($\leq 1.4 T_c$) en ayant une dépendance en dopage et une grandeur tout à fait différentes de celles de T^* . Le contenu de ce chapitre est largement tiré de la réf. [143].

4.1 L'effet Nernst dans les cuprates ; 2000-2009

Avant d'aborder nos résultats, commençons par cerner le contexte historique de l'interprétation de l'effet Nernst dans les cuprates de 2000 à 2009. Comme nous l'avons vu à la Section 3.1.3, l'effet Nernst est une mesure de transport thermo-électrique des quasiparticules normales d'un métal. D'ailleurs, l'effet Nernst a été découvert dans un métal "normal" (non-supraconducteur), le bismuth élémentaire, avec la technologie disponible à la fin du 19e siècle (dû à son gigantesque signal) [144]. L'origine quasiparticule du signal de Nernst, initialement dérivée par Sondheimer en 1948 [145], a récemment été le sujet d'une revue exhaustive sur plusieurs matériaux par Behnia [131]. D'autre part, l'effet peut aussi provenir des excitations (fluctuations) d'un supraconducteur dans un champ magnétique via le déplacement de ses vortex. Cette contribution, bien étudiée dans les supraconducteurs conventionnels [146], permet d'ailleurs d'utiliser l'effet Nernst pour sonder les fluctuations supraconductrices au-dessus de T_c . Avant 2000, l'effet Nernst dans les cuprates avait été étudié principalement sous l'angle de l'entropie des vortex et dans des échantillons au dopage optimal [147–149]. Notons que l'effet Nernst a par la suite été étudié théoriquement en tant que signal provenant de fluctuations supraconductrices au-dessus de $H_c2(T)$ (voir réfs. [150–152] et section 4.3.2).

La découverte par le groupe de N. P. Ong à Princeton en 2000 [153] d'un signal de Nernst "anormal" dans LSCO sous-dopé à des températures largement supérieures à T_c a créé une onde de choc dans la communauté. En effet, en soustrayant la « faible contribution des quasiparticules », le groupe de Princeton isole un signal de Nernst provenant « uniquement des fluctuations supraconductrices » et dont la température d'apparition T_{onset} augmente en sous-dopant ; $\simeq 90$ K au dopage $p = 0.17$ jusqu'à $\simeq 150$ K à $p = 0.05$ (voir Figure 4.1). Cette dépendance en dopage de la température d'apparition ainsi que son amplitude les amènent à suggérer qu'il s'agit de preuves d'excitations de type vortex à des températures bien au-delà de T_c dans la phase pseudogap de LSCO et que ces deux températures (T_{onset} et T^*) sont probablement contrôlées par la même échelle d'énergie.

Dans les cuprates sous-dopés, la faible densité superfluide n_s implique, par variable conjuguée, une faible rigidité de la phase du paramètre d'ordre supraconducteur $V_0 = \hbar^2 n_s(0) a / 4m^*$ et donc de fortes fluctuations de celle-ci [38]. Ainsi, la température T_θ^{max} à laquelle les fluctuations détruisent la phase du paramètre d'ordre, et donc l'état Meissner,

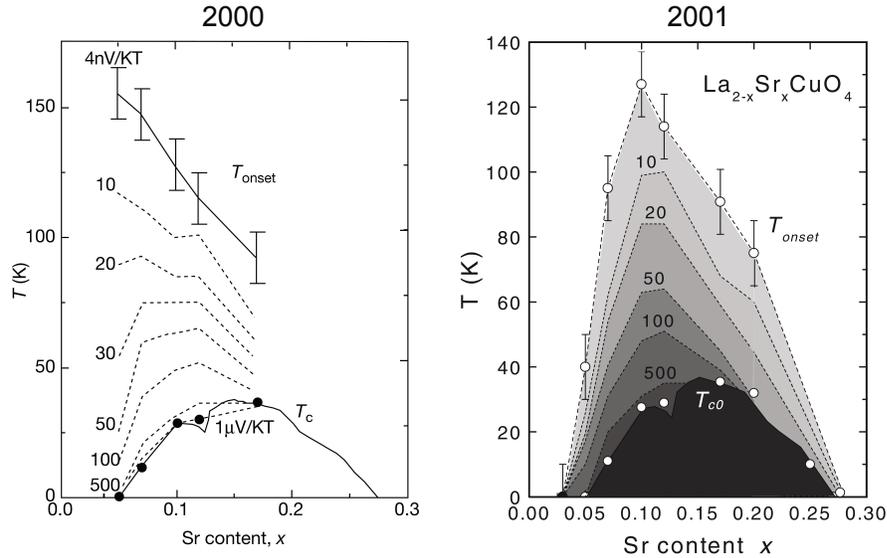


FIGURE 4.1 – Diagramme de phase dopage-température de LSCO du groupe de Princeton. La température d'apparition du signal de Nernst "anormal" T_{onset} est tracée ainsi que différentes lignes pointillées indiquant un certain seuil de ce signal, tel qu'indiqué, du signal de Nernst. La T_c est aussi indiquée par des cercles (fermés à gauche, ouverts à droite). *Gauche* : Diagramme provenant de la publication initiale en 2000 (extrait de la réf. [153]). *Droite* : Diagramme modifié apparaissant dans leurs publications à partir de 2001 et qui devient la référence dans la communauté (extrait de la réf. [154]). T_{onset} sous $x = 0.10$ montre une valeur et une dépendance en dopage différente pour les deux diagrammes. Voir Section 4.4 pour plus d'explications.

peut être très près de T_c (et donc la fixer) tandis que la température de transition champ moyen T^{MF} , évaluée par la théorie BCS-Eliashberg, peut être beaucoup plus grande et représenter la température caractéristique de formation des paires de Cooper [38]. La région sous-dopée du diagramme de phase des cuprates, dominée par le pseudogap, serait ainsi une phase avec d'importantes fluctuations de la phase supraconductrice où les paires de Cooper seraient formées à haute température sans cohérence de phase [38]. Ces idées apportées par Emery et Kivelson en 1995 ont fortement influencé le domaine des supraconducteurs haut- T_c (article cité plus de 1700 fois) au point de devenir un des deux principaux scénarios expliquant le pseudogap des cuprates.

Le groupe de Princeton, alors influencé par ces idées, propose une relation entre l'augmentation importante du signal de Nernst sous T_{onset} , la « température d'apparition des fluctuations supraconductrices », et la formation des paires de Cooper. Les résultats

de 2000 du groupe de Princeton deviennent alors une “confirmation expérimentale” de l'idée que le pseudogap est une phase de paires de Cooper préformées sans cohérence de phase avec de fortes fluctuations de phase à haute température. D'autres articles subséquents de ce groupe [154–158] étendent leur conclusion à d'autres cuprates que LSCO ($\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-y}\text{La}_y\text{CuO}_6$ (Bi-2201), $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ (Bi-2212) et YBCO) et à haut champ magnétique. Par ailleurs, dès 2001 [155], le groupe de Princeton modifie son diagramme de phase Nernst en changeant la dépendance en dopage de T_{onset} (voir Fig. 4.1). En effet, au lieu d'augmenter en sous-dopant et suivre T^* , T_{onset} chute maintenant sous le dopage optimal pour suivre le dôme de T_c . Nous reviendrons plus tard (Section 4.4) à cette différence et à son origine.

Un autre résultat expérimental de ce groupe renforçant massivement l'idée de fluctuations supraconductrices importantes dans le pseudogap est la détection par mesure de magnétométrie par torque d'un terme diamagnétique apparaissant à une température T_{onset}^M bien au-dessus de T_c [159–161]. La chute de l'aimantation vers des valeurs négatives (diamagnétisme) à partir d'un fond positif (paramagnétisme) représente selon eux une « preuve claire de la survie du condensat de paires avec une rigidité de la phase réduite à des températures beaucoup plus élevées que T_c ». Cette preuve thermodynamique vient ainsi s'ajouter à la preuve du transport par l'effet Nernst. Ils élaborent notamment un diagramme de phase pour LSCO et Bi-2201 pour lequel T_{onset}^M est en accord avec la température d'apparition de l'effet Nernst (version 2001) T_{onset}^N .

Ainsi, l'effet Nernst dans les cuprates est largement perçu dans la communauté comme une sonde des importantes fluctuations de phase dans le pseudogap et un argument fort (probablement le seul avec le diamagnétisme) soutenant le scénario des paires de Cooper préformées sans cohérence de phase à haute température au-dessus de T_c . Par conséquent, le diagramme de phase de l'effet Nernst d'Ong (Fig. 4.1 version 2001) devient pendant toute la décennie 2000 le porte-étendard du scénario des paires préformées pour le pseudogap. Cette interprétation de l'effet Nernst a été remise en question en 2009 avec la publication de nos travaux sur le sujet [162] et cela a entraîné la communauté à changer sa perception de l'effet Nernst dans les cuprates. Ce chapitre propose donc, sous forme de revue de nos travaux sur le sujet, de revisiter l'effet Nernst dans le pseudogap des cuprates.

4.2 Détection de la température du pseudogap

Voyons maintenant comment l'effet Nernst peut être utilisé pour déterminer la température du pseudogap T^* en fonction du dopage dans YBCO et LSCO afin de construire un diagramme de phase dopage-température générique montrant T^* pour ces deux familles de matériaux.

4.2.1 YBCO

Nous avons mesuré l'effet Nernst sur plusieurs monocristaux démaclés d'YBCO du dopage $p = 0.11$ jusqu'à $p = 0.18$. La Figure 4.2 montre un ensemble de données d'effet Nernst typique pour YBCO, tracé en ν/T vs T dans un échantillon à $p = 0.12$ (les données des autres dopages sont montrées dans l'Annexe A). Ces données, tracées à diverses valeurs du champ magnétique (1, 3, 6, 9, 12 et 15 T), montrent plusieurs caractéristiques de l'effet Nernst dans YBCO. Tout d'abord, l'effet Nernst à haute température est faible (comparé aux plus basses températures), positif, linéaire en température (si tracé en ν/T) et indépendant du champ. Lorsque la température diminue, celui-ci se met à chuter et nous définissons T_ν comme la température à laquelle ν/T vs T dévie de la linéarité. Cette chute s'accroît ensuite vers un changement de signe et une augmentation graduelle vers d'importantes valeurs négatives. Cette augmentation se poursuit jusqu'à une température T_{\min} , un peu au-dessus de $T_c(0)$, où le signal effectue une remontée abrupte vers des valeurs positives. La température de cette remontée dépend du champ magnétique ; T_{\min} est ainsi défini comme la valeur de cette température à bas champ, alors qu'à champ suffisamment élevé ($> H_{c2}$), il n'y a plus de remontée et l'effet Nernst reste négatif (voir réf. [67]). Cette remontée, sous $T_c(0)$, donne un grand signal positif qui dépend fortement du champ. Ainsi, avec cette description qualitative, on peut identifier et séparer clairement les deux contributions à l'effet Nernst : 1) la contribution des quasiparticules qui donne un signal indépendant du champ qui passe de faible et positif à haute température, à grand et négatif à plus basse température sous T_ν ; 2) la contribution dominante des fluctuations supraconductrices sous T_{\min} qui donne un signal positif et fortement dépendant du champ. Cette section se concentre sur la première contribution, alors que la prochaine étudiera la deuxième contribution. Par ailleurs, ces trois températures caractéristiques, T_ν , T_{\min} et T_c , extraites à plusieurs dopages, sont

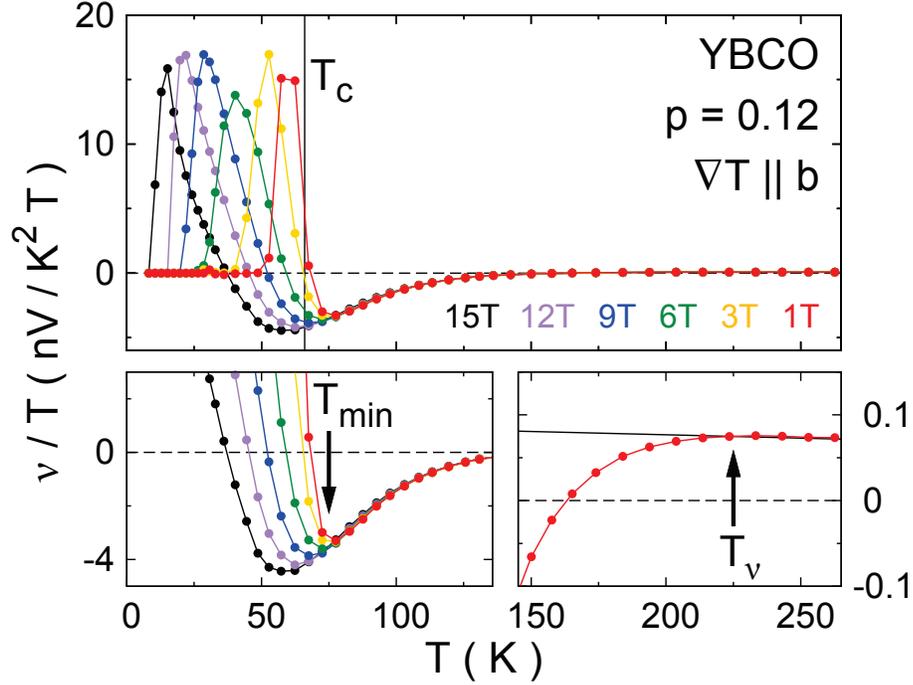


FIGURE 4.2 – Coefficient de Nernst ν d’YBCO à $p = 0.12$ tracé en ν/T en fonction de la température T à différentes valeurs de champ magnétique $H = 1, 3, 6, 9, 12$ et 15 T . La transition supraconductrice est $T_c(H = 0) = 66.0\text{ K}$ (ligne verticale) et le gradient thermique est appliqué le long de la direction b du cristal orthorhombique démaclé. Les contributions des quasiparticules (signal indépendant du champ et négatif à basse température) et des fluctuations supraconductrices (signal dépendant du champ et positif) à l’effet Nernst sont facilement distinguables. Le panneau en bas à gauche montre comment est défini T_{\min} : la température sous laquelle, pour de bas champs, le signal montre une valeur minimale négative avant le pic positif des fluctuations. Le panneau du bas à droite montre la région où la contribution des quasiparticules commence à augmenter et comment est défini T_ν : la température sous laquelle $\nu(T)/T$ commence à dévier de la linéarité. Les données sont extraites de la réf. [163].

tracées sur un diagramme de phase à la Figure 4.3 ; nous y reviendrons plus loin.

Notre définition de T_ν n’est pas sans rappeler celle de T^* dans YBCO. En effet, un critère standard et globalement reconnu pour la température du pseudogap T^* dans YBCO est la température, que nous appelons ici T_ρ , sous laquelle la résistivité $\rho(T)$ le long de l’axe- a dévie vers le bas par rapport à sa dépendance linéaire à haute température [42] (voir Section 1.2.4). En exemple, la Fig. 4.4 (panneau en haut à gauche) montre la dépendance en température de la résistivité d’YBCO à $p = 0.13$ [167] et son caractère

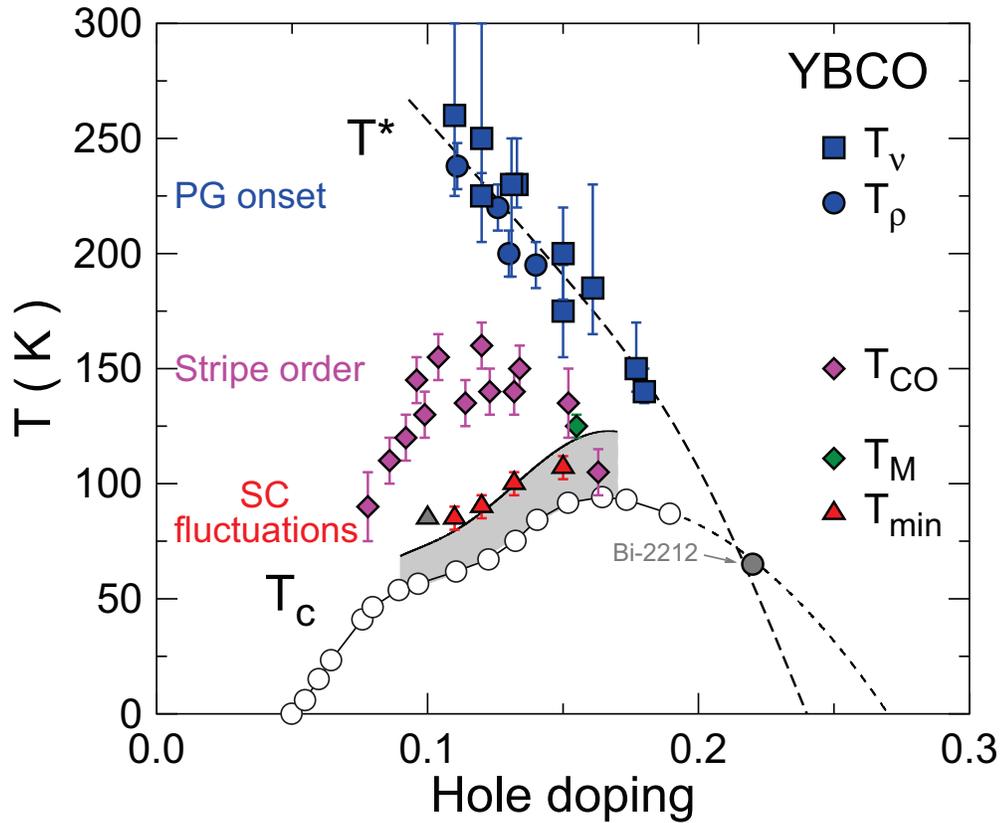


FIGURE 4.3 – Diagramme de phase dopage-température d'YBCO montrant quelques températures caractéristiques, dont celles extraites de l'effet Nernst. T_v (carrés bleus, axe- a et b) délimite la région où la contribution des quasiparticules à l'effet Nernst commence à augmenter (voir Fig. 4.2). T_ρ (cercles bleus), définie comme la température où la résistivité $\rho(T)$ dévie de la linéarité, correspond à la température pseudogap T^* (voir Figure 4.4). À l'intérieur des barres d'erreur, T_v corrèle avec T_ρ , montrant ainsi que l'effet Nernst est une sonde de l'ouverture du pseudogap. Le cercle gris montre T_ρ à partir de ρ_c pour Bi-2212 à $p = 0.22$ tiré de la réf. [164]. La ligne pointillée correspond à 1.5 fois la ligne T^* de LSCO figurant dans le diagramme de phase de la Figure 4.9. T_{\min} (triangles rouges, axe- a) indique la température où la contribution des fluctuations supraconductrices à l'effet Nernst commence à augmenter et dominer le signal (voir Fig. 4.2 et Section 4.3.1). Le triangle gris montre T_{\min} pour $p = 0.10$ tiré de la réf. [165]. La température d'apparition du diamagnétisme détecté par magnéto-métrie par torque T_M (losange vert), tiré de la réf. [161], montre que T_{\min} et T_M coïncident raisonnablement bien et sont restreintes à une petite région au-dessus de la transition supraconductrice T_c (cercles ouverts). La ligne pleine passant par T_{\min} et T_M correspond à $1.3 T_c$. La température d'apparition de l'ordre de charge T_{CO} détectée par rayons X [91, 166] est aussi tracée (losanges magentas). Les données sont tirées de la réf. [163] sauf lorsqu'indiqué.

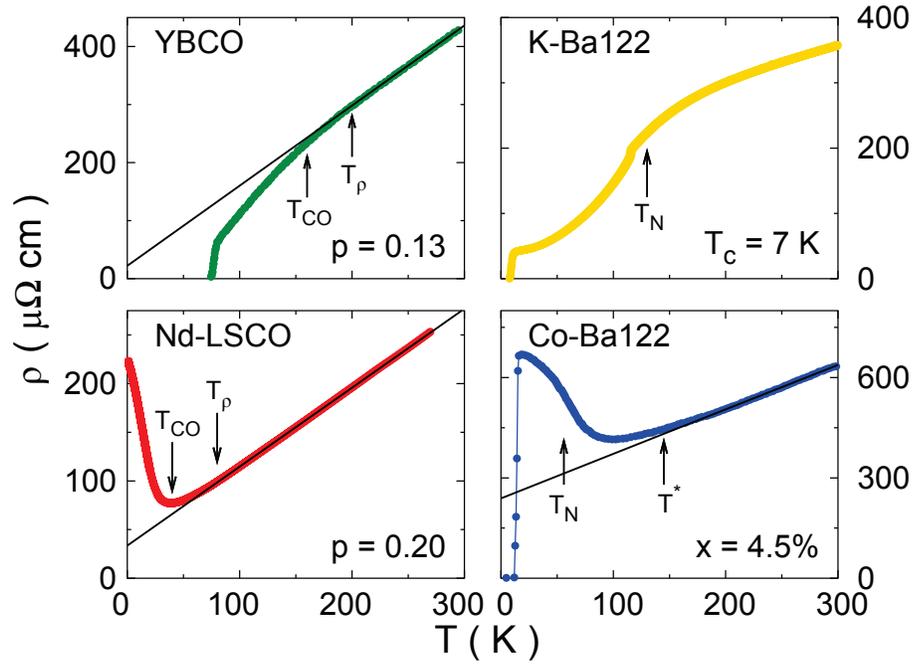


FIGURE 4.4 – Résistivité $\rho(T)$ en fonction de la température montrant T^* pour quatre matériaux : YBCO à $p = 0.13$ [167] (Haut Gauche, symboles verts), Nd-LSCO à $p = 0.20$ [102] (Bas Gauche, symboles rouges) et les pnictures $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (K-Ba122) avec un $T_c = 7\text{ K}$ [169] (Haut Droite, symboles jaunes) et $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ (Co-Ba122) avec $x = 4.5\%$ [170] (Bas Droite, symboles bleus). La ligne noire montre un ajustement linéaire de la région à haute température et permet de voir la définition de T_ρ ; où $\rho(T)$ dévie de sa dépendance linéaire. Ce critère pour la température pseudogap T^* est bien connu dans YBCO [42], où la déviation est vers le bas et semble s'appliquer dans d'autres systèmes comme la famille de LSCO, où la déviation est vers le haut. La comparaison avec les pnictures K-Ba122 et Co-Ba122 montre que l'ouverture d'un gap (dans ce cas-ci une onde de densité de spin à T_N) peut générer une déviation vers le haut ou vers le bas dans la $\rho(T)$ même pour des matériaux similaires.

linéaire (ajustement à l'appui) de 300 K à $T_\rho = 200 \pm 10\text{ K}$. En appliquant ce critère à d'autres dopages, nous obtenons quelques valeurs de T_ρ qui sont tracées sur le diagramme de phase de la Fig. 4.3. Nous remarquons tout de suite que, à l'intérieur des barres d'erreur, $T_\nu = T_\rho = T^*$, autrement dit que l'effet Nernst peut être utilisé pour détecter la température du pseudogap T^* . Cette récente constatation [163, 168] est l'un des éléments qui a amené le changement de perception de l'effet Nernst dans le pseudogap des cuprates.

L'utilisation de l'effet Nernst au lieu de la résistivité comme sonde de la phase pseu-

dogap offre deux avantages. Premièrement, l'effet Nernst est beaucoup plus sensible que la résistivité aux transformations électroniques. Prenons l'exemple du fermion lourd URu₂Si₂. Lorsque la température descend sous sa transition vers un état semi-métallique à 17 K, ν/T augmente dramatiquement, environ d'un facteur 100 [171], alors que la résistivité électrique $\rho(T)$ est faiblement affectée [172]. Ceci s'explique facilement avec l'équation 3.23 pour ν ; dans cet état semi-métallique, la densité d'état n diminue et la mobilité augmente, chacun d'un facteur 10, et se combinent dans l'effet Nernst ($\nu \propto \mu/n$) pour donner une augmentation d'un facteur 100, alors que dans la résistivité les deux effets se compensent ($\rho \propto n\mu$) sans l'affecter significativement. Dans le cas qui nous intéresse avec YBCO, le changement de résistivité par rapport à la dépendance linéaire au-dessus de T^* est seulement d'un facteur deux à T_c (à $p = 0.13$; voir Fig. 4.4), tandis que la grandeur du signal Nernst quasiparticule $|\nu/T|$ subit une augmentation d'un facteur 50 entre T_ν et T_c , à $p = 0.12$ (voir Fig. 4.2). Le deuxième avantage concerne l'effet opposé du pseudogap et de la supraconductivité sur $\nu(T)$ dans YBCO lorsqu'on décroît la température : le premier provoque une chute alors que le second entraîne une remontée, tandis que pour la résistivité, les deux phénomènes produisent une diminution dans $\rho(T)$ (voir Figures 4.4, 4.5). Cela permet de séparer sans ambiguïté ces deux contributions à l'effet Nernst et de suivre leur température d'apparition plus facilement.

Afin de poursuivre la comparaison résistivité / Nernst par rapport à la détection de T^* , nous traçons, dans la Fig. 4.5, T_ν superposé à la “carte de courbure” produite par Ando et Segawa [167] à partir de la dérivée seconde en température de leur données de $\rho(T)$. Essentiellement, comme le code de couleur l'indique, une région blanche représente une courbure nulle donc une résistivité linéaire en température, une région rouge montre une courbure positive (résistivité sur-linéaire), alors qu'une région bleue montre une courbure négative (résistivité sous-linéaire). On remarque alors, comme vu précédemment à la Fig. 4.3, que la frontière inférieure de la région linéaire en température (dans le coin haut droit de la Fig. 4.5), T_ρ , coïncide avec T_ν et définit la frontière T^* de la phase pseudogap. Sous T^* , $\rho(T)$ chute à cause des effets du pseudogap (large bande bleue), avant de remonter (bande rouge) pour $p < 0.13$, en raison de la proximité de la région isolante à bas dopage. Les fluctuations supraconductrices au-dessus de T_c causent aussi une chute de $\rho(T)$ (appelée “paraconductivité”), produisant une autre bande bleue, qui suit simplement T_c . Pour $p > 0.13$, les deux bandes bleues se fondent et deviennent indiscernables : la chute due au pseudogap rejoint graduellement la descente due à la

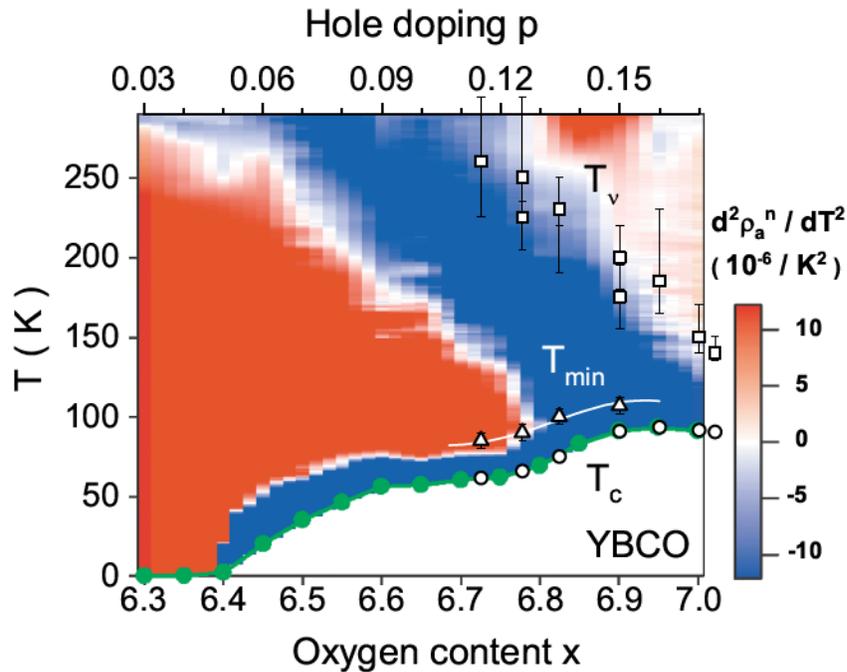


FIGURE 4.5 – Carte de courbure de résistivité d’YBCO d’Ando et Segawa [167] montrant la dérivée seconde en température de leurs données de $\rho(T)$ avec T_c indiquée par les cercles verts pleins. Les données sont tracées en fonction du dopage en oxygène x (axe du bas) et pour comparaison, l’axe du haut montre le dopage en trous estimé à partir de leurs T_c . T_v , T_{\min} et T_c des données de la référence [163] (voir Fig. 4.3) sont aussi présents respectivement en tant que carrés, triangles et cercles ouverts. La résistivité se comporte de façon linéaire en température dans les régions blanches, sous-linéaire (chute) dans les bleues, sur-linéaire (remontée) dans les rouges. La frontière du pseudogap (T^*) correspond à la limite inférieure de la région blanche dans le coin supérieur droit. T_v est en accord avec le critère de résistivité (comme dans la Fig. 4.3). La fine bande bleue qui suit T_c représente le régime de paraconductivité où la résistivité chute à cause des fluctuations supraconductrices juste au-dessus de T_c . L’accord entre T_{\min} et la frontière de la paraconductivité pour $x < 6.82$ (ou $p < 0.13$) impose une limite supérieure en température où les fluctuations supraconductrices sont significatives et dominant l’effet Nernst.

paraconductivité (voir courbe de résistivité d’YBCO $p = 0.13$ à la Fig. 4.4). Étant donné que ces deux effets affectent de manière similaire la résistivité, cela empêche de bien les distinguer dans un régime de température conjoint et rendent difficile la détermination de T^* pour $p > 0.13$, voir impossible au-delà du dopage optimal, où l’on ne peut, sur la base de la résistivité, confirmer la présence de la phase pseudogap. Par contre, les

données d'effet Nernst permettent facilement de confirmer le pseudogap et de déterminer $T^* \simeq 140$ K à $p = 0.18$ où $T_c = 90$ K (voir données en Annexe A). Ainsi, une extrapolation de la ligne de T^* dans YBCO suggère que $T^* \rightarrow 0$ à p^* dans l'intervalle 0.20 - 0.25 (voir Fig. 4.3). D'ailleurs, la ligne de T^* tracée à la Fig. 4.3 représente 1.5 fois la ligne T^* de LSCO (voir Fig. 4.9) et suit donc la même dépendance en dopage que cette dernière qui se termine à $p^* \simeq 0.24$ (voir Section 4.2.2). De plus, des mesures de $\rho_c(T)$ dans Bi-2212 très sur-dopé donnent $T_\rho = 65$ K à $p = 0.22$ [164] qui, lorsque combiné aux données d'YBCO, donne aussi $p^* \simeq 0.24$ (voir Fig. 4.3).

Nous venons de voir que l'effet Nernst est une sonde sensible de la phase pseudogap et peut ainsi être employé afin d'en déterminer sa température caractéristique T^* en fonction du dopage jusqu'au côté sur-dopé. Cela permet donc de construire un diagramme de phase pour YBCO contenant des points de T^* provenant d'un critère significatif et cohérent à plusieurs dopages. Voyons maintenant comment ces conclusions s'appliquent au cas de LSCO.

4.2.2 LSCO

Étudions maintenant l'effet Nernst dans le pseudogap d'une autre famille de cuprates, basée sur LSCO. Comme nous l'avons vu à la Section 2.2.3, lorsque LSCO est dopé (il s'agit d'une substitution isovalente qui n'affecte pas le dopage en trous) avec soit du Nd, $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO), ou de l'Eu, $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Eu-LSCO), ce matériau présente un ordre de rayures ("stripe") à basse température comprenant à la fois des composantes d'ordre de charge (CDW) et d'ordre magnétique (SDW) [76, 77]. Cet ordre brise la symétrie de translation entraînant une reconstruction de la surface de Fermi [82] qui cause des changements importants dans la dépendance en température des propriétés de transport sous la température d'apparition de l'ordre [69]. Par rapport à ce qui nous concerne ici, le signal quasiparticule de l'effet Nernst est grandement augmenté [162] par cette reconstruction. Nous allons ainsi utiliser la température à laquelle débute cette augmentation comme critère pour définir la température du pseudogap T^* dans LSCO, comme nous venons de le faire dans YBCO.

L'effet Nernst a été mesuré dans plusieurs monocristaux de Nd-LSCO et Eu-LSCO du dopage $p = 0.08$ jusqu'à $p = 0.24$. La Figure 4.6 montre ces données dans Eu-LSCO

aux dopages $p = 0.08, 0.10$ et 0.125 tracées en ν vs T à des champs de 2 et 10 T afin de mettre clairement l'accent, comme dans le cas d'YBCO, sur les deux contributions au signal Nernst : 1) un large pic positif indépendant du champ provenant des quasiparticules à haute température ; 2) un étroit pic positif dépendant du champ provenant des fluctuations supraconductrices à basse température. On remarque que le signal quasiparticule dans Eu-LSCO, tout comme dans Nd-LSCO et LSCO, est de signe opposé à celui d'YBCO : négatif et faible à haute température qui devient positif et grand à basse température. Nous reviendrons plus tard à cette différence de signe. La structure à deux

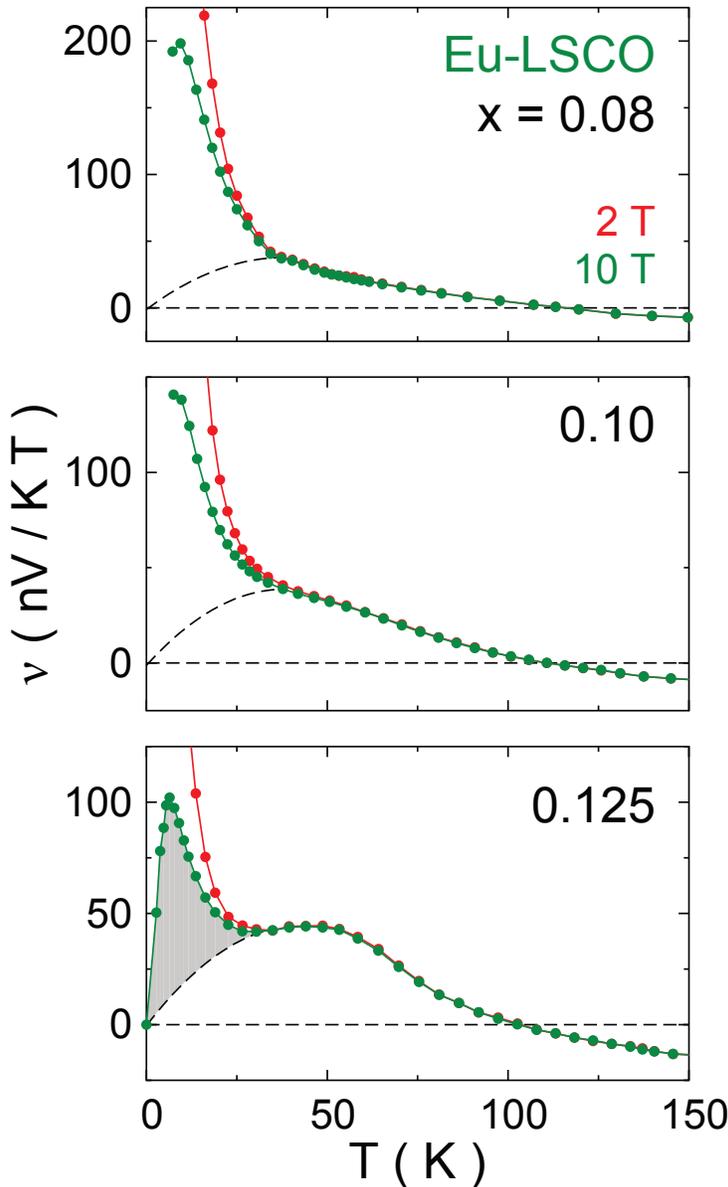


FIG. 4.6 – Coefficient de Nernst ν d'Eu-LSCO au dopage $x = 0.08$ (haut, réf. [143]), 0.10 (milieu, réf. [143]) et 0.125 (bas, réf. [162]) en fonction de la température à des champs magnétiques de 2 (rouge) et 10 T (vert). La structure à deux pics du signal de l'échantillon $x = 0.125$ montre bien les deux contributions à l'effet Nernst : celle des quasiparticules donnant un large pic positif à haute température et celle des fluctuations supraconductrices donnant un étroit pic positif à basse température (pic ombragé en gris). La signature de ces deux pics est vue dans les deux autres échantillons comme un point de rupture dans la pente des données survenant à 40 et 35 K pour $x = 0.08$ et 0.10 respectivement. La ligne en pointillés sert à délimiter le pic dû aux quasiparticules. La comparaison entre 2 et 10 T démontre l'étendue limitée du signal supraconducteur dépendant du champ. On note que $x \equiv p$.

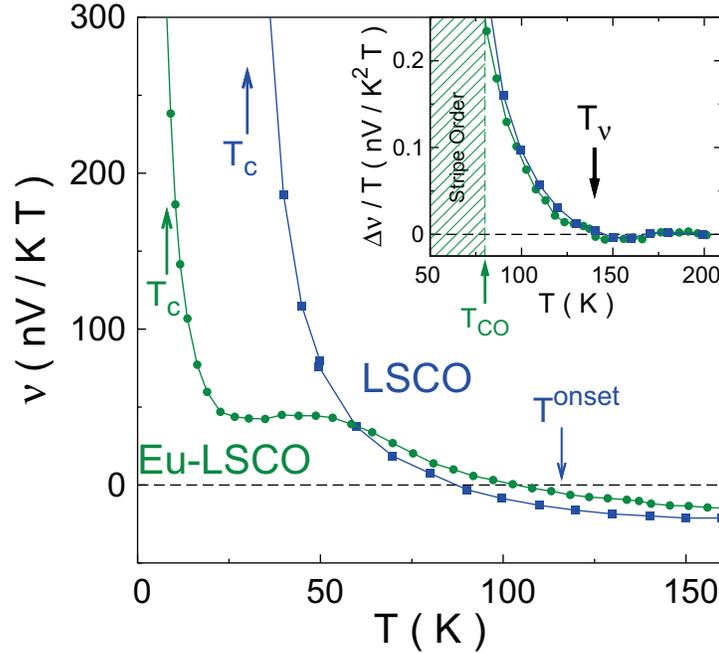


FIGURE 4.7 – Coefficient de Nernst ν d’Eu-LSCO à $x = 0.125$ (cercles verts) et de LSCO à $x = 0.12$ (carrés bleus) à 1 T en fonction de la température. Les flèches indiquent la transition supraconductrice $T_c = 5$ et 29 K pour Eu-LSCO et LSCO respectivement. La structure à deux pics d’Eu-LSCO à $x = 0.125$ n’est pas perceptible dans LSCO à $x = 0.12$, car le pic dû aux fluctuations supraconductrices de ce dernier est repoussé à plus haute température (T_c plus élevée) et se confond avec le pic dû aux quasiparticules. La flèche avec T_{onset} en bleu indique la température à laquelle commence la remontée de ν vs T selon le groupe de Princeton [153, 155, 158]. Cette température semble un peu arbitraire étant donné qu’il n’y a pas de remontée ou de changement significatifs lorsque tracé tel quel. L’encart souligne la similarité dans le comportement haute température des deux matériaux en montrant la différence $\Delta\nu/T$ entre les données (en ν/T) et un ajustement linéaire en température (tracé à la Fig. 4.8). La température où les données dévient de l’ajustement est la même pour Eu-LSCO et LSCO ; $T_\nu = 140 \pm 10$ K. La flèche verte pointe la température d’ordre de charge $T_{\text{CO}} = 80$ K d’Eu-LSCO $x = 0.125$ [125]. Les données d’Eu-LSCO et de LSCO sont respectivement tirées des réfs. [162] et [158].

pics dans $\nu(T)$ à $p = 0.125$ rappelle celle du cuprate dopé en électrons $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ (PCCO) à $x = 0.13$ [173]. Dans les deux cas, les deux pics en $\nu(T)$ peuvent être discernés car la T_c est suffisamment faible (environ 10 K pour chacun d’eux). Ainsi, le pic dû aux quasiparticules peut croître de plus en plus à basse température sans être “contaminé” par le pic dû aux fluctuations supraconductrices présent à plus basse température. Pour illustrer cette situation, la Figure 4.7 montre $\nu(T)$ pour Eu-LSCO à $p = 0.125$ (comme vu

à la Fig. 4.6) comparé à LSCO à $p = 0.12$ [158]. On remarque alors dans le cas de LSCO, où $T_c \simeq 30$ K, que le pic dû aux fluctuations supraconductrices (en ν) est déplacé à plus haute température, par rapport à celui de Eu-LSCO, de sorte qu'il se situe dans la même gamme de température que le pic dû aux quasiparticules et rend leur distinction plus difficile. La résolution claire des deux pics semble dépendre d'une différence suffisamment grande entre T_c et la température T_ν , où le pic dû aux quasiparticules commence son augmentation. Étudions maintenant de façon plus systématique ce T_ν .

Une façon de comprendre et de révéler clairement l'origine de l'augmentation de $\nu(T)$ sous T_ν est de comparer deux échantillons de Nd-LSCO de part et d'autre du point critique quantique (PCQ), où l'ordre de rayures disparaît, situé à $p^* \simeq 0.235$ [76,102–104,162]. Les données des échantillons à $p = 0.20$ et $p = 0.24$ sont montrées à la Fig. 4.8. Pour $p > p^*$, à l'extérieur de la phase de rayures où la surface de Fermi est un grand cylindre de trous, ν/T forme une ligne droite jusqu'au plus basses températures. Pour $p < p^*$, où l'ordre de rayures se manifeste, ν/T montre une remontée prononcée à basse température, tout comme la résistivité (voir Fig. 4.4) et les coefficients de Hall [102] et de Seebeck [103]; tous des signatures d'une reconstruction de la surface de Fermi. Nous définissons ainsi T_ν comme la température à laquelle la remontée en ν/T vs T débute (définition équivalente à celle d'YBCO). La Fig. 4.8 montre comment est extrait T_ν pour LSCO (en utilisant les données publiées de la réf. [158]), Nd-LSCO [162,174]) et Eu-LSCO [143,162]). On remarque déjà que, qualitativement, la dépendance en dopage est la même pour les trois matériaux; T_ν augmente lorsqu'on sous-dope, et que quantitativement, à dopage équivalent, T_ν semble être le même pour les trois matériaux. Ces observations sont confirmées à la Fig. 4.9, où l'on trace ces températures d'apparition pour les trois matériaux sur un diagramme de phase commun. Une conclusion importante ressort ainsi; T_ν identique pour les trois matériaux de la même famille, de $p = 0.05$ à $p = 0.20$.

Voici deux comparaisons directes entre ces trois matériaux au même dopage. La Fig. 4.7 montre bien la similarité du comportement haute température de ν vs T pour LSCO ($p = 0.12$) et Eu-LSCO ($p = 0.125$). L'encart de cette figure, qui trace la différence $\Delta\nu/T$ entre les données (en ν/T) et un ajustement linéaire en température, met encore plus en valeur la similarité entre ces deux matériaux dans la remontée qui débute à la même température à $T_\nu = 140 \pm 10$ K. À la Figure 4.10, les données d'effet Nernst brutes (sans décalage ni de mise à l'échelle) pour les trois matériaux sont comparées au même dopage; $p = 0.15 - 0.16$. Il est frappant de remarquer que les données sont

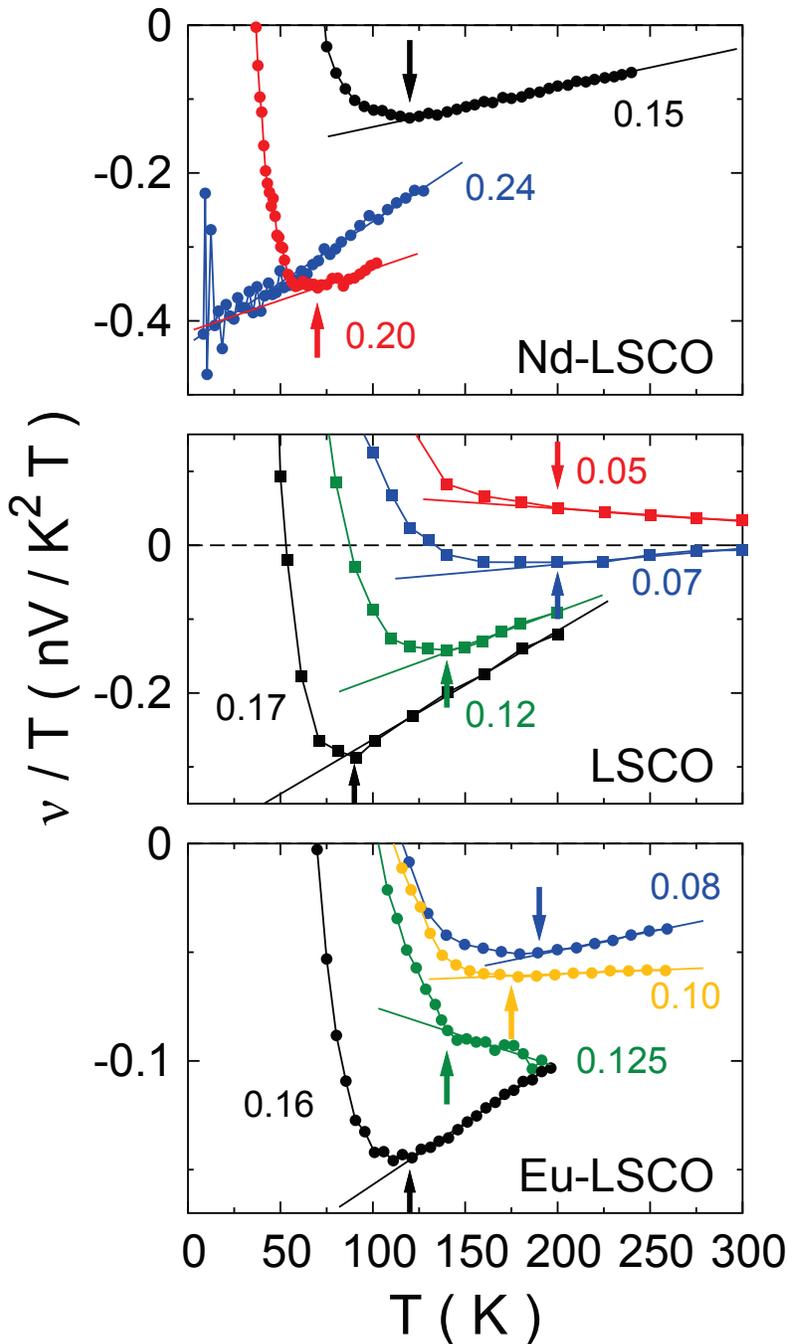


FIG. 4.8 – Coefficient de Nernst ν/T de Nd-LSCO (haut, cercles, réfs. [162,174]), LSCO (milieu, carrés, réfs. [153, 155, 158]) et Eu-LSCO (bas, cercles, réfs. [143, 162]) à plusieurs dopages en fonction de la température. L'ordonnée est choisi pour mettre l'emphase sur la région haute température où la remontée de ν/T débute. Les lignes représentent des ajustements linéaires dans cette région et les flèches indiquent la température T_ν où les données commencent à dévier de la linéarité. De bas à haut dopage ; $T_\nu = 120 \pm 10, 70 \pm 10$ et 0K pour Nd-LSCO, $T_\nu = 200 \pm 25, 200 \pm 25, 140 \pm 10$ et $90 \pm 10\text{K}$ pour LSCO et $T_\nu = 190 \pm 10, 175 \pm 10, 140 \pm 10$ et $120 \pm 10\text{K}$ pour Eu-LSCO. On note que T_ν chute avec le dopage et qu'il est le même pour les trois matériaux pour un dopage similaire. Ces T_ν sont tracés sur le diagramme de phase de la Fig. 4.9. Nd-LSCO et Eu-LSCO ont été mesurés sous 10 T, sauf Nd-LSCO à $x = 0.15$ à 9 T, LSCO $x = 0.12$ à 14 T et LSCO $x = 0.05, 0.07$ montrent la pente initiale de N vs B .

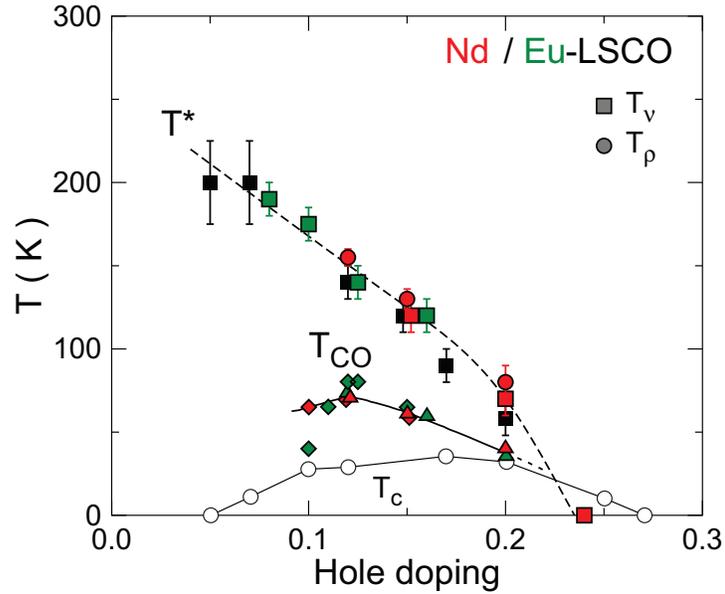


FIGURE 4.9 – Diagramme de phase dopage-température de Nd/Eu-LSCO montrant quelques températures caractéristiques. Le code de couleur est le suivant : rouge pour Nd-LSCO, vert pour Eu-LSCO et noir pour LSCO. T_v (carrés pleins tirés des réfs. [143, 162]) indique la température à laquelle le signal quasiparticule Nernst commence à augmenter vers de grandes valeurs positives (voir Figure 4.8). T_ρ (cercles pleins de la réf. [102]) montre la température à laquelle la résistivité $\rho(T)$ dévie de la linéarité (voir Figures 4.4 et 4.11). Comme dans YBCO (voir Fig. 4.3), T_v corrèle avec T_ρ à l’intérieur des barres d’erreur, montrant que l’effet Nernst sonde l’ouverture du pseudogap à T^* . La ligne pointillée correspond à $2/3$ de la ligne T^* tracée dans le diagramme de phase d’YBCO (voir Fig. 4.3). La transition supraconductrice T_c de LSCO est aussi montrée (cercles ouverts). La température d’apparition de l’ordre de charge, T_{CO} (trait gras), mesurée par résonance magnétique (triangle) et diffraction de neutrons ou rayons X (losanges), est aussi montrée (réf. [77]).

essentiellement identiques, donnant la même valeur de $T_v = 120 \pm 10$ K. On remarque aussi que le signal de Nernst est totalement insensible et n’est pas affecté par les différentes transitions structurales, que ce soit de tétragonal à orthorhombique dans LSCO (à 185 K) ou d’orthorhombique à tétragonal basse température (LTT) dans Nd-LSCO (à 70 K) et Eu-LSCO (à 135 K). Cela démontre que la remontée de l’effet Nernst à T_v n’est pas du tout reliée à une telle transition structurale et qu’elle doit plutôt provenir d’un mécanisme commun à ces trois matériaux.

Dans les matériaux de la famille de LSCO nous identifions, tout comme dans YBCO,

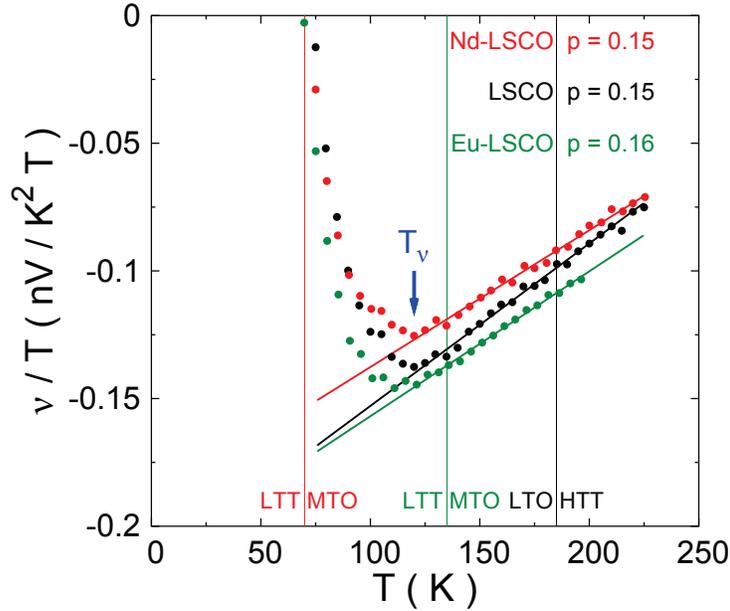


FIGURE 4.10 – Comparaison du coefficient de Nernst ν/T de Nd-LSCO (rouge, $p = 0.15$), LSCO (noir, $p = 0.15$) et Eu-LSCO (vert, $p = 0.16$) au même dopage en fonction de la température. Comme dans la Fig. 4.8, l'ordonnée met l'emphase sur la région à haute température où ν/T dévie de la linéarité (lignes de couleur montrent ajustement linéaire) avec une flèche bleue pointant $T_\nu = 120 \pm 10$ K. Les lignes verticales indiquent les températures des transitions structurales ; orthorhombique moyenne température (MTO) à tétragonal basse température (LTT) pour Nd-LSCO (70 K) et Eu-LSCO (135 K), et tétragonal haute température (HTT) à orthorhombique basse température (LTO) pour LSCO (185 K). On remarque que la remontée simultanée à T_ν pour les trois matériaux ne peut être causée par leur transition structurale qui sont très différentes. Nd-LSCO et LSCO ont été mesurés à 9 T et sont extraits de la réf. [174] tandis qu'Eu-LSCO a été mesuré à 10 T et est tiré de la réf. [162].

T_ν à T^* ; la température d'apparition de la phase pseudogap. Cela se justifie tout d'abord par le fait qu'il s'agit de la même définition de T_ν pour les deux matériaux. Cette identification est d'autant plus naturelle lorsqu'on remarque à la Fig. 4.9 que $T_\nu = T_\rho$ (à l'intérieur des barres d'erreur), où T_ρ est défini, comme dans YBCO, comme la température sous laquelle $\rho(T)$ dévie de sa dépendance linéaire à haute température. T_ρ est obtenu des données sur Nd-LSCO [76, 102], comme montré aux Figs. 4.4 et 4.11. L'effet Nernst permet ainsi de déterminer T^* dans LSCO et démontre que ce T^* est commun à Nd-LSCO et Eu-LSCO.

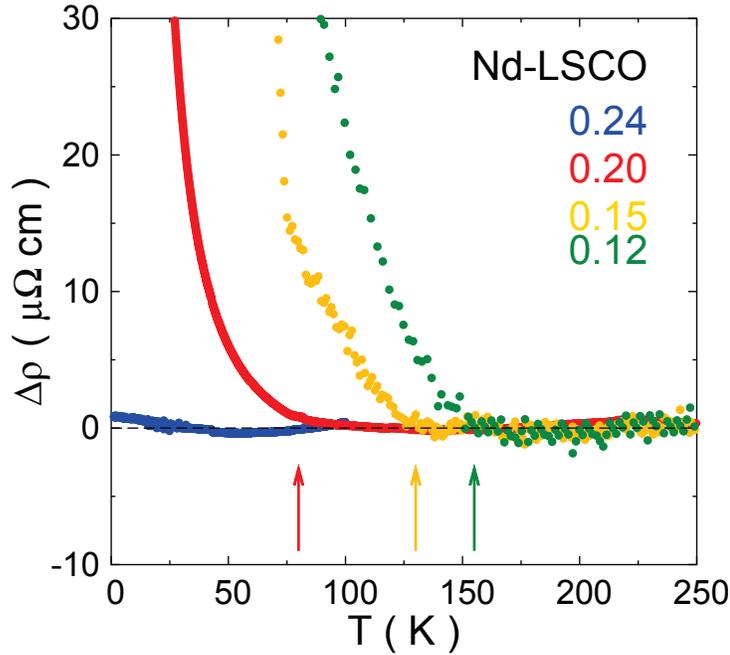


FIGURE 4.11 – Différence $\Delta\rho$ entre la résistivité et un ajustement linéaire en température en fonction de la température pour Nd-LSCO à $x = 0.24$ (bleu), 0.20 (rouge), 0.15 (jaune) and 0.12 (vert). Les flèches indiquent la température T_ρ à laquelle ρ commence à dévier de la linéarité; ce qui donne $T_\rho = 0, 80 \pm 10, 130 \pm 6$ and 155 ± 5 K pour $x = 0.24, 0.20, 0.15$ et 0.12 respectivement et qui sont tracées sur le diagramme de phase de la Fig. 4.9. Données tirées de la réf. [102].

Tel que comparé plus haut dans le cas d'YBCO (voir Fig. 4.5), regardons maintenant les valeurs de T_ν pour LSCO, Nd-LSCO et Eu-LSCO superposées à la “carte de courbure” d'Ando et Segawa [167] montrant la dérivée seconde en température de la résistivité. Cette comparaison dans LSCO, présentée à la Figure 4.12, montre que, comme vu précédemment à la Fig. 4.9, T_ν coïncide raisonnablement bien avec la frontière supérieure de la région rouge (T_ρ), où les déviations vers le haut de $\rho(T)$ débutent. Ainsi, dans LSCO (et les autres matériaux de la même famille) la résistivité linéaire à haute température remonte au lieu de chuter comme dans le cas d'YBCO sous T^* . Il faut noter que dans LSCO la région (blanche) linéaire est contaminée près de sa frontière inférieure par une transition structurale, clairement vue dans la figure par une bande rouge dans la région blanche. Ainsi, cette anomalie dans $\rho(T)$ peut facilement être confondue avec la frontière de la phase pseudogap lorsque T^* est extraite par la résistivité. Au contraire, l'utilisation de l'effet Nernst comme critère rend la détermination de T^* (T_ν) sans équivoque, puis-

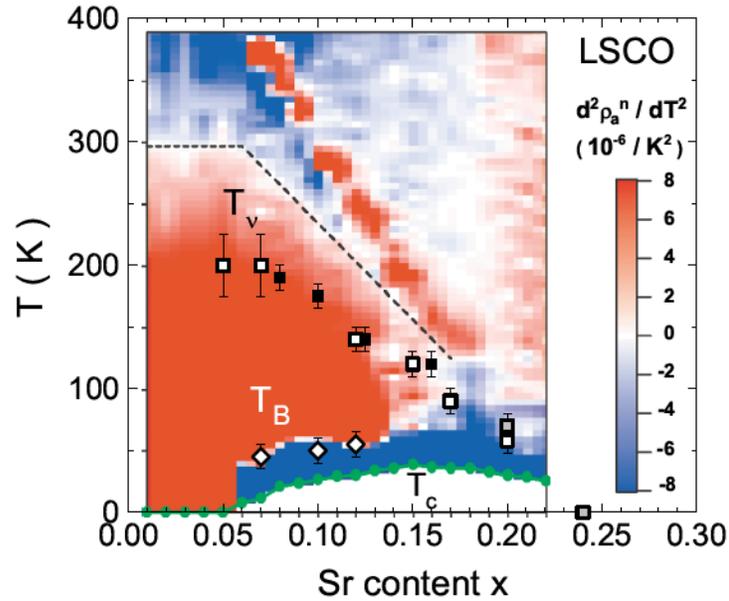


FIGURE 4.12 – Carte de courbure de résistivité de LSCO d’Ando et Segawa [167] montrant la dérivée seconde en température de leurs données de $\rho(T)$ avec T_c indiquée par les cercles verts pleins. Les T_v de la Fig. 4.9 pour Nd-LSCO (carrés gris), Eu-LSCO (carrés noirs) et LSCO (carrés ouverts) sont aussi présents. Comme dans la Fig. 4.5, la résistivité se comporte de façon linéaire en température dans les régions blanches, sous-linéaire (chute) dans les bleues et sur-linéaire (remontée) dans les rouges. La frontière du pseudogap (T^*) correspond à la limite inférieure de la région blanche dans le coin supérieur droit. T_v est raisonnablement en accord avec le critère de résistivité (comme dans la Fig. 4.9). La bande rouge dans la région blanche correspond à la transition structurale HTT-LTO dans LSCO. La fine bande bleue qui suit T_c représente le régime de paraconductivité où la résistivité chute à cause des fluctuations supraconductrices juste au-dessus de T_c . La température d’apparition de la dépendance en champ de ν , T_B , pour LSCO (tirée de la Figure 4.14) est tracée (losanges ouverts) et coïncide bien avec la région de paraconductivité. Cette mince région au-dessus de T_c impose une limite supérieure en température à l’importance des fluctuations supraconductrices significatives et dominantes dans l’effet Nernst.

qu’elle est insensible aux transitions structurales (voir Fig. 4.10), et montre que la ligne de T^* dans LSCO se situe bien en-dessous de sa transition structurale (voir Fig. 4.12). On remarque aussi sur la “carte de courbure” (Fig. 4.12) une bande bleue qui suit T_c et qui correspond, comme dans YBCO, à la région de paraconductivité où les fluctuations supraconductrices réduisent ρ juste au-dessus de T_c .

Un désavantage de l’utilisation de l’effet Nernst pour extraire T^* dans LSCO est qu’à

haut dopage, lorsque les pics des quasiparticules et des fluctuations supraconductrices de $\nu(T)$, tous deux positifs, se rapprochent (c'est-à-dire $T_\nu \simeq T_c$), il devient difficile de déterminer T_ν . Toutefois, dans Nd-LSCO par exemple, la résistivité peut être utilisée de manière fiable (contrairement à YBCO) puisque le pseudogap augmente $\rho(T)$ par opposition à la chute provoquée par la paraconductivité. Cette remontée, mesurée dans le résistivité le long de l'axe c $\rho_c(T)$, a été utilisée pour cerner précisément le point critique quantique où T^* tombe à zéro et donne $p^* = 0.235 \pm 0.05$ [104]. Étant donné que T_ν est identique dans les trois matériaux de la famille de LSCO sous $p = 0.20$, il semble probable que la ligne de T^* se termine à $p^* \simeq 0.24$ dans LSCO et Eu-LSCO, tout comme c'est le cas dans Nd-LSCO. En outre, comme nous l'avons mentionné précédemment de façon inverse, la ligne de T^* de (la famille de) LSCO tracée à la Fig. 4.9 représente 2/3 de la ligne T^* d'YBCO (Fig. 4.3). Tout cela semble suggérer que le pseudogap est un phénomène universel dans les cuprates et qu'il se manifeste de façon similaire.

Toutefois, une différence notable dans la manifestation du pseudogap dans YBCO et LSCO est que les déviations sous T^* (dans ρ et ν) vont dans des directions opposées. En effet, les déviations dans $\rho(T)$ sous T_ρ sont vers le bas dans YBCO mais vers le haut dans LSCO (voir Figs. 4.4, 4.5 et 4.12). Ce comportement différent est probablement dû au fait que le ratio de la diffusion inélastique sur élastique à T^* est beaucoup plus grand dans YBCO que dans LSCO, d'une part parce que T^* est plus élevé (pour un même dopage) et d'autre part parce que la diffusion sur les défauts (désordre) est plus faible dans YBCO. La chute de ρ (et de ν/T) sous T^* dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ (Hg-1201) [175], $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ [176] peut être expliquée par les mêmes raisons que dans YBCO. Afin d'exprimer cette apparente dichotomie, la Fig. 4.4 compare la résistivité d'YBCO et de Nd-LSCO à celle des pnictures $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (K-Ba122) [169] et $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ (Co-Ba122) [170]. La résistivité dans les deux pnictures est affectée de manière différente par l'émergence d'une onde de densité de spin (SDW) : dans un cas, K-Ba122, l'ouverture d'un gap fait chuter ρ , et dans l'autre cas, Co-Ba122, elle augmente ρ . Même si ces deux matériaux sont assez semblables, leur résistivité peut montrer un comportement opposé lorsque l'ordre magnétique apparaît. De plus, la remontée/chute commence à T^* et évolue graduellement, à cause des fluctuations de spins, jusqu'à ce que l'ordre se forme à plus basse température à T_N . Cette phénoménologie de remontée vs chute graduelle de la résistivité à cause de fluctuations n'est pas sans rappeler ce qu'on observe dans YBCO et LSCO. Ainsi, considérant que la résistivité est proportionnelle à $1/\mu n$, la perte de

diffusion inélastique à l'ouverture du pseudogap sous T^* ($\mu \nearrow$) peut plus facilement surpasser la perte de porteurs ($n \searrow$) dans le cas d'YBCO (où la diffusion inélastique domine l'élastique) que dans LSCO.

Pour ce qui est de l'effet Nernst sous T^* , la différence de comportement (encore une fois, chute dans YBCO et remontée dans LSCO) est liée à la nature même de l'effet Nernst. En fait, comme vu dans l'équation 3.13c, le signal de Nernst est un coefficient composite qui dépend de quatre coefficients de transport (α_{xx} , α_{xy} , σ_{xx} et σ_{xy}). Par conséquent, l'amplitude et le signe de N dépendent de l'équilibre délicat entre les deux termes du côté droit de l'équation 3.13c et sur leur signe respectif. Il est donc difficile de prédire ou d'interpréter les différences de signes et de chute/remontée entre l'effet Nernst d'YBCO et de LSCO. Voici deux exemples qui illustrent cette subtilité. Le premier exemple, expérimental, est que $\nu(T \rightarrow 0) > 0$ dans PCCO sur-dopé [173, 177] (voir Figure 4.19), tandis que $\nu(T \rightarrow 0) < 0$ dans Nd-LSCO sur-dopé [162] (voir Figures 4.8 et 4.19), même si les deux possèdent une surface de Fermi très similaire : un grand et unique cylindre de trous bien défini. Le deuxième exemple, théorique, est qu'il a été calculé que l'ordre de rayures cause une augmentation majeure du signal de Nernst, positif pour une modulation de période-8 avec faibles modulations de charge, mais négatif lorsque les modulations de charge sont plus grandes, où avec une modulation des rayures de période-16 [178]. Ces deux cas pourraient respectivement s'appliquer à LSCO et YBCO.

En résumé, l'effet Nernst dans Nd/Eu-LSCO, tout comme dans YBCO, peut être utilisé pour déterminer et suivre la température du pseudogap T^* tout au long du diagramme de phase. Cela montre que T^* est le même pour les trois matériaux de la famille de LSCO et indépendant de leurs différentes températures de transitions structurales. Considérant l'omniprésence de l'ordre de rayures dans ces matériaux et que sa température d'apparition (T_{CO}) est inférieure à T^* , la phase pseudogap serait en fait une région de fluctuations d'ordre de charge et magnétique. L'augmentation de l'effet Nernst par l'ordre de rayures (ou ses fluctuations), qui commence à T_l (T^*) et donne un pic positif indépendant du champ, ne doit pas être confondue avec le pic dû aux fluctuations supraconductrices (positif et dépendant du champ) qui est confiné à une région restreinte en température au-dessus de T_c et en accord avec la région de paraconductivité. La prochaine section va discuter de manière plus approfondie comment démêler cette contribution des fluctuations supraconductrices de celle des quasiparticules dans l'effet Nernst.

4.3 Contribution des fluctuations supraconductrices à l'effet Nernst

4.3.1 YBCO

Nous venons de voir que l'effet Nernst est une sonde sensible aux transformations électroniques qui permet de déterminer la frontière de la phase pseudogap à T^* . En outre, cette sonde peut servir à étudier l'étendue des fluctuations de la phase supraconductrice. Approfondissons maintenant un peu plus cet aspect de l'effet Nernst dans YBCO.

Revenons tout d'abord aux données d'effet Nernst sur YBCO $p = 0.12$ tracées à la Fig. 4.2. On remarque qu'au-dessus d'une certaine température T_{\min} , le signal de Nernst est dominé par une grande contribution des quasiparticules négative, tandis que sous T_{\min} , ν effectue une remontée abrupte vers des valeurs positives qui laissent place au pic dû aux fluctuations supraconductrices ayant une forte dépendance en champ. On remarque aussi que T_{\min} se situe légèrement au-dessus de $T_c(0)$. On peut alors utiliser cette température T_{\min} comme critère cernant la limite de l'importance des fluctuations supraconductrices dominant le signal. En traçant ce T_{\min} en fonction du dopage (les quatre points proviennent de mesures pour lesquelles le gradient de température est le long de l'axe a) sur le diagramme de phase de la Fig. 4.3, on voit qu'il suit T_c et qu'il tombe en accord avec la ligne tracée correspondant à $1.3 T_c$. Pour notre échantillon axe a avec $T_c = 61.4$ K ($p = 0.109$), nous trouvons $T_{\min} = 85 \pm 5$ K $= (1.38 \pm 0.08) T_c$, qui est une valeur similaire à celles rapportées pour un échantillon d'YBCO maclé avec $T_c = 57$ K, où $T_{\min} = 85$ K $= 1.49 T_c$ [165], et pour un échantillon maclé de NdBa₂Cu₃O_{*y*} avec $T_c \simeq 53$ K, où $T_{\min} = 75$ K $\simeq 1.4 T_c$ [179]. Les valeurs un peu plus élevées de T_{\min} détectées dans les échantillons maclés peuvent venir de régions ayant un dopage légèrement supérieur à cause d'une distribution non-uniforme d'oxygène aux frontières des macles (change l'ordre d'oxygène localement et donc le dopage). De plus, cette différence peut provenir de l'anisotropie de la valeur de T_{\min} (le chapitre 5 étudiera l'anisotropie de l'effet Nernst en détail). En effet, à $p = 0.12$ ($T_c = 66.0$ K), $T_{\min} = 90 \pm 5$ K pour l'axe a et 75 ± 3 K pour l'axe b (voir Fig. 4.2). On voit alors qu'en utilisant T_{\min} provenant de l'axe b on obtient une limite encore plus basse pour l'étendue des fluctuations ($1.14 T_c$ à ce dopage). Cette anisotropie provient possiblement de la définition de T_{\min} ; étant donné que T_{\min} est définie comme le début de la remontée positive en ν/T au-dessus d'un signal quasiparticule

négatif et que ce signal négatif est plus prononcé pour l'axe b (voir chapitre 5), il serait attendu que la domination de la contribution positive supraconductrice sur celle négative des quasiparticules apparaisse à plus basse température pour l'axe b . Ainsi, l'anisotropie du signal normal des quasiparticules produirait une anisotropie dans T_{\min} ne représentant pas nécessairement une anisotropie intrinsèque du régime de fluctuations.

On peut aussi tracer ces T_{\min} sur la carte de courbure de résistivité d'YBCO de la Fig. 4.5. On remarque alors un accord considérable entre T_{\min} et T_{para} , la limite de la région de paraconductivité (fine bande bleue qui suit T_c) pour $p < 0.13$. Étant donné que la paraconductivité est causée par les fluctuations supraconductrices, nous pourrions, par analogie, nommer T_{\min} la température d'apparition du "paraNernst", c'est-à-dire, la température au-dessus de T_c sous laquelle le signal des fluctuations supraconductrices commence à dominer le signal de l'état normal dans l'effet Nernst.

Pour étudier plus en profondeur "l'apparente" anisotropie du régime de fluctuations, regardons la dépendance en champ magnétique du signal Nernst, tracé en ν/T vs B , à la Figure 4.13. On remarque qu'avec le gradient le long de l'axe a (panneau du haut), pour $T < T_{\min} = 90 \pm 5$ K, le champ supprime ν , tel qu'attendu. Toutefois, pour $T > T_{\min}$, la dépendance en champ est négligeable. Ainsi, nous utilisons l'absence d'une dépendance en champ significative et détectable pour définir T_B , un second critère distinct pour délimiter l'étendue des fluctuations supraconductrices, qui donne $T_B = 100 \pm 5$ K dans ce cas-ci. Cette valeur est légèrement supérieure à T_{\min} , avec $T_B = 1.5 T_c$ (voir Fig. 4.3), mais pas de façon significative, car elles se rejoignent dans les barres d'erreur. Ces deux températures extraites de l'effet Nernst qui délimitent l'étendue des fluctuations supraconductrices, T_{\min} et T_B , semblent coïncider raisonnablement bien avec la température d'apparition du diamagnétisme détecté par magnétométrie par torque à T_M . En effet, pour un échantillon d'YBCO à dopage optimal avec $T_c = 90$ K, $T_M = 125 \pm 5$ K [161], de telle sorte que $T_M \simeq 1.4 T_c$ (voir Fig. 4.3). Nous discuterons plus tard de ces données d'aimantation et de leur interprétation par le groupe de Princeton (voir Section 4.4).

Tournons-nous maintenant vers la dépendance en champ de ν pour les données d'YBCO $p = 0.12$ axe b (panneau du bas Fig. 4.13). On remarque que la dépendance en champ est qualitativement différente : le champ supprime encore le signal supraconducteur, pour $T < T_{\min} = 75 \pm 3$ K, mais cause en plus une remontée positive dans $\nu(B)$ bien au-delà de T_{\min} . Nous attribuons cette "magnéto-résistance" positive, qui croît en B^2 (de là

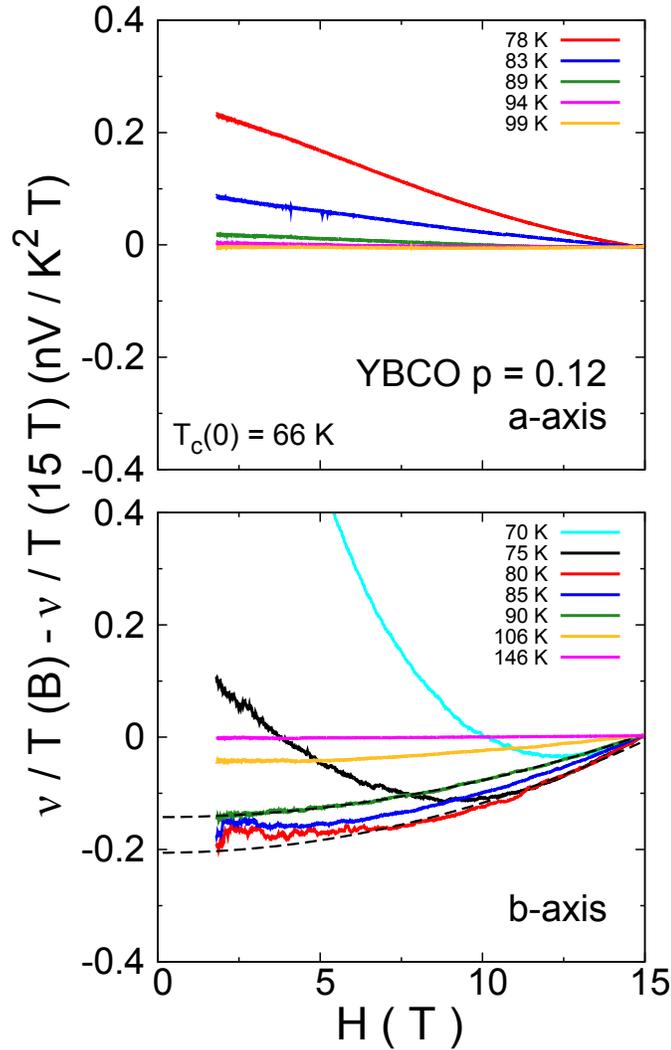


FIGURE 4.13 – Coefficient de Nernst d’YBCO au dopage $p = 0.12$ avec le gradient thermique appliqué le long de l’axe a (Haut) et l’axe b (Bas) tracé en $\nu / T(B) - \nu / T(15 \text{ T})$, afin de tenter de soustraire la contribution des quasiparticules, en fonction du champ magnétique B à diverses températures (code de couleur dans la légende) au-dessus de $T_c(0)$. Dans le panneau du haut, les différents isothermes au-dessus de $T_c(0)$ montrent une faible suppression en champ jusqu’à $T_B = 100 \pm 5 \text{ K}$ où la dépendance en champ significative et détectable de l’effet Nernst disparaît. Ce critère T_B est utilisé pour définir une limite de l’étendue des fluctuations supraconductrices, tout comme T_{\min} et T_M . Dans le panneau du bas, les isothermes au-dessus de $T_c(0)$ montrent aussi une suppression en champ, mais il semble en plus y avoir une contribution positive à $\nu(B)$, proportionnelle à B^2 (ligne pointillée), qui peut être vue comme une “magnéto-résistance” provenant de la contribution des quasiparticules à l’effet Nernst. Dans ce cas, $T_B = 90 \pm 5 \text{ K}$ est défini comme un comportement plat (sans suppression) de $\nu(B)$ à bas champ.

le surnom), à la contribution des quasiparticules du signal de Nernst. Cette “magnéto-résistance” de l’effet Nernst est aussi visible dans les données sur l’axe a ; un agrandissement montre une très faible dépendance en champ positive. Pour l’axe b , nous définissons T_B comme la température à laquelle $\nu(B)$ est plat à bas champ, ce qui donne $T_B = 90 \pm 5 \text{ K}$ à ce dopage ($1.36 T_c$). Ainsi, à partir de ce deuxième critère, il semble y avoir une véritable anisotropie dans l’apparition des fluctuations supraconductrices (dominant le signal Nernst), commençant à $\sim 1.5 T_c$ pour un gradient thermique le long de l’axe a et à $\sim 1.35 T_c$ pour un gradient le long de l’axe b . Il vaudrait la peine d’étudier plus en détail l’anisotropie du régime de fluctuations supraconductrices pour déterminer son origine et voir s’il est relié à l’anisotropie de l’état normal. Il ne faut toutefois pas oublier que ces critères définissant une température “d’apparition” sont basés sur la détection d’un signal seuil qui dépend de sa grandeur comparée à celle d’un signal de fond dans l’état normal.

On peut ainsi conclure que la région où les fluctuations supraconductrices sont significatives et commencent à dominer le signal de Nernst dans YBCO est délimitée par T_{\min} , qui suit le dôme supraconducteur et correspond à $1.4 T_c$. Cette dépendance en dopage est totalement opposée à celle de la température du pseudogap T^* qui chute de façon monotone avec le dopage, à partir de grandes valeurs ($\simeq 250 \text{ K}$) bien au-dessus de T_{\min} , jusqu’à des valeurs encore au-dessus de T_{\min} à dopage optimal. Cette contradiction fondamentale entre le régime de supraconductivité fluctuante au-dessus de T_c et le pseudogap indique clairement que le premier n’a pas un rôle important dans l’apparition du second.

4.3.2 LSCO

Regardons maintenant ce que l’effet Nernst peut nous apprendre sur l’étendue des fluctuations supraconductrices dans les cuprates de la famille de LSCO. Dans un premier temps, avant de s’attarder à l’effet Nernst, il peut être utile de considérer la paraconductivité, comme fait précédemment pour YBCO, afin de délimiter la région de fluctuations supraconductrices significatives dans LSCO. La Fig. 4.12 montre que le début de la détection de la paraconductivité dans LSCO (bande bleue longeant T_c) survient à une température T_{para} comprise entre 50 K et 70 K et qui dépend faiblement du dopage dans l’intervalle $0.08 < p < 0.20$ [167]. Cette faible dépendance en dopage pourrait simplement provenir d’inhomogénéités en dopage faisant en sorte que tous les échantillons contiennent

quelques régions à dopage optimal, où T_c est le plus élevé et donc augmentant artificiellement T_{para} . En exemple, $T_{\text{para}} \simeq 65$ K à $p = 0.09$ et $T_{\text{para}} \simeq 70$ K à $p = 0.17$. Afin de tester la validité de ce critère, nous le comparons avec la température d'apparition du signal diamagnétique par magnétométrie par torque dans LSCO et remarquons alors un accord raisonnable entre ces valeurs : $T_M = 70 \pm 10$ K à $p = 0.09$ et $T_M = 60 \pm 10$ K à $p = 0.17$ [161] (voir données en Annexe B et discussion à la Section 4.4.1).

Pour en revenir à l'effet Nernst dans LSCO, il est plus difficile de séparer ses contributions dues aux fluctuations supraconductrices et aux quasiparticules dans LSCO, car contrairement à YBCO, la contribution des quasiparticules augmente aussi positivement lorsque la température décroît, ce qui rend impossible la définition d'un T_{min} . Pour tenter d'isoler un critère indiquant l'étendue des fluctuations supraconductrices, on peut, comme dans YBCO, regarder la dépendance en champ de ν (voir Fig. 4.14). Comme discuté dans la Section 4.2, la contribution des fluctuations supraconductrices au coefficient de Nernst est fortement dépendante du champ alors que celle des quasiparticules est généralement indépendante du champ. Par conséquent, comme dans YBCO, nous utilisons l'absence d'une dépendance en champ significative et détectable pour définir T_B , critère indiquant l'étendue des fluctuations supraconductrices. La Fig. 4.14 trace ν en fonction du champ magnétique H pour LSCO à trois dopages (0.07, 0.10 et 0.12) au-dessus de T_c . On peut ainsi extraire T_B de ces courbes comme la température à laquelle l'isotherme devient plat : $T_B = 35 \pm 10, 40 \pm 10$ et 50 ± 10 K pour $x = 0.07, 0.10$ et 0.12 respectivement. Ces T_B sont ensuite tracés en fonction du dopage sur la carte de courbure de résistivité de LSCO de la Fig. 4.12 et on constate qu'ils suivent très bien la frontière de la région de paraconductivité ; $T_{\text{para}} \simeq T_B$.

Pour tenter de séparer ces deux contributions, adoptons une autre approche en comparant $\nu(T)$ dans LSCO et Nd-LSCO au même dopage. Étant donné qu'à haute température $\nu(T)$ est essentiellement identique dans les deux (voir Fig. 4.10) et n'est pas dû aux fluctuations supraconductrices, une comparaison devrait révéler la contribution supraconductrice dans l'effet Nernst de LSCO à cause de sa T_c plus élevée que dans Nd-LSCO. La Figure 4.15a montre une comparaison directe entre l'effet Nernst de LSCO et Nd-LSCO à $x = p = 0.15$, avec les données de la réf. [174], où $T_c = 37$ K et 12 K respectivement. La comparaison montre que les données sont identiques, malgré la transition structurale LTT dans Nd-LSCO à 70 K, de 100 à environ 50 K (l'agrandissement de la Fig. 4.10 le confirme entre 225 et 75 K), où les deux ensembles de données commencent à se sépa-

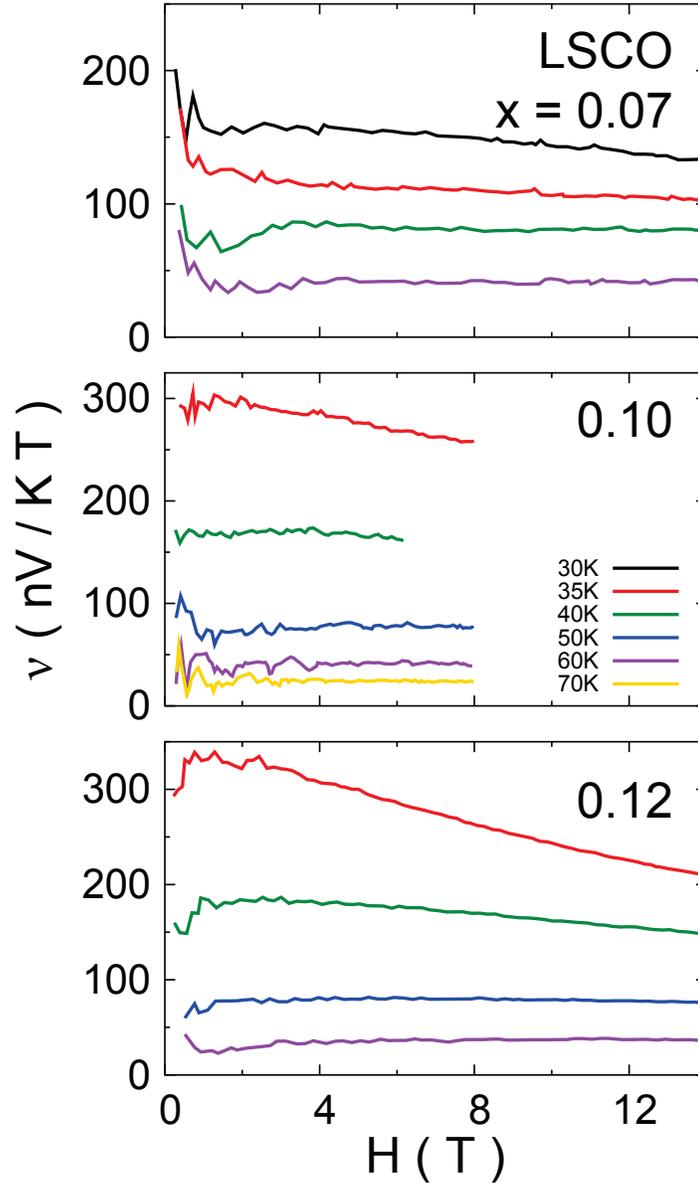


FIGURE 4.14 – Coefficient de Nernst ν de LSCO en fonction du champ magnétique H aux dopages $x = 0.07$ ($T_c = 11$ K, Haut), 0.10 ($T_c = 28$ K, Milieu) et 0.12 ($T_c = 29$ K, Bas) à diverses températures (code de couleur dans la légende) au-dessus de $T_c(0)$. Ces courbes montrent qu'au-dessus d'une certaine température, définie comme T_B , le coefficient de Nernst ($\nu \equiv N/H$) est relativement indépendant du champ et dominé par la contribution des quasiparticules. $T_B = 35 \pm 10$, 40 ± 10 et 50 ± 10 K pour $x = 0.07$, 0.10 et 0.12 respectivement. Ces T_B sont tracés sur la carte de courbure de résistivité de LSCO de la Fig. 4.12 et tombent en bon accord avec la région de paraconductivité. Les données sur le 0.07 et le 0.12 sont tirés de la réf. [158] et celles sur le 0.10 de la réf. [153].

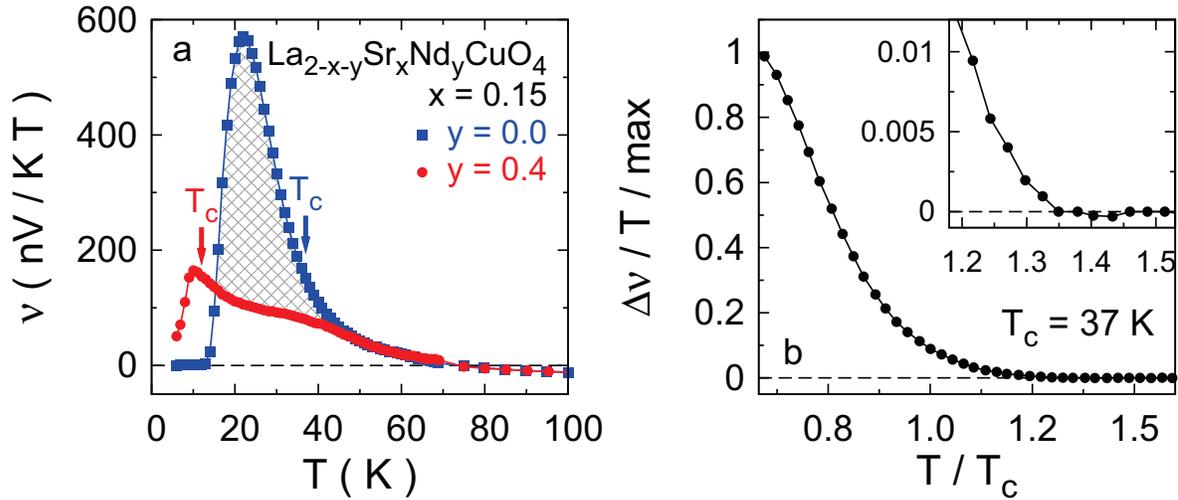


FIGURE 4.15 – (a) Coefficient de Nernst ν de Nd-LSCO (cercles rouges) et LSCO (carrés bleus) au dopage $x = p = 0.15$ en fonction de la température. Il y a accord entre les deux matériaux à haute T (voir aussi Fig. 4.10) jusqu'à ~ 50 K où le pic de fluctuations supraconductrices de LSCO commence à augmenter. Cette différence (région hachurée) est attribuable à leur différente T_c (37 et 12 K) et peut être vue comme la contribution des fluctuations supraconductrices à l'effet Nernst dans LSCO. (b) Différence entre ν de LSCO et Nd-LSCO (région hachurée du panneau a) normalisée à sa valeur maximale et tracée en $\Delta\nu / T / \max$ en fonction de la température normalisée T / T_c . Soustraire Nd-LSCO de LSCO fait en sorte de retirer la contribution des quasiparticules et révèle "uniquement" la contribution supraconductrice à l'effet Nernst de LSCO. Cette contribution supraconductrice commence ainsi à chuter rapidement lorsque la température est augmentée pour atteindre une valeur seuil de 0.1% du maximum à environ $(1.33 \pm 0.02) T_c$ (voir l'encart). Les données ont été mesurées sous 9 T et sont tirées de la réf. [174].

rer. Cette différence (région hachurée de la Fig. 4.15a) s'accroît lorsque la température s'approche du T_c de LSCO et explose sous celle-ci. On pourrait donc naïvement identifier la région hachurée comme le pic provenant des fluctuations supraconductrices. Afin de pousser plus loin cette comparaison, nous traçons la différence $\Delta\nu$, entre les deux ensembles de données, normalisée à sa valeur maximale ($\Delta\nu / T / \max$) en fonction de T / T_c à la Fig. 4.15b. À première vue, le signal des fluctuations supraconductrices semble disparaître sous $1.2 T_c$ et un agrandissement (dans l'encart) montre que la déviation commence à $(1.35 \pm 0.05) T_c$. Autrement dit, au-dessus de cette température (correspondant à 52 K à ce dopage), la présence de fluctuations supraconductrices significatives dans LSCO ne serait plus détectable par l'effet Nernst. À $p = 0.12$, la déviation entre les données de

LSCO [158] et celles de Eu-LSCO ($p = 0.125$) [162] commence environ sous 80 K (voir Fig. 4.7). Ces températures de déviation de 50 et 80 K sont en accord raisonnable avec les températures d'apparition de la paraconductivité (T_{para}) et de la dépendance en champ de l'effet Nernst (T_B) (voir Fig. 4.12). Par conséquent, nous pouvons affirmer que le régime de fluctuations supraconductrices significatives et détectables dans LSCO n'excède pas 80 K et, comme dans YBCO, suit le dôme supraconducteur selon $\simeq 1.4 T_c$ et possède une dépendance en dopage opposée à T^* qui augmente de façon monotone lorsqu'on diminue p pour atteindre des valeurs de $\simeq 200$ K.

Une analyse approfondie des fluctuations supraconductrices dans l'effet Nernst d'Eu-LSCO a été menée dans la réf. [180]. Sans entrer dans les détails (cela pourrait prendre un chapitre en soi), prenons tout de même le temps de présenter les principaux résultats, conclusions et implications de cette étude. Tout d'abord, il faut souligner que le matériau en question possède une contribution supraconductrice à l'effet Nernst exceptionnellement grande comparée à celle des quasiparticules ($N_{\text{SC}} / N_{\text{qp}} \simeq 100$ à $T = 1.5 T_c$), plus grande que dans n'importe quelle autre étude de fluctuations dans les cuprates. De plus, à cause de sa faible T_c , le signal de l'état normal peut être mesuré jusqu'à $T \rightarrow 0$ à haut champ, rendant possible la soustraction de ce N_{qp} au signal total mesuré (à champ plus faible) et l'isolation du signal supraconducteur N_{SC} (dans l'esprit de ce qui a été fait à la Fig. 4.15) jusqu'à haute température ($5 T_c$). En outre, à cause que dans ce matériau le premier terme du côté droit de l'équation 3.13c ($S \tan \theta_H$) est faible devant le deuxième ($\alpha_{xy} / \sigma_{xx}$), N_{SC} peut simplement s'exprimer comme $\alpha_{xy}^{\text{SC}} / \sigma_{xx}$. D'ailleurs, on peut réécrire le tout comme $N_{\text{SC}} \sim \xi_0^2 / \sigma_{xx} T \ln(T / T_c) \sim \rho_{xx} / H_{c2} T_c$ [150–152], avec ξ_0 , la longueur de cohérence et H_{c2} le champ critique supérieur. On voit alors pourquoi Eu-LSCO est un candidat idéal pour cette étude ; N_{SC} est grand car ρ_{xx} l'est aussi tandis que H_{c2} et T_c sont faibles comparés à d'autres cuprates.

Les données de cette étude sont aussi analysées dans le contexte de l'extraction d'une dépendance en dopage d'un champ critique (indépendant d'un modèle) suivant H_{c2} , mais nous n'élaborerons pas dans cette direction. En ce qui nous concerne, au niveau des fluctuations supraconductrices, il est très intéressant de comparer ces données à la théorie des fluctuations gaussiennes [150–152]. En effet, cette théorie calcule directement le terme α_{xy}^{SC} et les données permettent de l'extraire (à cause des raisons mentionnées plus haut). Ainsi, la Figure 4.16 résume les données et la comparaison avec la théorie pour la dépendance en température dans la limite de champ nul. Le panneau a montre les données

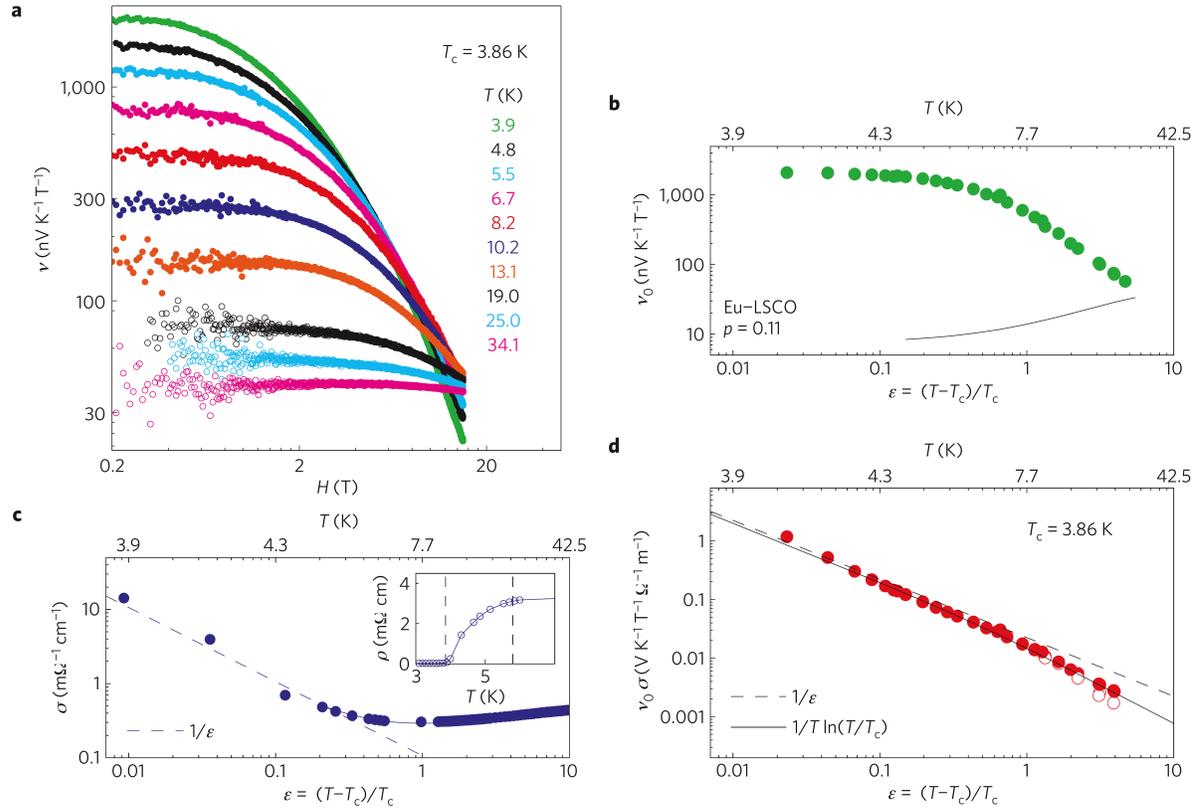


FIGURE 4.16 – (a) Coefficient de Nernst ν d'Eu-LSCO à $p = 0.11$ en fonction du champ magnétique H à différentes températures (code de couleur). L'échelle log-log permet d'extraire plus facilement $\nu_0 \equiv \nu(H \rightarrow 0)$ qui est ensuite tracé dans le panneau suivant. (b) ν_0 (extrait du panneau a) en fonction de la température réduite $\epsilon = (T - T_c)/T_c$ aussi sur une échelle log-log. La ligne noire représente ν_{qp} qui est plusieurs ordres de grandeur plus petit que ν_0 . (c) Conductivité à champ nul $\sigma (= 1/\rho)$ en fonction de la température réduite avec une ligne pointillée représentant la dépendance attendue de la théorie des fluctuations gaussiennes près de T_c . (d) $\nu_0 \sigma$ (extraits respectivement de b et c) en fonction de ϵ . Les cercles ouverts montrent l'effet de la soustraction de ν_{qp} à ν_0 pour obtenir ν_{SC} . La ligne pleine représente la courbe théorique attendue du coefficient Peltier dans la limite $H \rightarrow 0$, $\alpha_{xy}^{SC} \sim \nu_{SC} \sigma$, pour des fluctuations gaussiennes dans un supraconducteur 2D sale ($1/T \ln(T/T_c)$) [151, 152]. La ligne pointillée correspond au comportement attendu près de T_c ($1/\epsilon$) [150]. Figure extraite de la réf. [180].

brutes de ν vs H d'Eu-LSCO $p = 0.11$ pour différentes températures afin d'extraire ν_0 , la limite de $\nu(H \rightarrow 0)$. Le panneau b trace ensuite ce ν_0 en fonction de la température en utilisant $\epsilon = (T - T_c)/T_c$ (on remarque aussi ν_{qp} qui est plusieurs ordres de grandeur plus faible que ν_0). Le panneau c nous montre la conductivité à champ nul $\sigma (= 1/\rho)$

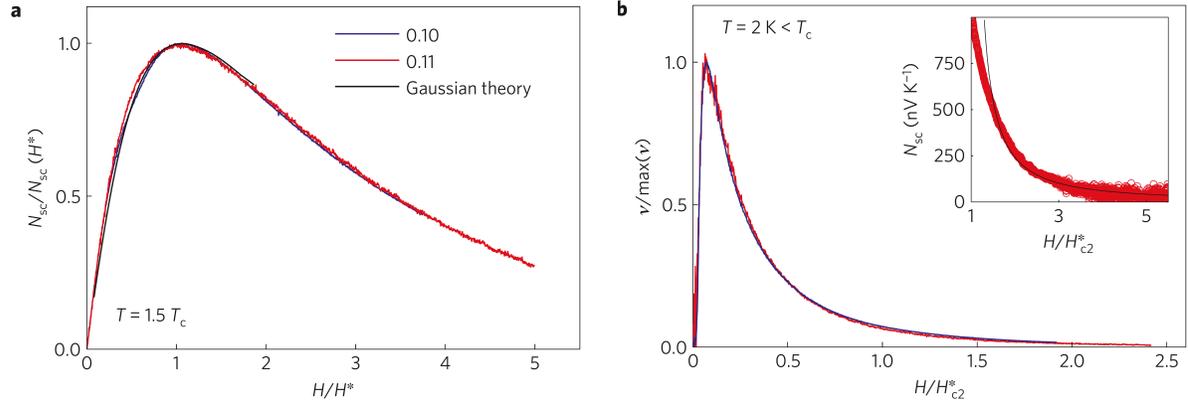


FIGURE 4.17 – (a) Signal de Nernst N_{SC} d’Eu-LSCO à $p = 0.10$ (bleu ; $T_c = 5 \text{ K}$) et $p = 0.11$ (rouge, $T_c = 3.86 \text{ K}$) normalisé à son maximum en fonction du champ magnétique normalisé H / H^* à une température de $1.5 T_c$. À cette température, le champ du maximum de N_{SC} est, $H^* = 4.0 \text{ T}$ et 3.0 T pour $p = 0.10$ et 0.11 , respectivement. La ligne noire correspond à un calcul théorique de $\alpha_{xy}^{SC} (= N_{SC}\sigma)$, tel qu’à la réf. [152], pour une constante de diffusion $D = 0.178 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. L’accord entre les deux courbes expérimentales à des dopages différents et la courbe théorique est stupéfiant. (b) Coefficient de Nernst ν d’Eu-LSCO à $p = 0.10$ (bleu) et $p = 0.11$ (rouge) normalisé à son maximum à une température $T = 2 \text{ K} < T_c$ en fonction du champ magnétique normalisé H / H_{c2}^* , où H_{c2}^* est une échelle de champ caractéristique, manifestement pertinente, extraite de la dépendance en température de H^* (voir réf. [180]). L’encart montre N_{SC} pour $p = 0.11$ en fonction de H / H_{c2}^* dans le régime de haut champ magnétique (jusqu’à 34 T) comparé à la dépendance en champ théorique attendue de α_{xy}^{SC} pour $H \gg H_{c2}$, qui suit $\alpha_{xy} \sim 1 / H \ln(H / H_{c2})$ (ligne noire). La comparaison avec la théorie est tout aussi valide dans ce régime haut champ. Figure extraite de la réf. [180].

du matériau qui suit d’ailleurs assez bien la dépendance en température attendue de la théorie gaussienne près de T_c . Finalement, le panneau d met tout ensemble en traçant le produit des deux derniers panneaux, $\nu_0\sigma$ en fonction de ϵ avec la courbe théorique attendue du coefficient Peltier α_{xy}^{SC} ($\sim \nu_0\sigma$ pour Eu-LSCO dans ce régime) dans la limite $H \rightarrow 0$ pour des fluctuations gaussiennes d’un supraconducteur 2D sale. L’accord entre les données et la théorie est remarquable et laisse peu de place à un autre mécanisme causant les fluctuations dans ce matériau.

On trouve un accord encore plus remarquable lorsqu’on compare la dépendance en champ à la Figure 4.17. En effet, cela montre qu’au-dessus (panneau a $T = 1.5 T_c$) et en-dessous (panneau b $T = 2 \text{ K} < T_c$) de T_c , les courbes de N_{SC} (normalisées à leur

maximum) d'Eu-LSCO à $p = 0.10$ et 0.11 tombe l'une sur l'autre avec la courbe théorique calculée avec un certain coefficient de diffusion. L'encart du panneau b montre de plus que dans la limite de basse température et haut champ magnétique, la théorie gaussienne suit encore les données expérimentales, avec la forme $\alpha_{xy} \sim 1 / H \ln(H / H_{c2})$. Ainsi, on trouve un excellent accord entre les données et la théorie gaussienne sur deux aspects : en température de $1.02 T_c$ jusqu'à $5 T_c$, et en champ magnétique de $H = 0$ jusqu'à $5 H_{c2}$ [180]. Pour résumer le tout, ces données d'effet Nernst sur Eu-LSCO sont qualitativement et quantitativement cohérentes avec différents aspects de la théorie gaussienne et cela impose donc certaines limites et contraintes à l'interprétation de la phase pseudogap en termes de fortes fluctuations de phase des paires de Cooper sans cohérence de phase [38].

Cette étude a montré que les fluctuations supraconductrices peuvent être suivies à haute température, ce qui semble contredire notre point précédent que le régime de fluctuations supraconductrices significatives et détectables dans LSCO n'exécède pas $\simeq 1.4 T_c$. En fait, la nuance réside dans le « significatives et détectables », car nous ne devrions pas oublier que le signal de Nernst provenant des fluctuations supraconductrices décroît tranquillement (logarithmiquement) avec la température, et que celles-ci peuvent donc persister jusqu'à haute température sans toutefois contribuer significativement au signal de Nernst. Ainsi, il n'y a pas de sens physique à définir un début (en température ou en champ) pour ces fluctuations basé sur la simple détection d'un signal seuil d'une sonde. En fait, ce seuil dépend de la grandeur du signal comparé au fond (quasiparticule) et peut varier d'une sonde et d'un matériau à l'autre. On peut donc maintenir nos conclusions sur YBCO et LSCO dans la mesure qu'on spécifie que le signal provenant des fluctuations n'est pas significatif, ou du moins ne domine pas le signal total au-dessus d'une certaine température correspondant à $\sim 1.4 T_c$.

4.4 Comparaisons et Discussion

4.4.1 Comparaisons avec le groupe de Princeton

Nos résultats d'effet Nernst dans le pseudogap des cuprates peuvent sembler en contradiction avec ceux du groupe de Princeton (voir Section 4.1), mais ce n'est absolument pas le cas. Au niveau des mesures, des données brutes, nous ne pouvons que conclure

qu'autant les nôtres que les leurs sont justes et fiables. Les différences entre les deux groupes portent plutôt sur l'analyse et l'interprétation de ces résultats. Nous allons ainsi détailler ces différences afin de mettre en valeur les défauts de leur approche et ce qui justifie la nôtre.

Une différence frappante surgit lorsqu'on compare le diagramme de phase de l'effet Nernst de LSCO du groupe de Princeton (voir Fig. 4.1) au nôtre (voir Fig. 4.9). La différence entre la dépendance en dopage des températures caractéristiques de l'effet Nernst (T_{onset} vs T_ν) provient du critère différent les définissant. Dans leurs travaux [153–158], le groupe de Princeton définit le début de la remontée à basse température du signal de Nernst comme la température T_{onset} sous laquelle $\nu(T)$ (au lieu de $\nu(T)/T$) commence à remonter en refroidissant, tel qu'illustré à la Fig. 4.7 pour LSCO à $p = 0.12$, même si ces données ne montrent pas de caractéristique apparente à T_{onset} comme le prétend le groupe de Princeton ; cette définition est plutôt arbitraire. De façon générale, ce T_{onset} n'est pas égal à notre T_ν . Malgré tout, T_{onset} en fonction du dopage p dans LSCO (version de 2000 de la Fig. 4.1 tiré de la réf. [153]) donne une ligne qualitativement similaire à celle de T_ν de la Fig. 4.9, mais légèrement plus basse, tel que montré à la Figure 4.18 (T_1^{onset} ; losanges ouverts).

Il est plus significatif et utile de se servir de ν/T au lieu de ν lorsqu'on analyse le coefficient de Nernst d'un métal (voir équation 3.23) pour la même raison qu'il est mieux de tracer C/T , κ/T ou S/T lorsqu'on analyse la chaleur spécifique C , la conductivité thermique κ ou le pouvoir thermoélectrique S d'un métal. Étant donné que les lois de la thermodynamique exigent que ces quatres quantités (C , κ , S and ν) aillent vers zéro lorsque $T \rightarrow 0$, un ν négatif doit inévitablement remonter en refroidissant et cette remontée n'indique pas nécessairement un changement dans le comportement des électrons. En guise d'exemple, à la Fig. 4.8, lorsque tracées en ν/T vs T , les données de Nd-LSCO à $p = 0.24$ ne montrent pas de remontée et $T_\nu = 0$. L'absence d'une température pseudogap (ou tout autre température caractéristique) est confirmée par la résistivité monotone et strictement linéaire de 100 K jusqu'à $T \rightarrow 0$ [102]. Toutefois, tracer ces données en ν vs T donnerait nécessairement $T_\nu > 0$, suggérant qu'il y a un changement significatif, en contradiction avec la résistivité monotone. En outre, l'excellent accord entre T_ν et T_ρ pour YBCO (Fig. 4.3) et Nd/Eu-LSCO (Fig. 4.9) confirme l'utilisation de ν/T afin de définir le début des changements dans $\nu(T)$ à haute température, notamment en ce qui concerne la physique du pseudogap.

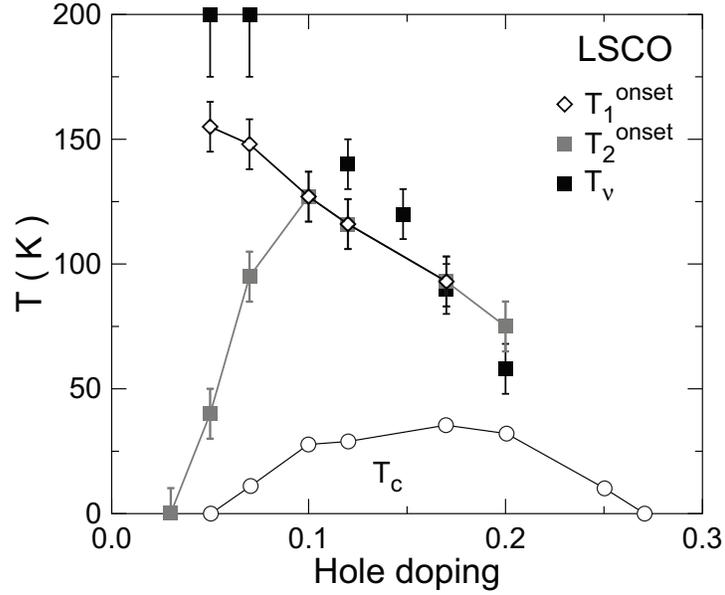


FIGURE 4.18 – Diagramme de phase dopage-température de LSCO du groupe de Princeton revisité. La version initiale [153] du diagramme de phase (Fig. 4.1 version 2000) inclut une température d'apparition (T_1^{onset} ; losanges ouverts) définie comme la température sous laquelle $\nu(T)$ commence à augmenter en refroidissant. Une version subséquente [155, 158] du diagramme de phase ((Fig. 4.1 version 2001)) (T_2^{onset} ; carrés gris) présente le même critère pour $p \geq 0.10$, mais un critère différent pour $p < 0.10$; le point d'inflexion de $\alpha_{xy} / \sigma_{xx} \simeq N - S \sigma_{xy} / \sigma_{xx}$. Les carrés noirs représentent T_ν [162] (voir Figs. 4.8, 4.9), la température du pseudogap T^* , extraite avec notre critère de déviation de $\nu / T(T)$ appliqué sur les données du groupe de Princeton. La T_c est aussi indiquée par des cercles ouverts. On remarque un accord qualitatif entre T_1^{onset} et T_ν , alors que T_2^{onset} est complètement différent des deux autres pour $p < 0.10$ à cause du changement de définition.

En plus de cette différence quantitative entre notre T_ν et leur définition initiale de T_{onset} [153], appelée ici T_1^{onset} , un désaccord qualitatif survient avec leur définition modifiée de T_{onset} introduite peu après [155], que nous appelons ici T_2^{onset} . Avec cette nouvelle approche, destinée à définir l'apparition des fluctuations supraconductrices dans le signal de Nernst, deux critères différents sont utilisés pour deux régions du diagramme de phase de LSCO : un pour $p < 0.10$ et un autre pour $p \geq 0.10$. Pour $p \geq 0.10$, la définition précédente de T_{onset} est conservée de telle sorte que $T_2^{\text{onset}} \equiv T_{\text{onset}}$. Par contre, pour $p < 0.10$, T_2^{onset} correspond au début d'une remontée (le point d'inflexion pour être plus précis) dans une quantité plus complexe, le coefficient Peltier (hors-diagonal), c'est-à-dire

$\alpha_{xy} / \sigma_{xx} \simeq N - S \sigma_{xy} / \sigma_{xx}$ (voir équation 3.13c), ce qui donne $T_2^{\text{onset}} \ll T_1^{\text{onset}}$ à ces dopages. À première vue, il peut sembler plus risqué d'utiliser un critère extrait de la mesure indépendante de quatre propriétés de transport (ρ , R_H , S et N). Toutefois, ce n'est pas le principal défaut de cette approche. Celle-ci est basée sur l'hypothèse que la contribution des quasiparticules au signal de Nernst N , à soustraire des données brutes, est donnée par $N_{\text{qp}} \simeq S \sigma_{xy} / \sigma_{xx} = S \tan \theta_H$, c'est-à-dire le premier terme dans l'équation 3.13c. Cela suppose donc que les quasiparticules ne contribuent pas au deuxième terme de l'équation ($\alpha_{xy} / \sigma_{xx}$), ce qui est une contradiction avec le résultat de Sondheimer que dans les métaux ; les deux termes sont du même ordre et s'annulent.

Afin de tester cette approximation, on peut comparer la grandeur de N_{qp} et $S \tan \theta_H$ dans Nd-LSCO à $p = 0.24$. Même s'il a été démontré que $|N_{\text{qp}}| \simeq \frac{2}{3} |S \sigma_{xy} / \sigma_{xx}|$ dans la limite $T \rightarrow 0$ pour une grande gamme de métaux [131], cette approximation n'est généralement pas valide à haute température. La Figure 4.19 le montre bien pour Nd-LSCO à $p = 0.24$. Ce dopage est choisi pour la comparaison, car le $|N|$ mesuré est égal à $|N_{\text{qp}}|$ étant donné que la contribution supraconductrice y est négligeable (voir Fig. 4.8). On peut alors voir que $|N|$ (ν / T dans la figure) est effectivement égal, dans les barres d'erreur, à $\frac{2}{3} |S \sigma_{xy} / \sigma_{xx}|$ ($\frac{2}{3} |S \tan \theta_H / (TH)|$ dans la figure) à $T \rightarrow 0$. Toutefois, les deux quantités divergent rapidement lorsque la température augmente et, à 100 K, le terme $\frac{2}{3} |S \sigma_{xy} / \sigma_{xx}|$ est 10 fois plus petit que le terme $|N|$. Étant donné que le groupe de Princeton prend pour acquis que $N_{\text{qp}} \simeq S \sigma_{xy} / \sigma_{xx}$ jusqu'à des températures allant au-delà de 100 K, il est permis de douter que leur estimation de la contribution supraconductrice (par soustraction de $N_{\text{qp}} \simeq S \tan \theta_H$ au N mesuré) ait une quelconque signification. Le panneau du milieu de la Fig. 4.19 montre comme comparaison supplémentaire N_{qp} et $S \tan \theta_H$ dans le cuprate dopé en électrons PCCO à $x = 0.17$ [177]. Dans ce cas, les mesures effectuées sous un champ magnétique (15 T) supérieur à H_{c2} (3 T) nous assurent que le signal Nernst ne contient pas de contribution supraconductrice. Dans ce matériau, les deux termes sont largement différents à toute température de telle sorte que le ratio $N / S \tan \theta_H$ est de l'ordre de 200 à 100 K. Finalement, le panneau de droite de la Fig. 4.19 montre cette même comparaison pour YBCO à $p = 0.12$. Les données sont tracées à partir de 100 K pour s'assurer que le signal de Nernst provienne exclusivement des quasiparticules. On voit ainsi que les deux quantités diffèrent autour de 100 K (d'un facteur ~ 1.6) et qu'elles s'éloignent de plus en plus l'une de l'autre lorsque la température augmente étant donné le changement de signe de N . En comparant avec

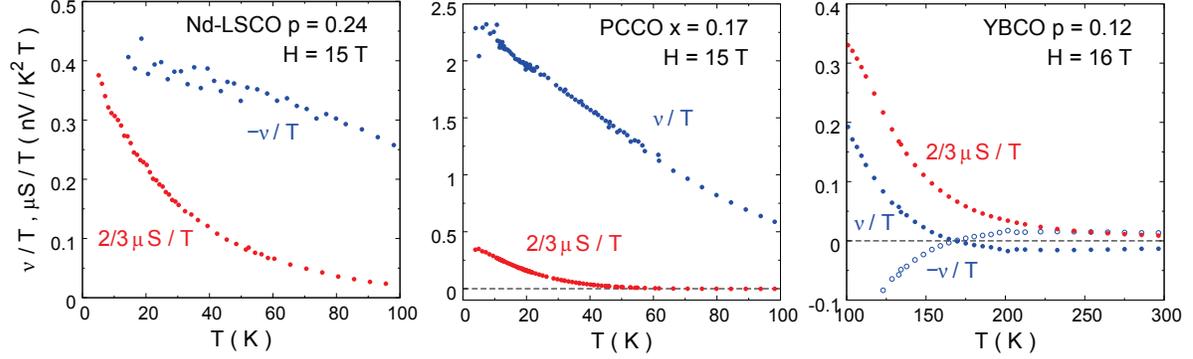


FIGURE 4.19 – Comparaison de la grandeur de ν/T (cercles bleus) et $\frac{2}{3}\mu S/T$ (ou $\frac{2}{3}S \tan \theta_H / (TH)$, cercles rouges) dans trois cuprates : Nd-LSCO à $p = 0.24$ (panneau gauche), PCCO à $x = 0.17$ (panneau milieu, données tirées de la réf. [177]) et YBCO à $p = 0.12$ axe-a (panneau droite). Pour Nd-LSCO, la contribution des fluctuations supraconductrices à l'effet Nernst N_{sc} est négligeable, vue l'absence d'un pic positif dans ν/T . Pour PCCO, les données sont mesurées à un champ magnétique (15 T) supérieur à H_{c2} (3 T). Pour YBCO, les données sont tracées dans un régime de température où il n'y a plus de contribution supraconductrice à l'effet Nernst. Ainsi, pour les trois exemples, le N tracé est équivalent à la contribution des quasiparticules N_{qp} . Pour Nd-LSCO, l'approximation de N_{qp} par $S \tan \theta_H$ semble raisonnable pour $T \rightarrow 0$, mais certainement pas lorsque T augmente et que les deux termes divergent rapidement. La soustraction de $S \tan \theta_H$ à N n'est donc pas une méthode significative pour retirer le terme N_{qp} et extraire N_{sc} (comme le groupe de Princeton l'a fait dans le passé [155,158] pour construire leur diagramme de phase (Fig. 4.18)). Dans le cas de PCCO, les deux termes ne sont pas du tout équivalents à aucune température et leur ratio $N/S \tan \theta_H$ atteint ~ 200 à 100 K. Pour YBCO, autour de 100 K, les deux termes diffèrent d'un facteur 1.6, mais le changement de signe de Nernst provoque une inéquivalence encore plus marquée. L'opposé de N converge toutefois avec le terme $S \tan \theta_H$ à haute température.

l'opposé des données Nernst ($-\nu/T$), on constate que les deux quantités (cette dernière et $\frac{2}{3}\mu S/T$) convergent éventuellement à haute température. Ainsi, dans ce régime haute température (seulement), la contribution α_{xy}/σ_{xx} à l'effet Nernst est plutôt négligeable et l'approximation $N_{qp} \simeq S \sigma_{xy}/\sigma_{xx}$ est valable.

Par conséquent, le fait d'utiliser un critère différent pour leur T_{onset} de part et d'autre de $p = 0.10$ cause un changement abrupte dans ce T_{onset} , qui est alors maximal à $p = 0.10$ (T_2^{onset} Fig. 4.18). La ligne de T_{onset} qui en résulte n'a alors aucun lien clair avec la véritable température d'apparition des fluctuations supraconductrices. Par exemple, la valeur maximale, à $p = 0.10$, est $T_{onset} = 125 \pm 10$ K, tandis que la paraconductivité commence

à apparaître à $T_{\text{para}} \simeq 65 \text{ K}$ (voir Fig. 4.12) et le début de la dépendance en champ de l'effet Nernst (indicateur de l'importance des fluctuations supraconductrices) apparaît à $T_{\text{B}} = 50 \pm 10 \text{ K}$ (voir Fig. 4.14). De plus, à $p = 0.09$, le diamagnétisme commence à apparaître à $T_{\text{M}} = 70 \pm 10 \text{ K}$ (voir données en Annexe B). Ainsi, la valeur de $T_{\text{onset}} = 125 \pm 10 \text{ K}$ semble surestimée par rapport à ces autres évaluations plus fiables. Allons maintenant porter un regard critique sur l'interprétation de ces mesures de magnétométrie par torque du groupe de Princeton.

Une autre preuve expérimentale (en plus de l'effet Nernst) du groupe de Princeton supportant le scénario des fortes fluctuations de phase dans le pseudogap est la détection de diamagnétisme à haute température au-dessus de T_{c} [161]. Ils définissent une température de début du diamagnétisme supraconducteur, $T_{\text{onset}}^{\text{M}}$, comme la température à laquelle l'aimantation dévie (vers des valeurs négatives) d'un fond paramagnétique linéaire en température et positif dans LSCO (ainsi que d'autres cuprates). Ils montrent ensuite qu'en fonction du dopage, cette $T_{\text{onset}}^{\text{M}}$ tombe en accord avec T_{onset}^{ν} (celle discutée plus haut). Ainsi, cet accord expérimental renforce leur argument à propos des fortes fluctuations de phase au-dessus de T_{c} dans le diagramme de phase. Premièrement, nous venons de montrer que leur T_{onset}^{ν} est mal définie et sans signification en ce qui concerne les fluctuations supraconductrices. De plus, ils semblent surévaluer (en température) $T_{\text{onset}}^{\text{M}}$, en particulier à $x = 0.12$ (qui correspond au maximum de leur courbe dans le diagramme de phase) où la courbe est arrondie (pas vraiment linéaire); $T_{\text{onset}}^{\text{M}}$ pourrait être définie à 70 ou 120 K. Ces données d'aimantation en fonction de la température sont tracées en Annexe B avec nos propres ajustements linéaires du fond paramagnétique et le lecteur peut facilement se convaincre que le groupe de Princeton surévalue les valeurs de $T_{\text{onset}}^{\text{M}}$. En outre, leurs travaux ont récemment été contestés par d'autres groupes (experts en magnétométrie par torque) [181–183]. Yu *et al.* montrent que l'hypothèse d'un fond linéaire en température de l'aimantation n'est pas fiable [181]. Plutôt, pour isoler le diamagnétisme supraconducteur, ils utilisent comme critère l'apparition de la dépendance en champ non-linéaire et l'émergence d'harmoniques supérieurs dans la dépendance angulaire. Avec ces critères plus fiables et sensés Yu *et al.* trouvent que les fluctuations supraconductrices sont significatives (dans le signal d'aimantation) dans une mince région en température au-dessus du dôme supraconducteur (au plus $1.5 T_{\text{c}}$). De plus, les dépendances en champ et en température de leurs données sont de type Ginzburg-Landau. De leur côté, Rey *et al.* montrent que les données du groupe de Princeton peuvent être expliquées en termes

d'une approche Gaussienne-Ginzburg-Landau [182]. Une confirmation de la validité de la théorie des fluctuations supraconductrices gaussiennes pour décrire quantitativement le diamagnétisme par torque quelques degrés au-dessus de T_c est aussi venue de Kokanović *et al.* [183]. Pour résumer le tout, le scénario des fortes fluctuations de phase dans le pseudogap ne semble plus être supporté par les mesures d'effet Nernst et d'aimantation. De plus, plusieurs mesures de différentes sondes (spectroscopie térahertz [184], conductivité micro-onde [185] et chaleur spécifique [186]) pointent vers l'unique conclusion que les fluctuations supraconductrices (suffisamment grandes pour être détectées) restent confinées bien près de T_c sur une échelle de température plus petite que T^* et avec une dépendance en dopage inverse à T^* du côté sous-dopé.

4.4.2 Discussion

Suivre les températures de commencement des déviations simultanées dans $\rho(T)$ et $\nu(T)/T$ en fonction du dopage nous a permis de délimiter la frontière de la phase pseudogap dans YBCO et LSCO en traçant T^* vs p sur les diagrammes de phase des Figs. 4.3 et 4.9. Il faut noter par ailleurs que dans YBCO, T^* vs p est assez bien établie, mais sa confirmation par deux sondes différentes ne peut nuire à l'atteinte d'un consensus face aux différentes évaluations qui existent dans la littérature (voir Section 1.2.4). D'autre part, dans LSCO, l'absence dans la littérature d'un diagramme de phase établissant clairement l'évolution en dopage de T^* rend notre détermination de cette température par l'effet Nernst (et la résistivité) d'autant plus importante. La similarité qualitative entre les deux matériaux est frappante avec $T_{\text{YBCO}}^* = 1.5 T_{\text{LSCO}}^*$, où les deux lignes extrapolent environ au même point (possiblement critique quantique comme ça semble être le cas dans Nd-LSCO [102]) en l'absence de supraconductivité, c'est-à-dire $p^* \simeq 0.24$. Le rapport de 1.5 entre les T^* d'YBCO et LSCO rappelle le ratio d'environ 1.5 entre les températures de Néel des deux matériaux à dopage nul : $T_{\text{NYBCO}} \approx 450 \text{ K}$ [187] et $T_{\text{NLSCO}} = 325 \text{ K}$ [121]. Ainsi, cette corrélation suggère que la phase pseudogap aurait une origine magnétique ou du moins que l'ordre antiferromagnétique et même la physique de Mott y joueraient un rôle.

Pour expliquer l'origine de ces augmentations de l'effet Nernst, débutant doucement à T^* , mais s'accroissant à plus basse température, la présence d'ordres de type rayure [70, 71] dans ces deux familles de matériaux doit être considérée. Nous avons vu dans la Section 1.3

que ce genre d'ordre est omniprésent dans le diagramme de phase d'YBCO et de LSCO. Pour résumer les indices les plus significatifs, notons que dans YBCO, un ordre magnétique (SDW) nématique est observé à basse température (pour $p \leq 0.08$ [72, 188]), ainsi qu'un ordre de charge [83–85] à partir de $T \simeq 150$ K entre $p = 0.09$ et 0.13 . D'ailleurs, le fait que l'ordre de charge semble émerger en dopage là où l'ordre magnétique disparaît, au-dessus d'une phase supraconductrice et près d'une phase antiferromagnétique isolante suggère un scénario de "trio" [189], où ces ordres seraient plutôt "entrelacés" qu'en compétition [190, 191]. Dans ce contexte, le pseudogap serait une phase de fluctuations du "mélange" de ces ordres. Toutefois, l'augmentation de l'intensité des ordres magnétique et de charge sous T_c avec l'application d'un champ magnétique suggère un scénario de compétition de phase entre la supraconductivité et l'ordre magnétique [73] ainsi qu'entre la supraconductivité et l'ordre de charge [83, 84] ; l'impact du champ étant fort probablement de révéler l'ordre (de charge ou magnétique) en supprimant la supraconductivité.

Pour caractériser la phase pseudogap comme un régime de fluctuations, il faut que la longueur de corrélation des fluctuations de l'ordre (de charge ou magnétique) soit de l'ordre de la longueur d'onde thermique de de Broglie. Autrement dit, il n'y a pas de sens physique à parler de fluctuations sur une distance plus faible que celle où les électrons sont définis. On doit donc comparer ces deux longueurs. La longueur de corrélations de l'ordre de charge dans YBCO à $p = 0.12$ est $\xi = 95 \pm 5$ Å à 2 K et 17 T [84]. La dépendance en température de cette longueur de corrélation est assez faible et ne semble pas diminuer par plus d'un facteur 1.5 entre 2 et 100 K [84]. Ainsi, nous pouvons l'estimer à $\xi = 61$ Å à 100 K. La longueur d'onde thermique de de Broglie est donnée par $\lambda = \hbar v_F / \pi k_B T$. En utilisant la vitesse de Fermi dans la direction nodale extraite des mesures d'ARPES $v_F = 250 \times 10^3$ m/s [192], on trouve $\lambda = \frac{1.05457266 \times 10^{-34} \text{ J s} \times 250 \times 10^3 \text{ m/s}}{\pi \times 1.3806568 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \times 100 \text{ K}} = 61$ Å. On voit donc qu'à cette température, les deux grandeurs sont du même ordre et on peut parler de fluctuations dans ce régime de température. La longueur d'onde thermique de de Broglie peut aussi être calculée en utilisant la vitesse de Fermi extraite des mesures d'oscillations quantiques $v_F = 84.033 \times 10^3$ m/s [67], on trouve alors $\lambda = \frac{1.05457266 \times 10^{-34} \text{ J s} \times 84.033 \times 10^3 \text{ m/s}}{\pi \times 1.3806568 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \times 100 \text{ K}} = 20.4$ Å. Dans ce cas-ci, on trouve une longueur d'onde thermique de de Broglie encore plus faible qu'avec la vitesse de Fermi d'ARPES, ainsi, à 100 K, cette longueur d'onde est trois fois plus petite que la longueur de corrélation de l'ordre de charge et on peut alors considérer des fluctuations d'ordre de charge à cette température. Pour des températures supérieures ($T_{CDW} < T < T^*$; $140 < T < 250$ K), si

la longueur de corrélation des fluctuations chute plus rapidement que la longueur d'onde thermique de de Broglie, il n'est alors plus possible d'interpréter ce régime comme une phase de fluctuations de l'ordre de charge.

Du côté de la famille de LSCO, l'ordre de rayures comportant des composantes de charge et magnétique est très bien établi dans Nd-LSCO et Eu-LSCO [76, 77] jusqu'à $p \simeq 0.20$. Pour ce qui est de LSCO, on observe le même ordre magnétique, mais seulement jusqu'à $p \simeq 0.145$ [80, 81]. On peut attribuer cette différence à la compétition de phase entre l'ordre de rayures et la supraconductivité. Par exemple, dans Nd-LSCO (et Eu-LSCO), la structure cristalline LTT, absente dans LSCO, stabiliserait l'ordre de rayures au détriment de la supraconductivité et ferait en sorte que la T_c est plus basse dans Nd-LSCO (et Eu-LSCO) que dans LSCO. Tout comme dans YBCO, l'application d'un champ magnétique, par suppression de la supraconductivité, favorise l'ordre de rayures dans LSCO de telle sorte que le moment magnétique et le vecteur d'onde de l'ordre de spin deviennent identiques à ceux de Nd-LSCO à $p = 0.12$ [80]. De plus, la fin de la phase magnétique dans LSCO augmente en dopage lorsqu'on applique un champ faisant en sorte que 60 T, suffisamment grand pour tuer la supraconductivité, étendrait cet ordre jusqu'à $p \simeq 0.23$ [80]. De plus, un ordre de charge a récemment été détecté dans LSCO à $x = 0.11, 0.12$ et 0.13 [193], confirmant l'importance des ordres de rayures observés dans Nd-LSCO et Eu-LSCO, qui ne sont donc pas des artefacts d'une structure cristalline particulière, et renforce l'universalité de l'ordre de charge dans la phénoménologie des cuprates. Voyons maintenant comment évolue l'état normal lorsque la supraconductivité est supprimée en champ.

Sous champ magnétique intense, lorsque la supraconductivité est supprimée, les oscillations quantiques révèlent la présence d'une petite poche dans la surface de Fermi d'YBCO [56] du côté sous-dopé. Les coefficients de Hall [65] et Seebeck [67] R_H et S/T , deviennent très négatif lorsque $T \rightarrow 0$, montrant que cette poche doit être de type électron, par opposition à la grande surface de trous du côté sur-dopé. Cette observation forme une preuve convaincante que la petite poche provient d'une reconstruction de la surface de Fermi causée par un ordre brisant la symétrie de translation. De plus, le fait que la dépendance en température de R_H et S/T dans Eu-LSCO soit identique à celle d'YBCO [68, 194] suggère fortement que l'ordre de rayures omniprésent dans le premier est du même type que celui détecté dans le deuxième. Cette poche d'électrons, détectée de $p = 0.152$ jusqu'à $p = 0.083$, semble disparaître sous $p \leq 0.08$, où R_H reste positif jusqu'à

$T \rightarrow 0$ [66]. Cela peut être dû à une transition de Lifshitz ou encore une deuxième reconstruction de la surface de Fermi associée à l'ordre magnétique détecté sous $p \simeq 0.08$. Ainsi, l'ordre de charge serait responsable de la reconstruction de la surface de Fermi détectée (dans le même intervalle de dopage que l'ordre) par oscillations quantiques.

Sachant que la surface de Fermi se reconstruit, on peut se demander à quelle température elle débute et quel est son lien avec le pseudogap. La dépendance en température des coefficients de transport (en particulier $\rho(T)$ et $\nu/T(T)$) suggère une évolution en deux étapes de la reconstruction [194]. En effet, lorsque la température est réduite sous T^* , des fluctuations à courte portée d'ordre magnétique et/ou de charge apparaîtraient et donneraient lieu aux signatures connues du pseudogap. Dans le cas du transport, comme nous l'avons bien vu, $\rho(T)$ et $\nu/T(T)$ dévient de la linéarité sous T^* . Dans un deuxième temps, l'ordre à longue portée se stabiliserait à plus basse température T_{CO} (et possiblement à haut champ magnétique dans LSCO et YBCO à cause de la compétition de phase avec la supraconductivité) et causerait la chute vers de grandes valeurs négatives de R_H et S/T . Ainsi, la surface de Fermi se reconstruirait réellement à T_{CO} , mais des effets précurseurs détectés entre cette température et T^* affecteraient le transport et d'autres propriétés. Cette évolution en deux temps rappelle celle invoquée dans le cas des cuprates dopés en électrons [195].

En résumé, l'ordre de rayures (charge et/ou magnétique) serait responsable de l'ouverture du pseudogap et causerait la reconstruction de la surface de Fermi ce qui entraînerait les changements observés dans le transport. D'ailleurs, selon l'équation 3.23, une telle reconstruction augmenterait fortement le signal dû aux quasiparticules de l'effet Nernst par la chute de l'énergie de Fermi ϵ_F d'environ un facteur 10 (par le changement de la taille de la surface de Fermi via les oscillations quantiques). La reconstruction s'avère aussi à accroître grandement la mobilité μ comme on peut le constater par le décuplement d'un facteur 10 de la tangente de Hall $\tan \theta_H$ entre 100 K et 10 K dans YBCO $p = 0.12$ [67]. La combinaison de ces deux facteurs (ϵ_F et μ) entraîne une augmentation de ν/T vers une grande valeur à basse température qui est en accord avec l'équation 3.23 [67]. D'ailleurs, comme mentionné plus haut, il a été calculé qu'un ordre de rayures peut causer une augmentation majeure du signal de Nernst [178, 196].

Décrivons un peu plus en détail ces travaux [178, 196]. En employant un modèle de quasiparticules phénoménologique à une bande combiné à une approche de l'équation de

Boltzmann, les auteurs calculent le coefficient de Nernst normal (non SC) en présence d'ordre de rayure brisant la symétrie de translation. Ils considèrent ainsi des électrons se déplaçant sur un réseau carré avec une dispersion couplage fort 2D : $\epsilon_{\mathbf{k}} = -2t_1(\cos k_x + \cos k_y) - 4t_2 \cos k_x \cos k_y - 2t_3(\cos 2k_x + \cos 2k_y)$, avec $t_1 = 0.38 \text{ eV}$, $t_2 = -0.32t_1$, et $t_3 = -0.5t_2$ afin de reproduire la surface de Fermi mesurée en ARPES. Avec une simple approximation champ moyen (non auto-cohérente) pour décrire les états ordonnés, ils soumettent les quasiparticules à des modulations périodiques dans le potentiel chimique sur le site ou dans l'énergie cinétique de liaison pour représenter l'onde de densité de charge et de spin. Ils supposent alors que les quasiparticules et les modulations proviennent d'un modèle de Hubbard microscopique ou du modèle $t - J$ à couplage intermédiaire ou fort. Pour calculer les coefficients de transport, ils utilisent l'équation de Boltzmann avec l'approximation du temps de relaxation τ_0 en le supposant indépendant du vecteur d'onde et de l'énergie ; une description appropriée pour la diffusion élastique à basse température. Cette hypothèse restreint ainsi le régime d'intérêt sous les températures d'ordre de charge et de spin. Les équations qu'ils calculent correspondent aux équations 3.4 et 3.13 en utilisant les équations 3.2 et 3.3. Ils calculent ensuite la surface de Fermi reconstruite par l'ordre de rayures en fonction du dopage et pour différentes valeurs d'amplitude et de période de modulation de l'ordre de charge et de spin et trouvent que l'ordre de spin est central dans la génération d'un signal de Nernst important, l'ordre de charge étant parasite. En effet, leurs résultats montrent l'importance des petites pochettes de la surface de Fermi dans la génération d'un grand signal de Nernst. La grandeur et le signe de l'effet Nernst dépend alors de l'amplitude et de la période des modulations. L'accord qualitatif avec les résultats expérimentaux est notable, en particulier le signe de l'effet Nernst pour un système comme LSCO ; faible et négatif à haut dopage, et grand et positif lorsque le dopage diminue jusqu'à un maximum autour de $x = 1/8$. La dépendance en température est aussi comparable ; faible et négatif à haute température pour ensuite croître et changer de signe vers de grandes valeurs positives.

Étant donné que ν / T augmente graduellement à partir de T^* jusqu'à la grande valeur résiduelle dans l'état fondamental, on peut relier la physique haute température et champ nul (voir faible champ pour l'effet Nernst) du pseudogap à celle de basse température et haut champ associée à la reconstruction de la surface de Fermi. L'évolution graduelle de l'effet Nernst suggère alors que l'ordre (de rayures) qui reconstruit la surface de Fermi active préalablement par ses fluctuations l'ouverture du pseudogap à plus haute

température. Cet état fondamental à $T \rightarrow 0$ doit d'ailleurs se terminer à un point critique quantique au-delà duquel la symétrie de translation est rétablie et où les propriétés de transport ne présentent plus d'anomalies ou de caractéristiques particulières en fonction de la température (voir Nd-LSCO à $p = 0.24$ aux Figs. 4.8 et 4.11). Notons toutefois que cet ordre pourrait se terminer plutôt par une transition de premier ordre, sans point critique quantique.

Dans le cas de Nd-LSCO justement, la remontée dans $\rho(T)$ à $p = 0.20$ est clairement due à l'apparition de l'ordre de rayures, détecté à $T_{\text{CO}} = 40 \pm 6 \text{ K}$ par résonance magnétique quadrupolaire [77]. Cette température de l'ordre coïncide avec le minimum de $\rho(T)$ (voir Fig. 4.4), mais le début de la déviation du caractère linéaire en température commence à $T_\rho = 80 \pm 10 \text{ K}$ (voir Fig. 4.11), un facteur deux plus élevé, tout comme le début de la remontée de ν/T , à $T_\nu = 70 \pm 10 \text{ K}$ (voir Fig. 4.8). Par ailleurs, le début de la remontée des coefficients de Hall et Seebeck, R_{H} [102] et S [103], coïncide avec $T_{\text{CO}} = 40 \text{ K}$ [162]. On peut expliquer cette différence entre ρ et ν d'un côté et R_{H} et S de l'autre en soulignant que les deux premiers coefficients de transport sont sensibles à la diffusion, tandis que les deux autres ne le sont pas (dans un modèle à une bande et dans l'approximation du temps de relaxation). Pour justifier l'application du modèle à une bande dans ce régime, on peut mentionner l'accord quantitatif dans YBCO $p = 0.12$ entre les valeurs de S/T et ν/T pour $T \rightarrow 0$ et les valeurs prédites par les formules à une bande [67]. Ainsi, R_{H} et S réagiraient seulement à la reconstruction de la surface de Fermi tandis que ρ et ν seraient en plus, affectés par la diffusion précédant l'établissement de l'ordre. Cette évolution en deux étapes avec $T^* \simeq 2T_{\text{CO}}$ est aussi observée dans Eu-LSCO à $p = 1/8$ (voir Fig. 4.7) : $T_\nu = 140 \pm 10 \text{ K}$ et $T_{\text{CO}} = 80 \pm 10 \text{ K}$ [125, 162]. Dans ce matériau, l'anomalie dans $R_{\text{H}}(T)$ (chute comme dans YBCO) est aussi à T_{CO} [69]. Cela suggère fortement que la phase pseudogap (sous T^*) dans Eu- et Nd-LSCO consiste en des fluctuations de la phase de rayures stabilisée à plus basse température. La ligne T^* étant identique dans les trois matériaux ; Nd-LSCO, Eu-LSCO et LSCO, la phase pseudogap de LSCO doit être de la même nature. Remarquons finalement qu'on observe aussi cette évolution en deux étapes dans YBCO autour de $p = 0.12$ où $T^* \simeq 2T_{\text{CO}}$ (voir Fig. 4.3).

Autant dans le diagramme de phase de LSCO (Fig. 4.9) que celui d'YBCO (Fig. 4.3), la relation $T^* \simeq 2T_{\text{CO}}$ semble tenir pour des dopages $p \geq 0.12$. Cela renforce grandement l'interprétation du pseudogap en termes de fluctuations de l'ordre de charge. Toutefois,

on remarque que pour $p < 0.12$, T^* continue d'augmenter tandis que T_{CO} diminue. Cette observation constitue ainsi une faiblesse de cette interprétation du pseudogap. Une façon d'expliquer la croissance de T^* dans un régime où T_{CO} chute serait de considérer la présence de l'ordre de spin qui apparaît autour de $p = 0.08$. En effet, les fluctuations de cet ordre pourraient se combiner à celles de l'ordre de charge pour produire un pseudogap grandissant lorsque le dopage est réduit.

4.5 Résumé du chapitre

Une étude exhaustive de l'effet Nernst dans les cuprates YBCO et Nd/Eu-LSCO en fonction du dopage a montré que cette propriété de transport peut être une sonde sensible à la phase pseudogap par son augmentation importante sous la température $T_\nu = T_\rho = T^*$. Cette étude a ainsi permis de suivre T^* en fonction du dopage et de construire un diagramme de phase pour ces deux matériaux (voir Figs. 4.3 et 4.9). On remarque alors que T^* décroît de façon monotone avec le dopage de la même façon dans les deux familles ($T_{YBCO}^* = 1.5 T_{LSCO}^*$) pour s'éteindre à un dopage $p^* \simeq 0.24$, ayant des caractéristiques d'un point critique quantique dans Nd-LSCO [102]. Dans le cas de LSCO, la comparaison des données d'effet Nernst pour les trois systèmes (LSCO, Nd-LSCO et Eu-LSCO) a révélé qu'à un dopage donné, la dépendance à haute température est similaire (lorsqu'elle n'est pas identique) pour les trois (indépendante des transitions structurales) et donne le même T^* extrait de l'effet Nernst.

Cette étude de l'effet Nernst a également porté sur la contribution des fluctuations supraconductrices de cette sonde dans ces deux mêmes familles et a montré que l'étendue en température de celle-ci est plutôt restreinte comparée à celle des quasiparticules normales. Dans YBCO, un critère limitant l'étendue des fluctuations est défini, T_{\min} , et permet de cerner la région, suivant le dôme supraconducteur et correspondant à $1.4 T_c$, où les fluctuations supraconductrices sont significatives et commencent à dominer le signal de Nernst. La dépendance en champ magnétique de l'effet Nernst permet aussi de définir un autre critère de l'étendue des fluctuations significatives et détectables, T_B , dans YBCO et LSCO et celui tombe en accord quantitatif avec la région de paraconductivité et d'aimantation près de T_c , tout comme T_{\min} . Ainsi, ces critères possèdent une dépendance en dopage et une grandeur tout à fait différentes de celles de T^* et indiquent clairement que

le régime de supraconductivité fluctuante au-dessus de T_c n'a pas une rôle prépondérant dans l'apparition du pseudogap.

Ce chapitre a aussi souligné une étude portant spécifiquement sur la contribution des fluctuations supraconductrices de l'effet Nernst qui montre que celles-ci sont en accord avec la théorie des fluctuations gaussiennes et qu'elles peuvent être suivies à haute température ($5 T_c$) dans Eu-LSCO. Cette étude peut alors sembler entrer en contradiction avec les conclusions de ce chapitre, mais il ne faut pas oublier que les fluctuations supraconductrices peuvent persister jusqu'à très haute température sans être toutefois significatives et leur détection va dépendre de la sensibilité d'une sonde à celles-ci et d'un seuil de détection minimal. Ainsi, les conclusions de ce chapitre sur YBCO et LSCO demeurent valides en spécifiant que le signal provenant des fluctuations n'est pas significatif, ou du moins ne domine pas le signal total pour être détecté au-dessus d'une certaine température correspondant à $\sim 1.4 T_c$.

En départageant les contributions des quasiparticules et des fluctuations supraconductrices de l'effet Nernst, il a été possible de revisiter l'interprétation du groupe de Princeton, largement acceptée dans la communauté avant 2009, de l'effet Nernst dans les cuprates ; une sonde des importantes fluctuations de phase dans le pseudogap soutenant le scénario des paires de Cooper préformées sans cohérence de phase à haute température au-dessus de T_c . Il a alors été démontré que le groupe de Princeton utilise deux critères différents pour définir T_{onset} dans LSCO de part et d'autre de $p = 0.10$ causant l'illusion d'une région de fortes fluctuations de phase bien au-dessus de T_c suivant le dôme supraconducteur, malgré le fait que ce T_{onset} n'a aucun lien clair avec la véritable température d'apparition des fluctuations supraconductrices.

Finalement, les divers arguments amenés dans la discussion du chapitre pointent vers la conclusion que la phase pseudogap dans YBCO et Nd/Eu-LSCO consiste en une phase de fluctuations de type rayures d'ordre de charge et/ou magnétique. Il est ainsi proposé que la reconstruction de la surface de Fermi se passe en deux étapes : tout d'abord les fluctuations de rayures à courte portée apparaissent sous T^* donnant lieu aux effets connus du pseudogap, puis à plus basse température, l'ordre se stabilise à longue portée sous T_{CO} et reconstruit la surface de Fermi. L'évolution en température des différentes propriétés de transport, particulièrement l'effet Nernst, supporte fortement cette proposition.

Chapitre 5

Anisotropie de l'effet Nernst ; brisure de symétrie de rotation

Dans ce chapitre nous allons montrer que l'effet Nernst dans le cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) présente une forte anisotropie lorsque mesuré dans les deux directions cristallines du plan ab . Nous commençons d'abord par présenter et définir la phase nématique électronique [197, 198] pour ensuite donner des exemples de sa présence dans plusieurs systèmes [170, 199, 200] dont les cuprates. Cette anisotropie de l'effet Nernst dans YBCO, présente mais faible à haute température, s'accroît et croît sous la température du pseudogap T^* tout au long du diagramme de phase en dopage. Nous démontrons ensuite que cette anisotropie ne provient pas des chaînes de CuO et qu'il s'agit donc d'une propriété intrinsèque des plans de CuO_2 . Nous présentons aussi des mesures d'effet Nernst dans les deux directions du plan ab de $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO) à $p = 0.15$ et celles-ci montrent également un changement d'anisotropie à T^* , suggérant l'universalité de cette observation dans les cuprates. L'apparition d'une anisotropie importante sous T^* et sa dépendance en température suggère que le pseudogap brise la symétrie de rotation C_4 du plan de CuO_2 . La comparaison avec les anisotropies observées dans d'autres systèmes [170, 199, 200] nous amène à proposer que cette anisotropie de l'effet Nernst est causée par l'apparition d'un ordre nématique [197, 198] dans le pseudogap. Cet ordre nématique pourrait consister en un ordre de rayures unidirectionnel [70, 71] tel les nombreux ordres détectés récemment (ordre de charge [83–85] et ordre magnétique [73, 188, 201, 202]). Le contenu de ce chapitre est largement tiré de la réf. [163].

5.1 Description d'une phase nématique électronique

Avant d'entamer la présentation des résultats d'anisotropie de l'effet Nernst, il semble important de définir et de décrire la phase nématique électronique étant donné son lien avec l'anisotropie. Les systèmes d'électrons corrélés, tels les cuprates en ce qui nous concerne, présentent d'une part des caractéristiques d'un cristal d'électrons localisés (isolant ; décrit par couplage fort) et d'autre part celles d'un liquide de Fermi (métal ; décrit par couplage faible). Étant donnée cette dichotomie, il est intéressant de faire une analogie avec les cristaux liquides classiques [203]. De plus, ces systèmes montrent plusieurs phases brisant les symétries de translation et de rotation, tout comme les cuprates (ainsi que d'autres systèmes comme nous allons le voir), ce qui rend l'analogie avec les cristaux liquides d'autant plus pertinente.

Les cristaux liquides classiques sont des phases intermédiaires entre l'état liquide et solide dans lesquelles les symétries de l'espace libre de rotation et/ou de translation sont spontanément brisées. Ces brisures de symétries et anisotropies proviennent entre autres de la structure microscopique des molécules (ellipsoïdes allongés) composant ces fluides.

Les cristaux liquides électroniques sont ainsi des analogues quantiques de ces phases classiques dans lesquels l'état fondamental se situe entre le liquide, où les fluctuations quantiques sont élevées, et le cristal, où elles sont faibles [197]. Contrairement à leur analogue classique, les cristaux liquides électroniques apparaissent dans les systèmes fortement corrélés constitués d'électrons qui sont des particules ponctuelles et non pas des molécules anisotropes. Ainsi, les cristaux liquides électroniques peuvent être vus comme un fluide électronique provenant d'un cristal électronique fondu plutôt qu'un état de fortes interactions descendant du gaz de Fermi [198]. Plutôt que de briser la symétrie continue de l'espace libre comme leur analogue classique, les cristaux liquides électroniques brisent spontanément le groupe ponctuel de symétrie du cristal abritant ces électrons [197].

Les différentes phases des cristaux liquides, autant classiques qu'électroniques, peuvent être classées en quatre types schématisés à la Figure 5.1. Ces phases en ordre croissant de leur degré d'ordre et de symétries brisées sont [197] :

- (1) La phase liquide ne brise aucune symétrie spatiale et, dans le cas électronique, forme un conducteur ou un supraconducteur.
- (2) La phase nématique brise la symétrie de quadruple rotation (du réseau cristallin dans

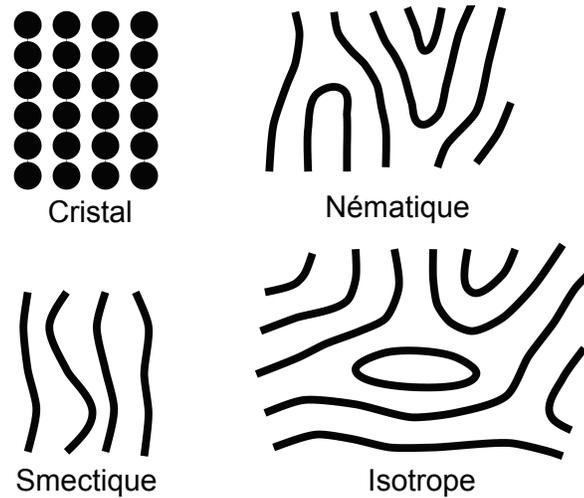


FIGURE 5.1 – Schéma des phases, cristalline, smectique, nématique et isotrope des cristaux liquides électroniques. La phase cristalline brise les symétries de translation et les électrons sont localisés comme dans un isolant. La phase smectique brise la symétrie de translation dans une seule direction à la manière d'un ordre de rayures. La phase nématique brise la symétrie quadruple de rotation en préservant celles de translation et d'inversion et présente ainsi une anisotropie avec orientation préférentielle. La phase isotrope, ou liquide, ne brise aucune symétrie spatiale comme un conducteur ou un supraconducteur. Les lignes épaisses représentent des parcours "liquide" le long desquelles les électrons peuvent se déplacer alors que les cercles pleins représentent des points localisés. Figure adaptée de la réf. [197].

le cas électronique) tout en préservant les symétries de translation et de réflexion, et forme un liquide anisotrope avec une orientation préférentielle, le directeur.

(3) La phase smectique brise la symétrie de translation dans une seule direction (de symétrie), alors que dans l'autre, elle se comporte comme la phase liquide.

(4) La phase cristalline brise les symétries de translation et dans le cas électronique, peut être considérée comme un solide électronique, un isolant.

Ainsi, par analogie avec leur pendant classique, on désigne phase nématique électronique une phase de fluide d'électrons (métallique ou supraconducteur) qui brise spontanément la symétrie de l'Hamiltonien sous-jacent sous l'échange de deux axes du système (rotation) tout en préservant les symétries de translation et d'inversion d'espace et du temps [198]. Notons toutefois que le terme nématique peut être employé lorsqu'une de ces symétries est additionnellement brisée, comme dans le cas d'un champ magnétique

appliqué à un système nématique qui va briser en plus la symétrie sous inversion du temps [198]. On retrouve ces phases nématiques électroniques présentant des anisotropies spatiales et orientations préférentielles dans certains systèmes fortement corrélés. Dans le reste du chapitre, nous allons nous intéresser à cette phase nématique électronique.

En prenant le cas simple d'un cristal de symétrie de rotation quadruple (par exemple plans de CuO_2 des cuprates), la phase nématique brise la symétrie C_4 vers C_2 . Il est intéressant de remarquer qu'étant donné que les symétries spatiales d'un cristal sont discrètes, la phase nématique amène une double dégénérescence de l'état fondamental [198]. Par exemple, si la symétrie de rotation du plan xy est brisée et que la direction x devient préférentielle, il reste tout de même deux états de même énergie, $+x$ et $-x$. À cause de cette double dégénérescence, la phase nématique peut être vue comme un état d'Ising [71, 198].

Avec cette définition de phase nématique, un métal subissant une transition structurale cristalline brisant la symétrie de rotation, de tétragonal à orthorhombique par exemple, serait nématique. Toutefois dans ce cas, le traitement "nématique" n'apporte pas vraiment d'informations pertinentes. C'est pourquoi on cherche plutôt à appliquer ce traitement aux systèmes où la brisure de symétrie est générée par la partie électronique et plus spécialement lorsque les effets de cette brisure sont plus prononcés sur la structure électronique que cristalline [71, 198]. On doit tout de même garder en tête qu'une brisure de symétrie électronique entraîne nécessairement une brisure de symétrie cristalline et inversement [198].

Pour bien décrire et quantifier cette phase nématique, il est essentiel de définir un paramètre d'ordre s'y rattachant. Le paramètre d'ordre nématique peut être choisi comme toute quantité physique mesurable représentée par un tenseur symétrique de trace nulle. En deux dimensions, on peut définir le paramètre d'ordre nématique comme [70] :

$$\mathcal{N}_{\mathbf{k}} \equiv \frac{S(\mathbf{k}) - S(\mathcal{R}[\mathbf{k}])}{S(\mathbf{k}) + S(\mathcal{R}[\mathbf{k}])} \quad (5.1)$$

où \mathcal{R} correspond à une rotation de $\pi/2$ et $S(\mathbf{k})$ à un facteur de structure dépendant de la fréquence spatiale \mathbf{k} .

Dans le cas plus particulier qui nous intéresse d'une brisure de symétrie de rotation C_4 à C_2 dans le plan xy , le paramètre d'ordre nématique associé à la résistivité prend la

forme [198] :

$$\mathcal{N} = \frac{\rho_{xx} - \rho_{yy}}{\rho_{xx} + \rho_{yy}} \quad (5.2)$$

où ρ_{ab} correspond au tenseur de résistivité et $\mathcal{N}_{ab} \equiv \mathcal{N}\delta_{ab}[\delta_{a,x} - \delta_{a,y}]$. Le paramètre d'ordre nématique quantifie ainsi le degré de brisure de symétrie de rotation. On peut aussi représenter ce paramètre d'ordre comme un vecteur sans tête (sens) pointant parallèlement ou anti-parallèlement à l'axe préférentiel [198].

Une phase nématique peut être abordée sous la perspective du couplage fort ou du couplage faible (voir Figure 5.2). En effet, une phase nématique émergeant de fortes corrélations peut apparaître dans un isolant, en absence de surface de Fermi. Dans cette perspective couplage fort, la phase nématique tire son origine de la fusion partielle du solide électronique [197]. De façon plus spécifique dans le cas d'un état de rayures (smectique), une phase nématique de rayures peut apparaître lorsque les fluctuations thermiques ou quantiques font "fondre" la phase smectique de telle sorte qu'elle retrouve la symétrie de translation tout en continuant de briser la symétrie de rotation [70]. Ce mécanisme est possible lorsque les symétries de translation et de rotation ne sont pas brisées simultanément, mais plutôt à des transitions séparées [71]. On peut alors considérer la phase nématique comme une phase intermédiaire entre l'ordre de rayures (smectique) et la phase désordonnée [197].

En abordant la phase nématique sous l'angle couplage faible, il est possible de la faire émerger d'un système de fermions avec surface de Fermi (métal) et quasiparticules. De façon générale, la forme de la surface de Fermi possède la même symétrie que la symétrie ponctuelle du réseau cristallin. Pomeranchuk [204] a déterminé des critères de stabilité thermodynamique d'un liquide de Fermi, assurant son isotropie, face aux effets de la pression de Fermi. Lorsque ces critères ne sont plus respectés, une instabilité thermodynamique, dite de Pomeranchuk, se développe et entraîne une transition de phase quantique modifiant les symétries du liquide de Fermi et donc la forme de la surface de Fermi [198]. Dans sa plus simple expression, l'instabilité de Pomeranchuk est une transition de phase quantique dans un système de Fermi 2D entre un liquide de Fermi ayant une surface de Fermi circulaire et un fluide de Fermi nématique où une distorsion quadrupolaire transforme la surface de Fermi en une ellipse [198] (voir Fig. 5.2). Cette instabilité de la surface de Fermi entraîne un changement dans la symétrie du système et ainsi un changement électronique se traduisant par l'apparition d'une phase nématique.

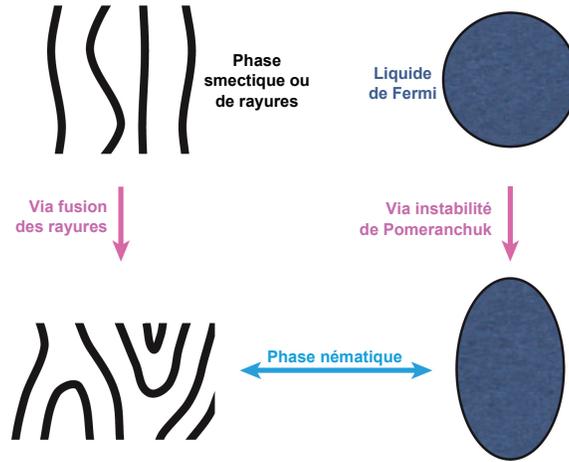


FIGURE 5.2 – Schéma des mécanismes pouvant produire une phase nématique électronique. D’une part, dans un contexte couplage fort, par la fusion d’un ordre smectique (rayures) rétablissant la symétrie de translation en conservant une orientation préférentielle. D’autre part, dans un contexte de couplage faible, une instabilité de Pomeranchuk déforme la surface de Fermi d’un métal et induit une direction préférentielle dans le fluide électronique par changement de symétrie. Figure adaptée de la réf. [198].

Dans cette perspective couplage faible impliquant la surface de Fermi, au lieu d’utiliser le paramètre d’ordre défini à l’équation 5.1 pour décrire la phase nématique, on utilise plutôt une forme impliquant la déformation de la surface de Fermi dans un canal de moment cinétique $\ell \geq 1$ et un paramètre d’ordre complexe [198] :

$$\mathcal{N} = \sum_{\vec{k}} n(\vec{k}) \exp [i\ell\theta(\vec{k})] \quad (5.3)$$

où $n(\vec{k}) = \langle \psi^\dagger(\vec{k})\psi(\vec{k}) \rangle$ représente la valeur moyenne du nombre d’occupation à un vecteur d’onde \vec{k} , et $\theta(\vec{k})$ l’angle polaire entre un état à \vec{k} et l’axe directeur (préférentiel). Sur un réseau carré avec symétrie de rotation C_4 , le paramètre d’ordre nématique brisant la symétrie de rotation vers C_2 correspond à $\ell = 2$ (ou d -wave); une distorsion quadrupolaire [71].

Pour déterminer ce paramètre, on peut entre autres utiliser le transport (par exemple la résistivité comme dans l’éq. 5.2). D’ailleurs, une chose importante à noter est que la nature anisotrope de la phase nématique engendre une forte anisotropie dans le transport (x vs y en 2D) qui se reflète dans la grandeur du paramètre d’ordre nématique qui

augmente de plus en plus lorsqu'on s'enfonce dans la phase nématique (en diminuant la température par exemple) [198].

Il est important d'aborder l'influence du désordre statique dans la détection d'ordres nématiques. Malgré le fait qu'un ordre nématique brise spontanément la symétrie de rotation, lorsqu'il n'y a pas de symétrie de translation brisée, la détection de l'ordre peut être difficile, d'autant plus lorsqu'on considère le désordre statique qui génère des domaines d'orientations différentes qui tendent à se compenser macroscopiquement [70]. En effet, le désordre va lever la dégénérescence entre les deux états fondamentaux et, dans un contexte d'Ising, va jouer le rôle d'un champ aléatoire produisant un terme dans l'Hamiltonien effectif [198].

De plus, les transitions de phases impliquant des brisures de symétries spatiales sont généralement arrondies par le désordre statique donnant plutôt lieu à des “crossovers” (transition graduelle) rendant difficile la distinction entre les deux phases (isotrope-nématique) [70]. L'apparition graduelle et étendue de l'ordre empêche donc l'existence d'une transition de phase claire en refroidissant et la longueur de corrélation peut rester finie même dans la limite de température nulle [71]. Toutefois, un faible désordre peut faciliter la détection de l'ordre par sondes locales et statiques en fixant les fluctuations sans affecter intrinsèquement les corrélations [70]. Un autre élément pouvant arrondir les transitions consiste en un champ cristallin avec symétrie de rotation double (chaînes de CuO dans YBCO par exemple) qui change la transition de phase nématique-isotrope en un “crossover” [197].

Pour conclure, la détection d'un ordre (phase) nématique dans un solide implique la mesure d'une anisotropie significativement grande et dépendante en température de la réponse électronique à un faible champ brisant la symétrie et favorisant une direction par rapport à l'autre (x au lieu de y par exemple) [70]. La prochaine section présente quelques exemples de phases nématiques détectées par anisotropie dans des solides tels les systèmes d'effet Hall quantique (5.2.1), $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ (5.2.2), le pnicture $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ (5.2.3) et les cuprates (5.2.4).

5.2 Exemples de brisure de symétrie de rotation

5.2.1 Systèmes d'effet Hall quantique

Un exemple de système dans lequel la réponse électronique montre une très grande anisotropie se trouve dans les hétérostructures de gaz électronique bidimensionnel (2DEG) de GaAs / GaAlAs présentant de l'effet Hall quantique. En effet, à champ magnétique intermédiaire, une anisotropie de la résistance dans le plan ($\rho_{xx} \gg \rho_{yy}$) a été observée dans ces systèmes [205, 206] et il a ensuite été démontré que cette anisotropie provient d'une phase nématique quantique (électronique) [199].

Ces systèmes à ultra-haute mobilité sont généralement reconnus pour présenter de l'effet Hall quantique fractionnaire sous haut champ magnétique perpendiculaire au plan 2D dans les premiers niveaux de Landau. La phase nématique a plutôt été observée à partir du troisième niveau. L'expérience permettant de détecter l'anisotropie consiste en la mesure de la résistance électrique longitudinale en fonction du champ magnétique à très basse température ($T = 25$ mK) dans des hétérojonctions de GaAs / GaAlAs de haute homogénéité et haute mobilité ($\mu \sim 10^7$ cm² / Vs) avec une densité surfacique de porteurs d'environ (au mieux) $n = 2.7 \times 10^{11}$ cm⁻² [205, 206]. Les échantillons, clivés le long de l'axe $\langle 110 \rangle$, forment des carrés de 5×5 mm² sur lesquels des contacts d'indium ohmiques ont été diffusés sur les quatre coins ainsi qu'au point milieu des côtés (voir Figure 5.3). La résistance longitudinale est mesurée en fonction du champ magnétique B perpendiculaire aux plans 2D et le facteur de remplissage ν est défini par $\nu = nh/eB$, où n correspond à la densité électronique 2D n [205].

La résistance longitudinale des échantillons est alors mesurée dans les deux directions du plan, comme le schéma en haut de la Fig. 5.3 l'indique. Sur cette figure, la ligne pleine représente la résistance mesurée avec le courant le long de l'axe cristallographique $\langle 110 \rangle$ tandis que la ligne pointillée est le long de $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ [205]. La ligne pleine est multipliée par un facteur de 0.62 afin de faire correspondre les deux courbes à bas champ (légère différence due à un mésalignement des contacts dans les deux directions et à des inhomogénéités de la densité) [205]. On remarque alors une énorme différence pour certains champ magnétiques alors que les courbes sont presque égales pour d'autres. L'anisotropie observée apparaît pour certaines valeurs de remplissage $\nu = 9/2, 11/2, 13/2, 15/2$ et quelques autres supérieures, pour les niveaux de Landau $N \geq 2$. En particulier, à $\nu = 9/2$

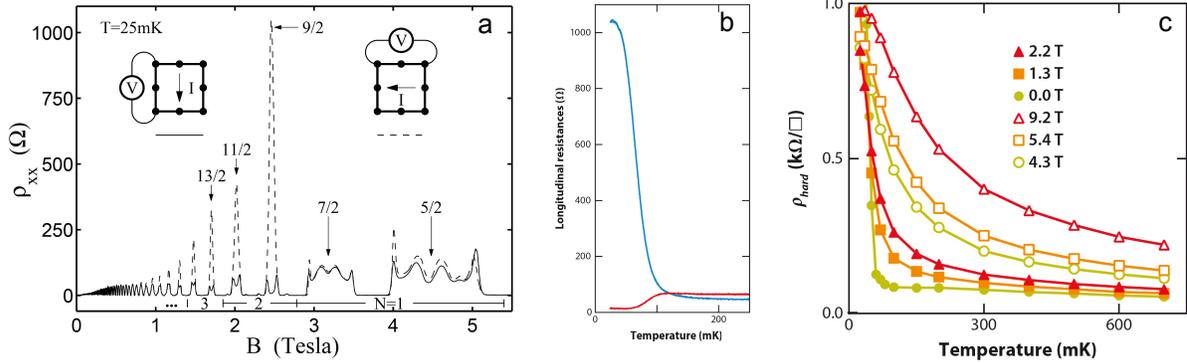


FIGURE 5.3 – Anisotropie de la résistance électrique dans un système d’effet Hall quantique. **a)** Résistance longitudinale en fonction du champ perpendiculaire au plan dans une hétérojonction de GaAs/GaAlAs à haute mobilité à $T = 25\text{mK}$. La ligne pleine est mesurée avec le courant le long de l’axe cristallographique $\langle 110 \rangle$ tandis que la ligne pointillée est le long de $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ (voir schéma échantillon). On remarque une anisotropie importante pour les facteurs de remplissage $\nu = 9/2, 11/2, 13/2$, etc. **b)** Résistance en fonction de la température pour $\nu = 9/2$ pour les deux directions du courant (voir **a**). La dépendance en température de cette anisotropie rappelle une transition de phase nématique. **c)** Résistivité “difficile” ρ_{hard} (direction où R est plus grand) en fonction de la température pour $\nu = 9/2$ à divers champs magnétiques dans le plan du gaz 2D d’électron dans la direction du transport ($\langle 1\bar{1}0 \rangle$). L’augmentation du champ arrondit la transition et la pousse à plus haute température par alignement des domaines d’ordre de rayures. Figure **a** tirée de la réf. [205] et tandis que **b** et **c** de la réf. [198] mais **b** adaptée de la réf. [207] et **c** de la réf. [199].

dans le niveau $N = 2$, l’anisotropie correspond approximativement à un facteur 100 dans le ratio des deux résistances [205]. La Fig. 5.3 montre aussi la dépendance en température des résistances à $\nu = 9/2$ et on peut voir que l’anisotropie, faible à 100mK grandit lorsque la température diminue [207].

L’existence de cette forte anisotropie rappelle les anisotropies importantes dans le transport attendues dans une phase nématique. Cette anisotropie est systématiquement dans la même direction : la direction “difficile” (où la résistance est plus grande) est presque toujours le long de $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. Dans ce cas, il doit exister un champ interne dans l’hétérostructure qui brise la symétrie et qui génère cette orientation particulière de l’anisotropie. Étonnamment, malgré plusieurs efforts du domaine, ce champ brisant la symétrie n’a toujours pas été identifié [198].

La présence de cette phase nématique, amène un questionnement sur sa nature. En fait, des études Hartree-Fock sur ce genre de systèmes ont montré que l'état fondamental à haut niveaux de Landau à remplissage $\nu = 9/2, 11/2$, etc. correspond à des états d'onde de densité de charge unidirectionnelle, un ordre de rayures (voir références dans [198]). Étant donné que la direction "difficile" correspond à $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, on peut prétendre que les rayures se propagent le long de $\langle 110 \rangle$ [198]. Ces études à haut niveau de Landau ont estimé que l'onde de densité de charge apparaîtrait à des températures de quelques Kelvin, ce qui est de beaucoup supérieur à la température d'apparition de l'anisotropie autour de 100 mK. Ainsi, un ordre de rayures localisé pourrait exister à plus haute température dans de petits domaines sans toutefois s'établir à longue portée à cause des fluctuations thermiques. En ce sens, la transition à 100 mK serait analogue à la transition de la phase isotrope vers nématique des cristaux liquides classiques [198].

Cette idée de transition nématique a été étudiée par mesure de la dépendance en température de l'anisotropie de la résistivité à $\nu = 9/2$ avec un champ magnétique dans le plan [199]. La Fig. 5.3 montre la dépendance en température de la résistivité "difficile" ρ_{hard} en fonction de la valeur du champ magnétique dans le plan (le long de $\langle 1\bar{1}0 \rangle$). On remarque qu'à champ nul (cercles ouverts) ρ_{hard} est faible et très faiblement dépendant de la température au-dessus d'environ 100 mK tandis qu'il augmente rapidement sous celle-ci (comme vu plus tôt). Toutefois, lorsque le champ dans le plan augmente, la dépendance en température est modifiée de sorte que plus le champ est grand, plus ρ_{hard} augmente à haute température, pour rester significativement grand à plus de 600 mK à 9.2 T [199]. Autrement dit, le champ dans le plan augmente la température à laquelle l'anisotropie apparaît et cela suggère que des domaines d'ordre de rayures existent bel et bien au-dessus de 100 mK et qu'un champ dans le plan parvient à les orienter afin que l'anisotropie soit détectée [198]. La transition sous champ magnétique dans le plan non nul devient alors plus arrondie et supporte l'idée de transition de cristaux liquide isotrope à nématique.

5.2.2 $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$

Le ruthénate de strontium $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ est un autre exemple de système présentant une forte anisotropie électronique. En effet, une anisotropie de la magnétorésistivité électrique dans le plan, $\rho_{aa} \gg \rho_{bb}$, brisant la symétrie de rotation se développe autour d'un point critique quantique métamagnétique et suggère la présence d'une phase nématique élec-

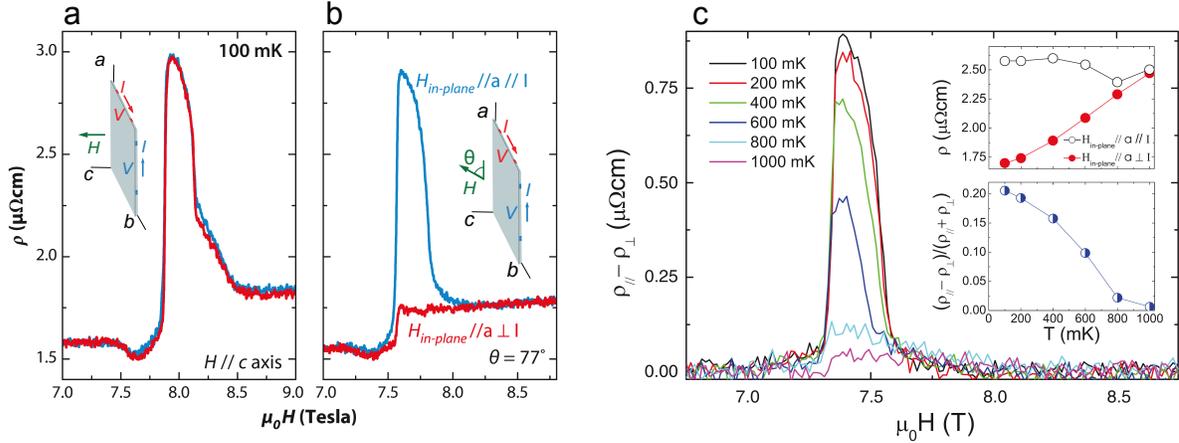


FIGURE 5.4 – Anisotropie de la magnétorésistivité électrique planaire dans $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$. **a)** Magnétorésistivité $\rho(H)$ dans les deux directions du plan, ρ_{aa} en bleu et ρ_{bb} en rouge, pour un champ magnétique $H//c$ (voir schéma) à 100 mK. On remarque une importante anomalie par l'augmentation soudaine de la résistivité (identique dans les deux directions) entre ~ 7.8 et ~ 8.2 T. **b)** Magnétorésistivité comme en **a)**, mais avec le champ orienté à 13° de l'axe c vers a ou $\theta = 77^\circ$ (voir schéma). La faible composante du champ dans le plan, H_{plan} , est suffisante pour supprimer l'anomalie dans ρ_{bb} , mais pas dans ρ_{aa} , révélant une importante anisotropie planaire brisant la symétrie de rotation. On définit alors une direction “difficile” ($\rho//H_{\text{plan}}$) et une direction “facile” ($\rho \perp H_{\text{plan}}$), respectivement ρ_{aa} et ρ_{bb} dans le cas tracé. **c)** Dépendance en température de la différence entre ρ_{aa} ($\rho_{//}$) et ρ_{bb} (ρ_{\perp}) à $\theta = 72^\circ$ de l'axe a . La différence apparaît sous 1000 mK. **encart haut)** Dépendance en température de ρ_{aa} (cercles noirs) et ρ_{bb} (cercles rouges). Le deuxième montre un comportement métallique contrairement au premier. **encart bas)** Dépendance en température de la différence des résistivités “difficile” ($\rho_{//}$) et “facile” (ρ_{\perp}) normalisée par leur somme. Ce terme, à la manière d'un paramètre d'ordre nématique, représente le degré d'anisotropie, ou de brisure de symétrie du système, qui augmente en refroidissant. Figure adaptée de la réf. [200].

tronique [200], par analogie avec les systèmes d'effet Hall quantique présentées dans la sous-section précédente.

Le ruthénate de strontium $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ est un métal à structure pérovskite à double couche fortement bidimensionnel sans ordre magnétique (contrairement à ses cousins ruthénates). La pureté des cristaux est un élément fondamental à la révélation des surprenantes caractéristiques de ce matériau. En effet, pour une résistivité résiduelle $\rho_0 \approx 3 \mu\Omega \text{ cm}$ (correspondant à un libre parcours moyen de $\sim 300 \text{ \AA}$ ou moins) un point critique quantique métamagnétique apparaît dans le diagramme de phase autour d'un

champ magnétique de 8 T, parallèle à l'axe c cristallin [208]. Ce point critique est au centre d'une région en champ magnétique bornée de transitions de phase de premier ordre, confirmées par plusieurs sondes thermodynamiques et de transport (voir références dans la réf. [200]). Ce point critique est visible par la présence d'une anomalie, pic ou bosse, dans la résistivité ρ en fonction du champ magnétique lorsque ce dernier est perpendiculaire au plan ab (voir Figure 5.4). La rotation de ce champ magnétique vers l'axe a , par un angle θ défini par rapport à l'axe a , supprime rapidement l'anomalie dans ρ_{bb} , même pour une faible rotation par rapport à l'axe c [200].

Cette rotation du champ ne fait pas seulement disparaître l'anomalie de la résistivité, elle révèle une forte anisotropie dans le plan. En effet, pour $I//b \perp H_{\text{plan}}$ (ρ_{bb} courbe rouge dans Fig. 5.4), l'anomalie en champ disparaît, tandis que $I//a // H_{\text{plan}}$ (ρ_{aa} courbe bleue dans Fig. 5.4) la rotation du champ n'affecte pratiquement pas la résistivité; l'anomalie persiste [200]. Étant donné que la résistivité est plus faible dans une direction que dans l'autre, on définit une direction "facile" (ρ_{bb}) et une direction "difficile" (ρ_{aa}). Dans ces circonstances, il y a donc présence d'une anisotropie importante du transport, brisant la symétrie de rotation du plan ab .

Deux possibilités pourraient expliquer cette anisotropie; 1) une transition de phase structurale brisant cette symétrie et entraînant par couplage une anisotropie de la résistivité et 2) la formation de domaines magnétiques alignables par le champ magnétique [200]. Borzi *et al.* ont exploré ces avenues par des mesures de résistivité et de susceptibilité magnétique en fonction du champ sur des échantillons avec différentes formes (avec les axes de transport des échantillons pas nécessairement parallèles aux axes cristallins a et b) et ont démontré que les transitions de phase du premier ordre sont indépendantes de la forme des échantillons, ce qui minimise l'importance des effets de démagnétisation (qui donnerait des résultats différents pour différentes formes d'échantillons) dans l'explication de l'anomalie et donc l'hypothèse sur la formation des domaines magnétiques [200]. Ceux-ci ont aussi effectué des mesures de diffusion de neutrons élastiques avec $H//c$ sur leurs échantillons et n'ont pu détecter de changement dans les paramètres du réseau a et b , éliminant ainsi l'hypothèse d'une transition structurale expliquant l'anomalie [200].

Il est important de considérer la dépendance en température de cette anisotropie. La Fig. 5.4 montre la différence des composantes de la résistivité entre les directions "difficile" et "facile", $\rho_{aa} - \rho_{bb}$ (ou $\rho_{//} - \rho_{\perp}$ sur la figure), en fonction du champ pour différentes

températures pour $\theta = 72^\circ$. On voit alors croître la différence sous 1000 mK et peut donc affirmer que l'anisotropie apparaît sous cette température [200]. Les dépendances en température de ρ_{aa} et ρ_{bb} pour un champ fixé à 7.4 T sont aussi tracées (en encart) et on remarque un comportement métallique ($\rho \searrow$ avec $T \searrow$) pour la direction “facile” et un comportement non-métallique pour la direction “difficile” qui indique l'importance des corrélations [200]. À la manière d'un paramètre d'ordre nématique (voir éq. 5.2), on trace cette différence normalisée par la somme dans l'autre encart de la Fig. 5.4. On remarque que la transition de ce paramètre d'ordre est arrondie entre 1000 et 800 mK (petite “queue”) et elle le devient encore plus lorsque la contribution H_{plan} augmente (faible θ) [200]. L'augmentation du champ dans le plan arrondissant la transition n'est pas sans rappeler ce qui a été observé dans les **systèmes d'effet Hall quantique** et pointe vers un mécanisme (champ dans le plan) qui aligne les domaines et qui brise localement la symétrie de rotation. La dépendance en température et en angle de ce terme suggère fortement que l'anisotropie de l'anomalie provient d'une phase nématique.

On peut aussi noter que la direction “facile” de la résistivité (ρ_{bb} dans la Fig. 5.4) peut être changée par rotation du champ magnétique de 90° ; ρ_{aa} devient alors la direction “facile” et l'anisotropie est inversée [200]. Cela suggère que des domaines anisotropes avec la direction “facile” a et d'autres avec b sont aléatoirement distribués dans l'échantillon et s'annulent entre eux pour donner une mesure macroscopiquement isotrope lorsque le champ est hors plan et qu'un champ dans le plan arrive à révéler globalement l'anisotropie locale dans l'une ou l'autre des directions (a ou b).

Par rapport aux domaines, Fradkin *et al.* notent qu'étonnamment, l'entropie dans la phase, entre 7.8 et 8.1 T, est plus élevée qu'à l'extérieur de celle-ci et ils suggèrent que la source de cette entropie additionnelle pourrait provenir de domaines se formant dans la phase nématique [198]. Ils avancent d'ailleurs que l'origine de l'anomalie de la résistivité pourrait être la présence de murs de domaines, augmentant la diffusion, avec une séparation caractéristique de 500 nm [198].

La comparaison entre $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ et les systèmes d'effet Hall quantique de GaAs / GaAlAs présentés à la sous-section **précédente** s'avère inévitable. En effet, les deux systèmes présentent une anisotropie importante de la résistivité dans le plan en fonction du champ magnétique, qui dépend crucialement de la pureté des échantillons et dont la direction “facile” est perpendiculaire à la composante du champ dans le plan [200]. Dans les deux

cas, l'augmentation de la composante du champ dans le plan arrondit la transition nématique suggérant la présence de domaines qui s'alignent avec ce champ. Ces observations pointent vers une origine commune étant l'existence d'une phase nématique dans ces matériaux.

5.2.3 Pnictures

Une anisotropie de la résistivité a aussi été observée dans le pnicture de fer supraconducteur, $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ [170]. Cette anisotropie, $\rho_b > \rho_a$, est observée sur une large gamme de dopage x au voisinage de transitions structurale et magnétique. Cette brisure de la symétrie de rotation constitue un autre exemple de phase nématique. Voyons ses caractéristiques un peu plus en détail.

Le pnicture BaFe_2As_2 présente une transition antiferromagnétique accompagnée d'une transition structurale (tétragonal à orthorhombique ; $a > b$) à $T_N = T_S = 135 \text{ K}$ [209]. L'addition x de Co fait chuter ces transitions parallèlement (T_S étant légèrement supérieur à T_N), éventuellement jusqu'à zéro, et fait apparaître une phase supraconductrice. Chu *et al.* ont étudié l'anisotropie planaire (a vs b) de la résistivité électrique sous T_S en démaclant les cristaux *in situ* avec un système de cantilevier mécanique appliquant une contrainte uniaxiale (voir Figure 5.5) [170]. L'axe court (axe b orthorhombique) tend à s'orienter dans la direction de la contrainte, alignant les macles entre eux. Le démaclage des cristaux est confirmé par des mesures de diffraction de rayons X à haute résolution et des images optiques directes.

Ces travaux présentent ainsi la dépendance en température de la résistivité ρ_a et ρ_b de $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ démaclé à huit dopages différents ; du composé parent ($x = 0$) jusqu'au sur-dopé ($x = 0.085$). Les données sont présentées à la Fig. 5.5 et une anisotropie de la résistivité dans le plan $\rho_b > \rho_a$ est clairement visible pour tous les sous-dopés. L'application d'une contrainte, par démaclage, révèle alors une anisotropie du transport électrique et donc une brisure de symétrie de rotation C_4 dans le plan ab . La présence de cette anisotropie pourrait être attribuée simplement à la distortion cristalline, toutefois, l'apparition de l'anisotropie à des températures supérieures à T_S suggère qu'il s'agit d'une réelle phase nématique électronique.

Le ratio d'anisotropie ρ_b / ρ_a varie en fonction de la température et du dopage pour

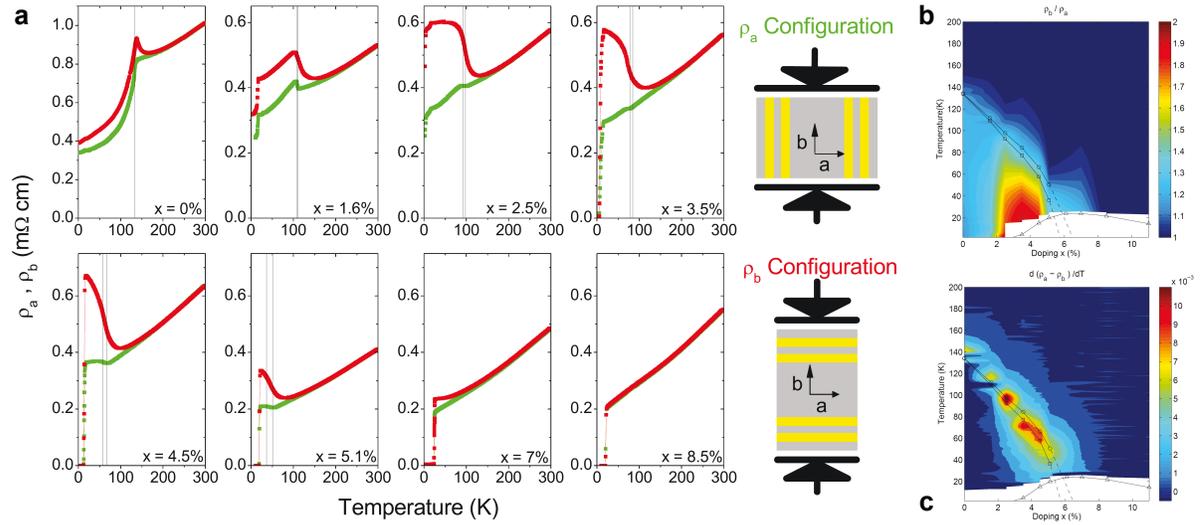


FIGURE 5.5 – **a)** Dépendance en température de la résistivité électrique ρ_a (vert) et ρ_b (rouge) de $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ à plusieurs dopages de $x = 0$ à 0.085. Les transitions structurale T_S et magnétique T_N sont indiquées respectivement par les lignes verticales pleines et pointillées. Les schémas à droite illustrent l'application de la contrainte (flèche noire) par rapport à l'échantillon, aux axes et aux contacts. **b)** Anisotropie de la résistivité dans le plan ρ_b / ρ_a en fonction de la température T et du dopage x . Les transitions structurale, magnétique et supraconductrice sont représentées respectivement par des cercles, carrés et triangles. Le code de couleur indique une anisotropie maximale (rouge ; ≈ 2) pour $0.02 \leq x \leq 0.04$ à basse température. **c)** Différence des dérivées en température de ρ_a et ρ_b ; $d\bar{\rho}_a/dT - d\bar{\rho}_b/dT$ en fonction de T et x , avec $\bar{\rho} = \rho / \rho(300 \text{ K})$. Cette différence est grande lorsque ρ_b montre un caractère isolant ($d\rho_b/dT < 0$) et que ρ_a est métallique ($d\rho_a/dT > 0$). La valeur maximale de cette différence semble longer les transitions structurale et magnétique, tout en étant non nulle pour $T > T_{S,N}$. Figure tirée de la réf. [170].

atteindre une valeur maximale ≈ 2 pour $0.02 \leq x \leq 0.04$ à basse température en bordure du dôme supraconducteur (voir Fig. 5.5). On remarque des valeurs de ratio > 1 (bleu pâle) pour des températures supérieures à la transition structurale T_S . D'ailleurs, le comportement de ρ_b le reflète : linéaire à haute température, ρ_b effectue une remontée pour $T > T_S$, tandis que ρ_a se comporte comme un métal normal en diminuant avec la température. Ces comportements sont exprimés à la Fig. 5.5 par la différence des dérivées en température de ρ_a et ρ_b (normalisées à l'ambiante). Ainsi, la plus forte augmentation dans cette différence se trouve autour des transitions structurale et magnétique.

Un autre élément excluant l'orthorhombicité comme source d'anisotropie de la résisti-

vité est que la première décroît avec le dopage [209] tandis que la seconde augmente (jusqu'au dopage optimal). Ces éléments suggèrent ainsi que le pnicture $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ présente une phase nématique du côté sous-dopé qui, malgré qu'elle en soit distincte, semble être corrélée avec l'apparition d'une phase antiferromagnétique orthorhombique.

Une brisure de symétrie de rotation a aussi été observée dans $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ par mesures de photoémission (ARPES) [210]. Ces mesures détectent une anisotropie électronique planaire par une forte anisotropie de la structure de bande (les orbitales d_{xz} et d_{yz}) au niveau de Fermi (et en-dessous). Cette anisotropie apparaît autour de T_S mais au-dessus de T_N . De plus, des mesures de diffusion de neutrons inélastiques montrent une forte anisotropie des ondes de spin dans BaFe_2As_2 suggérant la présence d'un fluide de spin nématique dans la phase tétragonale qui pourrait causer les anisotropies électroniques observées [211]. Dans un autre matériau très similaire, $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$, la dépendance angulaire du torque montre une anisotropie de la susceptibilité magnétique indiquant une brisure de symétrie de rotation et donc une phase nématique apparaissant à T^* , au-delà de la transition structurale même dans la région non magnétique [212]. Des mesures de microscopie à effet tunnel (STM) dans le pnicture de fer $\text{CaFe}_{1.94}\text{Co}_{0.06}\text{As}_2$ révèlent la présence de nanostructures électroniques unidirectionnelles autosimilaires de dimension $8a_{\text{Fe-Fe}}$, où $a_{\text{Fe-Fe}}$ est l'espacement entre les atomes de Fe [213]. Ces structures ont une dispersion en énergie principalement le long de b et sont séparées par un vecteur d'onde $\vec{q} \cong \pm 2\pi/8a_{\text{Fe-Fe}}$, attendu suite à un repliement de bande dû à une structure périodique de $8a_{\text{Fe-Fe}}$ le long de l'axe a . Ces caractéristiques unidirectionnelles sont typiques d'un ordre nématique. Pour avoir un portrait plus vaste, la réf. [214] présente une revue de plusieurs mesures d'anisotropie électronique planaire observées dans différents pnictures de fer.

5.2.4 Cuprates

Les échantillons de **GaAs / GaAlAs** et de **Sr₃Ru₂O₇** (et de **pnictures** dans une moindre mesure) présentés précédemment sont très purs et cette caractéristique semble critique dans l'observation de phase nématique. Comparés à ces deux systèmes, les cuprates ne sont pas très purs et cela pourrait compliquer la détection de nématicité. Toutefois, certaines mesures présentant des caractéristiques de nématicité dans les cuprates existent et en voici quelques-unes.

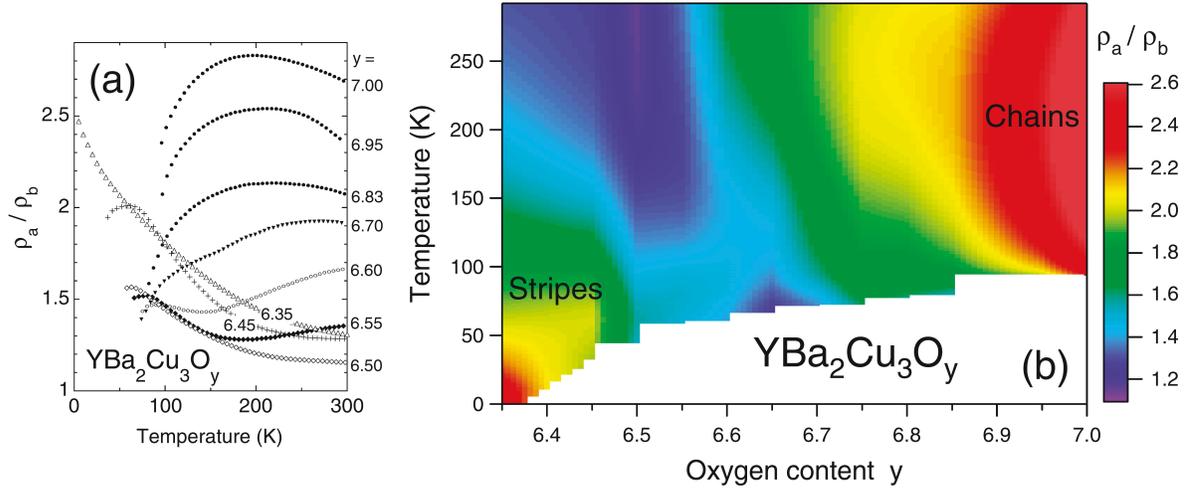


FIGURE 5.6 – a) Dépendance en température de l'anisotropie de la résistivité électrique planaire ρ_a / ρ_b dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ à plusieurs dopages ($6.35 \leq y \leq 7.00$). b) Diagramme de phase, dopage (concentration d'oxygène y) - température, en carte de couleurs d'YBCO présentant l'évolution de l'anisotropie tracée en a). L'évolution attendue de la contribution des chaînes unidirectionnelles (selon b) de CuO , anisotropie augmentant avec le dopage et la température, est observée. Sous $y \approx 6.6$, cette anisotropie est inversée ; elle diminue lorsque dopage et température diminuent. Ce comportement de l'anisotropie, non associé aux chaînes, doit provenir d'une phase nématique électronique. Les données ayant été mesurées à champ nul, la région blanche correspond à l'état supraconducteur. Figure tirée de la réf. [116].

L'existence d'ordre de rayures (charge et spin) dans les matériaux de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) et $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (LBCO) (voir Section 1.3) est très bien établie [70, 71] et on peut considérer ces phases comme smectiques électroniques. Ainsi, en plus de briser la symétrie de translation, ces phases, sans être des phases spécifiquement nématiques, brisent la symétrie de rotation C_4 vers C_2 localement dans chaque plan (l'alternance à 90° d'un plan par rapport à l'autre donne toutefois une isotropie globale des plans). En fait, dans cette famille de matériaux, une légère inclinaison de l'octaèdre d'oxygènes dans la structure cristalline LTT produit un potentiel brisant la symétrie et provoque l'établissement statique et longue portée de la phase smectique.

Une preuve d'ordre nématique qui entre bien dans le contexte de ce qui a été présenté plus haut consiste en la mesure d'anisotropie de la résistivité électrique, $\rho_{aa} > \rho_{bb}$, dans YBCO (et dans LSCO) sur une large gamme de températures et de dopages [116]. Avant

d'expliquer ce résultat, il est important de rappeler la structure cristalline particulière d'YBCO. Les cristaux d'YBCO possèdent une structure orthorhombique accentuée par la présence de chaînes unidirectionnelles de CuO le long de l'axe b . Dans le contexte d'une détection de nématicité par anisotropie, cette structure donne l'avantage d'agir comme champ brisant la symétrie et alignant les domaines nématiques. Cependant, l'anisotropie qu'on peut mesurer doit nécessairement provenir, du moins en partie, de cette orthorhombicité. Pour déterminer si une anisotropie détectée provient de la structure cristalline ou du fluide électronique, on peut regarder la dépendance en température de l'anisotropie. Étant donné qu'YBCO ne subit pas de transition structurale dans la gamme de température d'intérêt ($T < 300$ K), une anisotropie faible et peu dépendante en température sera attribuée à l'orthorhombicité, alors qu'une anisotropie grande et fortement dépendante en température apparaissant sous une certaine température critique pourra plutôt être associée à une phase nématique électronique. De plus, la dépendance en dopage peut nous informer, car l'orthorhombicité augmente avec celui-ci, alors l'observation d'une anisotropie qui croît lorsque le dopage diminue ne peut être associée aux chaînes et doit provenir d'un ordre nématique.

Pour revenir aux résultats d'Ando *et al.* [116], ceux-ci ont mesuré la résistivité électrique ρ en fonction de la température dans les deux directions a et b du plan de CuO_2 (par conséquent, sur des cristaux démaclés) et ont observé que systématiquement, sur la large gamme de dopage étudiée ($6.35 \leq y \leq 7.00$), ρ le long de a est plus élevée que le long de b (voir Figure 5.6). On doit noter ici que plus les chaînes sont pleines (c.-à.-d. plus la concentration y d'oxygène augmente), plus elles conduisent. Ainsi, dans un contexte où les plans de CuO_2 seraient isotropes ($\rho_{a \text{ plan}} = \rho_{b \text{ plan}}$), la contribution des chaînes ferait chuter $\rho_{b \text{ tot}}$ et introduirait une anisotropie d'origine structurale. D'ailleurs, ils observent une forte anisotropie à haut dopage, $\rho_a / \rho_b \sim 2.5$, causée sans aucun doute par les chaînes [116]. Par rapport à ces chaînes, le fait que leur conductivité électrique diminue lorsque la température diminue explique très bien le comportement similaire de l'anisotropie. Notons que dans le régime sur-dopé, comme nous allons le voir à la Section 5.4 et particulièrement à la Figure 5.19, l'anisotropie de la résistivité est entièrement due aux chaînes.

Ainsi, cette discussion sur les chaînes explique bien pourquoi l'anisotropie de ρ diminue lorsque le dopage diminue. Toutefois, sous $y \approx 6.6$, l'anisotropie commence à augmenter à basse température et d'autant plus lorsque le dopage diminue de telle sorte à créer une

autre région de forte anisotropie, $\rho_a / \rho_b \sim 2.5$, (en rouge) dans le coin inférieur gauche du diagramme de phase en carte de couleur de la Fig. 5.6. Cette augmentation de l'anisotropie de ρ lorsque le dopage, la température et l'orthorhombicité diminuent ne peut être associée à cette dernière et aux chaînes et doit donc provenir des plans de CuO_2 qui hébergent une phase nématique électronique brisant la symétrie de rotation [116]. On peut ajouter que cette anisotropie est aussi observée pour un échantillon non-supraconducteur ($y \approx 6.35$) où l'orthorhombicité est presque négligeable (les constantes du réseau sont $a = 3.871 \text{ \AA}$ et $b = 3.861 \text{ \AA}$, pour seulement 0.26% d'orthorhombicité) [116].

Ces résultats interprétés à l'époque comme une signature d'ordre de rayures conductrices dans un contexte de cristaux liquides électroniques, pourraient en fait tout autant provenir d'une phase nématique ; la mesure en tant que telle montre une brisure de symétrie de rotation importante sans démontrer une brisure de symétrie de translation et ne permet donc pas de distinguer entre les deux options. Toutefois, un scénario d'ordre de rayures à basse température accompagné d'une phase nématique de rayures fluctuantes à plus haute température est très envisageable. On peut finalement ajouter qu'Ando *et al.* [116] ont aussi mesuré une anisotropie, faible à haute température ($T > 150 \text{ K}$) mais qui croît lorsque la température diminue, dans des cristaux de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ non-supraconducteurs démaclés avec $0.02 < x < 0.05$.

Toujours au niveau de la conductivité de la charge, l'observation d'une anisotropie planaire dans la conductivité micro-onde d'YBCO [215] (voir Figure 5.7) constitue un autre signe de brisure de symétrie de rotation et de nématicité dans les cuprates. En effet, ces mesures dans YBCO $y = 6.50$ avec ordre d'oxygène ortho-II dans les chaînes, montrent une forte anisotropie de la conductivité $\sigma_1(T)$ mesurée sous T_c à champ nul (quasiparticules nodales) lorsque le courant est le long de l'axe- a ou l'axe- b , avec $\sigma_{1b} > \sigma_{1a}$. Il faut toutefois noter dans ce cas (une explication suggérée par les auteurs) que la plus grande conductivité le long de l'axe- b pourrait provenir d'une contribution des chaînes conductrices orientées le long de cet axe. De plus, étant donné que les excitations proviennent des régions nodales de la surface de Fermi, elles devraient contenir les deux directions a et b et donc ne pas révéler d'anisotropie à l'échelle macroscopique. Toutefois, la même mesure bi-axiale à un dopage $y = 6.993$ avec ordre ortho-I démontre une faible anisotropie entre σ_{1a} et σ_{1b} . Considérant la conductivité amplifiée des chaînes (parce que plus remplies) à ce dopage comparé à $y = 6.50$, on ne peut attribuer la forte anisotropie à celles-ci. De plus, l'autre différence importante entre les dopages consiste en la présence du

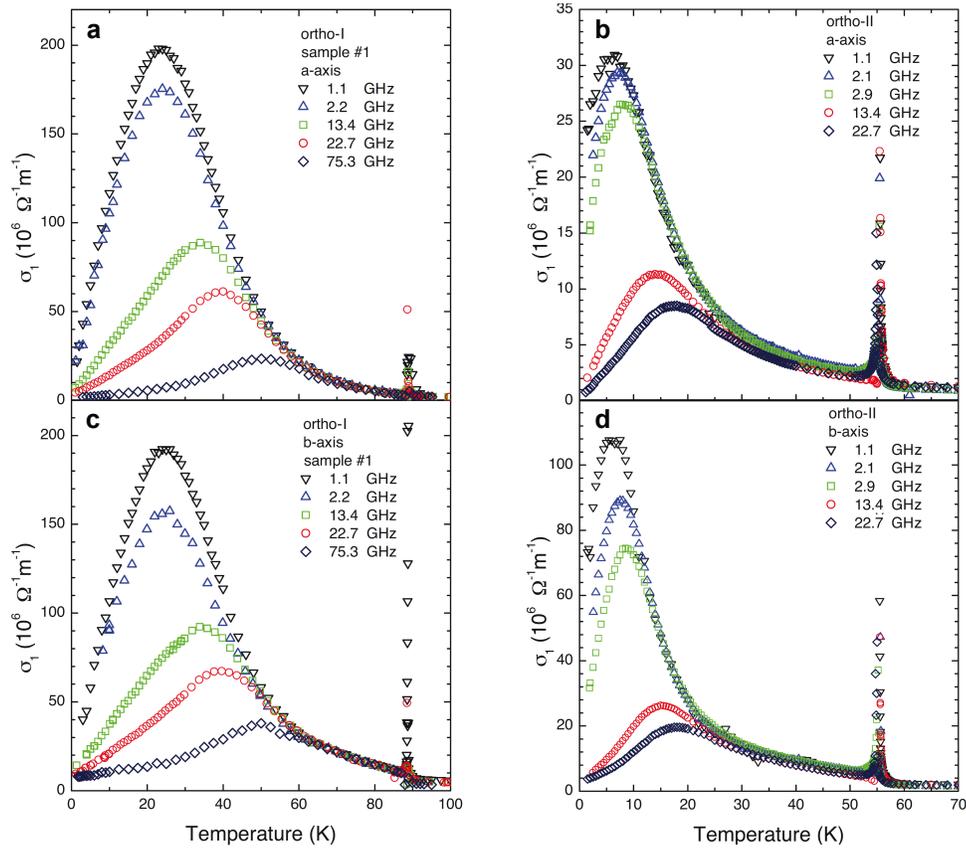


FIGURE 5.7 – Dépendance en température de la conductivité micro-onde σ_1 dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.993}$ (ortho-I, gauche) et $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.50}$ (ortho-II, droite) avec le courant le long de l'axe- a (haut, respectivement panneaux **a** et **c**) et b (bas, panneaux **b** et **d**). Alors que σ_1 semble identique le long de a et b pour ortho I, une grande anisotropie est présente pour ortho-II (au moins un facteur 3 dans l'ordonnée). Figure tirée de la réf. [215].

pseudogap du côté sous-dopé (à $y = 6.50$), qui est fort probablement absent du côté sur-dopé ($y = 6.993$). Ainsi, cette forte anisotropie de la conductivité micro-onde à $y = 6.50$ ne provient pas des chaînes uniaxiales de CuO , mais plutôt de la phase pseudogap qui brise la symétrie de rotation.

Une autre preuve de présence de nématicité dans les cuprates provient de diverses mesures de diffraction de neutrons inélastiques sur YBCO [73, 188, 201, 202]. En particulier, une telle étude sur des cristaux démaclés d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$ ($T_c = 35\text{ K}$) a révélé une anisotropie des spectres magnétiques entre les axes a et b (dans l'espace réciproque) [188]. En effet, les excitations de spins, centrées au vecteur d'onde antiferro-

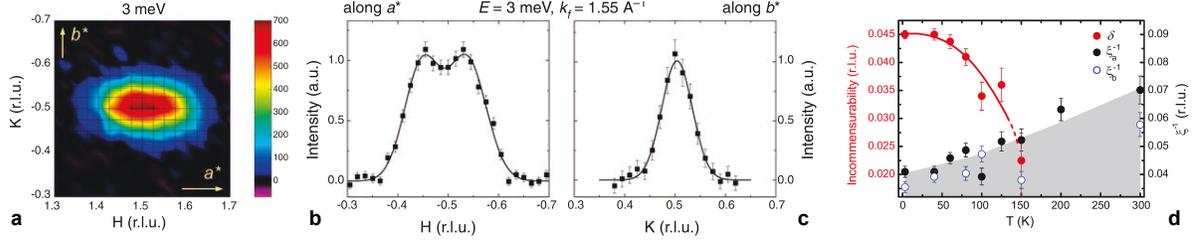


FIGURE 5.8 – Nématicité des excitations de spins par diffraction de neutrons inélastiques dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$. **a)** Carte d'intensité du spectre des excitations de spins autour de $\mathbf{Q}_{\text{AF}} = (\pi/a, \pi/b)$ dans le plan ab à $T = 5\text{ K}$ et 3 meV . Le spectre forme un pic asymétrique indiquant l'anisotropie des excitations le long de l'axe a^* et b^* . **b** et **c)** Balayages le long de a^* et b^* avec lignes noires représentant des ajustements aux données avec une (**c**) ou deux (**b**) gaussiennes centrées en $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_{\text{AF}} \pm (\delta, 0)$. **d)** Évolution en température des paramètres extraits de ces ajustements ; incommensurabilité δ (seulement pour l'axe- a^* , cercles rouges fermés) et largeur à mi-hauteur des pics le long de a^* (ξ_a^{-1} , cercles noirs fermés) et b^* (ξ_b^{-1} , cercles bleus ouverts). L'incommensurabilité commence à croître sous 150 K . Figure tirée de la réf. [188].

magnétique $\mathbf{Q}_{\text{AF}} = (\pi/a, \pi/b)$, forment un pic étroit commensurable le long de l'axe b , alors qu'ils en forment un large le long de l'axe a [188] (voir Figure 5.8). Le profil du large pic le long de a peut être très bien ajusté par deux gaussiennes centrées en $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_{\text{AF}} \pm (\delta, 0)$. L'anisotropie, détectable seulement dans des cristaux démaclés, disparaît à haute énergie et lorsque la température augmente. D'ailleurs, l'incommensurabilité δ se comporte comme un paramètre d'ordre et apparaît à 150 K , comme une transition de phase. Ces mesures de diffraction de neutrons inélastiques montrent clairement que les fluctuations lentes de spin dans les plans de CuO_2 de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$ tendent à s'orienter uniaxialement dans une direction préférentielle sous une température critique de $\sim 150\text{ K}$. L'orthorhombicité du réseau agirait ici comme un champ alignant les domaines incommensurables, permettant ainsi la détection macroscopique. Cette anisotropie importante est une solide preuve de la présence d'une phase nématique électronique dans YBCO.

La spectroscopie par effet tunnel (STM) est une autre sonde qui a révélé de la nématité dans les cuprates [216–219]. Des mesures sur deux cuprates, $\text{Ca}_{1.88}\text{Na}_{0.12}\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ (Na-CCOC, $T_c \sim 21\text{ K}$) et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Dy}_{0.2}\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Dy-Bi2212, $T_c \sim 45\text{ K}$) ont montré que la structure électronique s'ordonne en un état inhomogène qui brise clairement la symétrie de rotation C_4 (ainsi que celle de translation) de la cellule unité [216] (voir Figure 5.9). En effet, ils observent un patron local de période $4a_0$ dans la densité de

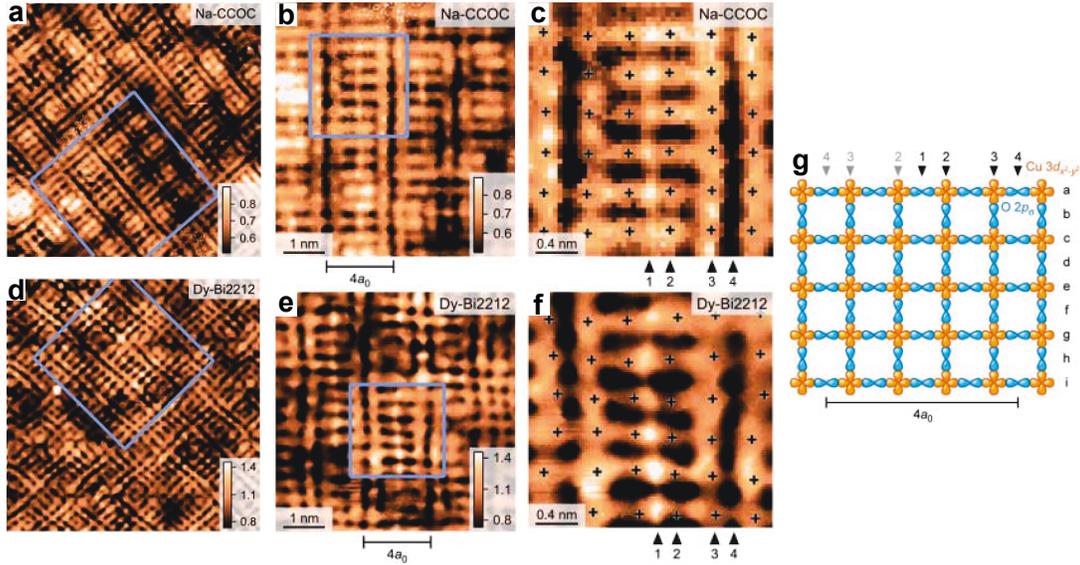


FIGURE 5.9 – Images topographiques du ratio des courants mesurés pour des voltages positif et négatif de ± 150 meV ($R(\vec{r}, V) = I(\vec{r}, z, +V) / I(\vec{r}, z, -V)$) de $\text{Ca}_{1.88}\text{Na}_{0.12}\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ (Na-CCOC, haut) et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Dy}_{0.2}\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Dy-Bi2212, bas). Une grande valeur de R (clair) correspond à un spectre symétrique, tandis que de faibles valeurs de R (foncé) à plus d'asymétrie. **c** et **f** correspondent à des agrandissements des boîtes en bleu des panneaux **b** et **e** qui eux-même sont des agrandissements des boîtes en bleu des panneaux **a** et **d**. **c** et **f** montrent des domaines de période $4a_0$ dans la modulation de la densité de charge avec les croix noires représentant la position des atomes de Cu. Les flèches avec numéro pointent les directions correspondantes à la position des orbitales du Cu et de l'O dans les plans (**g**). Localement, les domaines brisent la symétrie de rotation C_4 dans la densité de charge. Figure tirée de la réf. [216].

charge qui est centré sur les liens Cu-O-Cu. Ce patron forme de petits domaines et ils ne peuvent observer d'ordre à longue portée. Dans le cas de ces deux matériaux, l'absence d'un anisotropie structurale (comme dans YBCO ou Nd/Eu-LSCO) agissant comme un champ brisant la symétrie pourrait expliquer l'absence d'ordre à longue portée.

Comme dernière preuve de nématicité, nous pouvons ajouter la détection d'ordre de charge unidirectionnel par résonance magnétique quadrupolaire (NQR) dans YBCO [83] (voir Section 1.3 et Fig. 1.13). Les profils des lignes de NQR ne peuvent être expliquées que par un seul scénario valable : l'ordre de rayures avec période $4a_0$ se propage dans la direction des chaînes (b) avec une modulation de la charge perpendiculaire le long de l'axe a [83]. La présence d'ordre de charge brise manifestement la symétrie de translation, mais

aussi celle de rotation C_4 avec une direction préférentielle et consiste en un autre élément soulignant l'importance de la nématicité dans les cuprates. Notons que les mesures de rayons X voient une anisotropie planaire d'un facteur ≈ 2.5 dans l'intensité des pics de modulations d'ordre de charge [189].

Pour finir cette section, donnons quelques chiffres des anisotropies électroniques planaires pouvant être calculées à partir des principes premiers selon les anisotropies structurales. Dans la phase LTT de Nd-LSCO à $x = 0.125$, pour un angle d'inclinaison de l'octaèdre d'oxygènes de $\alpha \approx 4-5^\circ$, la relation $t_x/t_y \simeq |\cos(\pi - 2\alpha)|$ donne une anisotropie du terme de saut d'environ $\Delta t/t \sim 1-1.5\%$. Dans le cas d'YBCO, en tenant compte de la structure orthorhombique et des chaînes, des calculs d'approximation par densité locale (LDA) montrent que $t_a < t_b$ et $\Delta t/t \sim 3-4\%$ (voir références dans la réf. [71]). Ces estimations montrent que les faibles déformations de la structure cristalline ne peuvent expliquer à elles seules les anisotropies électroniques majeures détectées jusqu'ici dans les cuprates. Toutefois, il est important de souligner que des calculs montrent le contraire [220, 221].

En effet, des calculs de théorie du champ moyen dynamique cellulaire (CDMFT) et d'approximation d'amas dynamique (DCA) à $T = 0$ utilisant le modèle de Hubbard montrent qu'en présence d'interactions suffisamment élevées pour donner une transition de Mott, la faible orthorhombicité peut amener de grandes anisotropies dans le pseudogap, même sans brisure de symétrie [220]. D'une part, ces calculs montrent une anisotropie du poids spectral $A(\mathbf{k}, \omega = 0)$ au niveau de Fermi entre les directions $(\pi, 0)$ et $(0, \pi)$. Ces anisotropies sont particulièrement plus importantes dans un régime correspondant aux matériaux sous-dopé, soit le pseudogap. Le fait que l'anisotropie disparaisse à haute fréquence suggère le caractère dynamique de cette nématicité. Près du demi remplissage, pour des valeurs de $U \geq 6t$, l'anisotropie de la conductivité DC (calculée à la manière du paramètre d'ordre nématique) augmente vers de grandes valeurs. Ces résultats suggèrent donc que les anisotropies planaires détectées dans les cuprates pourraient provenir des fortes interactions sous une transition de Mott, entre deux types de métaux [222], sans même qu'un ordre brisant la symétrie de rotation soit présent. Des calculs similaires sur un amas plus grand (4×4) et étudiant la dépendance en température montrent que l'anisotropie semble apparaître sous une température T^* , s'apparentant à celle du pseudogap, et qu'elle augmente lorsque la température et le dopage diminuent [221].

Voyons maintenant en détail une autre anisotropie planaire du pseudogap des cuprates qui, par sa grandeur et sa dépendance en dopage et température, constitue l'une des plus convaincantes preuves d'une phase nématique dans ces matériaux.

5.3 Anisotropie de l'effet Nernst dans YBCO

5.3.1 Isotropie de la température pseudogap T^*

Tout comme au chapitre 4, nous avons mesuré l'effet Nernst d'YBCO à plusieurs dopages de $p = 0.08$ jusqu'à $p = 0.18$. La nuance dans ce cas-ci est que l'effet Nernst est maintenant mesuré sur des paires de monocristaux (provenant de la même séquence de croissance donc de dopage identique) démaclés dans les deux directions a et b du plan de CuO_2 . La Figure 5.10 montre l'effet Nernst d'YBCO à $p = 0.12$ à 15 T tracé en ν/T vs T pour un courant de chaleur appliqué dans les deux directions : $\nabla T \parallel a$ (cercles bleus) et $\nabla T \parallel b$ (cercles rouges) (les données complètes des autres dopages sont montrées à l'Annexe C). La Section 4.2.1 nous a montré que l'effet Nernst peut être utilisé pour détecter la température du pseudogap $T^* = T_\nu$ sous laquelle ν/T vs T dévie de la linéarité. La Fig. 5.10 nous permet donc de remarquer qu'à l'intérieur des barres d'erreur, T_ν est le même pour ν_a ($\nabla T \parallel a$) et ν_b ($\nabla T \parallel b$), autrement dit ; $T_{\nu a} = T_{\nu b}$. Le diagramme de phase de la Figure 5.11 montre $T_{\nu a}$ et $T_{\nu b}$ de $p = 0.11$ à $p = 0.18$ et permet de confirmer l'isotropie de T_ν sur l'ensemble des dopages (voir l'Annexe C). Notons que lorsque p augmente, T_ν et T_c se rapprochent et la chute en ν/T s'amenuise rendant plus difficile la détection de T_ν dans ν_a pour $p > 0.17$. Toutefois, la chute de l'effet Nernst semble plus prononcée dans ν_b et permet ainsi d'identifier sans ambiguïté T_ν jusqu'à $p = 0.18$. Allons maintenant étudier plus en détail cette différence d'amplitude du signal entre ν_a et ν_b .

5.3.2 Anisotropie du signal Nernst

L'observation de $|\nu_b| (\nabla T \parallel b) > |\nu_a| (\nabla T \parallel a)$ à la Fig. 5.10 pour un dopage $p = 0.12$ nous amène à approfondir la question de l'anisotropie du signal de Nernst. Ainsi, la Figure 5.12 compare la dépendance en température de ν/T pour $\nabla T \parallel a$ (ν_a cercles bleus)

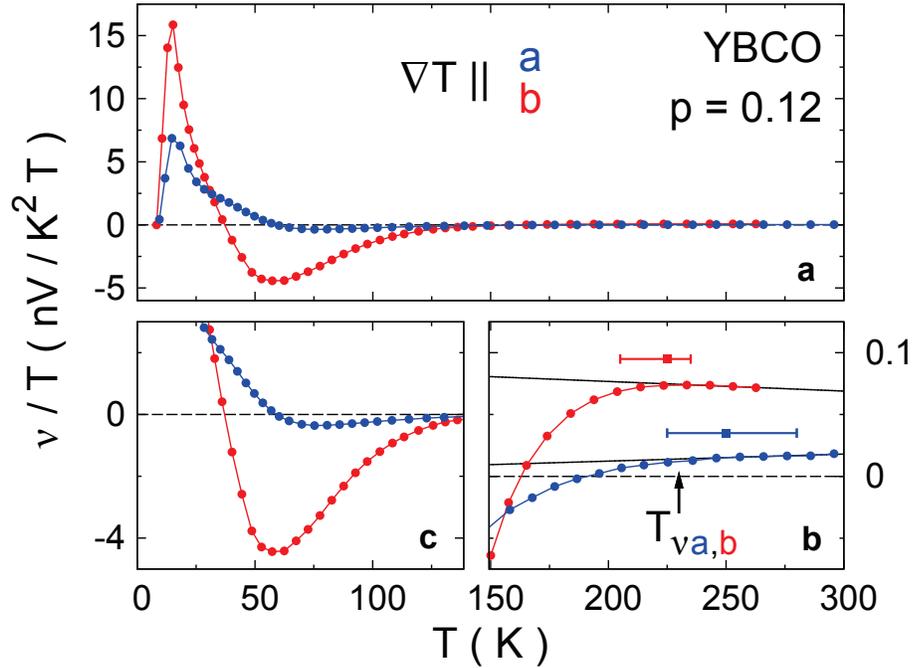


FIGURE 5.10 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.12$ tracé en ν/T en fonction de la température T à $H = 15$ T mesuré avec le gradient thermique ∇T dans les deux directions a (cercles bleus) et b (cercles rouges) du cristal orthorhombique démaclé. Les panneaux **a** et **b** montrent que ν_b ($\nabla T \parallel b$) $>$ ν_a ($\nabla T \parallel a$) (voir Section 5.3.2). Le panneau **c** montre que $T_\nu (= T^*)$ (carré avec barre d'incertitude), température sous laquelle $\nu(T)/T$ dévie de la linéarité, est isotrope, c'est-à-dire identique pour ν_a et ν_b : $T_{\nu a} = T_{\nu b}$ à l'intérieur des barres d'erreur. Les données sont extraites de la réf. [163].

et $\nabla T \parallel b$ (ν_b cercles rouges) pour plusieurs dopages (un par panneau), de $p = 0.08$ à 0.18 . On remarque que l'amplitude du signal de Nernst ν_b est beaucoup plus grande que celle du signal ν_a , particulièrement dans la gamme de température tracée, soit entre ~ 150 K et T_{\min} (température du minimum négatif avant la remonté du signal supraconducteur positif; voir Section 4.3.1). Cette observation est confirmée à tous les dopages mesurés ($p = 0.078, 0.120, 0.132, 0.150$ et 0.177) sauf à $p = 0.180$. Dans ce dernier cas, la présence des chaînes de CuO pleines et très conductrices fait en sorte que ν_a demeure négatif et plus grand que ν_b ce qui vient inverser l'anisotropie. Nous reviendrons plus tard à la Section 5.4 au rôle des chaînes dans l'anisotropie de l'effet Nernst.

Pour mieux apprécier l'évolution en dopage de la grandeur de ν_a et ν_b , la Figure 5.13 trace l'évolution en dopage de la dépendance en température de ν/T pour chaque di-

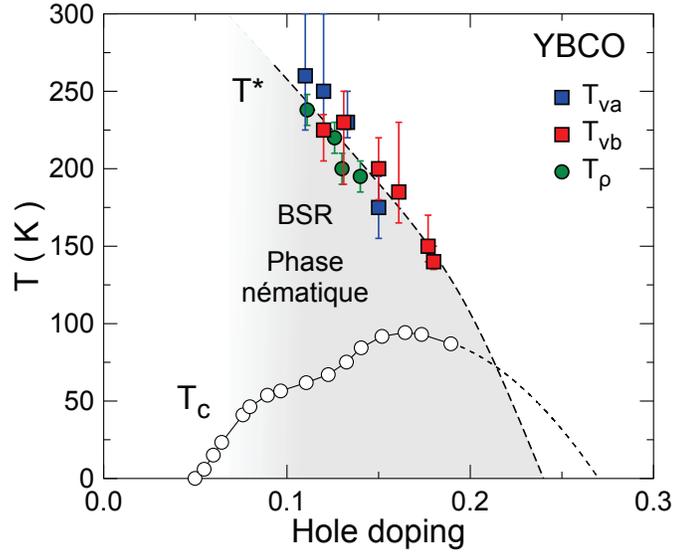


FIGURE 5.11 – Diagramme de phase dopage-température d'YBCO montrant T_{ν} extrait de la mesure avec $\nabla T \parallel a$ (ν_a , carrés bleus) et $\nabla T \parallel b$ (ν_b , carrés rouges). $T_{\nu a} = T_{\nu b}$ à l'intérieur des barres d'erreur. T_{ρ} (cercles verts), définie comme la température où la résistivité $\rho(T)$ dévie de la linéarité et correspondant à la température pseudogap T^* est aussi tracée et tombe en accord avec T_{ν} . Le dôme supraconducteur est borné par T_c (cercles ouverts). La présence des lettres “BSR” (Brisure de symétrie de rotation) et “Phase nématique” sur la figure est justifiée par l'anisotropie a vs b de la grandeur de l'effet Nernst sous T^* (voir Fig. 5.10 et Section 5.3.2). Les données sont tirées de la réf. [163].

rection a et b (une par panneau). On remarque que pour chaque direction, d'une part ν augmente “négativement” lorsque la température diminue (déjà observé dans ce chapitre et au chapitre 4) et d'autre part, qu'il augmente aussi lorsque p diminue. Cependant, la deuxième observation est peut être reliée au fait que lorsque p diminue, l'écart entre T_{ν} et T_c s'accroît, permettant ainsi une augmentation plus importante de ν avant sa remontée positive à T_{\min} associée à la contribution supraconductrice de l'effet Nernst. Toutefois, on remarque que l'amplitude (négative) de l'effet Nernst est plus faible au dopage $p = 0.078$ qu'à $p = 0.12$ pour les deux directions, ce qui va à l'encontre de cette évolution en dopage. Ce changement pourrait être associée à la reconstruction de la surface de Fermi (transition Lifshitz) sous $p = 0.08$ [66]. On note aussi l'amplitude anormalement élevée de ν_a/T du $p = 0.180$, comparée au dopage très similaire 0.177, qui est associée à la très grande conductivité des chaînes de CuO (voir Section 5.4 et Figure 5.20). Malgré tout, la présence d'une échelle d'ordonnée dix fois plus grande pour les données de l'axe

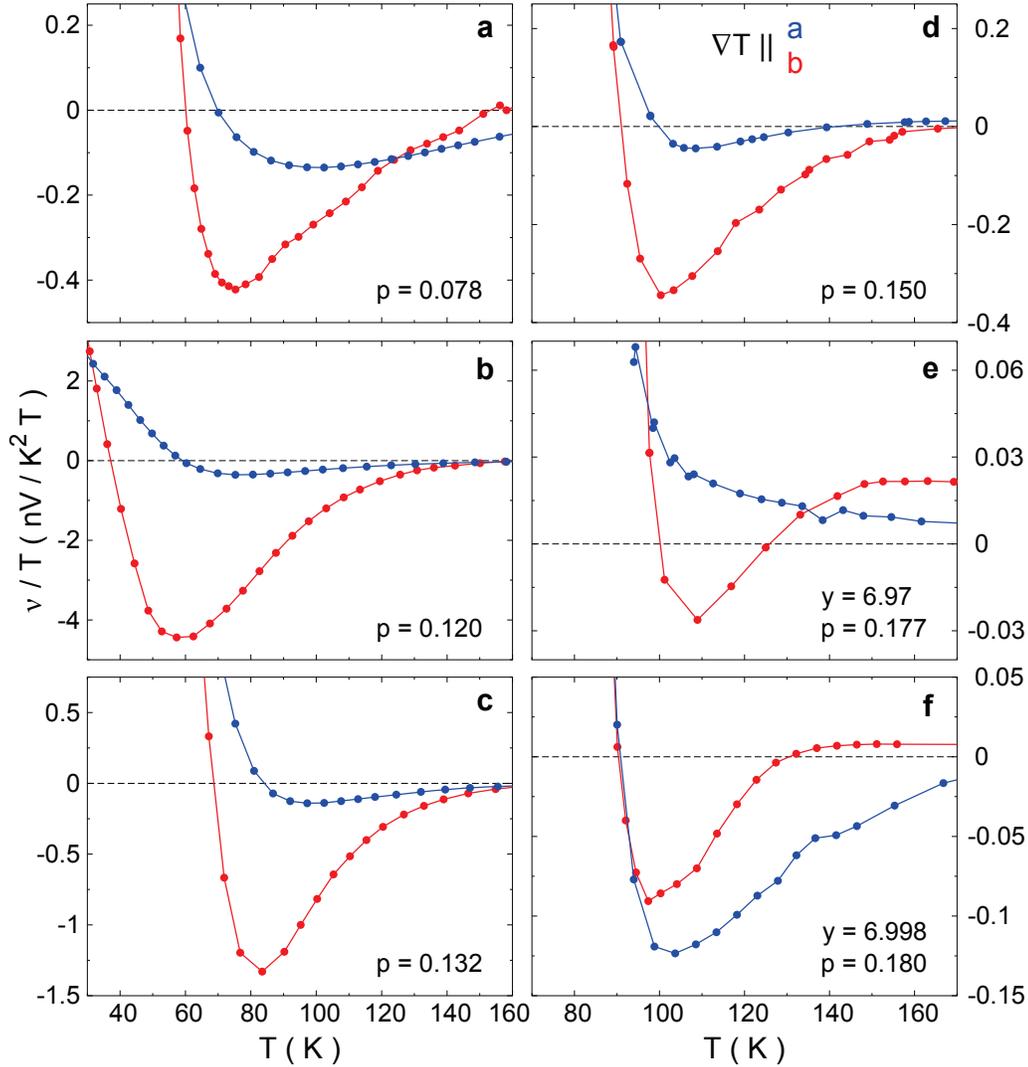


FIGURE 5.12 – **a - f**) Comparaison du coefficient de Nernst d'YBCO, tracé en ν/T en fonction de la température T à $H = 15$ T (10 T pour panneau **c** à $p = 0.132$) mesuré avec le gradient thermique ∇T dans les deux directions a (cercles bleus) et b (cercles rouges) du cristal orthorhombique démaclé à plusieurs dopages (comme indiqué). Pour tous les dopages, $\nu_b (\nabla T \parallel b) > \nu_a (\nabla T \parallel a)$ (sauf à $p = 0.18$, voir texte). Les données sont extraites de la réf. [163].

b confirme sans ambiguïté la présence d'une anisotropie importante présente sous T_ν à tous les dopages.

L'importance de cette différence d'échelle nous amène à tracer à la Figure 5.14 la dépendance en température du ratio ν_b/ν_a pour ces mêmes dopages. On note ici que le

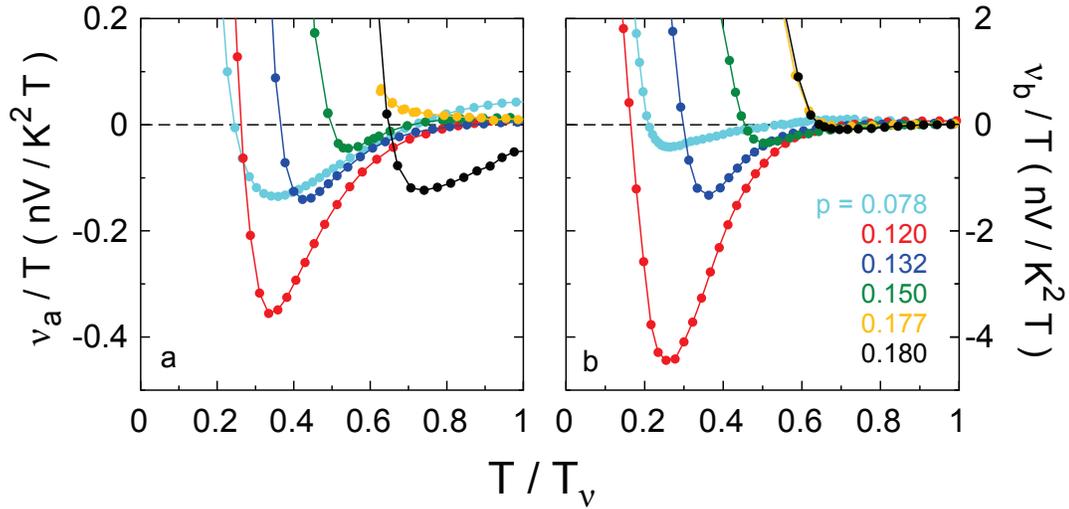


FIGURE 5.13 – **a - b)** Évolution en dopage du coefficient de Nernst d'YBCO tracé en ν/T vs T/T_v à $H = 15$ T (10 T pour $p = 0.132$) mesuré avec le gradient thermique ∇T dans les deux directions a (**a**) et b (**b**) du cristal orthorhombique démaclé. L'anisotropie du signal est clairement visible par l'échelle des ordonnées dix fois plus grande pour l'axe b que pour l'axe a . Les températures T_v utilisées dans la normalisation sont celles tracées à la Fig. 5.11 sauf pour $p = 0.078$ où on a posé $T_v = 285$ K (extrapolation de la Fig. 5.11). Les données sont extraites de la réf. [163].

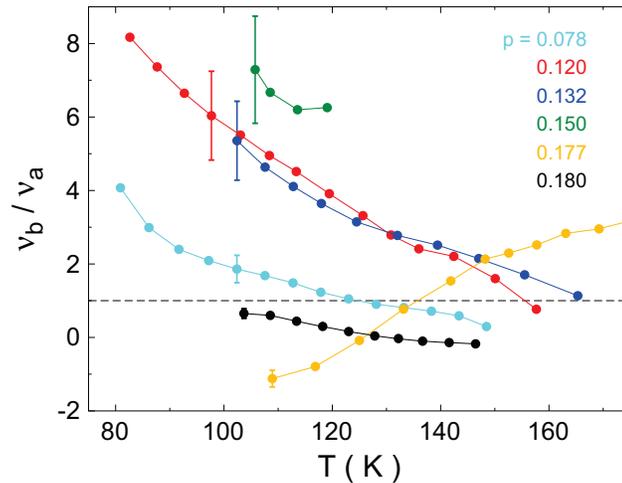


FIGURE 5.14 – Ratio d'anisotropie du coefficient de Nernst ν_b/ν_a d'YBCO en fonction de T à plusieurs dopages (code de couleurs). La barre d'erreur sur la valeur absolue de ν_b/ν_a (montrée à 100 K) provient de l'incertitude respective de $\pm 10\%$ dans ν_a et ν_b .

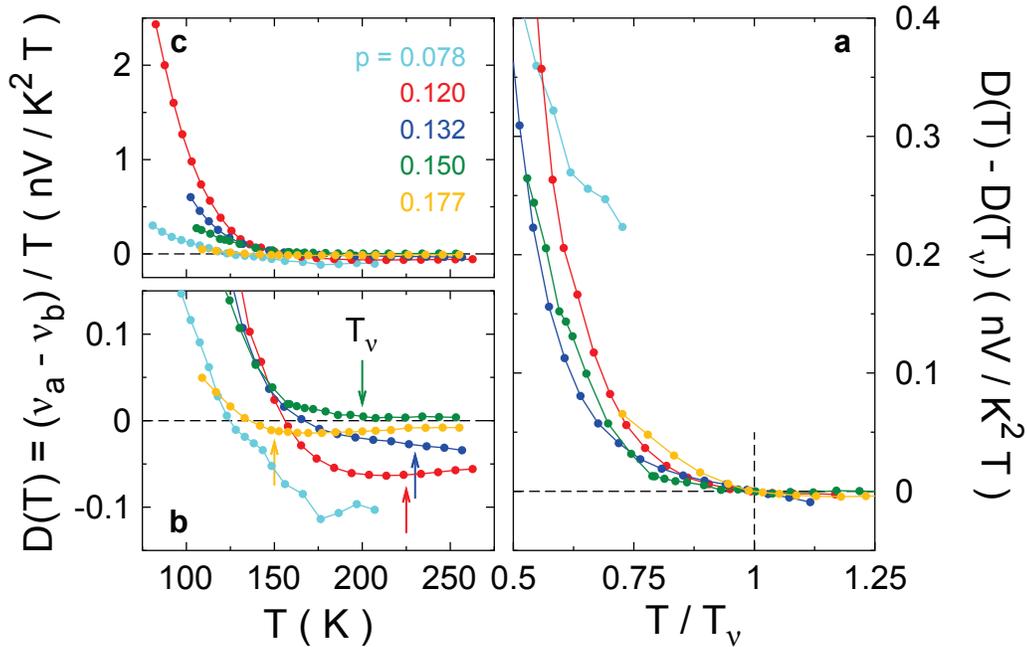


FIGURE 5.15 – **a,b**) Anisotropie en différence du coefficient de Nernst $D(T) \equiv (\nu_a - \nu_b) / T$ d'YBCO en fonction de T à plusieurs dopages (code de couleurs). **b**) $D(T)$ commence à augmenter à T_ν (flèche) et $D(T_\nu) \neq 0$. Cette petite contribution à faible dépendance en température provient des chaînes (voir Section 5.4 et Fig. 5.20). La barre d'erreur sur la valeur absolue de $D(T)$ (montrée à 100 K) provient de l'incertitude respective de $\pm 10\%$ dans ν_a et ν_b . **c**) Anisotropie en différence normalisée à T_ν (axe- b) ; $D(T) - D(T_\nu)$ vs T / T_ν pour les dopages tracés en **a**. On peut voir qu'une anisotropie importante apparaît sous $T_\nu = T^*$ et augmente de manière semblable pour tous les dopages. Pour $p = 0.078$, comme précédemment, on a posé $T_\nu = 285$ K, et extrapolé linéairement $D(T)$ jusqu'à 285 K pour extraire un $D(T_\nu)$ artificiel. La différence pour $p = 0.180$ a été exclue pour des raisons de clarté (voir Fig. 5.20).

ratio n'est pas montré pour les températures où $\nu_a = 0$, et pas non plus sous T_{\min} (on ne considère pas la remontée de ν due au pic SC). On remarque comme tendance que le ratio augmente lorsque la température diminue. Cette tendance ne se retrouve pas pour la paire $p = 0.177$ à cause du comportement si différent de ν_a (reste positif) et ν_b , ainsi que pour celle à $p = 0.18$ à cause de la contribution des chaînes. Le ratio d'anisotropie atteint des valeurs étonnamment élevées de $\nu_b / \nu_a \approx 8$ au dopage $p = 0.120$.

Une autre façon d'aborder l'anisotropie de l'effet Nernst dans YBCO, à part le ratio, consiste à regarder l'évolution en température de la différence $D(T) \equiv (\nu_a - \nu_b) / T$. Cette quantité est tracée à la Figure 5.15 **a** en fonction de la température pour plusieurs

dopages. On observe ainsi que l'anisotropie $D(T)$, non nulle pour toute température, commence à augmenter sous T_ν pour croître de façon importante. Le panneau **b** met d'ailleurs l'accent sur cette augmentation à T_ν (flèches) et sur $D(T_\nu)$. Le fait que $D(T) \neq 0$ à haute température est fort probablement dû à l'anisotropie intrinsèque du réseau (orthorhombicité, chaînes) donnant une contribution non nulle à l'anisotropie non reliée à la physique du pseudogap. Nous reviendrons à cette question à la **prochaine section** et verrons comment départager ces deux contributions à l'anisotropie. Il est donc pertinent de tenter d'extraire la contribution "cristalline" à l'anisotropie totale pour faire ressortir la physique intéressante du pseudogap. Ainsi, la Fig. 5.15 **c** montre la différence normalisée à T_ν : $D(T) - D(T_\nu)$ vs T / T_ν pour les mêmes dopages. On remarque alors que l'anisotropie présentée sous cette forme croît à partir de T_ν de la même manière pour tous les dopages. L'apparition de l'anisotropie importante à $T_\nu = T^*$ la relie probablement à l'ouverture du pseudogap. Nous reviendrons **plus tard** à l'interprétation de cette anisotropie.

Regardons maintenant sous plusieurs formes l'anisotropie en terme de différence $D(T)$ en nous concentrant sur le dopage $p = 0.12$. Comme nous venons de le voir, en plus de s'attarder à la différence brute $D(T)$, on peut aussi considérer la différence par rapport à sa valeur à T_ν ; $D(T) - D(T_\nu)$. La Fig. 5.15 **b** montre que $D(T)$ est linéaire à haute température et cela nous amène à tracer à la Figure 5.16 **a,b** une autre quantité ; $D(T) - D_0(T)$, où $D_0(T)$ correspond à un ajustement linéaire de $D(T)$ au-dessus de T_ν . Cette quantité révèle encore mieux l'anisotropie importante qui apparaît sous T_ν et qu'on associe au pseudogap. On peut aussi tracer ces quantités définies par rapport à la somme $S(T) \equiv -(\nu_a + \nu_b) / T$; $S(T) - S(T_\nu)$ et $S(T) - S_0(T)$, tel que montré à la Fig. 5.16 **c,d**.

La raison pour laquelle on s'intéresse à ces sommes est qu'on peut s'en servir pour exprimer plus clairement l'anisotropie de l'effet Nernst. En effet, la quantité $D(T)$ ne correspond pas à une mesure limpide de l'anisotropie, car elle est dominée par l'augmentation importante du signal de Nernst (ν_a et ν_b) en soi. Ainsi, une façon plus éloquente d'exprimer l'anisotropie est de normaliser la différence par la somme ; $D(T) / S(T) = (\nu_b - \nu_a) / (\nu_b + \nu_a)$. On remarque tout de suite que cette expression possède la même forme que le paramètre d'ordre nématique (dans sa forme résistive) défini à l'équation 5.2. On peut ainsi affirmer que $D(T) / S(T)$ correspond au paramètre d'ordre nématique Nernst d'YBCO. Ce ratio est tracé à la Figure 5.17 et devient grand à basse température, ≈ 0.8 à 90 K, indiquant un fort degré de nématicité (le maximum absolu étant 1). Toutefois, étant donné que $D(T)$ et $S(T)$ passent par zéro autour de 150 K (voir Fig. 5.16 **b,d**),

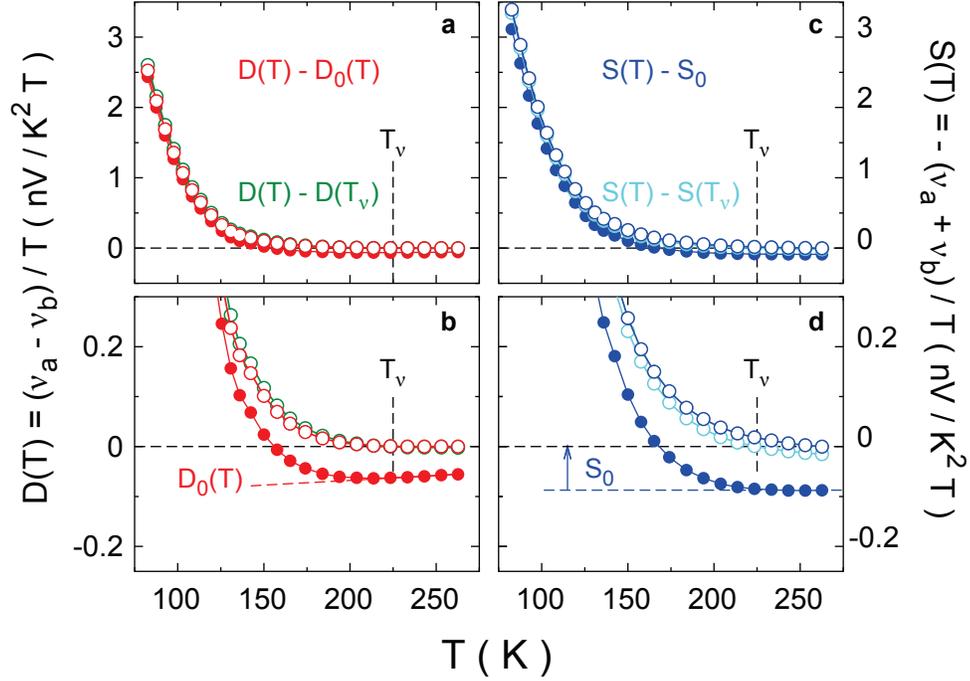


FIGURE 5.16 – Différences et sommes de l’anisotropie de l’effet Nernst d’YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . **a,b**) Anisotropie en différence sous diverses formes : $D(T) \equiv (\nu_a - \nu_b) / T$ (cercles rouges pleins), $D(T) - D(T_\nu)$ (cercles verts ouverts) et $D(T) - D_0(T)$ (cercles rouges ouverts) où $D_0(T)$ correspond à un ajustement linéaire de $D(T)$ au-dessus de T_ν . **c,d**) Anisotropie en somme sous diverses formes : $S(T) \equiv -(\nu_a + \nu_b) / T$ (cercles bleus pleins), $S(T) - S(T_\nu)$ (cercles cyans ouverts) et $S(T) - S_0(T)$ (cercles bleus ouverts) où $S_0(T)$ correspond à un décalage constant en T ramenant $S(T)$ à 0 pour $T \geq T_\nu$.

le ratio $D(T) / S(T)$ devient insignifiant au-dessus de 120 K. Pour contourner le problème, on peut exprimer le ratio en utilisant les valeurs de $D(T)$ et $S(T)$ à T_ν (tels que définis à la Fig. 5.16) ; $(D(T) - D(T_\nu)) / (S(T) - S(T_\nu))$. Alternativement, on peut exprimer le ratio en utilisant les valeurs de $D_0(T)$ et S_0 (tels que définis à la Fig. 5.16) ; $(D(T) - D_0(T)) / (S(T) - S_0)$. La Fig. 5.17 montre aussi ces deux autres versions du ratio. Le paramètre d’ordre nématique Nernst ainsi exprimé est nul à haute température (du moins à l’intérieur de l’incertitude causée par le dénominateur qui tend vers zéro) et commence à augmenter à T_ν . À plus basse température, les différentes versions du ratio sont bien définies et convergent l’une vers l’autre. Une parabole, suivant les données et tombant à zéro à T_ν , est tracée sur la Fig. 5.17 pour insister sur le caractère paramètre d’ordre de cette quantité qui se comporte comme le paramètre d’ordre nématique résistif dans $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ (voir Fig. 5.4). Notons qu’un paramètre d’ordre montre

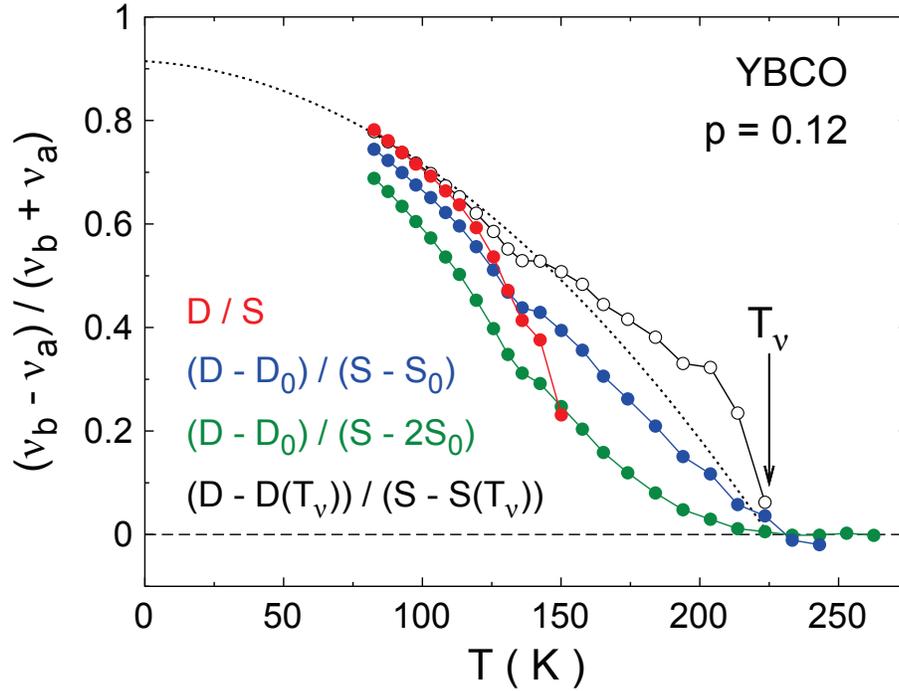


FIGURE 5.17 – Ratio de la différence sur la somme de l’anisotropie de l’effet Nernst d’YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T sous différentes formes. Cercles rouges : $D(T)/S(T) = (\nu_b - \nu_a)/(\nu_b + \nu_a)$. Cercles bleus : $(D(T) - D_0(T))/(S(T) - S_0)$. Cercles verts : $(D(T) - D_0(T))/(S(T) - 2S_0)$, minimisant l’effet du dénominateur négatif. Cercles ouverts noirs : $(D(T) - D(T_\nu))/(S(T) - S(T_\nu))$. Voir Fig. 5.16 pour définitions de $D_0(T)$, S_0 , $D(T_\nu)$ et $S(T_\nu)$. La ligne pointillée noire correspond à une parabole et évoque le caractère paramètre d’ordre nématique du ratio de la différence sur la somme.

normalement une pente infinie à la transition et que dans notre cas, seulement la courbe $(D(T) - D(T_\nu))/(S(T) - S(T_\nu))$ (cercles ouverts noirs) présente une forte pente à T_ν . Toutefois, la dépendance en température de cette anisotropie est assez graduelle et ressemble plus à un “crossover” qu’à une transition de phase standard.

5.4 Indépendance de l’anisotropie de l’effet Nernst par rapport aux chaînes

Comme nous l’avons mentionné plus tôt, le réseau cristallin, par son orthorhombicité et par la présence de chaînes unidirectionnelles de CuO le long de l’axe b , donne une

contribution intrinsèque à l'anisotropie mesurée. Étant donné que nous cherchons à étudier la physique des plans de CuO_2 et à démontrer que ceux-ci apportent une contribution électronique à l'anisotropie mesurée, il devient important d'arriver à isoler cette contribution, ou du moins, de comparer l'amplitude et la dépendance en température et en dopage de ces deux contributions afin de conclure que les chaînes ne sont pas responsables de la grande anisotropie de l'effet Nernst détectée sous T_ν .

Le remplissage des chaînes (dopage), augmente leur conductivité électrique et elles peuvent ainsi devenir très conductrices à haut dopage. C'est d'ailleurs ce qui explique l'anisotropie de la résistivité (à haut dopage) ; $\sigma_b > \sigma_a$ (voir Section 5.2.4). En principe, les chaînes devraient aussi contribuer à l'anisotropie de l'effet Nernst. En effet, lorsqu'on mesure ν_b , le gradient thermique est le long de b et le champ électrique est le long de a . Dans ce cas, la conductivité thermique des chaînes n'étant pas supérieure à celle des plans, les chaînes ne court-circuitent pas le gradient thermique (ni évidemment le champ électrique le long de a) et n'interviennent pas vraiment dans la mesure de ν_b . Toutefois, lorsqu'on mesure ν_a ($\nabla T \parallel a$, $\mathbf{E} \parallel b$), les chaînes viennent court-circuiter le champ électrique des plans (mais pas thermiquement) et donnent un voltage plus faible que la réponse attendue des plans. Cela va dans le même sens que l'anisotropie observée : $\nu_b > \nu_a$. Cependant, les chaînes apportent une contribution négligeable à l'effet Nernst et donc à l'anisotropie observée. Voici quelques arguments le démontrant.

Premièrement, comparons la dépendance en température de l'anisotropie de la conductivité (dominée par la contribution des chaînes) à celle de l'effet Nernst. Dans un régime de dopage intermédiaire à sur-dopé ($y \geq 6.70$; $p > 0.12$), l'anisotropie de la conductivité électrique décroît sous 150 K (voir Fig. 5.6) et est fortement attribuée aux chaînes. Notons que dans le cas plus sous-dopé (chaînes peu remplies), cette anisotropie montre une dépendance opposée en température et est plutôt associée à des rayures de charge, à une phase nématique électronique [116]. En revanche, l'anisotropie de l'effet Nernst augmente lorsque la température diminue, pour tous les dopages mesurés (voir Fig. 5.14). Ces dépendances en température opposées des anisotropies (de σ et ν) rendent incompatible l'association des chaînes à l'anisotropie de l'effet Nernst.

Par rapport à la dépendance en température des anisotropies, on peut rajouter que l'anisotropie de l'effet Nernst, faible et indépendante en température au-dessus de T_ν se met à augmenter de façon importante précisément à cette température (voir Fig. 5.15).

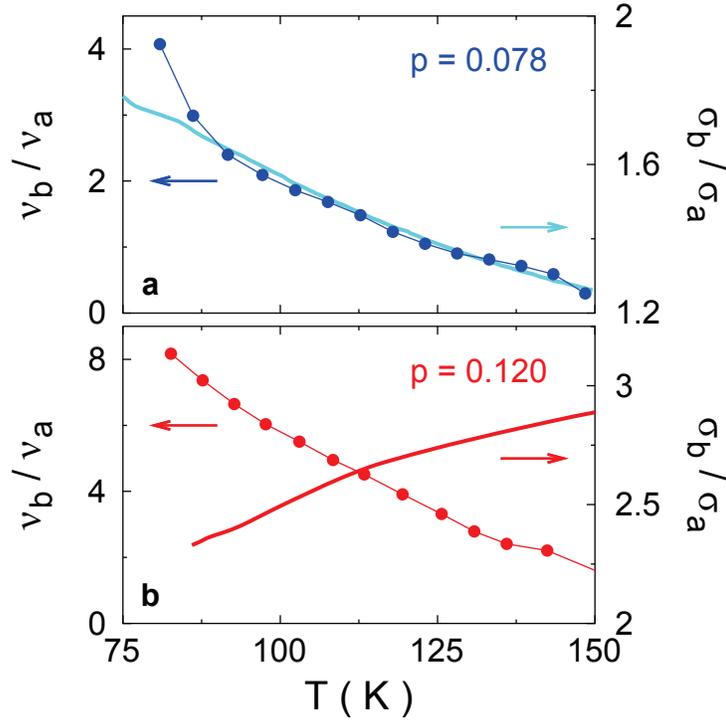


FIGURE 5.18 – Ratio d’anisotropie du coefficient de Nernst ν_b/ν_a (cercles pleins, axe gauche) et de la conductivité électrique σ_b/σ_a (ligne pleine, axe droit) d’YBCO en fonction de T à $p = 0.078$ (a; respectivement bleu et cyan) et $p = 0.12$ (b; rouge). Pour $p = 0.078$, le fait que $\sigma_b/\sigma_a \rightarrow 1$ à haute température montre que la contribution des chaînes y est négligeable. La dépendance en température des anisotropies à 0.078 est comparable (augmente lorsque T diminue) et indique que les chaînes ne sont pas responsables de cette dépendance dans ν_b/ν_a . À $p = 0.12$, les chaînes conduisent et inversent la dépendance en température de l’anisotropie de σ , alors que celle de ν est inchangée. Les données sont extraites de la réf. [163].

À l’opposé, l’anisotropie de la conductivité (voir Figures 5.6 et 5.18) ainsi que la conductivité des chaînes (voir Fig. 5.19 c) semblent insensibles à l’ouverture du pseudogap à $T_\nu = T^*$. Ainsi, il est peu probable que l’anisotropie de l’effet Nernst débutant à T_ν soit causée par les chaînes.

Ensuite, tournons nous vers la dépendance en dopage des anisotropies. Dans un premier temps, nous nous attardons au régime de faible dopage, où les chaînes sont peu remplies et contribuent peu à la conductivité σ_b . En effet, comme on peut le voir à la Fig. 5.18 a, pour $p = 0.078$, le ratio de l’anisotropie de la conductivité tend vers l’unité, ce qui démontre la contribution négligeable des chaînes, et augmente légèrement lorsque

la température diminue. Comme mentionné plus haut, cette évolution correspondrait plutôt à la signature d'une phase nématique brisant la symétrie de rotation [116]. Au même dopage, l'anisotropie de l'effet Nernst montre une augmentation similaire (mais plus grande) lorsque T diminue (Fig. 5.18 a) et appuie cette interprétation nématique. La contribution des chaînes étant négligeable à ce dopage cela implique que l'anisotropie de l'effet Nernst, étant encore significative et importante, n'est pas causée par celles-ci et est plutôt une propriété des plans de CuO_2 .

Regardons maintenant l'évolution de ces anisotropies à dopage intermédiaire à $p = 0.12$ (Fig. 5.18 b). Les chaînes étant plus remplies à ce dopage, elles conduisent mieux et contribuent grandement à l'anisotropie de la conductivité faisant en sorte que celle-ci soit plus grande et possède une dépendance en température opposée à ce qui est observé à $p = 0.078$. D'un autre côté, l'anisotropie de l'effet Nernst à $p = 0.12$ (Fig. 5.18 b) présente le même genre d'augmentation lorsque T diminue que celle observée à $p = 0.078$. Autrement dit, "l'activation" des chaînes, qui dominant alors l'anisotropie de la conductivité, ne semble pas affecter l'anisotropie de l'effet Nernst et cela les exclut comme source importante de cette anisotropie.

Finalement, après avoir regardé l'anisotropie de l'effet Nernst lorsque les chaînes ne contribuent pas, allons voir ce qui se passe à haut dopage lorsque qu'elles sont pleines. Plus précisément, nous allons comparer deux échantillons au dopage très semblable, mais avec une conductivité des chaînes bien différente : $y = 6.97$ ($p = 0.177$) et $y = 6.998$ ($p = 0.180$). Ainsi, en passant d'une densité de lacunes d'oxygène dans les chaînes de 3 % dans le premier à une densité de 0.2 % dans le second, la conductivité des chaînes (σ_b) est augmentée d'un facteur quatre (Fig. 5.19), même si le dopage reste presque identique. La contribution des chaînes à l'anisotropie de la conductivité dans ce régime est alors indéniable.

Toutefois, lorsqu'on regarde l'effet de cette forte augmentation de la conductivité des chaînes sur l'anisotropie de l'effet Nernst, on constate un comportement inverse. En effet, au lieu d'augmenter l'anisotropie habituelle, $|\nu_b| > |\nu_a|$, la différence d'anisotropie $D(T) - D(T_\nu)$ acquiert un fond qui augmente avec la température dans l'échantillon avec $y = 6.998$ (cercles rouges dans Fig. 5.20) et rend cette différence plus petite en-dessous de T_ν que dans l'échantillon avec $y = 6.97$ (cercles bleus). Le fond presque plat au-dessus de T_ν dans l'échantillon 6.97 (et dans tous les autres en fait) montre que les chaînes apportent

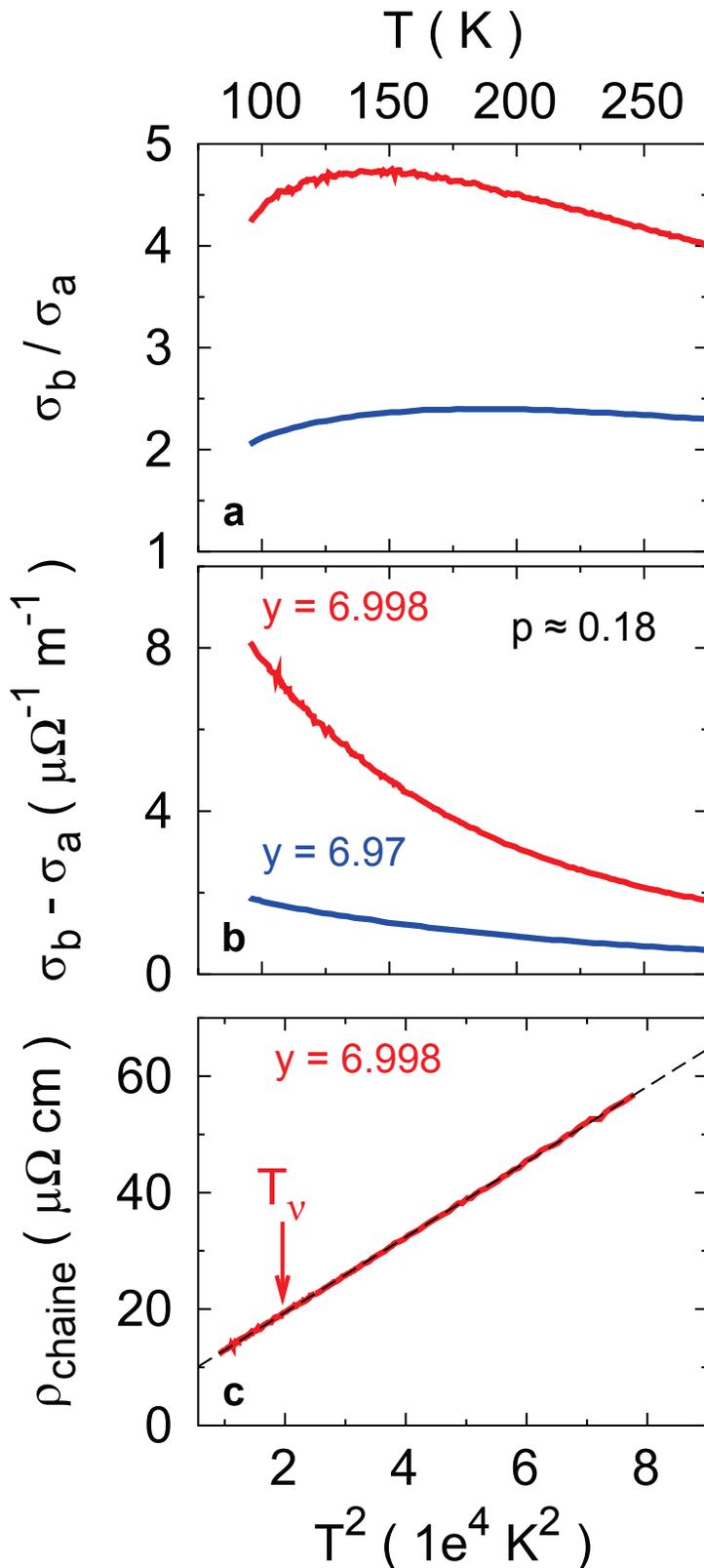


FIG. 5.19 – Anisotropie de la conductivité électrique dans d'YBCO à $y = 6.97$ ($p = 0.177$; bleu) vs 6.998 ($p = 0.180$; rouge). a) Ratio d'anisotropie σ_b / σ_a en fonction de T . La valeur de 4.7 à 150 K dans le 6.998 représente la plus grande anisotropie de σ rapportée et indique le haut niveau d'ordre et de pureté des chaînes dans l'échantillon. b) Anisotropie en différence $\sigma_b - \sigma_a$ en fonction de T . La soustraction de la contribution des plans de CuO_2 à σ_b revient à isoler celle des chaînes. Cette dernière se montre quatre fois plus élevée lorsqu'on passe de 3% (6.97) de lacunes d'oxygène à 0.02% (6.998). c) Résistivité des chaînes $\rho_{\text{chaîne}} \equiv 1/(\sigma_b - \sigma_a)$ dans YBCO avec $y = 6.998$ en fonction de T^2 . La courbe suit parfaitement le comportement T^2 (ajustement linéaire en pointillé) de T_c jusqu'à 300 K [115] sans même dévier à $T_\nu = T^*$ (flèche), indiquant que les chaînes ne sont pas affectées par l'ouverture du pseudogap. Les données sont extraites de la réf. [163].

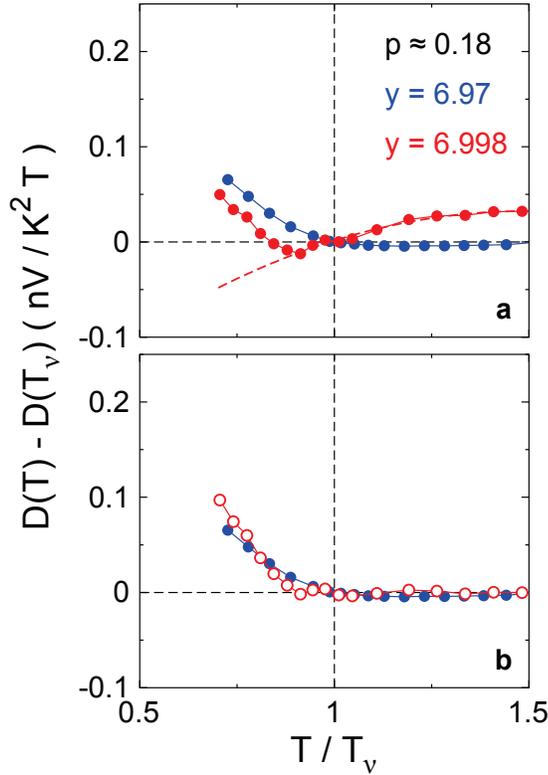


FIGURE 5.20 – Contribution des chaînes à l’anisotropie de l’effet Nernst d’YBCO à $p \approx 0.18$ **a)** Anisotropie en différence $D(T) - D(T_\nu)$ vs T / T_ν , où $D(T) \equiv \nu_a - \nu_b / T$, pour deux échantillons ; $y = 6.97$ ($p = 0.177$; bleu) et $y = 6.998$ ($p = 0.180$; rouge). La comparaison des deux échantillons montre qu’une plus grande concentration d’oxygène dans les chaînes (6.998) réduit l’anisotropie ($D(T) - D(T_\nu)$) sous T_ν , alors qu’elle acquiert un fond qui croît en T (ligne pointillée). La soustraction de ce fond, supposé continu à travers de T_ν (comme la conductivité ; Fig. 5.19c), donne une anisotropie “sans chaînes” (cercles rouges ouverts du panneau **b**) qui suit bien la courbe du 6.97 au-dessus et en-dessous de T_ν . Cet accord montre que les chaînes ne contribuent pas à l’anisotropie importante observée sous T_ν , mais produisent plutôt une anisotropie avec une dépendance opposée en T seulement lorsque les chaînes sont extrêmement conductrices (6.998). Les données sont extraites de la réf. [163].

une contribution négligeable à l’anisotropie de l’effet Nernst au-dessus de T_ν , sauf si elles sont extrêmement conductrices, comme dans l’échantillon 6.998. Pour $T < T_\nu$, nous avons vu plus tôt que $D(T)$ se comporte de manière semblable dans tous les échantillons (Fig. 5.15), c’est-à-dire, l’apparition du pseudogap fait augmenter l’anisotropie. Donc, si les chaînes étaient responsables de cette augmentation, celle-ci serait maximale là où les chaînes sont le plus remplies, comme à $y = 6.998$. Toutefois, la Fig. 5.20 **a** montre

le contraire ; la haute conductivité des chaînes dans 6.998 donne une anisotropie moins grande sous T_ν .

La Fig. 5.20 **b** trace l'anisotropie $D(T) - D(T_\nu)$ pour 6.998 (cercles ouverts rouges) à laquelle le fond provenant des chaînes (courbe pointillée du panneau **a**) a été soustrait. L'hypothèse que le fond provenant des chaînes (courbe pointillée ajustée au-dessus de T_ν) soit continu en-dessous de T_ν est supportée par l'indépendance de la conductivité des chaînes lorsqu'elle croise T_ν (Fig. 5.19**c**). Cette courbe corrigée "sans chaînes" suit alors parfaitement la croissance de l'anisotropie de l'échantillon $y = 6.97$ (cercles bleus). Ainsi, l'anisotropie de l'effet Nernst n'est pas amplifiée par l'augmentation d'un facteur quatre de la conductivité des chaînes à deux dopages presque identiques lorsqu'on compare les échantillons avec $y = 6.97$ et 6.998. L'augmentation de la conductivité des chaînes ne fait qu'ajouter à l'anisotropie déjà existante un fond ayant une dépendance en température opposée. Nous concluons alors que la présence de chaînes conductrices unidirectionnelles le long de l'axe b cristallin dans YBCO ne contribue pas à l'importante anisotropie de l'effet Nernst et que cette dernière est plutôt causée par l'apparition du pseudogap.

5.5 Discussion

Nous venons de prouver que les chaînes de CuO ne sont pas responsables de l'importante anisotropie planaire de l'effet Nernst d'YBCO. N'ayant donc pas une origine cristalline, cette forte anisotropie brisant la symétrie sous rotation C_4 des plans de CuO₂ est plutôt reliée à une phase nématique électronique telle que décrite dans la Section 5.1. D'ailleurs, comme mentionné plus haut, le rapport $D(T) / S(T) \equiv (\nu_b - \nu_a) / (\nu_b + \nu_a)$ s'apparente au paramètre d'ordre nématique de l'équation 5.2 qu'on retrouve dans sa forme résistive dans Sr₃Ru₂O₇ (Fig. 5.4). On peut ainsi affirmer que $D(T) / S(T)$ correspond au paramètre d'ordre nématique Nernst qui, atteignant une valeur de près de 0.8, indique un fort degré de nématicité dans YBCO.

Sans être la cause de la nématicité, les chaînes permettent tout de même son observation. En effet, la faible distorsion cristalline orthorhombique causée par les chaînes brise initialement la symétrie de rotation du réseau et permet de révéler macroscopiquement l'anisotropie des plans. Sans cette distorsion, l'ordre nématique formerait des domaines se moyennant à zéro et empêchant la détection d'une anisotropie macroscopique. Elle agit

en ce sens à la manière d'un champ magnétique dans le plan dans un ferro-aimant ou un métal nématique comme $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ [200], ou comme une contrainte uniaxiale dans le cas du pnicture $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ [170].

Par conséquent, si les chaînes ne sont pas la cause de l'anisotropie de l'effet Nernst, le pseudogap doit nécessairement l'être. En effet, l'anisotropie, tout comme l'effet Nernst en soi, est faible à haute température et commence son augmentation dramatique à T^* pour atteindre des valeurs d'environ un ordre de grandeur plus grande à plus basse température en plein cœur du pseudogap. Cette augmentation synchronisée avec l'ouverture du pseudogap montre que l'anisotropie planaire sous rotation est une propriété de la phase pseudogap et que celle-ci peut être qualifiée de phase nématique. Cette conclusion pouvait être plus ou moins soutenue par les données existantes dans le domaine des cuprates (voir Section 5.2.4), mais devient un constat sans équivoque avec ces mesures d'effet Nernst. Ces dernières montrent d'une part, la plus grande anisotropie planaire dans une propriété physique des cuprates, mais en plus, établissent un lien direct avec le pseudogap comme étant la cause de cette anisotropie par son apparition à T^* . Nous pousserons encore plus loin l'étude de cette anisotropie au [prochain chapitre](#) et verrons comment cette nématicité s'intègre dans l'ensemble.

Ce caractère nématique de la phase pseudogap impose des conditions importantes sur son origine. Un ordre de rayures (et/ou ses fluctuations) pourrait jouer ce rôle. En effet, des modulations unidirectionnelles de la densité de charge et/ou spin formeraient une structure favorisant une direction par rapport à l'autre (a vs b) et brisant ainsi la symétrie de rotation C_4 des plans de CuO_2 . Dans le contexte où une instabilité de Pomeranchuk serait responsable de la phase nématique, l'effet Nernst devient une sonde très sensible aux distorsions de la surface de Fermi et dont l'anisotropie peut clairement révéler le caractère unidirectionnel de l'ordre responsable de la nématicité. D'ailleurs, comme nous les avons décrits à la Section 4.4.2, des calculs d'effet Nernst sur les cuprates ont montré que celui-ci subit une augmentation importante en présence d'un ordre de rayures [178]. Poussant cette étude vers l'anisotropie des coefficients de transport, les mêmes genres de calculs ont montré qu'un ordre nématique engendre une anisotropie plus grande dans ν que dans σ [223]. Étant donné qu'en général une anisotropie de l'effet Nernst à basse température dépend des anisotropies de la surface de Fermi, des vitesses de Fermi (important dans le calcul des coefficients de transport) et du taux de diffusion (non considérée dans cette étude), les auteurs ont considéré un ordre nématique

électronique $d_{x^2-y^2}$ provenant d'une instabilité de Pomeranchuk dans le canal de moment cinétique $l = 2$ ou d'un précurseur d'une phase de rayures [223]. Afin de représenter la distorsion de la structure de bande par l'ordre nématique, ils ont introduit le paramètre d'anisotropie ϵ tel que le paramètre de saut t devienne anisotrope ; $t_{1x,y} = (1 \pm \epsilon/2)t_1$ et $t_{3x,y} = (1 \pm \epsilon/2)t_3$. Ainsi, avec $\epsilon \neq 0$, la symétrie du réseau est brisée de C_4 à C_2 . Ils trouvent alors une forte amplitude et anisotropie de l'effet Nernst pour des valeurs de $-t_2/t_1 < 0.5$ le long de la ligne $t_2 = \mu/4$, correspondant à une singularité de Van Hove au niveau de Fermi. L'explication de l'anisotropie par cette singularité est validée par le fait que les cuprates dopés en trous sont situées autour de $-t_2/t_1 \approx 0.2 - 0.4$ et $\mu/t_1 = -0.5 - 0$, tout près de la singularité de Van Hove. Ces résultats montrent alors que l'anisotropie de $\sigma_{xx,yy}$ est modérée, tandis que celle de $\alpha_{xx,yy}$ est plutôt élevée et ces deux anisotropies se combinent constructivement pour générer une grande anisotropie de $\nu_{xy,yx}$. Notons que les auteurs de la réf. [223] considèrent $\sigma_{xy,yx}$ et $\alpha_{xy,yx}$ isotropes (nous étudierons en détail ces anisotropies et de celle de $\alpha_{xx,yy}$ au chapitre 6). En utilisant une valeur du paramètre d'anisotropie $\epsilon = -0.2$, ils obtiennent un accord semi quantitatif avec les valeurs d'anisotropie expérimentales de la résistivité $\sigma_{yy}/\sigma_{xx} \approx 1.5 - 2$ [116] et de l'effet Nernst $\nu_{xy}/\nu_{yx} \approx 4 - 10$ (présenté dans ce chapitre).

Les fluctuations anisotropes de spin détectées par diffraction de neutrons dans YBCO [188] (voir Section 5.2.4) et formant un ordre de densité de spin statique à basse température (et bas dopage), constituent une source potentielle de la nématocité. On peut aussi ajouter la détection d'ordre de charge unidirectionnel par résonance magnétique à basse température dans YBCO [83] (voir Section 5.2.4) comme cause de la nématocité. L'observation d'ordre de charge par diffraction de rayons X [84,85] à plus haute température, mais tout de même sous T^* , consolide l'importance de cet ordre dans le pseudogap, et l'anisotropie a vs b dans l'intensité des modulations souligne le caractère nématique de cet ordre [189].

Dans le contexte où la phase nématique n'est pas directement causée par des déformations de la surface de Fermi (instabilité de Pomeranchuk), l'approche de "fusion de la phase smectique" (couplage fort) est à privilégier. Dans ce cas, des fluctuations d'un ordre de rayures généreraient la phase nématique (voir Section 5.1). Ainsi, la transformation électronique en température en deux étapes dans YBCO (et les cuprates sous-dopés en général) pourrait être abordée en ce sens (voir Figure 5.21). En effet, on observe une première transformation à T^* , où la symétrie de rotation est brisée, et une seconde à

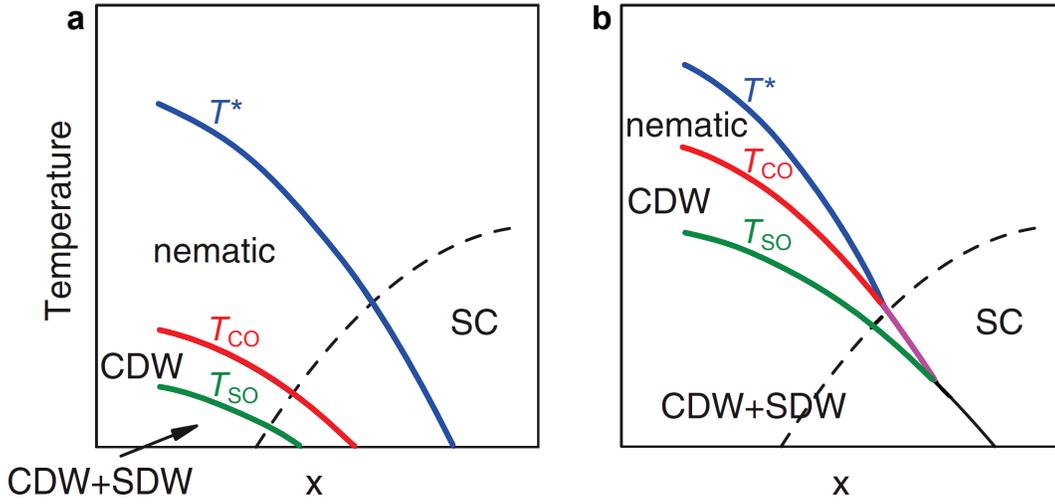


FIGURE 5.21 – Diagrammes de phase schématiques dopage-température (x - T) des transitions nématique (bleu, T^* ; température du pseudogap) et smectique (rouge, T_{CO} ; température de l'ordre de charge (CDW) et vert, T_{SO} ; température de l'ordre de spin (SDW)) qui pourrait s'appliquer aux cuprates. Le diagramme du panneau **a** s'inscrit dans un contexte de couplage fort et celui du panneau **b** pour un couplage intermédiaire, probablement plus pertinent lorsque le dopage augmente. Ces deux diagrammes schématiques sont très similaires au diagramme de phase expérimental de Nd/Eu-LSCO (voir Fig. 4.9). Figure adaptée de la réf. [71].

$T \sim T^*/2$ (T_{CO} par exemple), où la symétrie de translation est brisée (l'ordre apparaît et la surface de Fermi se reconstruit). La première étape serait alors une phase de fluctuations à courte portée, précurseur de l'ordre à plus basse température. Si ce genre de séquence est cohérente avec l'évolution de l'effet Nernst et de son anisotropie (et du transport en général), elle l'est autant avec les fluctuations anisotropes de spin détectées par neutrons dans YBCO à bas dopage [188] qui se stabilisent à basse température pour former une onde de densité de spin statique. Les diagrammes de phase schématiques de la Fig. 5.21 montrant la séquence de transitions entre les phases nématique (sous T^*) et smectique (sous T_{CO} et T_{SO}), sont d'ailleurs très similaires au diagramme de phase expérimental pour Nd/Eu-LSCO (voir Fig. 4.9). Notons toutefois que ces diagrammes schématiques ne reproduisent pas la redescende de T_{CO} et T_{SO} à faible dopage dans Nd/Eu-LSCO.

Kivelson *et al.* [70] apportent un autre exemple de cette séquence dans un autre système. Des études d'ellipsométrie spectroscopique ont montré une forte anisotropie du

tenseur diélectrique dans le manganite $\text{Bi}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ (pour $x = 0.81$) avec une forte dépendance en température près de $T_{\text{co}} = 165 \text{ K}$ [224]. Des études de diffusion Raman ont ensuite montré que l'ordre de rayures magnétiques à longue portée s'établit seulement à plus basse température [225] et suggèrent ainsi que ce manganite présente une transition vers l'ordre en deux étapes, passant d'abord par une phase nématique sous T_{co} . Kivelson *et al.* [70] rappellent d'ailleurs que si les ordres nématique, de rayures de charge et de spin sont présents, la phase nématique doit précéder l'ordre de charge, qui lui-même doit précéder celui de spin [226].

Par rapport à la dépendance en température des transitions, Vojta [71] commente que la structure orthorhombique produit un champ global se couplant linéairement avec l'ordre nématique et quadratiquement avec les ordres de rayures de charge et spin. Ainsi, la transition vers une phase nématique sera arrondie, tandis que la transition vers l'ordre de rayures restera nette. C'est d'ailleurs ce qu'on observe dans YBCO, où l'anisotropie de l'effet Nernst croît graduellement sous T^* tandis que les effets Hall et Seebeck, monotones à haute température, changent de courbure sous T_{CO} pour éventuellement changer de signe. Les cuprates de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) présentent aussi une transition arrondie à T^* (par ρ ou ν), mais plus prononcée sous T_{CO} (R_{H} et S). Le scénario de transitions en deux étapes, fluctuations puis stabilisation (de l'ordre de charge et ensuite de spin), s'appliquent aussi à ces matériaux. Nous allons d'ailleurs voir à la [prochaine section](#), par la détection d'une anisotropie de l'effet Nernst, qu'ils comportent eux aussi une phase nématique dans le pseudogap.

5.6 Anisotropie de l'effet Nernst dans Nd-LSCO

Nous venons de voir que l'effet Nernst d'YBCO montre une forte anisotropie planaire et que par conséquent, la phase pseudogap représente une phase nématique dans ce matériau. Il serait intéressant de voir si cette anisotropie se retrouve dans d'autres cuprates afin de vérifier l'universalité de ce phénomène.

Dans YBCO, un des éléments qui rend possible l'observation macroscopique de l'anisotropie électronique est l'alignement des domaines nématiques par la structure cristalline orthorhombique et les chaînes unidirectionnelles de CuO. Pour retrouver cette anisotropie dans un autre cuprate, il est nécessaire de se tourner vers un matériau brisant initiale-

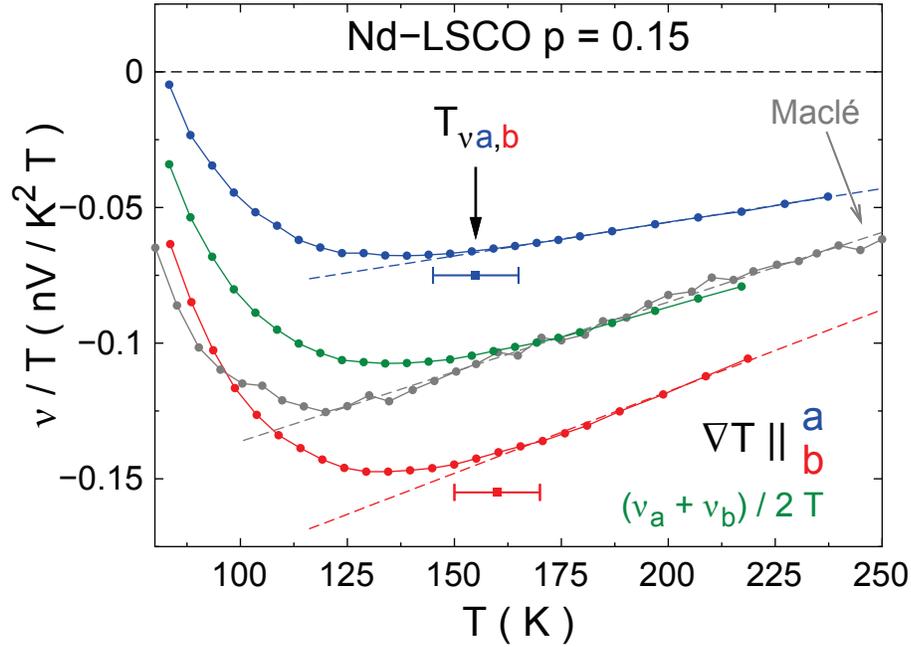


FIGURE 5.22 – Coefficient de Nernst de Nd-LSCO à $x = p = 0.15$ tracé en ν/T en fonction de la température T à $H = 13$ T mesuré avec le gradient thermique ∇T dans les deux directions a (cercles bleus) et b (cercles rouges) du cristal orthorhombique démaclé. ν_b ($\nabla T \parallel b$) $>$ ν_a ($\nabla T \parallel a$) dans le régime de température mesuré. $T_\nu (= T^*)$ (carré avec barre d'incertitude) est identique pour ν_a et ν_b : $T_{\nu a} = T_{\nu b}$ à l'intérieur des barres d'erreur. La courbe verte représente la moyenne des courbes rouge (ν_b) et bleu (ν_a) et montre un bon accord avec les données d'un échantillon maclé de Nd-LSCO $x = 0.15$ [174] (cercles gris).

ment la symétrie de rotation (comme dans YBCO), notamment un cristal possédant une structure orthorhombique. Une famille de cuprate amplement discutée jusqu'ici et qui comporte justement une structure cristalline orthorhombique dans le régime d'intérêt est celle de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO). Nous allons étudier la version dopée (substituée) en Nd, $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO), au dopage en trous de $x = p = 0.15$. Même si ce matériau possède une phase orthorhombique (LTO) pour $T < 400$ K, il ne faut pas oublier la phase tétragonale basse température (LTT) pour $T < 75$ K, où les plans orthorhombiques alternent de 90° le long de l'axe c (voir Section 2.2.3). Cela requiert donc des cristaux démaclés dans les deux directions a et b et mesurés dans l'intervalle $75 < T < 400$ K ; si les échantillons se retrouvent à l'extérieur de cet intervalle, la phase tétragonale fait disparaître le démaclage.

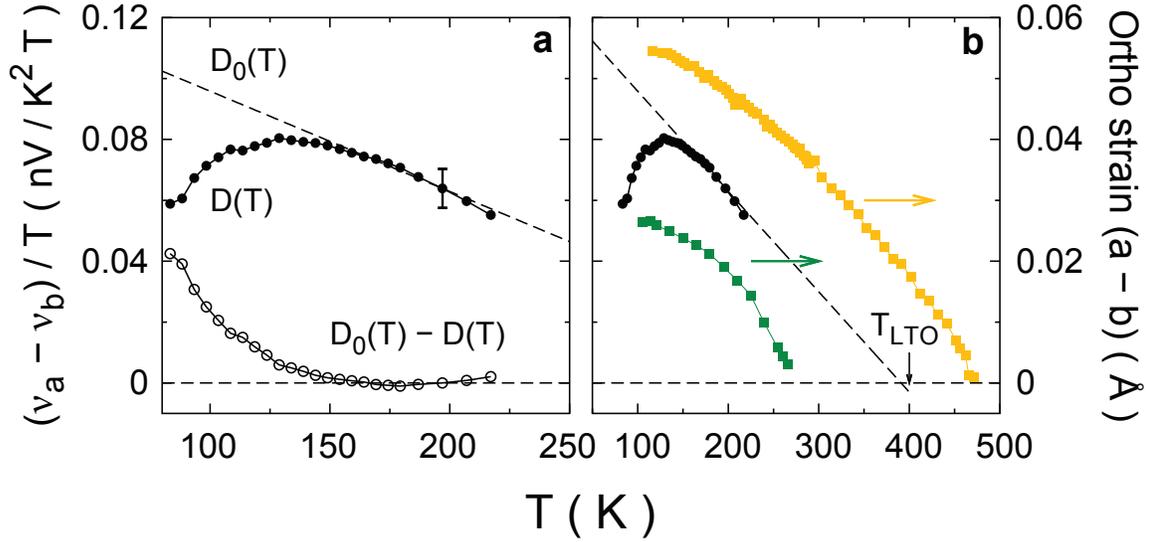


FIGURE 5.23 – **a**) Anisotropie en différence du coefficient de Nernst $D(T) \equiv (\nu_a - \nu_b) / T$ (cercles noirs pleins) de Nd-LSCO à $p = 0.15$ en fonction de T . $D(T)$ est linéaire (ajustement en pointillé) au-dessus de T_ν (flèche) et change de courbure sous celle-ci. La différence entre l'ajustement ($D_0(T)$) et les données montre une anisotropie opposée (cercles noirs ouverts) qu'au-dessus de T_ν : $\nu_a > \nu_b$. **b**) $D(T)$ (cercles noirs pleins) comparé à la différence des paramètres du réseau a et b pour Nd-LSCO [227] avec $y = 0.4, x = 0.20$ (carrés verts) et $y = 0.6, x = 0.15$ (carrés jaunes). La croissance de la différence $a - b$ dans la phase orthorhombique ressemble fortement au fond linéaire de $D(T)$ et supporte sa soustraction (en **a**) pour isoler la contribution électronique à l'anisotropie de l'effet Nernst. $D_0(T)$, le fond linéaire de $D(T)$, extrapolé à 0 à $T \approx 400$ K ; la température d'apparition de la phase orthorhombique (T_{LTO}). La barre d'erreur sur la valeur absolue de $D(T)$ (montrée à 200 K) provient de l'incertitude respective de $\pm 10\%$ dans ν_a et ν_b .

La Figure 5.22 montre l'effet Nernst de Nd-LSCO à $x = 0.15$ à 13 T tracé en ν / T vs T pour un courant de chaleur appliqué dans les deux directions : $\nabla T \parallel a$ (cercles bleus) et $\nabla T \parallel b$ (cercles rouges). La linéarité de ν / T nous permet encore de déterminer $T_\nu = T^*$ et de remarquer que T_ν est le même pour les deux directions ν_a ($\nabla T \parallel a$) et ν_b ($\nabla T \parallel b$) ; $T_{\nu a} = T_{\nu b}$ (à l'intérieur des barres d'erreur). L'accord entre la moyenne des deux courbes ($(\nu_a + \nu_b) / 2T$) (cercles verts) et des données prises sur un échantillon maclé de Nd-LSCO au même dopage (cercles gris) permet de confirmer la crédibilité de la grandeur du signal.

À propos de la grandeur du signal justement, on remarque que dans le régime de température mesuré, $|\nu_b|$ ($\nabla T \parallel b$) $>$ $|\nu_a|$ ($\nabla T \parallel a$), comme dans YBCO. Il y a donc aussi une anisotropie planaire de l'effet Nernst dans Nd-LSCO. L'évolution en température

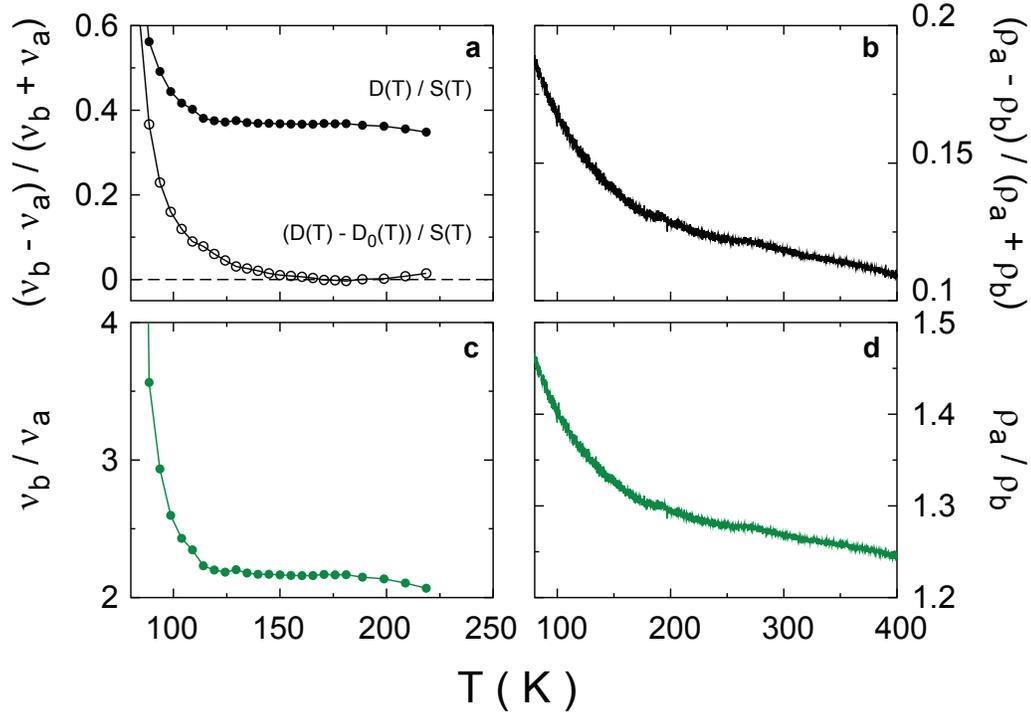


FIGURE 5.24 – **a,b**) Paramètre d'ordre nématique de Nd-LSCO $p = 0.15$ exprimé comme le ratio de la différence sur la somme de l'anisotropie de l'effet Nernst $D(T) / S(T) \equiv (\nu_b - \nu_a) / (\nu_b + \nu_a)$ (cercles pleins noirs) et $(D(T) - D_0(T)) / S(T)$ (cercles ouverts noirs) et pour la résistivité $(\rho_a - \rho_b) / (\rho_a + \rho_b)$ (ligne pleine noire) en fonction de T . $D_0(T)$ correspond à un ajustement linéaire au-dessus de T_ν . **c,d**) Ratio de l'effet Nernst ν_b / ν_a et de la résistivité ρ_a / ρ_b (en vert) de Nd-LSCO à $p = 0.15$.

de la différence $D(T) \equiv (\nu_a - \nu_b) / T$, tracée à la Figure 5.23 **a** montre que l'anisotropie $D(T)$ est significative à toute température, mais qu'elle semble changer de courbure sous T_ν . La comparaison de $D(T)$ et de la différence des paramètres du réseau $a - b$ sur le panneau **b** suggère fortement que ce fond linéaire représente une contribution cristalline à l'anisotropie mesurée. D'ailleurs, ce fond linéaire extrapole jusqu'à zéro à $T \approx 400$ K qui correspond à la température d'apparition de la phase orthorhombique (T_{LTO}) à ce dopage. La soustraction de ce fond linéaire $D_0(T)$ (ligne pointillée) aux données, sur le panneau **a**, montre bien qu'en ne considérant pas cette contribution, l'anisotropie est inversée ; $\nu_a > \nu_b$. Même si la contribution du réseau à l'anisotropie par rapport à celle du fluide électronique semble élevée (comparé à YBCO du moins), le changement de courbure (donc l'inversion de l'anisotropie) de $D(T)$ sous T_ν représente une preuve solide de la présence d'une phase nématique brisant la symétrie de rotation C_4 des plans de

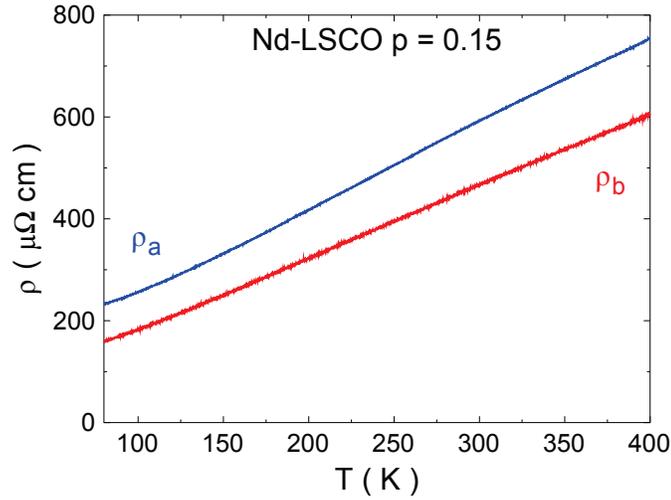


FIGURE 5.25 – Résistivité le long de l'axe a (ρ_a ; bleu) et de l'axe b (ρ_b ; rouge) de Nd-LSCO à $p = 0.15$ en fonction de T . La résistivité est limitée à l'intervalle $80 < T < 400$ K afin de conserver le démaillage des cristaux.

CuO_2 dans la phase pseudogap de Nd-LSCO.

Pour exprimer encore mieux le caractère nématique de l'anisotropie de l'effet Nernst, dont la différence $D(T)$ est dominée par l'augmentation importante du signal de Nernst (comme dans YBCO), on doit considérer le paramètre d'ordre nématique Nernst tel que $D(T)/S(T) \equiv (\nu_b - \nu_a)/(\nu_b + \nu_a)$. Étant donné que la différence et la somme sont aussi largement contaminées par la contribution du réseau, la Figure 5.24 a trace, en plus de $D(T)/S(T)$, $(D(T) - D_0(T))/S(T)$, où $D_0(T)$ correspond à la différence ajustée linéairement au-dessus de T_ν . La Fig. 5.24 c présente quant à elle le ratio brut de ν_b/ν_a , grandement dominé par la contribution cristalline au-dessus de T_ν .

Pour conclure, nous comparons l'anisotropie de l'effet Nernst à celle de la résistivité. La résistivité des deux échantillons, ρ_a et ρ_b , est tracée à la Figure 5.25 dans le même intervalle de température mentionné plus haut. On peut ensuite utiliser ces deux quantités pour en produire deux autres reliés à l'anisotropie : le ratio ρ_a/ρ_b et le paramètre d'ordre nématique $(\rho_a - \rho_b)/(\rho_a + \rho_b)$. Ces deux rapports d'anisotropie de la résistivité sont comparés à la Fig. 5.24 à leur équivalent pour l'effet Nernst. La dépendance en température des anisotropies résistives et Nernst est ainsi comparable, malgré que la grandeur de l'anisotropie résistive soit plus petite que celle de l'effet Nernst, tout comme dans YBCO.

5.7 Résumé du chapitre

Une étude exhaustive de l'effet Nernst dans le cuprate YBCO en fonction du dopage a montré que cette propriété de transport est anisotrope lorsque mesurée dans les deux directions cristallines a et b du plan de CuO_2 . L'ordre nématique électronique a d'abord été introduit en donnant des explications sur son origine, la comparaison avec son analogue classique des cristaux liquides, sa description et son interprétation. Des systèmes présentant une phase nématique ; les systèmes d'effet Hall quantique, le ruthénate $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ et les pnictures de fer, ont été donnés en exemple en décrivant dans quelles circonstances une anisotropie du transport de charge brise la symétrie de rotation. D'autres exemples de nématicité ont ensuite été couverts dans les cuprates.

Avec ce bagage théorique et expérimental en main, l'anisotropie planaire de l'effet Nernst dans YBCO a été présentée en détail en fonction de la température et du dopage. Il a d'abord été constaté que la température du pseudogap détectée par l'effet Nernst, $T_\nu = T^*$ est isotrope, c'est-à-dire la même (à l'intérieur des barres d'erreur) pour une mesure dans les deux directions. L'anisotropie consiste en un signal de Nernst plus grand lorsque mesuré avec le gradient thermique le long de l'axe b que lorsque mesuré le long de a : $|\nu_b| > |\nu_a|$. Cette anisotropie, présente mais faible à haute température, s'accroît et croît sous T^* tout au long du diagramme de phase en dopage. La croissance en température de cette anisotropie prend la forme attendue d'un paramètre d'ordre nématique induit par un champ externe.

La présence de la faible anisotropie à haute température est attribuée aux chaînes unidirectionnelles de CuO du réseau orthorhombique. Il a ensuite été démontré, avec une série d'arguments comparant la dépendance en température et en dopage, que la croissance de la grande anisotropie sous T^* n'est pas due à ces chaînes et qu'il s'agit donc d'une propriété intrinsèque des plans de CuO_2 .

Des mesures semblables sur le cuprate Nd-LSCO au dopage $x = p = 0.15$ montrent également une anisotropie planaire de l'effet Nernst sous T^* . Cette anisotropie est toutefois de grandeur comparable et de signe opposée à celle présente à haute température, attribuée au réseau orthorhombique. On retient que la détection d'une anisotropie dans deux familles de cuprates suggère l'universalité du phénomène.

Cette anisotropie de l'effet Nernst est interprétée comme une brisure de symétrie de

rotation C_4 du plan de CuO_2 exacerbée par le pseudogap (car elle initialement brisée par la structure cristalline). La comparaison avec les systèmes nématiques présentés plus tôt confirme la présence d'un phase nématique dans YBCO. Il est finalement suggéré que la phase nématique serait une phase précurseur de fluctuations des ordres de charge et/ou spin détectés dans les cuprates, dont YBCO. Toutefois, cette hypothèse ne peut être validée en l'absence de mesures de la longueur de corrélations de l'onde de charge sous T^* (et au-dessus de T_{CO}). Ainsi, il demeure possible que l'anisotropie observée dans l'effet Nernst soit une conséquence de la grande susceptibilité nématique électronique dans la phase pseudogap d'un isolant de Mott dopé [220].

Chapitre 6

Test complet de l'anisotropie des coefficients de transport

Suite à la présentation dans le [chapitre précédent](#) d'une anisotropie planaire importante de l'effet Nernst du cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) indiquant une forte anisotropie de rotation apparaissant avec le pseudogap, nous allons étudier dans ce chapitre l'anisotropie planaire de l'ensemble des coefficients de transport du même matériau. L'anisotropie de l'effet Nernst, un coefficient thermoélectrique composite, peut originer des coefficients longitudinaux $(\sigma_{xx}, \alpha_{xx})$ et/ou transverses $(\sigma_{xy}, \alpha_{xy})$. Cette étude vise ainsi la mesure de l'anisotropie de tous ces coefficients afin de voir lesquels présentent une anisotropie électronique planaire importante dans le pseudogap. Afin de s'affranchir de l'incertitude associée aux facteurs géométriques et à la dépendance à l'égard des échantillons, les mesures ont été effectuées sur le même monocristal démaclé et orienté successivement le long des axes b et a cristallins. L'étude révèle l'isotropie de la conductivité de Hall σ_{xy} qui ne viole donc pas la relation d'Onsager en champ magnétique. Les coefficients thermoélectriques longitudinaux (Seebeck α_{xx}) et transverses (α_{xy}) présentent une forte anisotropie et leur dépendances en température permettent d'identifier une température d'apparition de la nématicité T_{nem} et de la reconstruction de la surface de Fermi T_{RSF} , et relie cette reconstruction à l'ordre de charge et au pseudogap. Ainsi, nous suggérons que le pseudogap des cuprates consiste en une phase nématique de fluctuations d'ordre de charge se stabilisant à basse température et reconstruisant la grande surface de Fermi de trous en une surface anisotrope comportant des poches d'électrons et de trous.

6.1 Vers une investigation des coefficients transverses

L'effet Nernst est un coefficient composite qui s'exprime en fonction des différentes composantes des tenseurs de conductivité électrique $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ et thermoélectrique $\overset{\leftrightarrow}{\alpha}$ (voir Section 3.1.2). Ainsi, tel que souligné par Varma *et al.* [228], l'anisotropie de l'effet Nernst peut avoir deux origines :

- (1) Anisotropie des coefficients diagonaux (longitudinaux) : $\sigma_{xx} \neq \sigma_{yy}$ et/ou $\alpha_{xx} \neq \alpha_{yy}$
- (2) Anisotropie des coefficients hors-diagonaux (transverses) : $\sigma_{xy} \neq -\sigma_{yx}$ et/ou $\alpha_{xy} \neq -\alpha_{yx}$.

L'anisotropie de l'effet Nernst peut donc provenir d'une combinaison des anisotropies de ces différentes composantes. Nous pouvons déjà affirmer que (1) est présent dans YBCO par l'anisotropie de la résistivité longitudinale : $\rho_{aa} > \rho_{bb}$ (voir réf. [116] et Section 5.2.4). Toutefois, pour ce qui est de l'anisotropie des autres composantes, les données existantes sur les cuprates ne permettent pas de tirer de conclusions. Voilà donc pourquoi nous chercherons dans ce chapitre à étudier toutes ces composantes et tester leur anisotropie.

6.1.1 Développement des coefficients thermoélectriques

Nous chercherons dans ce chapitre à isoler et tracer les composantes longitudinales et transverses du tenseur thermoélectrique $\overset{\leftrightarrow}{\alpha}$. Rappelons-nous d'abord que l'équation 3.4b permet d'exprimer ce dernier en fonction du coefficient Seebeck et du tenseur de conductivité électrique : $\overset{\leftrightarrow}{\alpha} = \overset{\leftrightarrow}{S}\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$. Pour aller plus en détail, les équations 3.13 expriment les effets Seebeck et Nernst (dont les composantes ci-dessous correspondent aux éléments hors-diagonaux du tenseur Seebeck) en fonction des composantes longitudinales x, y des

tenseurs de conductivité électrique $\overleftrightarrow{\sigma}$ et thermoélectrique $\overleftrightarrow{\alpha}$:

$$S_x \equiv \frac{E_x}{\partial_x T} = \frac{\alpha_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\alpha_{yx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \quad (6.1a)$$

$$S_y \equiv \frac{E_y}{\partial_y T} = \frac{\alpha_{yy}\sigma_{xx} - \sigma_{yx}\alpha_{xy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \quad (6.1b)$$

$$N_x \equiv \frac{E_y}{-\partial_x T} = \frac{\sigma_{yx}\alpha_{xx} - \alpha_{yx}\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \quad (6.1c)$$

$$N_y \equiv \frac{E_x}{-\partial_y T} = \frac{\sigma_{xy}\alpha_{yy} - \alpha_{xy}\sigma_{yy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}. \quad (6.1d)$$

À partir de ces équations, on peut isoler les composantes longitudinales du coefficient thermoélectrique, les termes α_{xx} et α_{yy} . On commence avec l'équation 6.1c pour S_x et on isole α_{yx} :

$$\alpha_{yx} = \frac{\sigma_{yx}\alpha_{xx}}{\sigma_{xx}} - \frac{N_x d}{\sigma_{xx}}, \quad (6.2)$$

où on remplace le dénominateur des expressions 6.1 par $d = \sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}$. On insère l'équation 6.2 dans l'équation 6.1a afin d'isoler α_{xx} :

$$\begin{aligned} S_x d &= \alpha_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy} \left[\frac{\sigma_{yx}\alpha_{xx}}{\sigma_{xx}} - \frac{N_x d}{\sigma_{xx}} \right], \\ S_x d - N_x d \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} &= \alpha_{xx} \left[\sigma_{yy} - \frac{\sigma_{xy}\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}} \right], \\ \alpha_{xx} &= \left[S_x - N_x \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \right] \frac{d}{\sigma_{yy} - \frac{\sigma_{xy}\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}}}, \\ \alpha_{xx} &= \left[S_x - N_x \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \right] \sigma_{xx} \frac{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \end{aligned}$$

$$\alpha_{xx} = S_x \sigma_{xx} - N_x \sigma_{xy} \quad (6.3)$$

On trouve de façon équivalente α_{yy} :

$$\alpha_{yy} = S_y \sigma_{yy} - N_y \sigma_{yx}, \quad (6.4)$$

À partir des mêmes équations 6.1, on peut isoler les composantes hors-diagonales du coefficient thermoélectrique, les termes α_{xy} et α_{yx} . On trouve alors ;

$$\alpha_{xy} = S_y \sigma_{xy} - N_y \sigma_{xx}, \quad (6.5)$$

$$\alpha_{yx} = S_x \sigma_{yx} - N_x \sigma_{yy}. \quad (6.6)$$

Ayant en main les équations 6.3, 6.4, 6.5 et 6.6 pour chaque composante du tenseur thermoélectrique $\overleftrightarrow{\alpha}$, exprimées en fonction des coefficients de transport mesurés ; $\sigma_{xx,yy}$, $\sigma_{xy,yx}$, $S_{x,y}$ et $N_{x,y}$, nous pourrions extraire de ces mesures les coefficients thermoélectriques longitudinaux $\alpha_{xx,yy}$ et transverses $\alpha_{xy,yx}$.

6.1.2 Implications d'une anisotropie des coefficients transverses

Nous avons mentionné plus tôt que l'anisotropie de l'effet Nernst pourrait provenir, entre autres, d'une anisotropie des composantes transverses des tenseurs de conductivité électrique $\overleftrightarrow{\sigma}$ et thermoélectrique $\overleftrightarrow{\alpha}$. De telles anisotropies ne sont pas sans conséquences. La thermodynamique des processus irréversibles entraîne l'existence des célèbres relations de réciprocité d'Onsager [229] qui expriment la symétrie des coefficients reliant linéairement les forces aux courants : $L^{ij} = L^{ji}$ (l'équation 3.3b et la relation de Kelvin en sont des cas particuliers). Sous champ magnétique, les relations de réciprocité d'Onsager prennent la forme suivante [129] :

$$\mathbf{L}^{11}(\mathbf{H}) = \tilde{\mathbf{L}}^{11}(-\mathbf{H}), \quad (6.7a)$$

$$\mathbf{L}^{21}(\mathbf{H}) = T \tilde{\mathbf{L}}^{12}(-\mathbf{H}). \quad (6.7b)$$

$$\mathbf{L}^{22}(\mathbf{H}) = \tilde{\mathbf{L}}^{22}(-\mathbf{H}), \quad (6.7c)$$

où le symbole tilde \sim représente la transposée des coordonnées cartésiennes ($xy \rightarrow yx$ par exemple). Ces relations sont générales et ne dépendent pas de la symétrie du cristal. À partir de la relation 6.7a, en choisissant comme système de coordonnées le transport dans le plan xy avec le champ selon z , on arrive directement à l'égalité $\sigma_{xy}(H) = -\sigma_{yx}(H)$, étant donné que les coefficients hors-diagonaux (transverses) sont antisymétriques en champ ; $\sigma_{yx}(-H) = -\sigma_{yx}(H)$. Cela veut donc dire que l'effet Hall provenant de la mesure

de la tension en y avec un courant électrique le long de x doit être égal en grandeur mais de signe opposé à ce même effet lorsque la tension est mesurée en x avec un courant le long de y . Notre motivation initiale étant de déterminer si l'anisotropie de l'effet Nernst provient d'une anisotropie des coefficients transverses, on voit tout de suite que si c'est le cas, cela indique une violation des relations de réciprocité d'Onsager. Une telle violation implique qu'un champ magnétique local (comme dans le cas du ferromagnétisme) brise la symétrie sous inversion du temps. Nos mesures d'anisotropie nous permettront de tester la relation d'Onsager pour la conductivité électrique transverse.

Notons ici que la relation de réciprocité d'Onsager thermoélectrique donne $L_{xy}^{21}(H) = T L_{yx}^{12}(-H)$. Étant donné que nous ne mesurons pas l'effet Peltier Π ($= L^{21} / L^{11}$), nous n'avons pas accès au terme L^{21} et ne pourrons pas tester la validité de la relation d'Onsager thermoélectrique. Ainsi, l'équation 6.7b n'implique PAS la relation $L_{xy}^{12}(H) = L_{yx}^{12}(-H)$. Autrement dit, une inégalité concernant seulement le tenseur thermoélectrique $\overleftrightarrow{\alpha}$ ($= \mathbf{L}^{12}$), telle que $\alpha_{xy}(H) \neq -\alpha_{yx}(H)$ n'implique pas directement une violation des relations d'Onsager, mais plutôt la violation d'une autre relation.

Comme nous l'avons vu à la Section 3.1.3, la solution de l'équation de Boltzmann amène une relation, appelée relation ou formule de Mott [130], entre les tenseurs de conductivité électrique $\overleftrightarrow{\sigma}$ et thermoélectrique $\overleftrightarrow{\alpha}$ (voir éq. 3.21). Cette relation stipule que le deuxième est relié au premier par la dérivée en énergie du premier au niveau de Fermi. Autrement dit, la réponse thermoélectrique est une mesure de la variation de conductivité due à un changement infinitésimal de l'énergie. La relation de Mott s'exprime comme suit :

$$\overleftrightarrow{\alpha} = \left(\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3 e} \right) \frac{\partial \overleftrightarrow{\sigma}}{\partial \epsilon} \Bigg|_{\epsilon = \epsilon_F}. \quad (6.8)$$

Notons que cette relation est aussi valide pour les éléments hors-diagonaux (transverses) des tenseurs en présence d'un champ magnétique. Malheureusement, avec nos mesures de transport, nous ne pouvons tester la relation directement, car nous n'avons pas accès à la dépendance en énergie des propriétés de transport. Toutefois, en combinant la relation d'Onsager, $\sigma_{xy}(H) = -\sigma_{yx}(H)$, et de Mott, $\alpha_{xy} \propto \partial \sigma_{xy} / \partial \epsilon$, on trouve directement qu'on doit avoir l'égalité

$$\alpha_{xy}(H) = -\alpha_{yx}(H). \quad (6.9)$$

Autrement dit, si cette égalité n'est pas respectée, il doit y avoir une violation de la

relation de Mott si la relation d'Onsager $\sigma_{xy}(H) = -\sigma_{yx}(H)$ est respectée, à moins que cette dernière ne soit déjà pas respectée.

6.2 Mesure des coefficients de transports

6.2.1 Justification de la méthodologie

Afin d'extraire l'anisotropie des coefficients de transport d'YBCO, nous devons faire les mesures de ces coefficients (ρ , R_H , S , N) le long des deux directions planaires a et b du cristal orthorhombique. Il est d'ailleurs primordial d'avoir accès à des échantillons démaclés (sans domaines d'orientations différentes). Les mesures de transport électrique et thermoélectrique peuvent être grandement affectées par des différences lorsqu'on passe d'un échantillon à l'autre. Premièrement, les échantillons doivent être au même dopage (même T_c), car les propriétés changent avec le dopage. Ensuite, l'ordre d'oxygène dans les chaînes de CuO doit être le plus similaire possible, car celles-ci ont un impact important sur le transport. Nous avons vu précédemment que $\rho_{aa} > \rho_{bb}$ (voir réf. [116] et Section 5.2.4) et cela s'explique, à fort dopage où les chaînes sont remplies, par la grande conductivité électrique des chaînes orientées le long de b . Les chaînes augmentent aussi la conductivité thermique κ_b . Un autre danger lorsqu'on compare deux échantillons différents est associé à la contamination le long de l'axe- c . En effet, pour les mesures électriques, certains défauts non contrôlés du cristal peuvent faire en sorte que les électrons se déplaçant dans le plan ab passent d'un plan à l'autre le long de c , acquérant ainsi une contribution supplémentaire beaucoup plus résistive de l'axe- c . Ces défauts ou impuretés, tout de même relativement peu présents dans les échantillons de grande qualité d'YBCO provenant de nos collaborateurs de UBC, peuvent aussi piéger des vortex lorsqu'on fait des mesures en champ magnétique et ainsi changer les équipotentielles d'un échantillon à l'autre. Notons que ces rares impuretés n'auront pas d'impact sur la densité de courant thermique (κ , S , N). Pour toutes ces raisons, il est crucial d'utiliser un même échantillon pour les mesures le long des deux directions cristallines a et b afin de s'affranchir de l'incertitude associée à la dépendance à l'égard des échantillons.

Considérant que nous devons prendre le même échantillon, si nous utilisons un échantillon carré à huit contacts (deux sur chaque côté) en le mesurant dans ses deux directions

perpendiculaires, deux autres éléments peuvent venir perturber l'exactitude de l'anisotropie. Tout d'abord, la qualité des contacts, de l'or évaporé dans ce cas-ci, varie d'un échantillon à l'autre, et même d'un contact à l'autre sur le même échantillon. Prenons l'exemple d'un échantillon carré à huit contacts sur lequel un des huit contacts est mauvais ($\sim k\Omega$). Lorsque ce mauvais contact est utilisé pour appliquer un courant de chaleur, le contact mécanique (entre le fil et l'échantillon) et le couplage avec les phonons seront suffisants pour transmettre efficacement la chaleur. Toutefois, lorsque le même échantillon est mesuré dans l'autre direction (axe), ce même contact utilisé pour mesurer un voltage donnera de mauvais résultats. Ainsi, dans ce contexte, lorsqu'on passe d'un axe à l'autre, on peut introduire des différences extrinsèques dans les mesures. L'autre facteur inévitable est relié à l'évaluation précise des dimensions de l'échantillon, ce qu'on appelle le facteur géométrique. Étant donné que les contacts ne sont pas des points infinitésimaux mais ont plutôt une largeur assez importante, il y a toujours une incertitude sur les mesures de transport évaluée à environ 10% et reliée à cette largeur. Ainsi, même en utilisant le même échantillon, nos mesures d'anisotropie vont être contaminées par cette incertitude lorsque les mesures sont faites dans les deux directions. Nous avons réussi à contourner ces deux problèmes, qualité et géométrie des contacts. En effet, les mesures ont été effectuées sur le même monocristal, d'abord avec l'échantillon rectangulaire démaclé dont le côté long est parallèle à l'axe- b cristallin et ensuite, après réorientation des chaînes par démaclage, avec le même côté long cette fois dans la direction de l'axe- a . De cette façon, les mêmes contacts ont été utilisés pour les mesures axe- b et axe- a , rendant accessoire l'uniformité de la qualité des contacts ainsi que la précision de la détermination du facteur géométrique, ce dernier étant le même pour les deux directions.

La force de notre étude réside donc dans le fait qu'on extrait l'anisotropie des coefficients de transport en s'affranchissant de l'incertitude associée aux contacts et à la dépendance à l'égard des échantillons, une première à ce niveau dans les cuprates. L'échantillon en question (voir Figure 6.1 a) est un monocristal démaclé d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ ordonné Ortho-VIII dans les chaînes avec une $T_c = 65.4 \text{ K}$ donnant un dopage en trous $p = 0.119$.

Nous avons testé la reproductibilité en faisant cet ensemble de mesures sur un autre échantillon Fig. 6.1 b), à tout le moins identique, et les résultats sont d'une similarité frappante, autant dans les données brutes que dans l'anisotropie. Les résultats sur l'autre échantillon sont présentés à l'Annexe D.

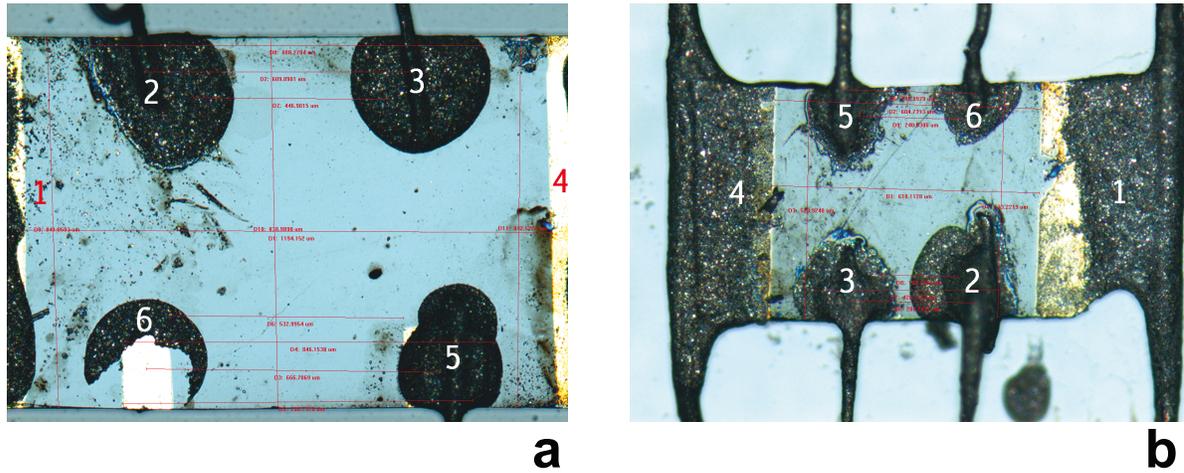


FIGURE 6.1 – Photos des échantillons d'YBCO utilisés dans l'étude d'anisotropie. Les panneaux **a** et **b** représentent respectivement les échantillons P13024-b2 (P13024-a2) et P13024-b3 (P13024-a3), dépendamment de l'axe du courant. Les échantillons sont des monocristaux démaclés d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ ordonnés Ortho-VIII. Pour l'échantillon 2 ; $T_{ca2} = 65.3 \text{ K}$, $T_{cb2} = 65.5 \text{ K}$, $p = 0.119$. Pour l'échantillon 3 ; $T_{ca3} = 66.2 \text{ K}$, $T_{cb3} = 66.5 \text{ K}$, $p = 0.121$. Les numéros 1 à 6 servent à identifier les contacts et les petits caractères rouges indiquent les dimensions en μm entre ces contacts.

6.2.2 Résultats des coefficients de transports

Voici maintenant l'ensemble des résultats de nos mesures de transport effectuées dans les deux directions a et b cristallines. Les mesures ont été faites sous champ magnétique de 16 T afin de maximiser la suppression de la supraconductivité ; $T_c(16 \text{ T}, \rho = 0) = 9.0 \text{ K}$. Ceci étant dit, le régime de liquide de vortex, à ce champ entre ~ 10 et $\sim 40 \text{ K}$ [230], ne permet pas nécessairement d'avoir une mesure exclusivement de l'état normal. La Figure 6.2 présentent la dépendance en température de ces quatre coefficients de transport, ρ , R_H , S et ν , mesurés à 16 T sur notre échantillon d'YBCO $p = 0.12$ (présenté précédemment) le long de l'axe- a (rouge) et b (bleu). Les prochaines sections vont maintenant s'attarder à l'anisotropie de chacun de ces coefficients.

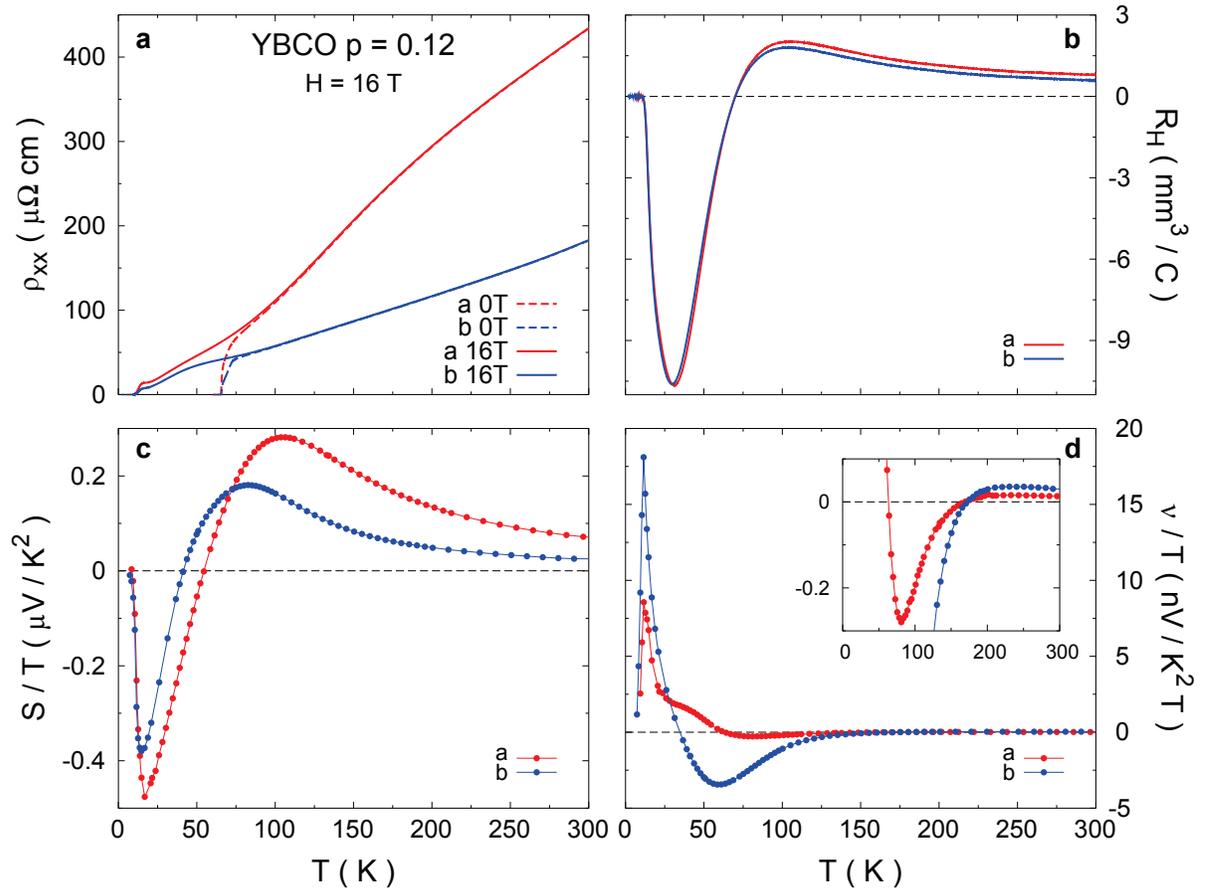


FIGURE 6.2 – Résistivité (ρ , panneau **a**), coefficients de Hall (R_H , panneau **b**), Seebeck (S , panneau **c**) et Nernst (ν , panneau **d**) d'YBCO à $p = 0.12$ le long des axes cristallins a (rouge) et b (bleu) en fonction de la température T sous champ magnétique de 16 T. La résistivité à champ nul est aussi tracée en ligne pointillée.

6.3 Anisotropie de la conductivité longitudinale

Ayant en main tous ces coefficients, nous pouvons maintenant en analyser l'anisotropie. Attardons nous d'abord à la résistivité électrique longitudinale. La Fig. 6.2 **a** montre les deux courbes de résistivité, ρ_{aa} (rouge) et ρ_{bb} (bleu), en fonction de T . On remarque que $\rho_{aa} > \rho_{bb}$ à toute température (comme rapporté précédemment à la réf. [116] et mentionné en Section 5.2.4). La Figure 6.3 trace ainsi le ratio $\rho_{aa} / \rho_{bb} = \sigma_{bb} / \sigma_{aa}$ (à $H = 16$ T) en fonction de la température et le compare au même ratio pour les données publiées d'Ando *et al.* [116] à un dopage similaire (à $H = 0$ T). À haute température,

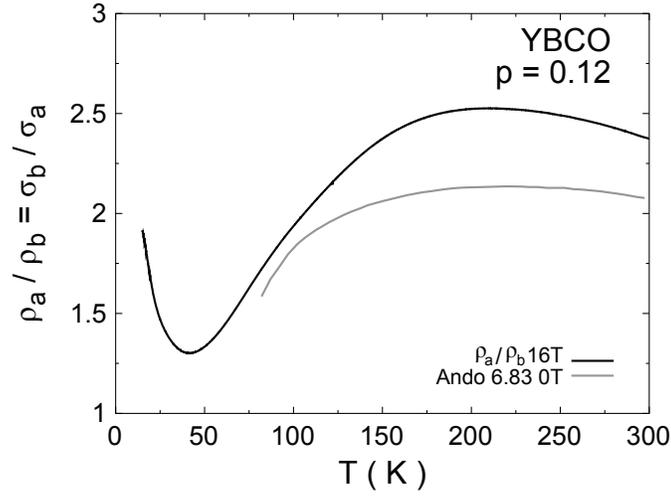


FIGURE 6.3 – Ratio d’anisotropie de la résistivité ρ_{aa} / ρ_{bb} d’YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T sous un champ de $H = 16$ T (courbe noire). Ces données sont comparées avec celles de la réf. [116] pour un dopage similaire à $H = 0$ T (courbe grise) et dont les chaînes sont moins bien ordonnées (ratio plus faible à haute température).

le ratio montre clairement que les chaînes de CuO le long de l’axe- b augmentent fortement la conductivité dans cette même direction. D’ailleurs, dans ce même régime, la plus grande amplitude du ratio pour nos données indique, en faisant abstraction de la légère différence de dopage (< 0.01), que les chaînes sont mieux ordonnées dans notre échantillon que dans celui d’Ando.

Malheureusement, la grande conductivité des chaînes vient masquer l’anisotropie qui nous intéresse ici ; l’anisotropie planaire entre ρ_a et $\rho_{b\text{pl}}$, la résistivité le long de b dans les plans, sans la contribution des chaînes. Tentons donc d’extraire cette anisotropie planaire de la résistivité électrique, en soustrayant la contribution des chaînes. Commençons d’abord par considérer la conductivité électrique σ_a et σ_b . Ces deux quantités, définies comme $\sigma_{xx} = \rho_{yy} / (\rho_{xx}\rho_{yy} - \rho_{xy}\rho_{yx})$, sont tracées à la Figure 6.4 ainsi que la différence entre les deux. Cette différence, que nous appelons σ_{Δ} , devrait correspondre à la contribution des chaînes à la conductivité électrique si l’anisotropie de σ n’était due qu’à celles-ci : $\sigma_{\text{ch}} \equiv \sigma_{bb} - \sigma_{aa}$. Nous avons d’ailleurs vu à la Section 2.1.5 et montré à la Section 5.4 et à la Fig. 5.19 que dans le cas sur-dopé où les chaînes sont complètement remplies, la résistivité des chaînes, définies par l’inverse de cette différence, suit parfaitement une dépendance quadratique en température : $\rho_{\text{ch}} \equiv 1 / \sigma_{\text{ch}} \equiv a + bT^2$. La Figure 6.5 montre

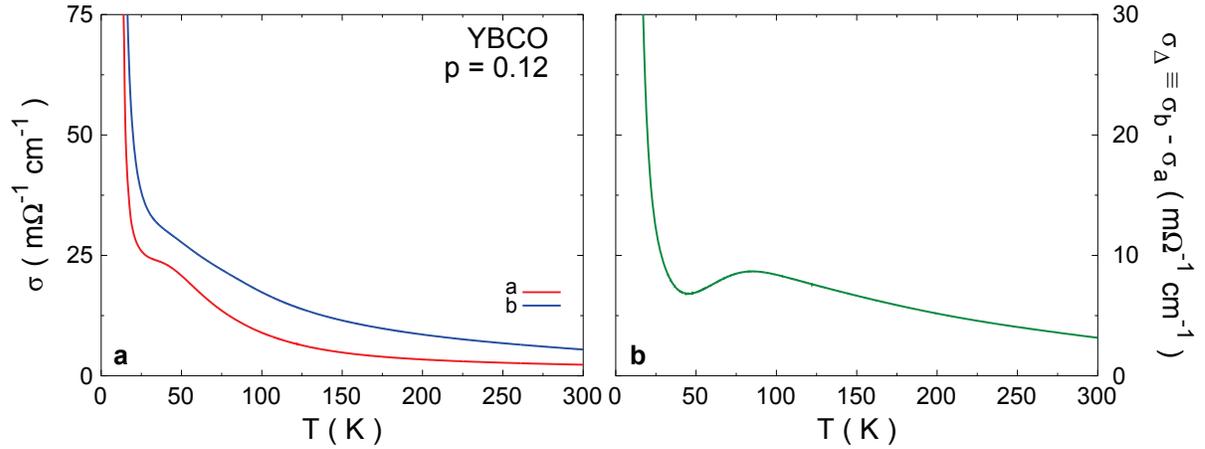


FIGURE 6.4 – Conductivité électrique longitudinale σ d’YBCO à $p = 0.12$ le long de a (rouge) et b (bleu) (panneau **a**), et différence entre les deux ; $\sigma_{\Delta} \equiv \sigma_{bb} - \sigma_{aa}$ (panneau **b**) en fonction de la température T sous champ magnétique de 16 T. S’il n’y avait pas d’anisotropie planaire, σ_{Δ} devrait correspondre à σ_{ch} , la conductivité des chaînes (voir Fig. 6.5).

$\rho_{\Delta} \equiv 1/\sigma_{\Delta}$ ajusté avec une fonction quadratique et on remarque que cette dernière suit très bien les données jusqu’à ~ 100 K où une déviation importante (bosse) entre ces données et la fonction apparaît. Cela indique que la contribution des chaînes n’est pas suffisante pour expliquer l’anisotropie sous ~ 100 K et que les plans doivent faire leur part. Cela indique donc que cette anisotropie des plans apparaît autour de 100 K .

En soustrayant l’ajustement quadratique σ_{ch} de la conductivité totale de l’axe- b , nous obtenons la conductivité uniquement des plans le long de b sans la contribution des chaînes : $\sigma_{b\text{pl}} = \sigma_b - \sigma_{\text{ch}}$. La Figure 6.6 montre cette conductivité (au panneau **a**, et la résistivité en **b**) comparée à celle le long de a et b . On voit ainsi que $\sigma_{b\text{pl}}$ est presque identique à σ_a à haute température.

L’extraction de la conductivité planaire le long de b (débarrassée de sa grande contribution des chaînes) permet alors d’étudier la réelle anisotropie planaire de la conductivité électrique. La Figure 6.7 trace donc le ratio $\sigma_a / \sigma_{b\text{pl}}$ et on remarque d’abord, comme constaté précédemment, qu’il n’y a presque pas d’anisotropie au-dessus de 100 K. Ensuite, on constate que l’anisotropie planaire réelle est inverse à celle concernant $\sigma_{b\text{tot}}$ présentée à la Fig. 6.3. En effet, en considérant la conductivité mesurée, $\sigma_{b\text{tot}}$, celle qui contient les plans et les chaînes, on voit que cette dernière est jusqu’à ~ 2.5 fois plus grande que

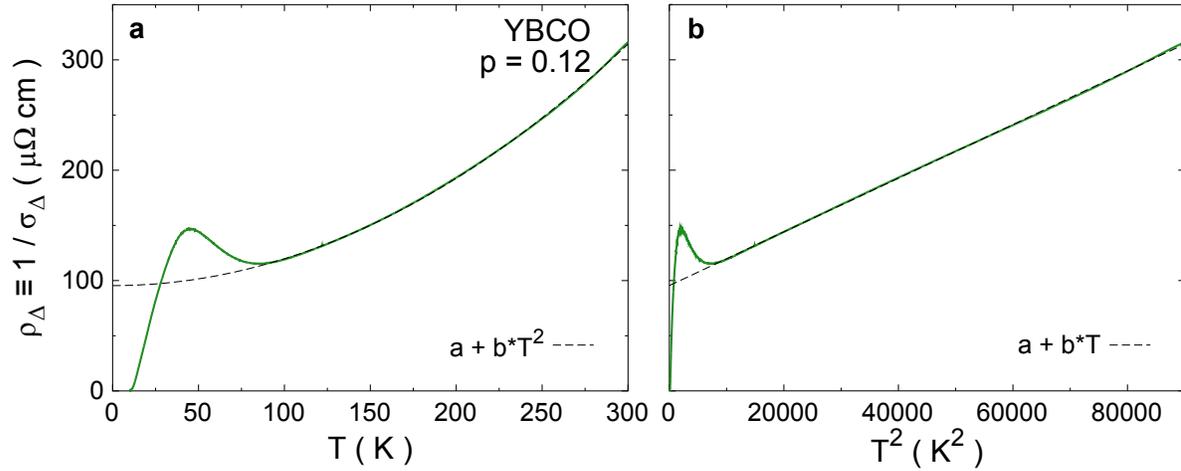


FIGURE 6.5 – Résistivité $\rho_{\Delta} \equiv 1/\sigma_{\Delta} \equiv 1/(\sigma_{bb} - \sigma_{aa})$ d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T (panneau **a**) et T^2 (panneau **b**). Les lignes pointillées représentent, dépendamment de l'échelle de température, des ajustement quadratique ($\rho_{ch} \equiv a + bT^2$) et linéaire ($\rho_{ch} \equiv a + bT$) correspondant à la contribution des chaînes à ρ_{bb} . Les pointillées suivent bien les données, ρ_{Δ} , jusqu'à ~ 100 K, ce qui indique une anisotropie planaire débutant sous $T \approx 100$ K.

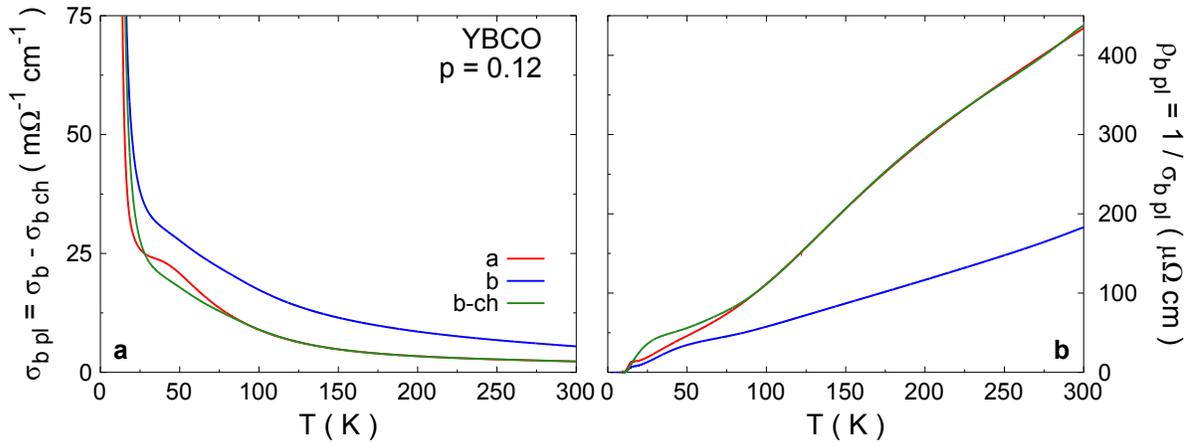


FIGURE 6.6 – **a**) Conductivité électrique des plans le long de b , $\sigma_{b\text{pl}}$ (vert), d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T comparée à la conductivité de l'axe- a (rouge) et de l'axe- b incluant les chaînes (bleu). En enlevant la contribution des chaînes, l'anisotropie semble disparaître sur une large gamme de température; $\sigma_{b\text{pl}} \approx \sigma_a$. Le panneau **b** trace l'équivalent du **a** en résistivité; $\rho_{b\text{pl}} \equiv 1/\sigma_{b\text{pl}}$.

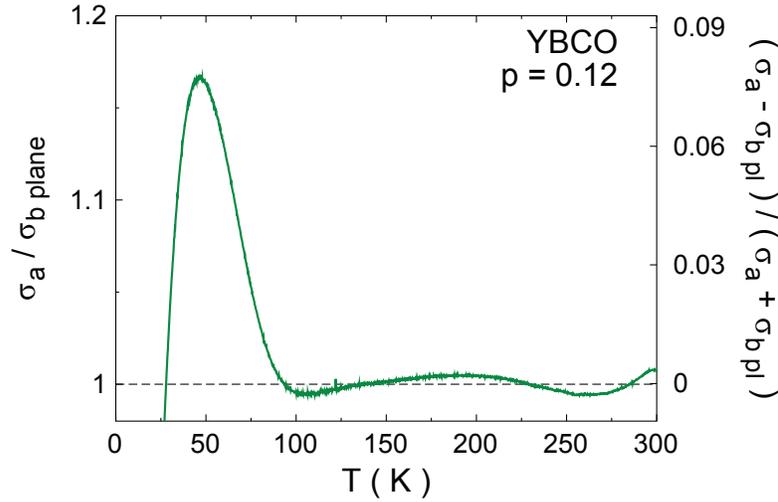


FIGURE 6.7 – Ratio d’anisotropie de la conductivité électrique planaire $\sigma_a / \sigma_{b\text{pl}}$ d’YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . En retirant la contribution des chaînes à σ_b , le ratio d’anisotropie émerge subitement d’un fond ≈ 1 sous 100 K. De plus, ce ratio est inverse et beaucoup plus faible qu’en considérant la conductivité totale σ_b (voir Fig. 6.3). Cette même courbe représente aussi (ordonnée à droite) le paramètre d’ordre nématique : $(\sigma_a - \sigma_{b\text{pl}}) / (\sigma_a + \sigma_{b\text{pl}})$ qui prend des valeurs plutôt modestes.

la conductivité le long de a (Fig. 6.3). Toutefois, lorsqu’on s’attarde à la conductivité planaire le long de b , on remarque qu’elle est plus petite que celle le long de a (Fig. 6.7), donc que de retirer la contribution des chaînes inverse le ratio d’anisotropie de la conductivité. Le ratio $\sigma_a / \sigma_{b\text{pl}}$ est constant autour d’une valeur de 1, de la température ambiante jusqu’à ~ 100 K, où il remonte rapidement pour atteindre une valeur de 1.17 à 47 K et finir par décroître lorsqu’on s’approche de T_c . Ces valeurs de ratio planaire sont d’ailleurs beaucoup plus faibles que dans le cas avec chaînes et encore plus que l’anisotropie de l’effet Nernst (voir Fig. 5.14). Le comportement non-monotone en température du ratio est plutôt intrigant et ce pic sous 100 K peut être attribué à la magnétorésistance, qui dans ce cas, devrait comporter un caractère anisotrope. Nous reviendrons **plus tard** à l’interprétation de l’anisotropie de la conductivité électrique. La courbe de la Fig. 6.7 représente aussi le paramètre d’ordre nématique associé à ces conductivités : $(\sigma_a - \sigma_{b\text{pl}}) / (\sigma_a + \sigma_{b\text{pl}})$ (l’ordonnée à droite), et celui-ci montre de très faibles valeurs.

6.4 Isotropie de la conductivité de Hall

Après avoir étudié l'anisotropie de la **conductivité électrique longitudinale** $\sigma_{aa,bb}$, comparons maintenant la conductivité électrique transverse $\sigma_{ab,ba}$. La Fig. 6.2 **b** montre les deux courbes d'effet Hall, R_{H_a} ($E||a, V||b$, rouge) et R_{H_b} ($E||b, V||a$, bleu), en fonction de T . La Figure 6.8 montre l'équivalent en termes des conductivités transverses $\sigma_{ab,ba}$. Notons, que pour des fins de comparaison, nous avons posé le même signe pour les deux directions, malgré qu'on doive avoir $\sigma_{ab} = -\sigma_{ba}$. On remarque que, sans être totalement identiques, les courbes d'effet Hall sont très semblables à haute température et se rejoignent pour changer de signe à la même température. En effet, malgré de légères différences entre les courbes, elles ont toutes deux la même courbure, et donc le même point d'inflexion, le même maximum et la même température de changement de signe ce qui consolide l'observation d'une isotropie de la conductivité de Hall.

Afin d'approfondir l'investigation de cette faible anisotropie à haute température, la Figure 6.9 **a** trace la différence d'effet Hall $\Delta R_H = R_{H_a} - R_{H_b}$. On remarque alors que cette différence est constante en température jusqu'à environ 125 K où elle se met à chuter pour changer de signe et croître négativement jusqu'à ce qu'elle rejoigne le régime de liquide de vortex. Cela suggère donc que l'essentiel de cette différence est en fait un décalage sans dépendance en température. Un simple décalage pourrait provenir d'une légère différence de dopage entre l'axe- a et b étant donné que R_H diminue lorsque le dopage augmente [231]. En fait, la T_c , donc le dopage, de l'axe- a est légèrement inférieure à celle de l'axe- b ($T_{ca2} = 65.3$ K, $T_{cb2} = 65.5$ K). Autrement dit, la valeur plus grande de R_{H_a} pourrait être due à un dopage légèrement inférieur. La différence ΔR_H qui change de signe et s'accroît sous 100 K serait ainsi due au fait que les deux courbes brutes, ayant des dopages légèrement différents, chutent pour changer de signe à des températures légèrement différentes.

Le panneau **b** de la Fig. 6.9 trace le ratio σ_{ab}/σ_{ba} et on remarque une étonnante dépendance en température linéaire qui extrapole à une valeur de 1 pour $T \rightarrow 0$. Pour revenir à la légère différence de dopage entre l'axe- a et b , rappelons-nous que l'échantillon a d'abord été orienté et mesuré le long de b , pour être ensuite réorienté et mesuré le long de a . Ce procédé de démaillage pourrait avoir désordonné légèrement les chaînes et donc détérioré légèrement leur conductivité dans l'échantillon a comparé à sa version initiale b . Le rôle des chaînes dans l'effet Hall peut se décrire comme suit. Lorsque le courant

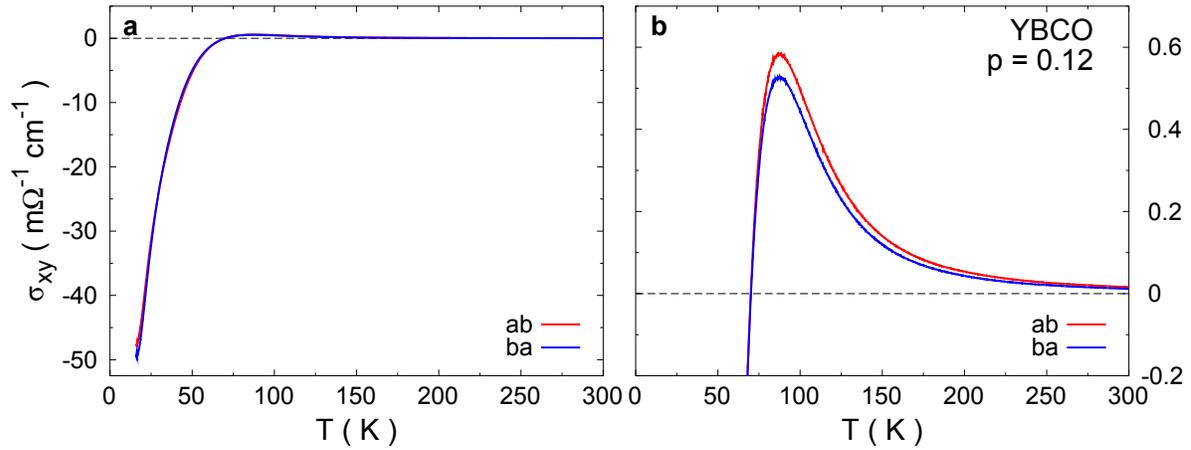


FIGURE 6.8 – Conductivités électriques transverses σ_{ab} ($E||a$, $V||b$, rouge) et σ_{ba} ($E||b$, $V||a$, bleu) en fonction de T d'YBCO à $p = 0.12$. Les deux courbes sont presque identiques sur cette échelle. Le panneau **b** met l'emphasis sur la portion haute température et on peut voir de légères différences entre les courbes. Le même signe a été posé pour les deux directions, malgré qu'on doit avoir $\sigma_{ab} = -\sigma_{ba}$.

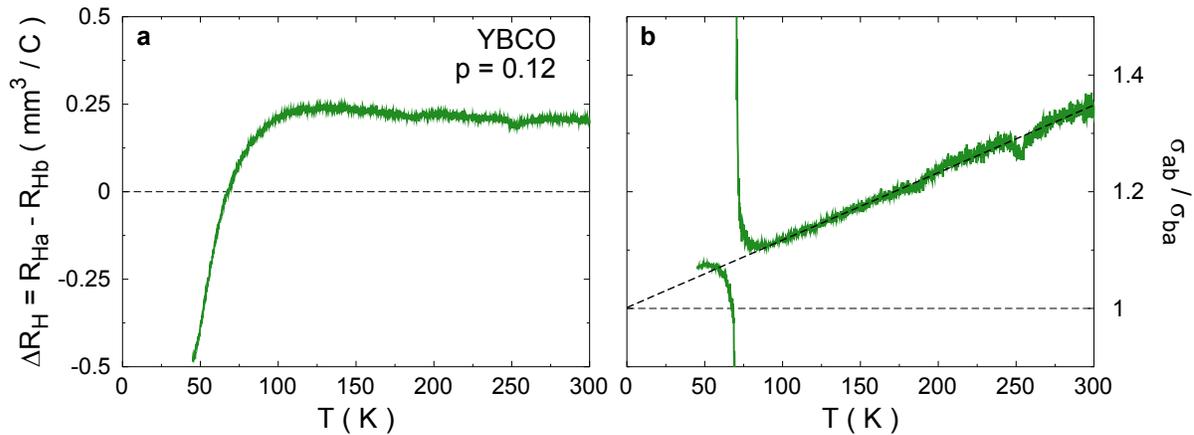


FIGURE 6.9 – **a)** Anisotropie en différence de l'effet Hall $\Delta R_H = R_{H_a} - R_{H_b}$ en fonction de T d'YBCO à $p = 0.12$. La différence est constante au-dessus de ~ 125 K. **b)** Ratio d'anisotropie de la conductivité électrique transverse $\sigma_{ab} / \sigma_{ba}$ en fonction de T d'YBCO à $p = 0.12$. Le ratio, avec une dépendance de la forme $1.0 + aT$, est ainsi étonnamment linéaire en température et extrapole vers 1, une parfaite isotropie, pour $T \rightarrow 0$. Cette anisotropie pourrait être causée par une légère détérioration de la conductivité des chaînes (désordre) de la mesure axe- b à axe- a , entraînant une augmentation de R_H . Le même signe a été posé pour les deux directions, malgré qu'on doit avoir $\sigma_{ab} = -\sigma_{ba}$.

est le long de b , une partie va dans les plans et une partie est court-circuitée par les chaînes, générant un R_H plus faible que prévu. Lorsque le courant est le long de a , ce dernier se propage totalement dans les plans, mais une partie du voltage transverse est court-circuité par les chaînes, générant un R_H plus faible que prévu. Par conséquent, les chaînes n'induisent pas d'anisotropie de l'effet Hall, car elles réduisent de façon égale R_H dans les deux directions. Donc si la réorientation a eu pour effet de réduire la conductivité des chaînes, cela pourrait avoir causé une augmentation indirecte de R_H . Dans le cas de notre échantillon (à ce dopage et cet ordre), une détérioration de l'ordre des chaînes cause aussi une diminution du dopage. Remarquons ici qu'il s'agit de très faibles effets et que nous pouvons donc affirmer que la conductivité électrique transverse est isotrope, malgré de légères différences non significatives, et que sa dépendance en température n'indique pas l'apparition soudaine d'une anisotropie, à la manière d'un paramètre d'ordre.

L'isotropie générale de l'effet Hall nous permet ainsi d'affirmer que la relation d'Onsager en champ magnétique pour les coefficients transverses du tenseur de conductivité électrique n'est pas violée et qu'il n'y a donc pas de brisure de symétrie sous inversion du temps dans le pseudogap des cuprates. Une telle isotropie fut rapportée dans YBCO [231], mais seulement au dopage optimal, où l'absence de pseudogap rend ce test moins fondamental. Nous présentons ainsi la première mesure d'isotropie d'effet Hall (sur un même échantillon et contacts) dans le pseudogap d'un cuprate. L'absence d'une anisotropie claire de l'effet Hall avec une dépendance en température significative et donc l'absence de brisure de symétrie sous inversion du temps consiste en un élément important dans la phénoménologie du pseudogap. Cela remet sérieusement en question l'interprétation des mesures d'effet Kerr polaire [93], de diffusion de neutrons polarisés [92] et d'effet Nernst anormal [232], qui prétendent observer une brisure de symétrie sous inversion du temps. S'il y a réellement un moment brisant la symétrie sous inversion du temps dans le pseudogap des cuprates, nos mesures d'anisotropie de l'effet Hall sur le même échantillon auraient dû en témoigner. Toutefois, si ces moments magnétiques étaient répartis dans des domaines avec orientations différentes du moment (perpendiculaire au plan ab), ils pourraient s'annuler entre eux et empêcher la détection substantielle de cette anisotropie. Notons que d'une part, l'angle de Kerr est indépendant du cycle de refroidissement en champ magnétique externe et que le signe de l'angle est le même lorsque l'échantillon est retourné ; ce qui n'est donc pas vraiment cohérent avec la présence d'un moment magnétique local brisant la symétrie sous inversion du temps [94]. D'autre part, les mesures

de neutrons polarisés détectant un moment local sont plutôt remises en question par la communauté [233, 234].

6.5 Anisotropie thermoélectrique longitudinale

Suite à l'étude de l'anisotropie de la conductivité électrique **longitudinale** $\sigma_{aa,bb}$ et **transverse** $\sigma_{ab,ba}$, attardons nous maintenant aux coefficients thermoélectriques longitudinaux. Comme nous avons vu à la Section 3.1.2, le tenseur thermoélectrique dans les équations de transport donnant la réponse électrique à une excitation thermique correspond à \mathbf{L}^{12} que nous avons renommé $\overleftrightarrow{\alpha}$. Pour ce qui est des composantes longitudinales, nous avons aussi vu que le coefficient Seebeck, ou pouvoir thermoélectrique, peut s'écrire comme $S_{x,y} = \alpha_{xx,yy} / \sigma_{xx,yy}$. Expérimentalement, on peut mesurer S , mais pas α . Nous nous intéresserons donc à l'anisotropie planaire de ces deux coefficients de transport thermoélectrique longitudinaux.

La Fig. 6.2 c présente les deux courbes du coefficient Seebeck, S_a / T (rouge) et S_b / T (bleu), en fonction de T . On remarque qu'à haute température, $T > 100$ K, $S_a > S_b$. Cette différence dans ce régime de température est fort probablement due aux chaînes. En effet, les chaînes le long de l'axe- b peuvent court-circuiter le pouvoir thermoélectrique généré par les plans lorsque la mesure (gradient thermique et voltage) est effectuée le long de b . Dans ces circonstances, la grandeur de S_b mesurée est plus faible que la grandeur réelle de S_b provenant des plans uniquement. On peut voir cette contribution de la conductivité électrique des chaînes lorsqu'on exprime $S_b = \alpha_{bb} / \sigma_{bb}$. Nous avons vu plus haut que dans ce régime de température, l'anisotropie de la conductivité, $\sigma_{bb} > \sigma_{aa}$, est grandement due à ces chaînes. D'ailleurs, la Figure 6.10 trace le ratio d'anisotropie du coefficient Seebeck S_a / S_b (vert) comparé à celui de la conductivité électrique $\sigma_{bb} / \sigma_{aa}$ (noir) en fonction de la température. On voit alors qu'à haute température ($T > 150$ K), le ratio du Seebeck est très comparable et même presque égal au ratio de conductivité électrique. Cela renforce l'argument que l'anisotropie du coefficient Seebeck est dominée par celle de la conductivité qui est due aux chaînes dans ce régime. En fait, si on considère que ;

$$\begin{aligned} S_a &= S_{\text{pl}}, & \sigma_a &= \sigma_{\text{pl}}, \\ S_b &= \frac{\sigma_{\text{ch}} S_{\text{ch}} + \sigma_{\text{pl}} S_{\text{pl}}}{\sigma_{\text{pl}} + \sigma_{\text{ch}}}, & \sigma_b &= \sigma_{\text{pl}} + \sigma_{\text{pl}}, \end{aligned} \quad (6.10)$$

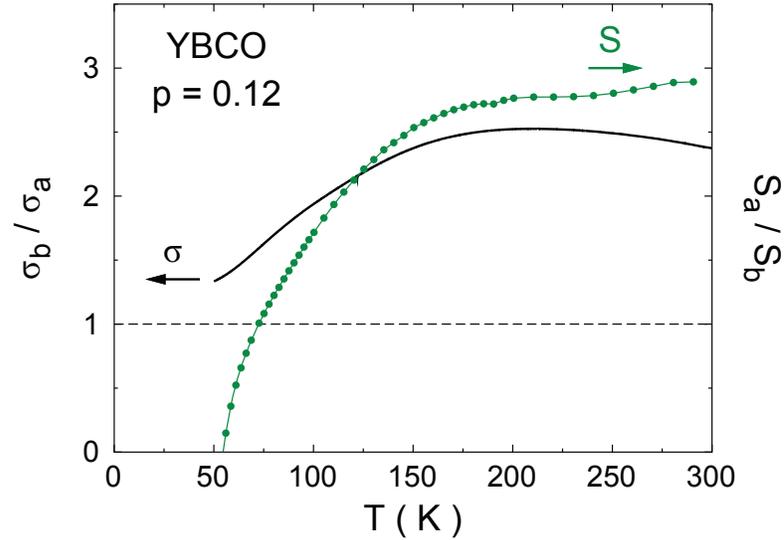


FIGURE 6.10 – Ratio d’anisotropie du coefficient Seebeck S_a / S_b (vert) et de la conductivité électrique $\sigma_{bb} / \sigma_{aa}$ (noir) d’YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . La grande similitude des deux ratios suggère que la grande anisotropie de S est due à celle de σ qui est elle-même due aux chaînes de CuO.

on trouve que pour avoir $S_a / S_b \sim \sigma_{bb} / \sigma_{aa}$, on doit avoir $S_a \gg S_{ch}$. Autrement dit, le pouvoir thermoélectrique des chaînes S_{ch} est négligeable devant celui des plans et donc que ce n’est pas la contribution de S_{ch} qui diminue S_b (par rapport à S_a), mais seulement la contribution de la conductivité des chaînes dans σ_{bb} .

Malgré que l’anisotropie du coefficient Seebeck semble dominée par les chaînes au-dessus de 100 K, le comportement de ce coefficient à plus basse température suggère qu’un autre acteur vient brouiller les cartes. En effet, on peut voir à la Fig. 6.2 c que d’une part, le maximum de S_a et S_b n’est pas à la même température, et que d’autre part, la température à laquelle les courbes croisent zéro et changent de signe, T_{S0} , est différente. Autrement dit, si l’anisotropie du Seebeck n’était due qu’aux chaînes, cette contribution, $S_{ch} = S_b - S_{bpl}$, posséderait une dépendance en température bien particulière. Afin de mieux voir l’anisotropie, la Figure 6.11 trace la différence $(S_a - S_b) / T$. La dépendance en température de cette différence n’est sûrement pas attribuable à la contribution des chaînes (l’anisotropie de la conductivité électrique ne le laisse pas voir), en particulier à ce qui a trait au changement de signe sous $T \approx 70$ K. Tout comme dans le cas de la conductivité électrique, il doit donc y avoir une anisotropie planaire intrin-

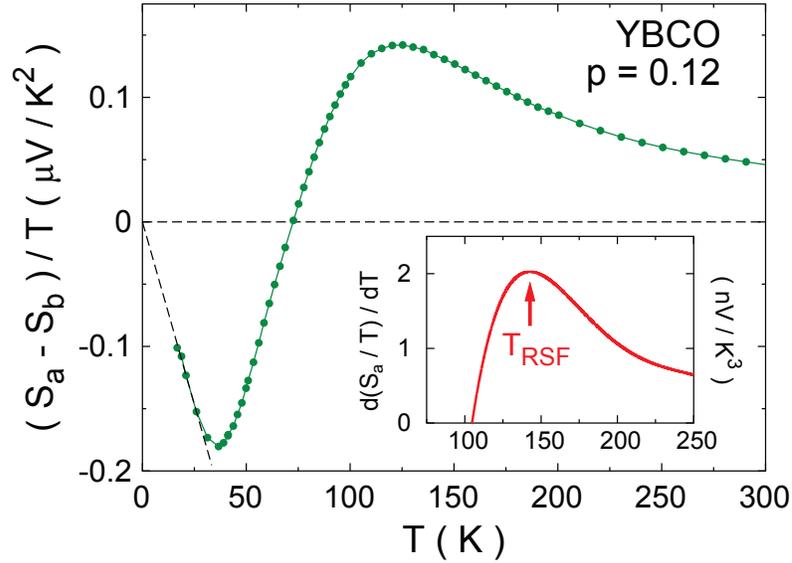


FIGURE 6.11 – Anisotropie en différence du coefficient Seebeck $(S_a - S_b)/T$ d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . L'anisotropie de S à haute température est due à celle de σ qui est elle-même due aux chaînes de CuO (voir Fig. 6.10). Le changement de signe de cette différence ne peut toutefois être attribué aux chaînes et la forte dépendance en température indique une anisotropie planaire intrinsèque. Cette anisotropie semble disparaître sous $T \approx 40$ K (ligne pointillée), même si la mesure à cette température représente l'état normal. L'encart trace la dérivée en température de S_a/T qui montre un maximum à $T_{\text{RSF}} = 143 \pm 10$ K. Le point d'inflexion de S_a/T (apparition de la courbure négative pointant vers de grandes valeurs négatives) représente un critère pour le début de la reconstruction de la surface de Fermi.

sèque indépendante des chaînes. L'anisotropie montre ainsi un changement de régime sous $T \approx 125$ K indiquant que la contribution planaire domine celle des chaînes. Il est aussi intéressant de noter que l'anisotropie cesse de croître négativement sous $T \approx 40$ K pour extrapoler vers zéro lorsque $T \rightarrow 0$ (ligne pointillée). Le coefficient Seebeck à 40 K et 16 T étant totalement dans l'état normal, ce comportement ne peut être attribué au régime de vortex et à la proximité de la supraconductivité ($T_c(16 \text{ T}) = 9$ K). Cela rappelle d'ailleurs le comportement de l'anisotropie de l'effet Nernst qui, après une forte augmentation sous T^* , diminue pour disparaître à $T \rightarrow 0$ [235]. Nous reviendrons **plus tard** à l'interprétation de la diminution de l'anisotropie dans ce régime.

En revenant à l'équation reliant S et σ ; $S_x = \alpha_{xx} / \sigma_{xx}$ et en tenant compte que qu'à haute température, l'anisotropie du premier est due à celle du second, on arrive

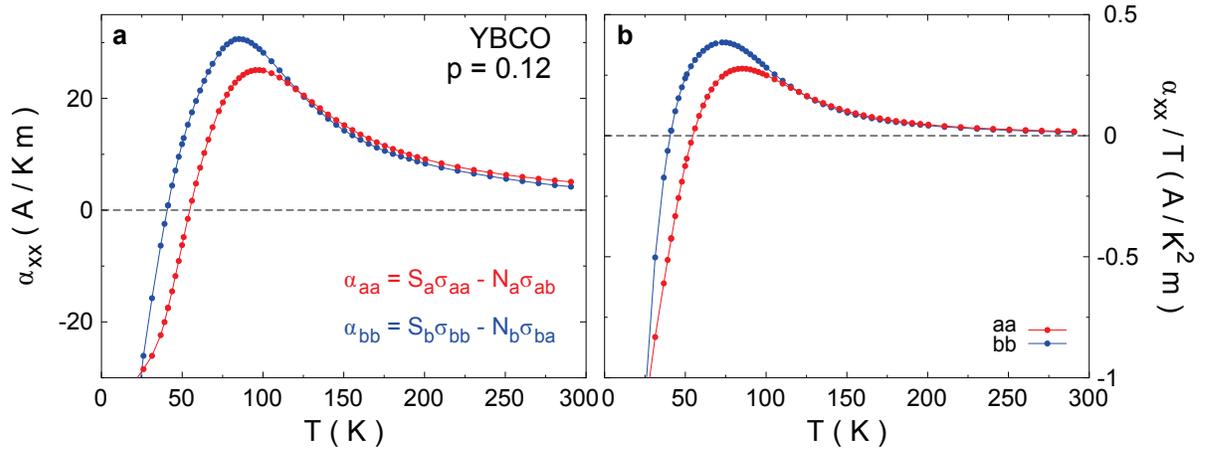


FIGURE 6.12 – **a)** Coefficients thermoélectriques longitudinaux α_{aa} (rouge) et α_{bb} (bleu) d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . Les expressions permettant d'isoler α_{xx} sont inscrites dans le coin inférieur droit selon le code de couleur. **b)** Coefficient thermoélectrique longitudinal divisé par la température α_{aa}/T (rouge) et α_{bb}/T (bleu). À haute température, α_{aa} et α_{bb} sont presque identiques, suggérant une contribution thermoélectrique minimale des chaînes de CuO. À plus basse température, les courbes commencent à diverger et une anisotropie importante se développe. Leur différence est tracée à la Figure 6.13.

à la conclusion que l'autre terme, le coefficient thermoélectrique longitudinal α_{xx} , est isotrope :

$$\begin{aligned} \frac{S_a}{S_b} &= \frac{\sigma_{bb}}{\sigma_{aa}}, \\ \frac{\alpha_{aa}}{\sigma_{aa}} / \frac{\alpha_{bb}}{\sigma_{bb}} &= \frac{\sigma_{bb}}{\sigma_{aa}}, \\ \alpha_{aa} &= \alpha_{bb}. \end{aligned} \quad (6.11)$$

Afin de tester cette relation à haute température et de voir comment α_{xx} se comporte sous 100 K, nous isolons ce terme dans les deux directions a et b en utilisant respectivement les équations 6.3 et 6.4. La Figure 6.12 trace α_{aa} (rouge) et α_{bb} (bleu) en fonction de la température. Au premier coup d'oeil, on remarque que ces courbes ressemblent à celles de S_a et S_b . En fait, à haute température (jusqu'à ≈ 115 K), α_{aa} et α_{bb} sont presque identiques. Cela implique que les chaînes de CuO, même si elles sont très conductrices, n'ont pas de réponse thermoélectrique, ou à tout le moins, ont un très faible (et négatif ; $\alpha_{aa} > \alpha_{bb}$) coefficient thermoélectrique.

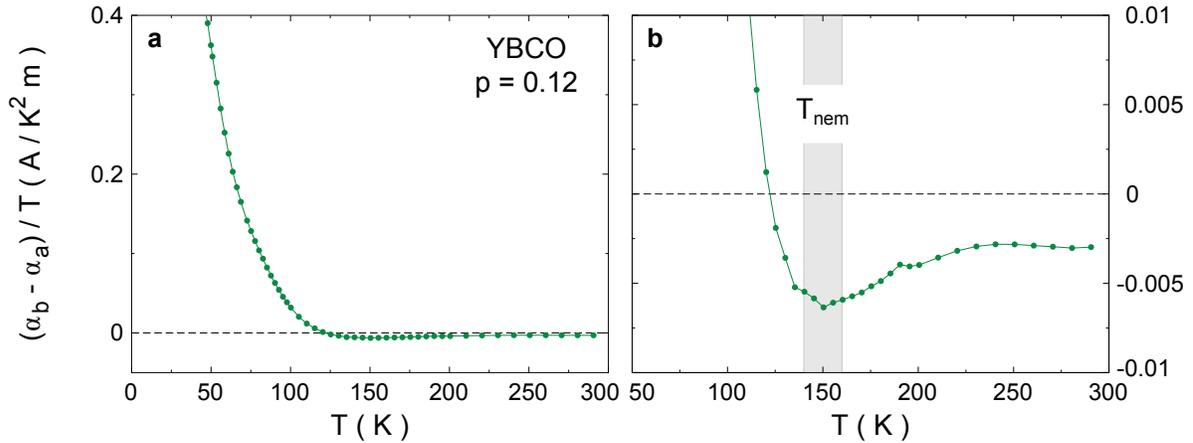


FIGURE 6.13 – a) Anisotropie en différence du coefficient thermoélectrique longitudinal $\Delta\alpha_{xx}/T = (\alpha_{bb} - \alpha_{aa})/T$ d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . L'agrandissement en **b** montre qu'à haute température, la différence, négative, montre une très faible amplitude et dépendance en température. Elle se met ensuite à augmenter sous $T_{\text{nem}} = 150 \pm 10$ K, température de l'apparition de la nématicité.

Le comportement de α_{aa} et α_{bb} à plus basse température confirme ce que nous avons observé pour S_a et S_b : les courbes développent une forte anisotropie entre elles, passant par un maximum et par zéro à des températures différentes. Afin de mieux exprimer cette anisotropie, la Fig. 6.13 présente la différence entre ces courbes $\Delta\alpha_{xx} = \alpha_{bb} - \alpha_{aa}$. Le panneau **b** montre un agrandissement de la zone haute température et permet de constater que cette différence (divisée par T) y est très faible, négative et faiblement dépendante en température. On remarque aussi qu'elle se met à augmenter drastiquement sous $T \approx 150$ K pour changer de signe et augmenter vers de très grandes valeurs (~ 100 fois plus grandes qu'à l'ambiante). Nous définissons ainsi cette température de début d'augmentation de $\Delta\alpha_{xx}/T$ comme $T_{\text{nem}} = 150 \pm 10$ K, la température de l'apparition de la nématicité.

Une conclusion importante de l'observation d'une anisotropie planaire du coefficient thermoélectrique longitudinal (S , α_{xx}) consiste en la démonstration que l'anisotropie de l'effet Nernst (voir chapitre précédent) contient bel et bien une contribution des composantes longitudinales. La contribution électrique longitudinale (σ_{xx}) à l'anisotropie était connue [116], bien que beaucoup plus faible que celle thermoélectrique et fortement contaminée par la contribution des chaînes. Autrement dit, l'observation d'une anisotropie de l'effet Nernst, couplée à celle de l'effet Seebeck (et de α_{xx}), prouve sans ambiguïté qu'il

s'agit d'une forte anisotropie violant la symétrie de rotation C_4 indiquant une phase nématique, tout en préservant la symétrie sous inversion du temps (par l'isotropie de σ_{xy}).

L'effet Seebeck étant relié à l'énergie de Fermi ou la densité de porteurs (voir équation 3.18), une forte dépendance en température accompagnée d'un changement de signe pointe vers une reconstruction de la surface de Fermi avec changement de type de porteurs. Ce phénomène étant observé dans les cuprates [69], en particulier dans YBCO, l'effet Seebeck consiste en une sonde explorant de façon fiable ces changements [67,68]. Nous définissons ainsi le début de la reconstruction de la surface de Fermi à $T_{\text{RSF}} = 143 \pm 10$ K, comme le point d'inflexion dans S_a / T (voir encart de la Fig. 6.11) sous lequel la courbure négative (vers de grandes valeurs négatives à basse température) commence. Il s'agit alors d'un critère identifiant l'apparition de la pochette d'électron lorsque la température est diminuée. Pour ce critère, l'effet Seebeck le long de l'axe a est choisi étant donné qu'il ne contient pas de contribution des chaînes (comparativement à S_b). Ainsi, l'observation d'une nouvelle anisotropie planaire de l'effet Seebeck S et du coefficient thermoélectrique α_{xx} , ne provenant pas des chaînes uniaxiales de CuO, indique que la dite reconstruction de la surface de Fermi, qui semble apparaître dans le même intervalle de température ($T_{\text{nem}} \approx T_{\text{RSF}}$) à ce dopage, est elle-même anisotrope, ou autrement dit, que la surface reconstruite présente une anisotropie entre les axes cristallins a et b . Nous reviendrons **plus tard**, lorsque nous aurons tous les éléments en main, à l'interprétation et la justification de cette surface de Fermi anisotrope.

6.6 Anisotropie thermoélectrique transverse

Après avoir étudié l'anisotropie des coefficients longitudinaux du tenseur thermoélectrique, passons maintenant aux coefficients thermoélectriques transverses. Ainsi, nous regarderons l'anisotropie de l'effet Nernst N ainsi que de sa composante plus fondamentale, le coefficient thermoélectrique transverse α_{xy} .

La Fig. 6.2 d présente les deux courbes du coefficient Nernst, ν_a / T (rouge) et ν_b / T (bleu), en fonction de T . On constate que l'effet Nernst d'YBCO présente une forte anisotropie planaire comme nous l'avons vu au **chapitre précédent**. On remarque en effet que l'anisotropie, faible à haute température, se met à augmenter sous T^* et atteint des

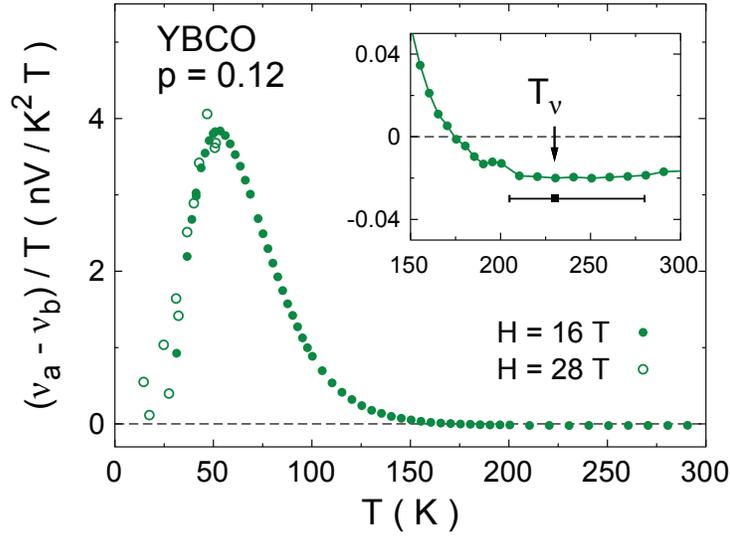


FIGURE 6.14 – Anisotropie en différence du coefficient de Nernst $\Delta\nu/T = (\nu_a - \nu_b)/T$ d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T à 16 T (cercles pleins verts) et 28 T (cercles ouverts verts). Notons que $\nu_{a,b}$ correspond à la mesure avec $\nabla T \parallel a, b$. L'encart, un agrandissement à haute température, montre que la différence commence à augmenter de façon significative sous $T^* = 230$ K, à l'intérieur des barres d'erreur combinées de l'axe a et b .

valeurs très élevées ($\nu_b \sim 8\nu_a$ à 80 K) pour ensuite réduire de façon importante à basse température où le signal devient dominé par les fluctuations supraconductrices. Nous avons bien démontré à la Section 5.4 que les chaînes uniaxiales de CuO ne contribuent pas de façon significative à l'anisotropie, sauf à haute température ($T > T^*$).

La dépendance en température de l'anisotropie de l'effet Nernst est exprimée à la Figure 6.14 où est tracée la différence $\Delta\nu/T = (\nu_a - \nu_b)/T$. L'encart permet de voir le début de l'importante anisotropie sous T^* . On y remarque aussi que la croissance de cette anisotropie s'accroît sous $T \approx 150$ K jusqu'à environ 55 K où elle se met à diminuer. On pourrait naturellement associer cette chute d'anisotropie à l'entrée du régime de vortex, caractérisé par un grand pic positif de ν . Toutefois, nos données mesurées en champ de 16 T (cercles pleins verts) suivent celles à 28 T [235] (cercles ouverts verts) qui représentent l'état normal dépourvu de vortex. L'interprétation initiale de ce résultat consiste en la domination de la mobilité de la pochette d'électrons isotrope à basse température [235], pochette d'électrons qui se manifeste dans les oscillations quantiques de l'effet Hall négatif [56, 65]. Cette disparition de l'anisotropie de l'effet Nernst rejoint le résultat semblable concernant l'anisotropie de l'effet Seebeck S et du coefficient thermo-

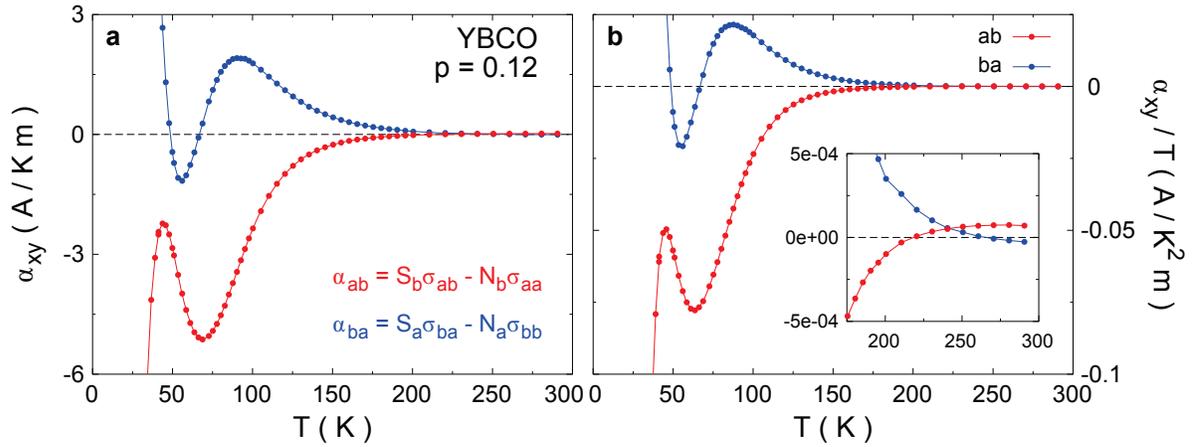


FIGURE 6.15 – **a**) Coefficient thermoélectrique transverse α_{ab} (rouge) et α_{ba} (bleu) d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . Les expressions permettant d'isoler α_{xy} sont inscrites dans le coin inférieur droit selon le code de couleur. On note que les signes de α_{ab} et α_{ba} doivent être opposés. En dessous de ~ 50 K, le signal est contaminé par les fluctuations supraconductrices de l'effet Nernst et ne représente pas l'état normal. **b**) Coefficient thermoélectrique transverse divisé par la température α_{ab}/T (rouge) et α_{ba}/T (bleu). À haute température, les deux courbes sont presque identiques et l'encart montre que leur valeur est au moins cent fois plus petite qu'à basse température (~ 80 K).

électrique longitudinal α_{xx} présenté à la [section précédente](#). Nous discuterons plus tard de l'interprétation d'un tel comportement de l'anisotropie.

Nous avons vu [plus haut](#) qu'il est possible d'extraire les composantes longitudinales du tenseur thermoélectrique à partir des quatre coefficients mesurés. Tentons maintenant l'exercice pour les coefficients thermoélectriques transverses α_{xy} à partir des équations [6.5](#) et [6.6](#). Avant de montrer les données, faisons une petite digression sur la convention de signe. Étant donné que α_{xy} est un coefficient transverse d'un tenseur de transport et qu'il est généralement antisymétrique en champ magnétique, l'inversion des coordonnées ($xy \rightarrow yx$) exige l'inversion du signe du coefficient, tout comme σ_{xy} et N . Dans notre analyse, nous avons arbitrairement choisi le signe d'un coefficient (pour σ_{xy} et N) dans une direction et, par symétrie, imposé le signe opposé à l'autre. Par conséquent, σ_{ba} et N_a ($\nabla T \parallel a$) ont les signes habituels; positifs à haute température et, pour σ_{ba} , négatif à basse température alors que, pour N_a , le pic supraconducteur est positif. σ_{ab} et N_b ont ainsi le signe opposé à σ_{ba} et N_a . Ensuite, en tenant compte du signe de ces coefficients, le signe de α_{ab} et α_{ba} découle naturellement.

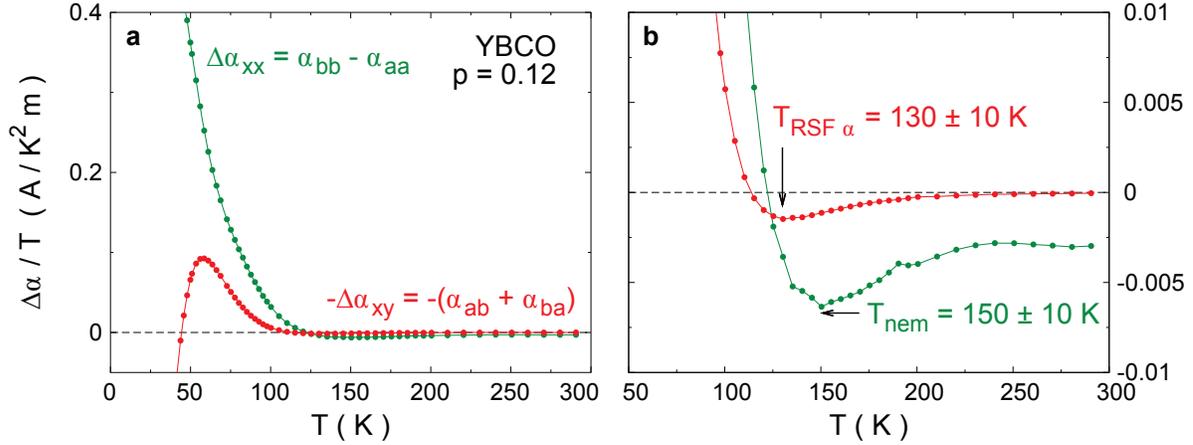


FIGURE 6.16 – a) Anisotropie en différence du coefficient thermoélectrique transverse $-\Delta\alpha_{xy}/T = -(\alpha_{ab} + \alpha_{ba})/T$ (rouge) d’YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . Cette anisotropie est qualitativement identique à celle du coefficient thermoélectrique longitudinal $\Delta\alpha_{xx}$ (vert, Fig. 6.13). À haute température (panneau b), la “différence”, positive, montre une très faible amplitude et dépendance en température et se met ensuite à augmenter grandement (vers des valeurs au moins cent fois plus grandes qu’à l’ambiante) sous $T_{RSF\alpha} = 130 \pm 10 K$, température de début de la reconstruction de la surface de Fermi. L’identification de cette température est d’autant plus justifiée ici par la profonde violation de la relation de Mott ($\alpha_{ab} \neq -\alpha_{ba}$) qui implique une reconstruction de la surface de Fermi telle qu’observée.

La Figure 6.15 trace α_{ab} (rouge) et α_{ba} (bleu) en fonction de la température. On voit qu’à haute température, ces deux courbes sont presque identiques (à un signe près) et pratiquement nulles (voir encart panneau b). Toutefois, lorsque la température diminue, on remarque qu’elles augmentent fortement pour atteindre (autour de 80 K) des valeurs au moins cent fois plus grandes qu’à haute température (voir panneau b). De plus, α_{ab} croît (négativement) beaucoup plus rapidement que α_{ba} (positivement) et leurs extrema ne se trouvent pas aux mêmes températures. Ainsi, une forte anisotropie de ce coefficient se développe. Notons que sous $\sim 50 K$, l’effet Nernst est largement dominé par la contribution des fluctuations supraconductrices. Ainsi, dans ce régime, le signal de α_{xy} est contaminé et ne représente pas totalement l’état normal; il est mieux de ne pas le considérer dans notre étude.

Pour révéler clairement cette anisotropie, la Figure 6.16 montre la différence entre ces courbes $\Delta\alpha_{xy} = \alpha_{ab} + \alpha_{ba}$. On parle de différence, car il y a une anisotropie, mais il s’agit en fait d’une somme à cause de la différence de signe entre les deux coefficient : $\text{sgn}(\alpha_{ab})$

$= -\text{sgn}(\alpha_{ba})$). Tout comme $\Delta\alpha_{xx}$ (tracé aussi à la Fig. 6.16), $-\Delta\alpha_{xy}$ (on prend l'opposée pour mieux comparer avec $\Delta\alpha_{xx}$) est, à haute température, très faible (pratiquement nul), négatif et faiblement dépendant en température. Cette anisotropie augmente de façon importante sous $T \approx 130$ K vers de très grandes valeurs (au moins cent fois plus grandes qu'à l'ambiante), comme $\Delta\alpha_{xx}$. On remarque que cette température coïncide, à l'intérieur des barres d'erreur, avec $T_{\text{nem}} = 150 \pm 10$ K, identifiée à la [section précédente](#) comme température d'apparition de la nématicité, et avec $T_{\text{RSF}} = 143 \pm 10$ K, température du début de la reconstruction de la surface de Fermi. En fait, l'anisotropie de α_{xy} apporte un autre argument soutenant une telle identification de cette température.

L'anisotropie de α_{xy} peut être abordée sous un autre angle. Nous avons vu à la Section 6.1.2 que, par les relations d'Onsager et de Mott (éqs. 6.7 et 6.8), le coefficient thermoélectrique transverse α_{xy} doit être isotrope et antisymétrique en champ : $\alpha_{xy}(H) = -\alpha_{yx}(H)$ (éq. 6.9). Étant donné que nous avons montré que la relation d'Onsager est respectée pour le coefficient électrique transverse ($\sigma_{xy}(H) = -\sigma_{yx}(H)$, voir Section 6.4) et que nous observons une profonde anisotropie du coefficient thermoélectrique transverse ($\alpha_{xy} \neq -\alpha_{yx}$), cela implique directement une violation de la relation de Mott.

En soi, une telle violation n'est pas dramatique dans le sens qu'il ne s'agit pas d'une relation universelle. Cela implique plutôt que cette forme approximative de l'équation de Boltzmann n'est plus valide dans ces circonstances. La relation de Mott s'applique en général pour une densité d'état à une particule sans interactions mais plus difficilement lorsqu'on considère les interactions [236]. Ainsi, dans le cas des cuprates, il n'est pas nécessairement surprenant d'observer cette violation. De plus, la relation de Mott suppose, dans l'expression pour la conductivité, un temps de relaxation $\tau(\epsilon)$ (ou taux de diffusion) dépendant de l'énergie ϵ , mais indépendant du vecteur d'onde k [126]; $\tau(\epsilon)$ représentant plutôt une moyenne en k sur l'ensemble de la surface de Fermi [236]. En fait, si $\tau(\epsilon)$ montre une forte dépendance en énergie, la relation de Mott risque de ne plus être satisfaite. Une autre façon de le voir est d'exprimer la conductivité électrique en fonction de l'aire de la surface de Fermi A_F : $\sigma = e^2 \ell_0 A_F / 12\pi^3 \hbar$ [129], où ℓ_0 est le libre parcours moyen. On voit donc, par la relation de Mott, que le coefficient thermoélectrique α est proportionnel à $\partial A_F / \partial \epsilon_F$, soit la variation de l'aire de la surface de Fermi en fonction de l'énergie de Fermi [129]. Par conséquent, une reconstruction de la surface de Fermi devrait considérablement affecter α et ainsi, la forte violation de la relation de Mott,

observée par l'anisotropie dans α_{xy} , peut être considérée comme une signature claire de cette reconstruction. Il est alors légitime d'identifier la température de cette déviation (l'augmentation brusque de $\Delta_{\alpha_{xy}}$) comme étant $T_{\text{RSF}\alpha} = 130 \pm 10, \text{K}$, la température d'apparition de la reconstruction de la surface de Fermi.

6.7 Anisotropie de la conductivité thermique

Avant de discuter en détail de l'ensemble de ces résultats, passons au dernier coefficient de transport mesuré, la conductivité thermique longitudinale κ_{xx} (ou plus simplement κ , étant donné la conductivité thermique transverse négligeable, comme nous l'avons vu à la section 3.1.2). En effet, les mesures thermoélectriques des effets Seebeck et Nernst nous ont aussi permis d'extraire la conductivité thermique.

La Figure 6.17 trace κ_a (rouge) et κ_b (bleu) en fonction de la température. Notons que κ est tracé jusqu'à 150 K, température au-dessus de laquelle la mesure de la conductivité thermique est contaminée par des pertes de chaleur dans le montage, surestimant la mesure (visible par une remontée de κ lorsque T augmente). On voit tout de suite que sur toute la gamme de température présentée; $\kappa_b > \kappa_a$. La conductivité thermique est donc elle aussi anisotrope. Ce résultat n'est pas forcément nouveau [117] et même plutôt attendu. En effet, la contribution supplémentaire des chaînes uniaxiales de CuO le long de b à la conductivité thermique, mène directement à $\kappa_b > \kappa_a$.

Cette anisotropie de la conductivité thermique est exprimée à la Figure 6.18 sous la forme de différence $\Delta\kappa = \kappa_b - \kappa_a$ (panneaux **a** et **b**) et de ratio κ_b / κ_a (encart panneau **b**). On remarque que l'anisotropie de κ (dans ses deux formes), plutôt constante au-dessus de $\sim 80 \text{ K}$, se met ensuite à augmenter fortement jusqu'aux plus basses températures. Pour les figures d'anisotropie, l'intervalle de température tracé s'étend jusqu'à l'ambiante étant donné qu'on peut considérer que la surestimation de κ due aux pertes de chaleur est isotrope et qu'elle devrait donc disparaître dans la différence ou le ratio. Notons que l'anisotropie en différence (panneau **a**) diminue en valeur absolue lorsque que la température s'approche de zéro parce que $\kappa \rightarrow 0$ dans ce régime. Toutefois, lorsqu'on divise $\Delta\kappa$ par T (panneau **b**), la différence continue d'augmenter même pour $T \rightarrow 0$.

La conductivité thermique possède principalement deux contributions; l'électronique

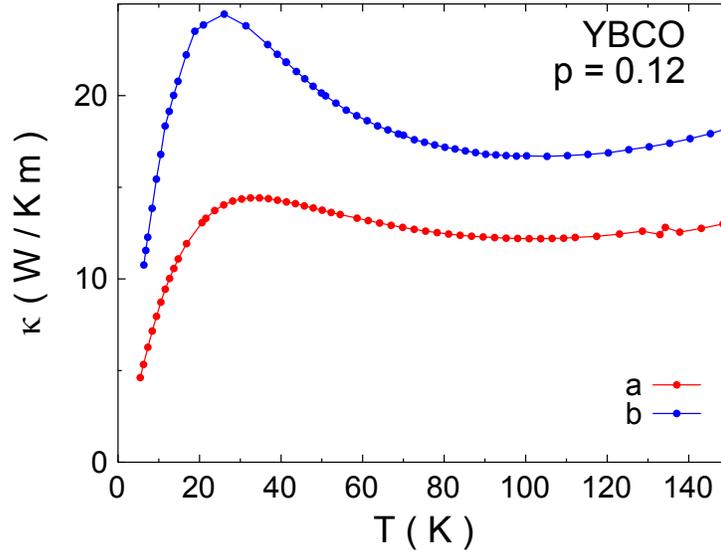


FIGURE 6.17 – Conductivité thermique longitudinale κ_{xx} d’YBCO à $p = 0.12$ le long de l’axe- a (rouge) et b (bleu) en fonction de la température T sous champ magnétique de 16 T. L’anisotropie $\kappa_b > \kappa_a$ est clairement visible à toute température et peut être expliquée, à haute température, par la présence des chaînes de CuO le long de b . Les données ne sont pas tracées au-dessus de ~ 150 K, car les pertes de chaleur dans le montage viennent surévaluer la valeur de κ .

κ_e et la phononique κ_{ph} . La contribution électronique, comme nous l’avons vu dans le cas de la conductivité électrique et de l’effet Seebeck, peut être attribuée aux plans et aux chaînes dans la direction b et uniquement aux plans dans la directions a . Ainsi on peut écrire ; $\kappa_a = \kappa_{\text{pl}} + \kappa_{\text{ph}}$ et $\kappa_b = \kappa_{\text{pl}} + \kappa_{\text{ch}} + \kappa_{\text{ph}}$. D’une part, si on suppose une isotropie des plans et des phonons, la différence $\kappa_b - \kappa_a$ donne directement la contribution des chaînes à la conductivité thermique. Toutefois, une telle dépendance en température de κ_{ch} , en particulier la remontée à basse température, est plutôt inattendue et peu envisageable. Ainsi, on doit faire intervenir l’anisotropie des phonons et/ou des plans. Il est possible que les phonons conduisent mieux la chaleur le long de b étant donné les chaînes et l’orthorhombicité du réseau. Le comportement constant de l’anisotropie en différence au-dessus ~ 80 K, dans un régime de T où la conductivité phononique domine l’électronique, pourrait ainsi très bien provenir d’une anisotropie des phonons. Il est toutefois plus difficile d’attribuer la soudaine remontée dans l’anisotropie à cette contribution phononique étant donné l’absence de telle anomalie dans la dépendance en température des chaînes et de l’orthorhombicité. Ainsi, sous ~ 80 K, qui est plus ou moins

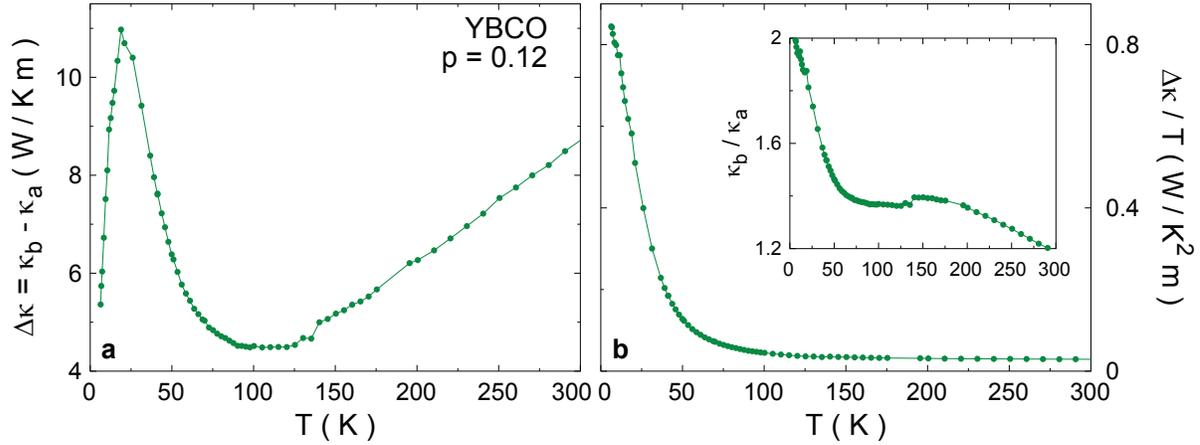


FIGURE 6.18 – **a**) Anisotropie en différence de la conductivité thermique longitudinale $\Delta\kappa = \kappa_b - \kappa_a$ d'YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . Cette différence est divisée par la température $\Delta\kappa / T$ dans le panneau **b**. L'encart de **b** montre l'anisotropie en ratio κ_b / κ_a . Dans tous les cas, l'anisotropie est monotone à haute température et se met à augmenter de façon marquée sous ~ 80 K. Une contribution anisotrope des phonons ne pourrait en aucun cas donner une telle dépendance en température. Ce raisonnement s'applique également dans le cas de l'effet d'entraînement des phonons dans l'effet Seebeck.

coïncident avec T_{\max} , la température du maximum des effets Hall et Seebeck, la remontée significative de l'anisotropie de la conductivité thermique proviendrait de l'anisotropie des plans qui, comme vu précédemment, est causée par la reconstruction anisotrope de la surface de Fermi.

Cette discussion sur la contribution des phonons dans l'anisotropie de la conductivité thermique nous amène à considérer l'importance de l'entraînement des phonons, le "phonon drag", à l'anisotropie de l'effet Seebeck. Cet effet provient de l'interaction entre les électrons et les phonons dans un gradient thermique où les premiers transfèrent une partie de leur impulsion aux seconds les "entraînant" ainsi avec eux [129]. Cela provoque donc une augmentation de la masse effective des électrons et cette contribution peut-être particulièrement visible dans l'effet Seebeck (dans le cas des métaux nobles par exemple). On cherche donc ici à vérifier si une composante anisotrope à l'entraînement des phonons pourrait donner une anisotropie de l'effet Seebeck mesuré.

En termes thermodynamiques, comme nous l'avons vu à la Section 3.1.3, l'effet Seebeck diffusif (électrons libres) peut être exprimé comme la chaleur spécifique C_e par

nombre de porteurs n [128] :

$$S_e = \frac{\pi^2 k_B^2 T N(\epsilon_F)}{3 ne} = \frac{C_e}{ne}, \quad (6.12)$$

où $N(\epsilon_F)$ est la densité d'état au niveau de Fermi. De façon similaire, l'effet Seebeck phononique S_{ph} peut aussi être exprimé en fonction de la chaleur spécifique du réseau C_{ph} [129] :

$$S_{\text{ph}} = \frac{k_B}{n_a e} \left(\frac{C_{\text{ph}}}{3Nk_B} \right) = \frac{C_{\text{ph}}}{3ne}, \quad (6.13)$$

où N représente le nombre d'atomes par volume et n_a la densité électronique par atome. Ainsi, le ratio de l'effet Seebeck électronique et phononique est directement proportionnel au ratio de leur chaleur spécifique : $S_e / S_{\text{ph}} = 3C_e / C_{\text{ph}}$. La chaleur spécifique totale peut s'exprimer comme $C/T = \gamma + \beta T^2$, où γ et β représentent respectivement les contributions électroniques et phononiques. Ainsi, on peut exprimer le ratio des contributions comme $\gamma / \beta T^2$. À partir de données de la littérature [237, 238], on trouve que $\gamma / \beta T^2 \approx 5/T^2$ pour YBCO. Ainsi, au-dessus de ~ 2 K, la contribution des phonons domine l'électronique (ce qui n'est pas surprenant en soi, tout comme la conductivité thermique).

Nous voyons donc que l'entraînement des phonons peut venir augmenter de façon importante l'effet Seebeck dans notre système. Toutefois, voici un exemple qui démontre le contraire. La Figure 6.19 trace la dérivée en température des effets Hall ($\partial R_H / \partial T$) et Seebeck ($-\partial(S_a / T) / \partial T$) qui sont presque identiques. Ainsi, en refroidissant à partir de l'ambiante, on conclut que la remontée graduelle de S/T ne peut pas provenir de l'entraînement des phonons, car la même remontée est observée dans R_H . De plus, le changement de courbure donnant un maximum et un changement de signe ne peut pas non plus être associé à l'entraînement des phonons, car la même courbure est observée dans R_H . Ainsi, il est injustifiable que l'entraînement des phonons apporte une contribution suffisante à l'effet Seebeck pour donner ces changements de courbure identiques à ceux de l'effet Hall, qui ne contient pas de contribution d'entraînement des phonons. Cette contribution pourrait exister dans l'effet Seebeck à plus basse température, mais l'allure de la courbe de S/T jusqu'à $T = 0$ (dans l'état normal à haut champ), encore une fois semblable à R_H , ne semble pas indiquer de pic ou autre anomalie. Il ne s'agit pas d'une raison globale pour les cuprates en général, mais plutôt d'arguments spécifiques à

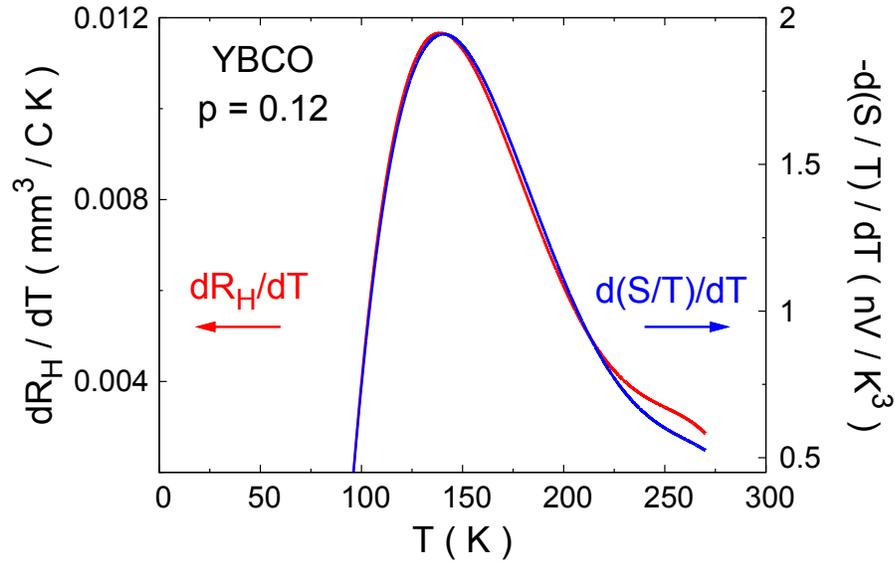


FIGURE 6.19 – Dérivées en température des effets Hall, $\partial R_H / \partial T$ (rouge, axe gauche), et Seebeck, $-\partial(S_a/T) / \partial T$ (bleu axe droit) pour YBCO à $p = 0.12$ en fonction de T . La grande similitude des courbures de ces deux coefficients indique que l'effet Seebeck ne peut pas contenir une contribution significative de l'entraînement des phonons étant donné que celle-ci est absente dans l'effet Hall.

un système à un dopage, et il est raisonnable de croire que cela s'applique, du moins, à d'autres dopages. De plus, en ce qui concerne l'anisotropie de l'effet Seebeck, le fait qu'à haute température $S_a/S_b \sim \sigma_b/\sigma_a$ nous indique que, du moins dans ce régime, l'anisotropie de l'effet Seebeck est essentiellement de nature électronique (y compris la contribution des chaînes) et ne contient qu'une contribution négligeable de l'entraînement des phonons.

6.8 Dépendance en dopage

Nous avons aussi testé l'anisotropie des coefficients de transport d'YBCO aux dopages $p = 0.11$ et 0.139 . Les mesures à $p = 0.139$ ont été faites sur le même échantillon carré (huit contacts ; un par coin et côté), seulement par rotation du cristal, sans démaillage entre les mesures. Il n'y a donc pas d'incertitude liée à la dépendance d'échantillon, mais il y en a par rapport à la géométrie et aux contacts. Pour le $p = 0.11$, les mesures ont

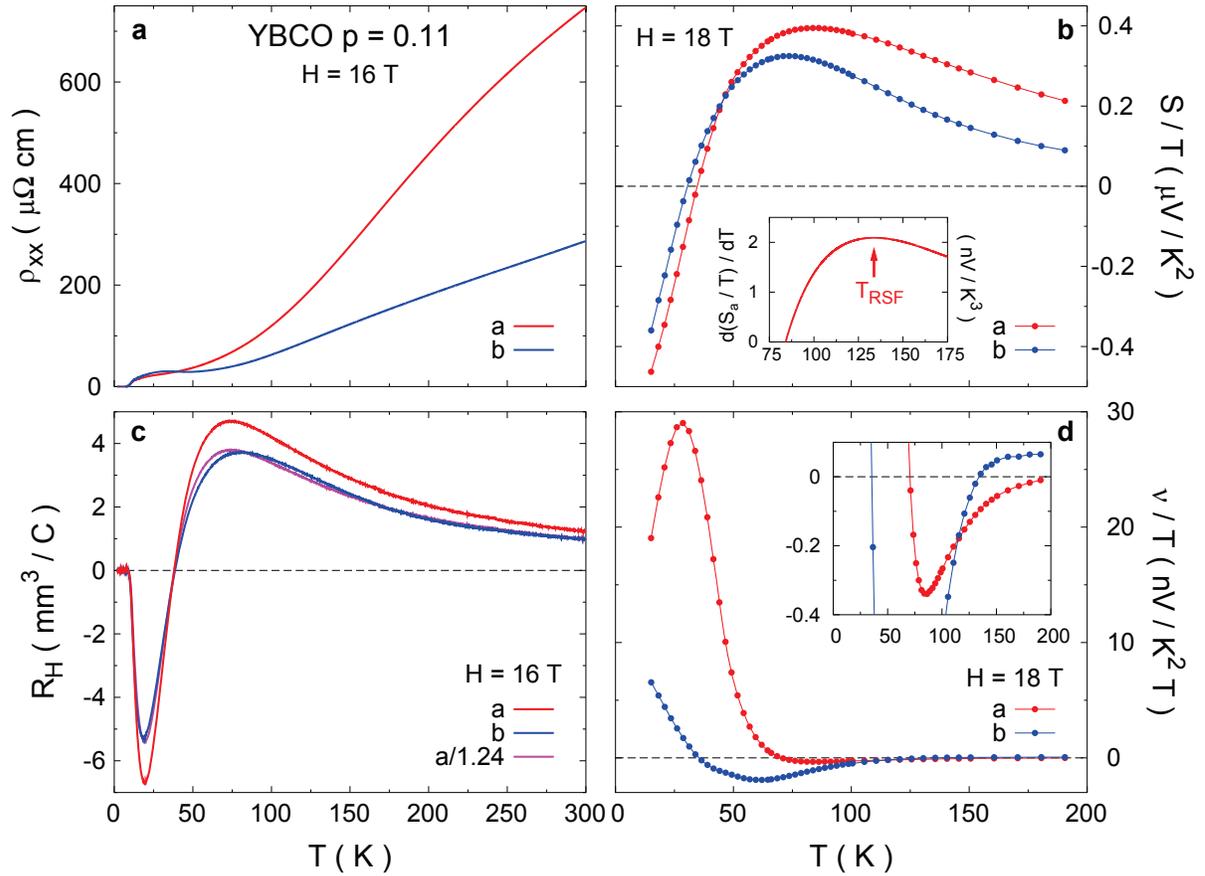


FIGURE 6.20 – Résistivité (ρ , panneau a), coefficients de Hall (R_H , panneau b), Seebeck (S , panneau c) et Nernst (ν , panneau d) d'YBCO à $p = 0.11$ le long des axes cristallins a (rouge) et b (bleu) en fonction de la température T sous champ magnétique de 16 T (pour ρ et R_H) et 18 T (pour S et ν). Dans l'analyse, σ_{xy} a été multiplié par 18/16 pour comparer avec les données à 18 T. La courbe en magenta correspond à $R_{H_a}/1.24$ et tente de corriger une anisotropie induite par des différences d'échantillons, géométrie et contacts. Ce facteur 1.24 donne ainsi deux courbes presque identiques pour les deux axes. L'encart du panneau c montre la dérivée en température de l'effet Seebeck $-\partial(S_a/T)/\partial T$ avec le maximum à $T_{\text{RSF}} = 134 \pm 10$ K.

été faites sur deux échantillons différents ; un avec l'axe long (géométriquement parlant) orienté selon l'axe- a et l'autre selon b . Remarquons que ces échantillons présentent aussi des anisotropies des coefficients de transport et que ces incertitudes n'affectent pas les conclusions tirées plus haut. Cette section présente ces résultats à ces deux autres dopages.

Les Figures 6.20 et 6.21 montrent la dépendance en température des quatre coefficients

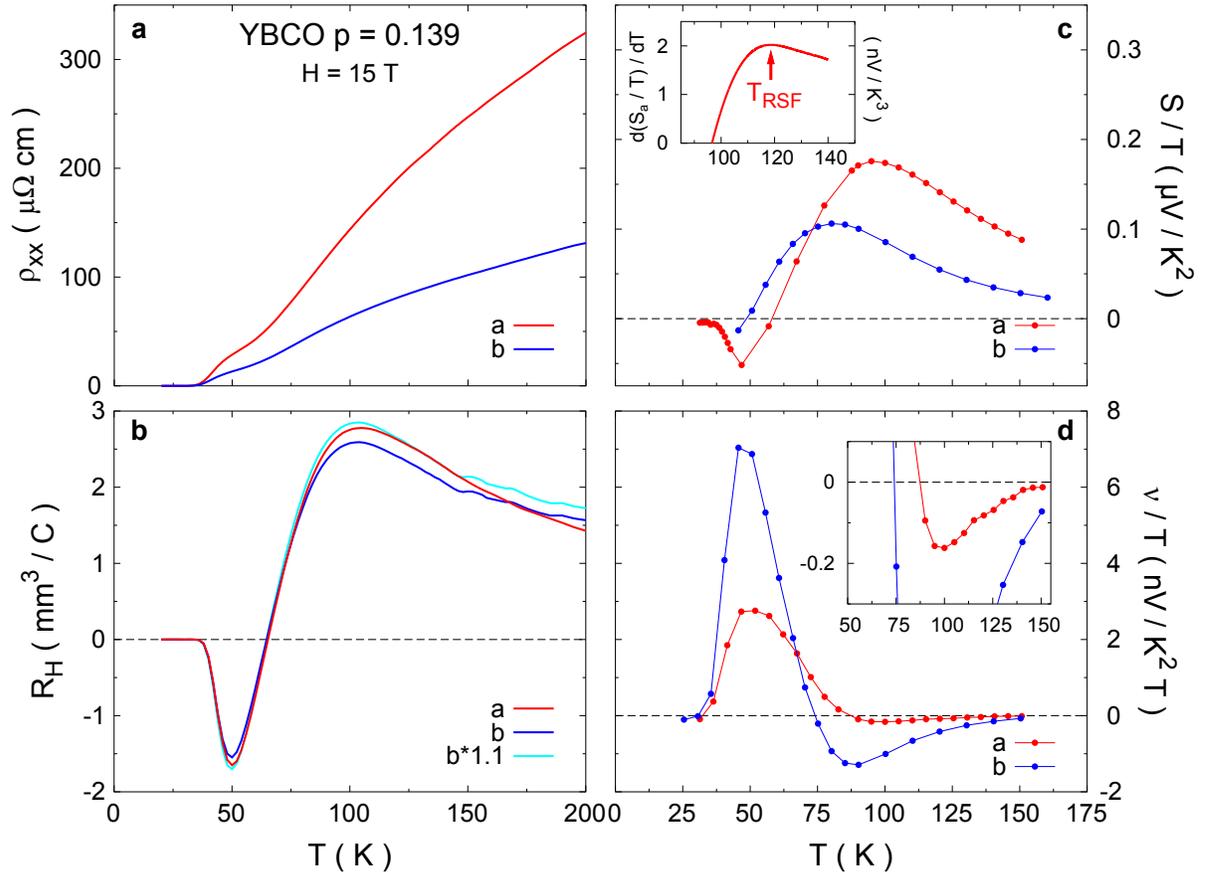


FIGURE 6.21 – Résistivité (ρ , panneau a), coefficients de Hall (R_H , panneau b), Seebeck (S , panneau c) et Nernst (ν , panneau d) d'YBCO à $p = 0.139$ le long des axes cristallins a (rouge) et b (bleu) en fonction de la température T sous champ magnétique de 15 T. La courbe en cyan correspond à $R_{Hb} \times 1.11$ et tente de corriger une anisotropie induite par des différences de géométrie et contacts. Ce facteur 1.11 donnent ainsi deux courbes presque identiques pour les deux axes. Étant donné que les courbes sont identiques, nous utilisons ensuite R_{Ha} (moins bruyante) dans l'analyse. L'encart du panneau c montre la dérivée en température de l'effet Seebeck $-\partial(S_a/T)/\partial T$ avec le maximum à $T_{RSF} = 118 \pm 10$ K.

de transport mesurés ρ , R_H , S et ν le long de l'axe- a (rouge) et b (bleu). Les concentrations d'oxygène des échantillons $p = 0.11$ et 0.139 sont respectivement 6.54 et 6.80, tandis que leur température critique est respectivement $T_{c6.54} = 61.5$ K et $T_{c6.80} = 82.2$ K. Les mesures du $p = 0.139$ ont été faites sous 15 T tandis que celles du $p = 0.11$ sous 16 T pour ρ et R_H , et 18 T pour S et ν . Cette différence de champ a été tenue en compte dans l'extraction des coefficients $\alpha_{xx,xy}$ du $p = 0.11$. Notons que pour ces deux dopages, la présence d'incertitudes associées à la géométrie et aux contacts (et à l'échantillon pour le

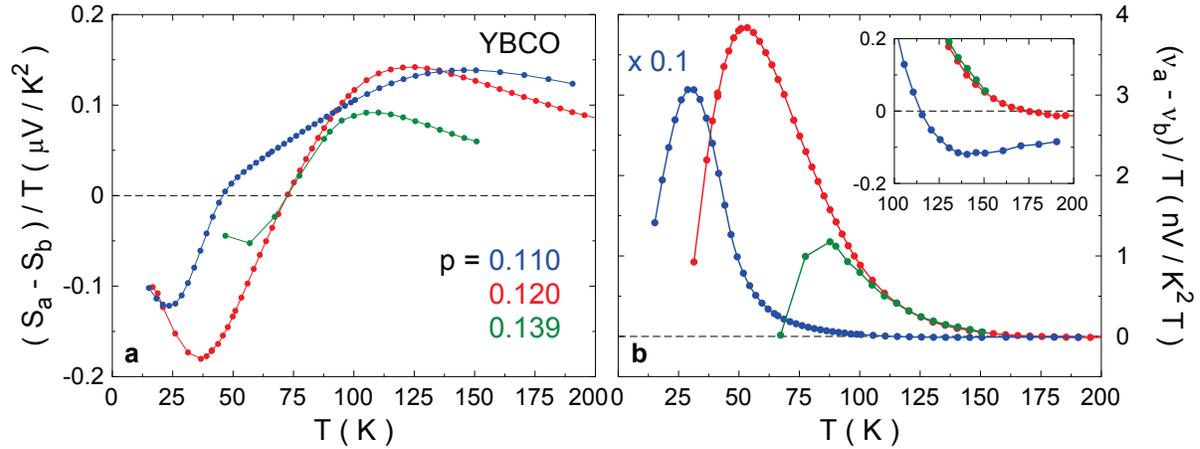


FIGURE 6.22 – **a)** Anisotropie en différence du coefficient Seebeck $(S_a - S_b)/T$ d'YBCO à $p = 0.11$ (bleu), 0.12 (rouge) et 0.139 (vert) en fonction de T . La dépendance en température et l'amplitude de l'anisotropie est très comparable entre les dopages. Le changement de signe de l'anisotropie à basse température est encore une fois indicateur d'une reconstruction anisotrope de la surface de Fermi aux trois dopages. **b)** Anisotropie en différence du coefficient de Nernst $\Delta\nu/T = (\nu_a - \nu_b)/T$ d'YBCO à $p = 0.11$ (bleu), 0.12 (rouge) et 0.139 (vert) en fonction de T à respectivement $18, 16$ et 15 T. Notons que les données du 0.11 ont été divisées par 10 pour fin de comparaison. Le 0.139 semble suivre l'évolution du 0.12 . L'encart, un agrandissement à haute température, montre que la remontée du 0.11 (non divisée ici) semble débuter autour de 130 K.

0.11) entraîne nécessairement une anisotropie artificielle de R_H . Un facteur multiplicatif (constant sur toute la gamme de température) corrige cette anisotropie et donne deux courbes presque identiques dans les deux directions.

Nous n'allons pas refaire en détail les analyses et discussions des sections précédentes sur ces deux autres dopages. Toutefois, nous allons montrer l'anisotropie en différence de S et N , pour ensuite extraire les coefficients thermoélectriques longitudinal et transverse, α_{xx} et α_{xy} , et finalement tracer leur anisotropie. Avant de regarder l'anisotropie des coefficients thermoélectriques, attardons nous brièvement à la dérivée en température de l'effet Seebeck (encart du panneau **c** des Figs. 6.20 et 6.21). Tout comme pour le $p = 0.12$, il est possible pour ces deux autres dopages d'identifier le point d'inflexion de S_a/T comme le début de la reconstruction de la surface de Fermi à T_{RSF} .

La Figure 6.22 **a**, tout comme la Fig. 6.11 précédemment, montre l'anisotropie en différence du coefficient Seebeck $\Delta S = S_a - S_b$ aux dopages $p = 0.11, 0.12$ et 0.139 . On

remarque que la dépendance en température et l'amplitude de $\Delta S/T$ sont très similaires aux trois dopages. Comme observé précédemment dans le 0.12, $\Delta S/T$ est positif à haute température, pour ensuite changer de courbure et finalement de signe à basse température. La courbure de $\Delta S/T$ du 0.11 est d'ailleurs particulièrement intrigante. Ce changement de signe vers de grandes valeurs de l'anisotropie de l'effet Seebeck confirme notre interprétation précédente en terme de nématocité et de reconstruction anisotrope de la surface de Fermi.

Le panneau **b** de la Fig. 6.22 présente quant à lui l'anisotropie du coefficient de Nernst ν aux trois dopages. Il est intéressant de voir que la remontée de l'anisotropie $\Delta\nu/T = (\nu_a - \nu_b)/T$ dans le 0.139 semble suivre celle du 0.12 et doit donc émerger à une température semblable (150 K). L'intervalle de température mesuré du 0.139 ne permet malheureusement pas d'identifier cette température. D'autre part, l'anisotropie du 0.11 semble commencer à croître de façon importante à plus basse température, ~ 100 K, et est amplifiée (pour comparer, $\Delta\nu/T$ du 0.11 est divisé par 10) par l'énorme anisotropie du régime de fluctuations supraconductrices (voir Fig. 6.20 **d**). Notons alors qu'étant donné que le pic supraconducteur le long de l'axe- a semble émerger autour de 80 K (T_{\min}), l'anisotropie de Nernst au-dessus de cette température ne représente pas forcément l'état normal (même chose pour le 0.139 au-dessus de ~ 90 K). Un agrandissement (dans l'encart) permet de voir que la remontée significative dans l'anisotropie du 0.11 débute environ à 130 K.

Comme nous l'avons fait plus tôt, nous pouvons extraire le coefficient thermoélectrique longitudinal α_{xx} à partir des coefficients mesurés. La Figure 6.23 montre α_{aa}/T et α_{bb}/T à $p = 0.11$ (panneau **a**) et 0.139 (**b**). Le comportement de α_{aa} et α_{bb} pour ces deux dopages est très similaire à celui de $p = 0.12$; positif et isotrope à haute température, qui devient largement négatif et anisotrope à plus basse température. Leur différence est tracée à la Figure 6.24 pour les trois dopages et démontre encore une fois que l'anisotropie est très faible à haute température (la contribution des chaînes étant retirée) et augmente vers de très grandes valeurs lorsque la température est réduite sous T_{nem} . Pour $p = 0.139$, on peut facilement identifier $T_{\text{nem}0.139} = 130 \pm 20$ K, tandis que pour $p = 0.11$, le régime de température étudié ne permet pas de l'identifier clairement, mais un ajustement quadratique nous indique $T_{\text{nem}0.11} = 210 \pm 20$ K.

Nous pouvons aussi extraire le coefficient thermoélectrique transverse α_{xy} . La Fi-

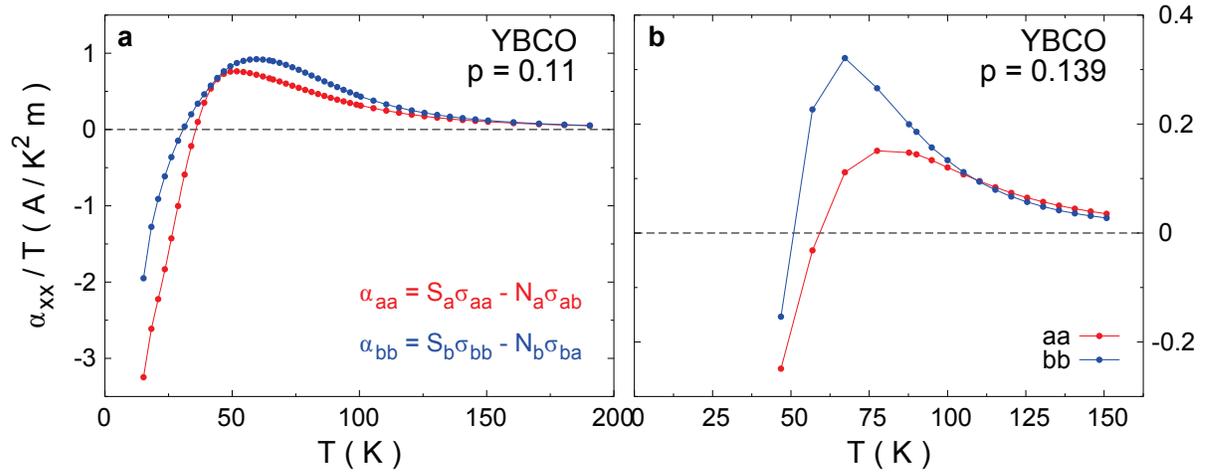


FIGURE 6.23 – Coefficients thermoélectriques longitudinaux α_{aa}/T (rouge) et α_{bb}/T (bleu) d'YBCO à $p = 0.11$ (a) et $p = 0.139$ (b) en fonction de T . Ces courbes sont très comparables aux équivalentes pour $p = 0.12$ (voir Fig. 6.12). Les expressions permettant d'isoler α_{xx} sont inscrites dans le coin inférieur droit selon le code de couleur.

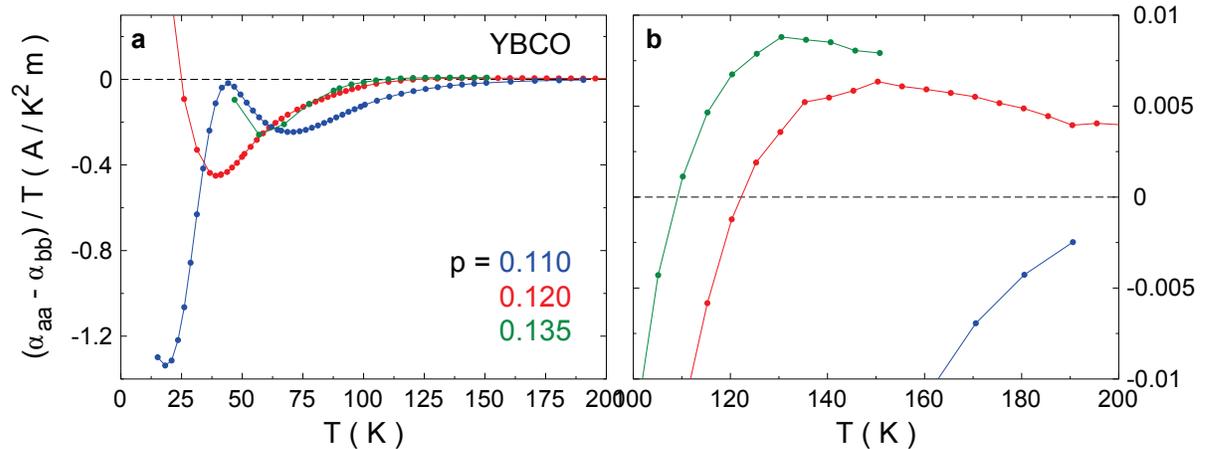


FIGURE 6.24 – a) Anisotropie en différence du coefficient thermoélectrique longitudinal $\Delta\alpha_{xx}/T = (\alpha_{bb} - \alpha_{aa})/T$ d'YBCO à $p = 0.11$ (bleu), 0.12 (rouge) et 0.139 (vert) en fonction de T . L'agrandissement en **b** montre qu'à haute température, l'anisotropie est très faible et se met à augmenter sous T_{nem} ; température d'apparition de la nématicité : $T_{nem,0.11} = 210 \pm 20$ K et $T_{nem,0.139} = 130 \pm 20$ K. Pour les données à $p = 0.11$, un ajustement quadratique est tracé pour estimer T_{nem} .

gure 6.25 montre α_{ab}/T et α_{ba}/T à $p = 0.11$ (panneau **a**) et 0.139 (**b**). À ces deux dopages, tout comme dans le cas du $p = 0.12$ (voir Fig. 6.15), α_{xy} est très faible et

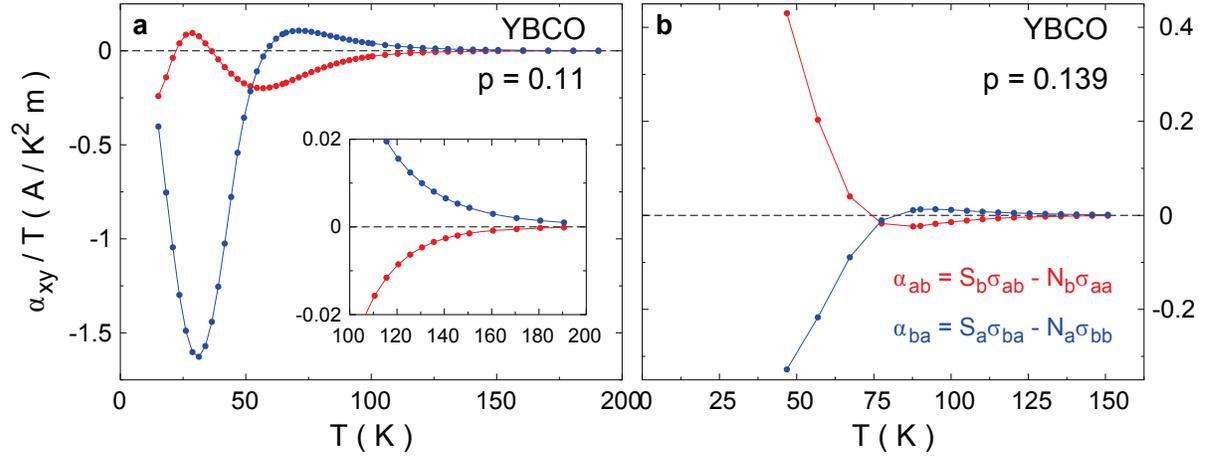


FIGURE 6.25 – Coefficients thermoélectriques transverses α_{ab}/T (rouge) et α_{ba}/T (bleu) d'YBCO à $p = 0.11$ (a) et $p = 0.139$ (b) en fonction de T . Les expressions permettant d'isoler α_{xy} sont inscrites dans le coin inférieur droit selon le code de couleur. On note que les signes de α_{ab} et α_{ba} doivent être opposés. Dans les deux cas, on observe une anisotropie. Pour $p = 0.11$, sous ~ 70 K, le signal est contaminé par les fluctuations supraconductrices de l'effet Nernst et ne représente pas l'état normal. L'encart montre que les valeurs à haute température sont au moins cent fois plus faibles qu'à basse température.

(presque) isotrope à haute température, puis devient très grand et anisotrope à plus basse température (au moins cent fois plus grand). Afin de mieux voir cette anisotropie, la “différence” $-\Delta\alpha_{xy} = -(\alpha_{ab} + \alpha_{ba})$ est tracée à la Figure 6.26 pour les trois dopages. Le comportement des trois anisotropies est plutôt similaire; très faibles, elles croissent négativement à haute température, avant de remonter vers de larges valeurs positives lorsque la température est réduite sous $T_{\text{RSF}\alpha}$, température de début de la reconstruction de la surface de Fermi. De manière similaire à ce qui a été fait pour le 0.12, on peut extraire $T_{\text{RSF}\alpha 0.11} = 100 \pm 10$ K et $T_{\text{RSF}\alpha 0.139} = 125 \pm 10$ K. Ces températures sont pointées par des flèches (avec barres d'erreur) sur l'agrandissement haute température de la Fig. 6.26 b. Notons qu'au panneau a, l'axe vertical a été restreint pour faciliter la comparaison des courbes, car la courbe d'anisotropie du 0.11 s'étend à basse température jusqu'à un maximum de 1.5 A/K²m, soit quinze fois plus grand que la limite négative tracée. Cette énorme anisotropie de α_{xy} dans le 0.11 provient principalement de l'anisotropie de l'effet Nernst causée par le grand pic de fluctuations supraconductrices.

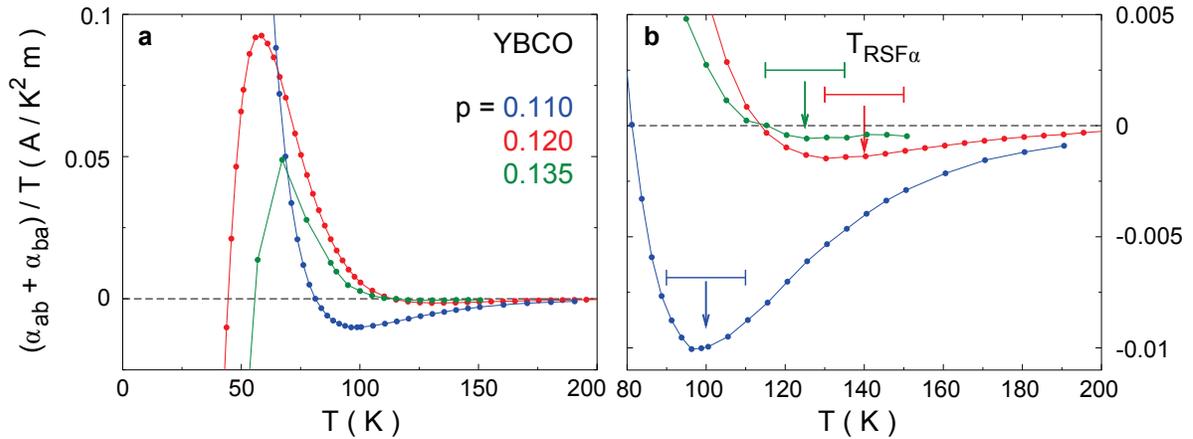


FIGURE 6.26 – **a**) Anisotropie en différence du coefficient thermoélectrique transverse $-\Delta\alpha_{xy}/T = -(\alpha_{ab} + \alpha_{ba})/T$ d'YBCO à $p = 0.11$ (bleu), 0.12 (rouge) et 0.139 (vert) en fonction de T . Une profonde anisotropie se développe à basse température. À haute température (panneau **b**), la “différence”, négative, montre une très faible amplitude et dépendance en température et se met ensuite à augmenter grandement et positivement sous $T_{\text{RSF}\alpha}$, température de début de la reconstruction de la surface de Fermi. Cette température est indiquée par une flèche (avec son incertitude) pour chaque dopage et correspond à $T_{\text{RSF}\alpha 0.11} = 100 \pm 10$ K et $T_{\text{RSF}\alpha 0.139} = 125 \pm 10$ K. Notons que $\Delta\alpha_{xy}/T$ continue de croître jusqu'à 1.5 A / K² m à basse température ; l'axe a été restreint pour faciliter la comparaison.

6.9 Discussion

Cet ensemble de données sur le même échantillon, dans la même géométrie, et avec les mêmes contacts, (et reproduit sur un autre échantillon), constitue la première mesure complète de l'anisotropie des propriétés de transport dans la phase pseudogap des cuprates. Ces mesures ont également été effectuées à d'autres dopages ($p = 0, 11$ et $0, 139$) dans la phase pseudogap et confirment les résultats et conclusions ci-dessus. Tout d'abord, elles confirment les résultats publiés sur l'anisotropie de la résistivité [116] et de l'effet Nernst [163], mais en les affinant en supprimant tout doute ou incertitude liés aux différences entre les échantillons, la géométrie ou les contacts. Ces mesures permettent aussi de montrer que la relation d'Onsager pour σ_{xy} est respectée, du moins sans violation claire, et donc que la symétrie sous inversion du temps est préservée dans la phase pseudogap des cuprates. Cependant, le résultat le plus significatif est l'anisotropie planaire (a vs b) des coefficients thermoélectriques longitudinaux (S et α_{xx}) et transverse

(α_{xy}) et leur forte dépendance en température qui, en plus de démontrer invariablement une anisotropie nématique, relie l'anisotropie des coefficients de transport à la reconstruction de la surface de Fermi, indiquant que celle-ci doit se reconstruire d'une manière anisotrope.

Cette anisotropie (nouvellement découverte) des coefficients thermoélectriques longitudinaux (S et α_{xx}), ne provenant manifestement pas des chaînes, n'est pas sans rappeler l'anisotropie de l'effet Nernst observée dans les mêmes matériaux. Celle-ci débute (de façon significative) à T^* pour atteindre de grandes valeurs anisotropes ($N_b / N_a \sim 8$) [163] lorsque la température diminue pour être alors réduite à l'isotropie lorsque $T \rightarrow 0$ [235]. Le fait que le signe des coefficients de Hall [65] et Seebeck [67] soit largement négatif lorsque $T \rightarrow 0$, implique qu'une poche d'électrons domine le transport à basse température. Cependant, la présence d'une si grande anisotropie thermoélectrique longitudinale (et transverse) à température intermédiaire pointe vers deux scénarios. D'une part, la poche d'électrons pourrait évoluer en fonction de la température pour éventuellement perdre son caractère anisotrope lorsque T diminue; cette unique poche passerait d'anisotrope à isotrope. D'autre part, une autre poche contribuerait à l'anisotropie dans ce régime de température et disparaîtrait ou perdrait de sa mobilité lorsque $T \rightarrow 0$. Cette autre poche pourrait être de type trou, puisque les coefficients de Hall et Seebeck sont positifs à haute température. D'une part, la température où l'anisotropie thermoélectrique longitudinale se met à augmenter de façon importante a été identifiée comme T_{nem} , température de l'apparition de la nématocité et d'autre part, la température de début de la reconstruction de la surface de Fermi comme T_{RSF} ($T_{\text{RSF}\alpha}$). Autour du dopage $p = 0.12$, la température de nématocité coïncide avec la température de reconstruction de la surface de Fermi. Cela suggère que sous T_{RSF} , la topologie de la surface évolue graduellement pour qu'il y ait éventuellement une compensation (visible par effets Hall et Seebeck nuls à T_0) et plus tard une domination de la poche électronique. Que la poche de trous disparaisse ou non à basse température, l'isotropie du transport pourrait venir de la domination de la mobilité de la poche d'électrons. Entre T_0 et $T = 0$, l'évolution des mobilités des deux types de porteurs pourrait donner lieu, lorsqu'elles se compensent, à la grande magnétorésistance observée dans ce régime de température [66]. Cette magnétorésistance est beaucoup plus faible pour $T \rightarrow 0$, ce qui indique que la poche d'électrons dominerait la poche de trous.

Il est maintenant pertinent de se demander qu'elle est la cause de cette reconstruction

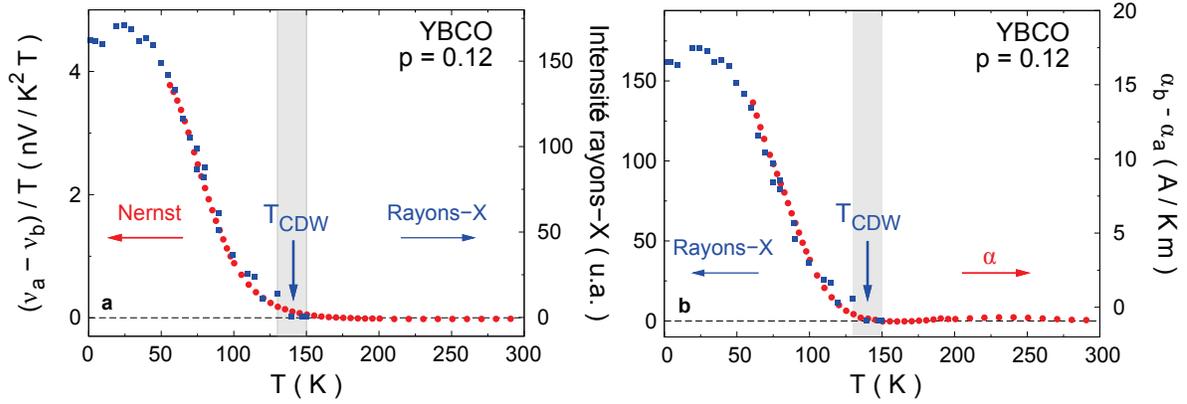


FIGURE 6.27 – Anisotropie thermoélectrique et rayons X dans YBCO à $p = 0.12$. a) Comparaison entre la dépendance en température de l’anisotropie en différence du coefficient de Nernst $\Delta\nu/T = (\nu_a - \nu_b)/T$ (cercles rouges, axe gauche) à 16 T et de l’intensité des modulations d’ordre de charge sondées par diffraction de rayons X (carrés bleus, axe droit) à 15 T [84], dans YBCO à $p = 0.12$. b) Comparaison de l’anisotropie thermoélectrique longitudinale $\Delta\alpha_{xx}$ (cercles rouges, axe droit) avec ces mêmes rayons X. Dans chaque panneau, les deux courbes commencent à augmenter sous la même température ; $T_{\text{CDW}} = 140 \pm 10$ K (région ombragée), température d’apparition de l’onde de densité de charge, pour ensuite se suivre étonnamment bien. Cette similitude suggère que l’ordre de charge comporte une composante nématique importante.

anisotrope de la surface de Fermi. Une chose est sûre, cet élément doit comporter une certaine anisotropie. Le début de l’anisotropie du signal de Nernst à la température du pseudogap T^* [163] indique que la phase pseudogap est nématique. Cependant, étant donné que ces phénomènes sont graduels, il peut être pertinent et même plus révélateur de comparer l’évolution en température de ces quantités. La Figure 6.27 compare d’un côté la dépendance en température de l’anisotropie de l’effet Nernst $\Delta\nu/T = (\nu_a - \nu_b)/T$ à celle de l’intensité des modulations d’ordre de charge sondées par diffraction de rayons X [84] et de l’autre, l’anisotropie thermoélectrique longitudinale $\Delta\alpha_{xx}$ avec ces mêmes rayons X. Dans les deux panneaux, les deux anisotropie de transport émergent de zéro de façon significative en parallèle avec l’ordre de charge à la même température $T_{\text{CDW}} = 140 \pm 10$ K et se suivent ensuite tout au long. La similarité frappante entre les deux suggère l’ordre de charge doit causer l’anisotropie du transport. En fait, cela implique que l’ordre de charge doit avoir une composante nématique (uniaxiale préférentielle) afin de générer une surface de Fermi anisotrope donnant une telle anisotropie des coefficients de transport.

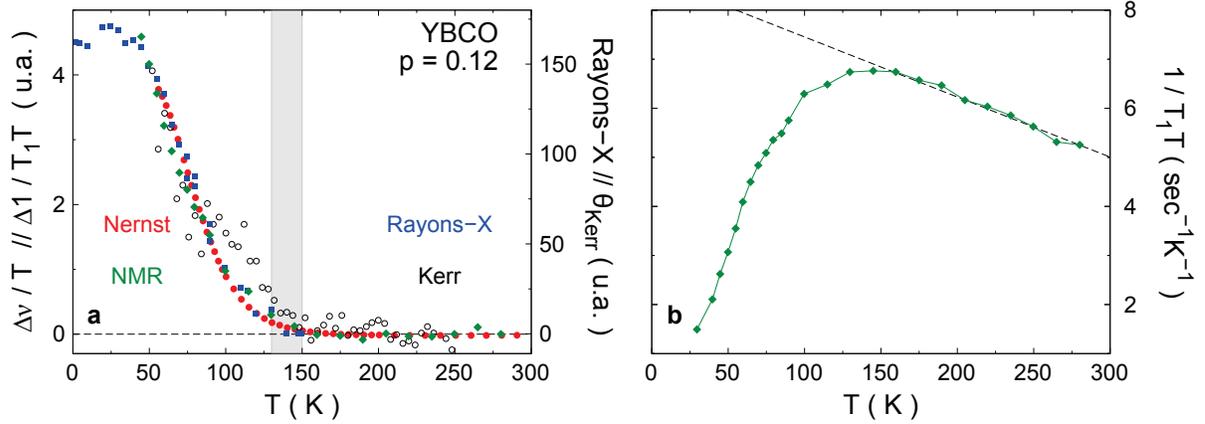


FIGURE 6.28 – **a** Comparaison entre la dépendance en température de l’anisotropie en différence du coefficient de Nernst $\Delta \nu / T = (\nu_a - \nu_b) / T$ (cercles rouges) à 16 T, de l’intensité des modulations d’ordre de charge sondées par diffraction de rayons X (carrés bleus) à 15 T [84], de la croissance de la chute du taux de relaxation, $\Delta 1 / T_1 T$ (losanges verts, voir panneau **b**), sondée par résonance magnétique nucléaire (RMN) [239] à 0 T, et de l’angle de Kerr [93] (cercles noirs ouverts) à 0 T, dans d’YBCO à $p = 0.12$. Comme vu plus haut à la Fig. 6.27 pour l’effet Nernst et les rayons X, toutes les courbes remontent sous la même température; $T_{CDW} = 140 \pm 10$ K (région ombragée) et augmentent de la même façon sous celle-ci. Le comportement similaire de ces quatre différentes propriétés suggère qu’elles sont toutes liées entre elles via le pseudogap, l’ordre de charge et la nématicité (voir texte). **b** Taux de relaxation divisé par la température, $1 / T_1 T$ (losanges verts), en fonction de T dans YBCO à $p = 0.111$, sondé par résonance magnétique nucléaire (RMN) [239]. La chute à partir du fond linéaire à haute température (ligne pointillée) est associée à l’ouverture du pseudogap et la différence entre les données et l’ajustement linéaire est tracé au panneau **a** comme $\Delta 1 / T_1 T$.

Ce genre de comparaison peut se faire avec d’autres sondes avec autant de succès. Le panneau **b** de la Figure 6.28 trace la dépendance en température du taux de relaxation $1 / T_1$ sondé par résonance magnétique nucléaire (RMN) [239]. On remarque que ce taux (divisé par la température T) augmente linéairement en T (ligne pointillée) lorsque T diminue pour ensuite dévier de cette linéarité et chuter vers zéro. Ce comportement est clairement et historiquement associé à l’ouverture du pseudogap. Maintenant, lorsqu’on trace à la Fig. 6.28 **a** la croissance de cette chute, $\Delta 1 / T_1 T$ (losanges verts), (en soustrayant aux données brutes le fond linéaire), conjointement à l’augmentation de l’anisotropie de l’effet Nernst et des modulations de l’ordre de charge par rayons X (comme montré précédemment en Fig. 6.27), on remarque que la première courbe suit élégamment les deux suivantes. Cela suggère que le pseudogap est une phase nématique précurseur à

l'ordre de charge (aussi nématique). Enfin, on peut ajouter à ce graphe la dépendance en température de l'angle de Kerr (cercles noirs ouverts), qui est associé à l'apparition d'une brisure de symétrie sous inversion du temps [93]. Bien que plus bruyante, cette quantité suit également la même croissance en température que les trois autres. Lorsqu'on considère la similitude de leur dépendance en température, et la récente interprétation de cet angle de Kerr comme d'un ordre de charge gyrotropique ou cholestérolique (avec des plans de modulation spatiale de charge qui, comme une vis, sont faiblement décalés en angle l'un par rapport à l'autre le long de l'axe- c) [94, 240], on en arrive à la conclusion qu'il s'agit probablement du même ordre de charge que celui détecté par rayons X. Bref, cela montre que tous ces phénomènes semblent liés : le pseudogap est une phase de modulations d'ordre de charge nématique, probablement fluctuantes à haute température, qui donnent une anisotropie des propriétés de transport, en particulier dans l'effet Nernst à partir de T^* . Lorsque la température diminue, cette phase nématique évolue vers une phase smectique en stabilisant les fluctuations de charge pour qu'elles deviennent statiques et qu'elles reconstruisent anisotropiquement la surface de Fermi, augmentant d'autant plus l'anisotropie des coefficients de transport (Seebeck, α_{xx} , Nernst et α_{xy}). Par conséquent, ces résultats sur l'anisotropie des propriétés de transport sont comme le chaînon manquant qui relie la phénoménologie du pseudogap.

La figure précédente impose un lien entre l'ordre de charge et le pseudogap. Toutefois, l'étude de la Fig. 6.16 b pourrait suggérer qu'il s'agit de phénomènes distincts. En effet, l'agrandissement à haute température des courbes d'anisotropie $\Delta\alpha_{xx}$ et $\Delta\alpha_{xy}$ montre qu'en dessous de T^* (≈ 250 K), elles augmentent négativement et tranquillement jusqu'à ce qu'elles atteignent T_{nem} dans un cas et $T_{\text{RSF}\alpha}$ dans l'autre, où elles se mettent à augmenter soudainement vers de grandes valeurs positives. Autrement dit, il semble y avoir deux comportements différents au-dessus et en-dessous de T_{nem} , $T_{\text{RSF}\alpha}$, comme si le pseudogap n'était pas en fait un prolongement de l'ordre de charge. Pour approfondir et tester cette idée, retournons à une des signatures principales de l'ouverture du pseudogap dans les cuprates ; la résistivité. En effet, une des premières indications de la présence d'un pseudogap est la déviation de la résistivité de son caractère linéaire sous T^* [42].

Étant donné que le coefficient thermoélectrique est relié à la dérivée énergétique de la conductivité ($\alpha \propto \partial\sigma/\partial\epsilon$), afin de le comparer à la résistivité, nous allons prendre la dérivée en température de cette dernière ; $\partial\rho/\partial T$. La Figure 6.29 compare la dépendance en température de cette dérivée, $\partial\rho/\partial T$, dans trois matériaux distincts ; le fermion lourd

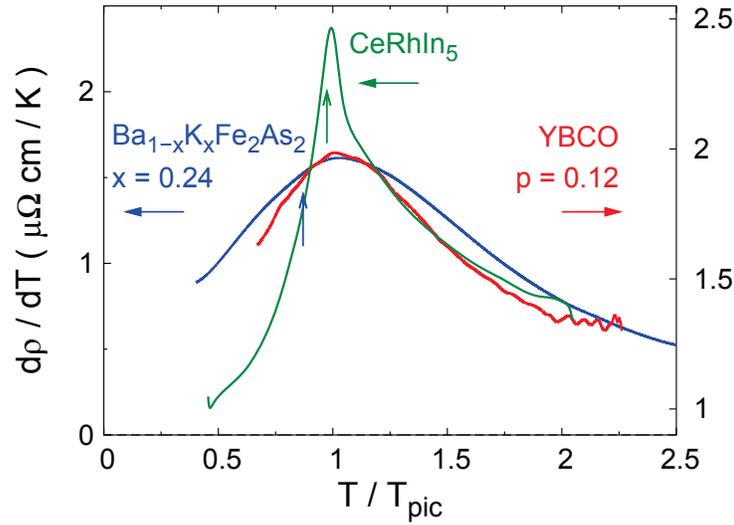


FIGURE 6.29 – Dérivée en température de la résistivité $\partial\rho/\partial T$ du fermion lourd CeRhIn_5 (vert, axe gauche) [241], du pnicture $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ à $x = 0.24$ (K-Ba122, bleu, axe gauche) [242] et d’YBCO axe- a à $p = 0.12$ (rouge, axe droit) à 0 T en fonction de T/T_{pic} , température où la dérivée fait un pic. Ces valeurs sont respectivement ; $T_{\text{pic}} = 3.9$, 92 et 130 K . Pour CeRhIn_5 , cette température coïncide avec la transition magnétique $T_{\text{N}} = 3.8\text{ K}$ (flèche verte vers le haut), et pour K-Ba122, la transition magnétique en est très proche ; $T_{\text{N}} = 80\text{ K}$ (flèche bleue vers le haut). Cela indique que le pic d’YBCO doit correspondre à la transition de l’ordre de charge à $T_{\text{CDW}} = 140 \pm 10\text{ K}$. La présence d’un pic très large dans K-Ba122 et YBCO suggère un mécanisme commun, soit un régime de fluctuations au-dessus de la transition ; le pseudogap.

CeRhIn_5 (vert) [241], le pnicture $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ à $x = 0.24$ (K-Ba122, bleu) [242] et YBCO axe- a (rouge). Le premier présente un comportement typique [243] de la dérivée en température de la résistivité à une transition magnétique ($T_{\text{N}} = 3.8\text{ K}$, flèche verte vers le haut) ; la dérivée montre un pic pointu centré sur cette transition. L’axe de température est d’ailleurs normalisé à la température de ce pic pour chacune des courbes. Le pnicture K-Ba122 a aussi une transition vers un ordre magnétique sous $T_{\text{N}} = 80\text{ K}$ (flèche bleue vert le haut) presque coïncidente avec le maximum du pic. Cependant, le pic est beaucoup plus large en température que dans le cas de CeRhIn_5 . Cela montre bien qu’une transition magnétique peut être plus ou moins définie dans la résistivité. Maintenant, lorsqu’on compare ces deux courbes à la dérivée d’YBCO, on remarque, que comme pour K-Ba122, la dérivée montre un large pic (centré à $T = 130\text{ K}$), indiquant qu’il y a probablement une transition vers un certain ordre (magnétique ou pas) à la température du pic. Cela montre aussi le caractère “pseudogap” de la résistivité dans les deux matériaux. En effet, à

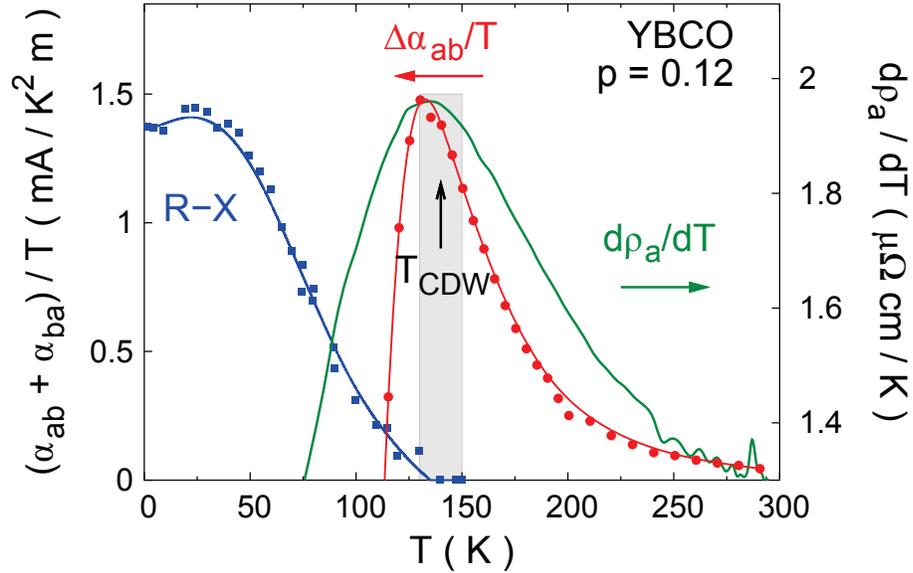


FIGURE 6.30 – Comparaison de la dépendance en température de l’anisotropie du coefficient thermoélectrique transverse $\Delta\alpha_{ab}/T = (\alpha_{ab} + \alpha_{ba})/T$ (cercles rouges, axe gauche) à 16 T, de la dérivée en température de la résistivité $\partial\rho_a/\partial T$ (ligne verte, axe droit) à 16 T et de l’intensité des modulations d’ordre de charge sondées par diffraction de rayons X (carrés bleus) à 15 T [84] dans YBCO à $p = 0.12$. Les deux premières courbes croissent de façon similaire à haute température, sans anomalies claires à T^* (≈ 250 K), pour ensuite chuter dramatiquement sous $T_{\text{CDW}} = 140 \pm 10$ K (région ombragée), qui correspond à la température où l’ordre de charge apparaît et reconstruit anisotropiquement la surface de Fermi. Ce changement soudain dans les propriétés de transport ressemble à une transition de phase et indique qu’il s’agit probablement du véritable acteur important dans la physique du pseudogap.

la manière du pseudogap des cuprates, la résistivité des pnictures dévie (vers le haut ou vers le bas) à une température bien supérieure à T_N , où elle change plus dramatiquement. La Fig. 4.4 de la Section 4.2.1 montre très bien ce comportement dans les pnictures comparé à celui des cuprates, où il est associé au pseudogap. Autrement dit, les deux matériaux (K-Ba122 et YBCO) présentent une dérivée en température de la résistivité similaire et doivent ainsi partager des caractéristiques communes; soit un régime de fluctuations (pseudogap) précédant une transition vers un ordre statique. Dans le cas d’YBCO, le pic centré à $T = 130$ K doit indiquer la transition vers l’ordre de charge qui se stabilise aussi à cette température; $T_{\text{CDW}} = 140 \pm 10$ K.

Ayant mis en contexte le comportement de la dérivée en température de ρ dans

YBCO, comparons-la maintenant à la courbe d'anisotropie $\Delta\alpha_{xy}$. La Figure 6.30 compare ces deux quantités dans la région haute température. On remarque tout de suite que les deux courbes ont une dépendance en température très similaire ; elles augmentent tranquillement à partir de l'ambiante pour ensuite être maximales à la même température, identifiée précédemment pour $\Delta\alpha_{xy}$ comme $T_{\text{RSF}\alpha} = 130 \pm 10 \text{ K}$, pour finalement redescendre plus subitement sous cette température. Les courbes ne présentent pas de signature claire à T^* ($\approx 250 \text{ K}$), il s'agit d'une augmentation très graduelle. Toutefois, sous $T_{\text{RSF}\alpha}$, les courbes sont profondément affectées par le début de la reconstruction anisotrope de la surface de Fermi. D'ailleurs, le changement de courbure de $\Delta\alpha_{xy}$ (ainsi que $\Delta\alpha_{xx}$) à $T_{\text{RSF}\alpha}$ représente probablement la plus fine transition vers un ordre nématique (et même transition du pseudogap en général) observée dans les cuprates ; elle ressemble à une véritable transition de phase. La croissance des modulations d'ordre de charge par rayons X est aussi tracée et on voit bien qu'à la température où elles commencent, les deux autres courbes se mettent à chuter dramatiquement. Ce genre de comportement de la dérivée de la résistivité, qu'on retrouve aussi dans $\Delta\alpha_{xy}$, suggère que la véritable et significative transition dans ce régime de température n'est pas l'ouverture du pseudogap à T^* , mais plutôt l'apparition de l'ordre de charge nématique qui reconstruit anisotropiquement la surface de Fermi à T_{CDW} . Autrement dit, que la région du pseudogap entre T^* et T_{RSF} soit ou non une zone de fluctuations d'ordre de charge, la région importante du diagramme de phase influençant de façon importante toutes les propriétés de transport se trouve sous T_{CDW} .

Ayant extrait T_{nem} , T_{RSF} et $T_{\text{RSF}\alpha}$ à trois dopages, il est pertinent de regarder leur dépendance en dopage. La Figure 6.31 les trace sur un diagramme de phase dopage-température d'YBCO. En plus de ces trois températures, le diagramme montre la température d'apparition de l'ordre de charge sondé par rayons X T_{CDW} . Le bon accord entre T_{RSF} et $T_{\text{RSF}\alpha}$ et T_{CDW} renforce l'importance (et même le lien de causalité) entre l'ordre de charge et la reconstruction de la surface de Fermi. Toutefois, malgré que T_{nem} soit en bon accord avec T_{CDW} à $p = 0.12$ et 0.139 , il y a une déviation claire entre ces deux températures pour $p = 0.11$. La nématicité et l'ordre de charge semblent donc se départager sous $p = 0.12$. La figure présente aussi T_{charge} , la température d'apparition de l'ordre de charge à longue portée sondé par RMN à basse température et haut champ magnétique. Notons que la dépendance en dopage de T_{RSF} rappelle la forme de dôme de $T_{0\text{H}}$, la température de changement de signe de l'effet Hall.

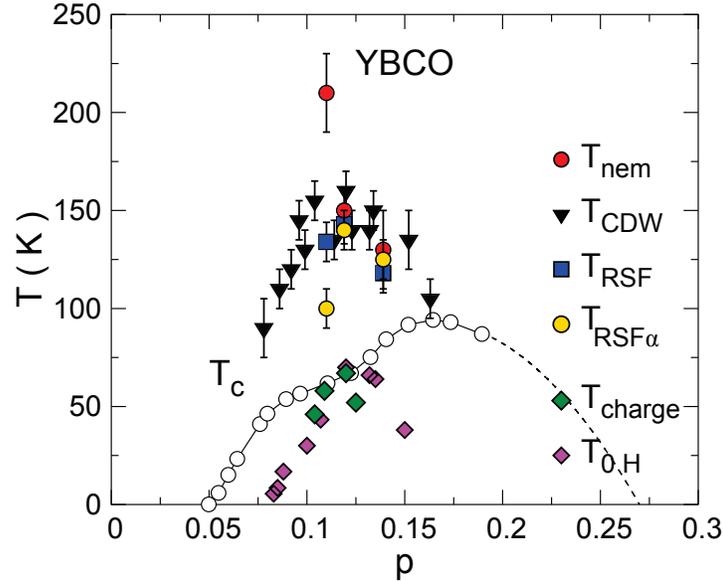


FIGURE 6.31 – Diagramme de phase dopage-température d'YBCO montrant quelques températures caractéristiques. T_{nem} (cercles rouges) correspond à la température d'apparition de la nématicité et est extrait de la dépendance en température de l'anisotropie thermoélectrique longitudinale $\Delta\alpha_{xx}/T$, T_{RSF} (carrés bleus) et $T_{\text{RSF}\alpha}$ (cercles jaunes) correspondent au début de la reconstruction de la surface de Fermi et sont extraits respectivement du point d'inflexion de S_a/T et de la dépendance en température de $\Delta\alpha_{xy}/T$. La température d'apparition de l'ordre de charge T_{CDW} détectée par rayons X [91, 166] est aussi tracée (triangles noirs) et se trouve en bon accord avec T_{RSF} et $T_{\text{RSF}\alpha}$. T_{nem} suit bien ces températures à $p = 0.12$ et 0.139 , mais s'en sépare pour $p = 0.11$. À titre de comparaison de leur dépendance en dopage, sont aussi tracés T_{charge} (losanges verts), température d'apparition de l'ordre de charge à longue portée sondé par RMN à basse température et haut champ [83, 244] ainsi que $T_{0,H}$ (losanges magentas), température de changement de signe de l'effet Hall [66].

De récents travaux de résonance magnétique nucléaire (RMN) [86] nous amènent à revisiter notre interprétation de la dépendance en température de l'anisotropie des coefficients de transport. La première mesure d'ordre de charge dans YBCO fut justement par RMN [83] et détecta cet ordre (par la séparation d'un pic) sous $T_{\text{charge}} = 70$ K, (pour $p = 0.12$) dans un champ magnétique non nul de 28.5 T. Les mesures subséquentes de rayons X [84, 85], détectant des modulations d'ordre de charge statiques à courte portée sous $T_{\text{CDW}} = 140$ K (à $p = 0.12$) et en champ nul, vinrent soulever des questions quant à la nature des deux états sondés par ces sondes différentes. De récentes mesures de RMN [86]

détectent des corrélations statiques d'ordre de charge à courte portée (par élargissement d'un pic) et nématique à $T_{\text{CDW}} = 140 \text{ K}$ (pour $p = 0.12$); confirmant que la RMN et les rayons X peuvent détecter le même ordre à la même température. Toutefois, les nouvelles mesures de RMN montrent aussi que l'état à basse température (sous $T_{\text{charge}} = 70 \text{ K}$) est un ordre de charge à longue portée de plus grande amplitude que celui sous T_{CDW} . Les deux états seraient donc de nature différente; celui à haute température ne serait donc pas considéré comme des fluctuations de l'état à basse température. Ce scénario de succession d'ordres différents pourrait très bien expliquer nos résultats de transport anisotrope. D'une part, l'apparition d'un ordre de charge nématique sous $T_{\text{CDW}} = T_{\text{RSF}}$ cause l'augmentation de l'anisotropie planaire des coefficients de transport (S , α_{xx} , N et α_{xy}). Cela correspond à ce que nous avons suggéré plus haut. D'autre part, l'apparition d'un autre ordre, non nématique (et probablement smectique), sous $T_{\text{charge}} = 70 \text{ K}$ ferait disparaître, par une autre reconstruction de la surface de Fermi, l'anisotropie de celle-ci ainsi que des coefficients de transport. Cela correspond à ce qui est observé dans les coefficients thermoélectriques longitudinaux ($\Delta S/T$ et $\Delta\alpha_{xx}/T$; voir Figs. 6.11 et 6.13) sous 40 K et dans les transverses ($\Delta\nu/T$ et $\Delta\alpha_{xy}$; voir Figs. 6.14 et 6.16) sous 60 K, où l'anisotropie commence à réduire pour éventuellement disparaître à $T \rightarrow 0$ (à fort champ). Autrement dit, cette disparition d'anisotropie du transport correspondrait avec l'apparition d'un autre ordre de charge non nématique.

Il est important de situer nos mesures d'anisotropie de l'effet Seebeck dans le contexte en les comparant à ce qui a déjà été fait. Ces mesures d'anisotropie de l'effet Seebeck sont les premières à présenter une anisotropie avec une telle dépendance en température dans le pseudogap suggérant une anisotropie planaire. Profitons-en pour discuter d'anciens résultats d'anisotropie de Seebeck dans la littérature des cuprates. Quelques travaux sur des cristaux démaclés ont rapporté une anisotropie de l'effet Seebeck dans YBCO [245–247]. La plupart d'entre eux [245, 246] concernaient des cristaux à dopage optimal, région où l'absence d'effets du pseudogap rend ces travaux moins pertinents à notre étude. Une publication [247] traite d'un échantillon d'YBCO à une concentration d'oxygène $y = 6.7$ ($T_c \approx 70 \text{ K}$) similaire à notre dopage. Toutefois, dans cette dernière, l'anisotropie observée est inverse à la nôtre : pour $T > T_c$, ils rapportent $S_b > S_a$. Étant donné notre argument avancé plus haut que l'anisotropie à haute température provient des chaînes ($S_a/S_b \sim \sigma_{bb}/\sigma_{aa}$), il est plutôt étonnant de voir une anisotropie inverse dans leur cas. En revenant à l'équation 6.10, cela voudrait dire que dans leur échantillon,

S_{ch} n'est pas négligeable devant S_a et ajoute une contribution augmentant la valeur totale de S_b . Attardons-nous aux valeurs quantitatives ; à $T = 100$ K, ils obtiennent $S_a = 4 \mu\text{V}/\text{K}$, tandis que nous avons $S_a = 30 \mu\text{V}/\text{K}$. On voit bien que notre S_a est beaucoup plus grand que le leur et cela indique fort probablement que notre échantillon est dominé par un signal thermoélectrique électronique tandis que le leur aurait une plus grande contribution des chaînes. Une autre piste expliquant les différences serait une contamination de leur signal par l'effet d'entraînement des phonons ; le "phonon drag". Étant donné que les chaînes augmentent la conductivité thermique le long de l'axe- b ($\kappa_b > \kappa_a$ voir Section 6.7), cette anisotropie de la conductivité thermique pourrait entraîner une anisotropie de la contribution des phonons dans le pouvoir thermoélectrique et donc générer $S_b > S_a$. Leurs mesures suggèrent alors que leur signal est dominé par le "phonon drag", alors que nos échantillons donnent un signal électronique dominant. Comme nous avons vu à la Section 6.7, la contribution des phonons au pouvoir thermoélectrique ne peut expliquer l'anisotropie du Seebeck que nous observons. Bref, en prenant en compte tous ces éléments, nous pouvons affirmer que notre mesure d'anisotropie planaire de l'effet Seebeck est sans précédent et constitue un élément important dans la compréhension du pseudogap des cuprates.

Pour approfondir d'autant plus cette étude "totale" d'anisotropie des coefficients de transport, il pourrait être intéressant de mesurer de l'anisotropie planaire de la conductivité thermique transverse κ_{xy} (qui n'a pas été mesurée ici). Ces coefficients transverses antisymétriques en champ, tout comme la conductivité électrique transverse σ_{xy} , doivent respecter les relations d'Onsager, qui exigent que $\kappa_{xy} = -\kappa_{yx}$. Toutefois, étant donné que nous avons vérifié ces relations pour σ_{xy} , il serait surprenant d'observer une violation dans κ_{xy} .

6.10 Résumé du chapitre

Afin d'approfondir l'étude de l'anisotropie planaire de l'effet Nernst du cuprate YBCO présentée au [chapitre précédent](#), nous avons fait une investigation complète de l'anisotropie planaire de ses coefficients de transport. Cette étude est affranchie des incertitudes associées aux facteurs géométriques et à la dépendance à l'égard des échantillons par la mesure sur le même monocristal démaclé, au dopage $p = 0.12$, orienté successive-

ment le long des axes cristallins b et a . Les mesures d'anisotropie ont aussi été effectuées aux dopages $p = 0.11$ et 0.139 sur des échantillons différents et montrent des résultats semblables.

L'anisotropie de l'effet Nernst pouvant provenir de coefficients longitudinaux (σ_{xx} , α_{xx}) et/ou transverses (σ_{xy} , α_{xy}), son observation ne peut démontrer hors de tout doute la présence d'une brisure de symétrie de rotation. En effet, une anisotropie des coefficients transverses (en particulier σ_{xy}) pourrait plutôt impliquer une brisure de symétrie sous inversion du temps.

Nous avons ainsi montré l'anisotropie planaire de la conductivité électrique longitudinale (σ_{xx}), des coefficients thermoélectriques longitudinaux (S , α_{xx}) et transverses (N , α_{xy}) ainsi que de la conductivité thermique longitudinale (κ_{xx}).

Pour chacun de ces coefficients, nous avons réussi à départager la contribution des chaînes uniaxiales de CuO (le long de l'axe- b) de celle des plans de CuO₂. L'anisotropie des coefficients thermoélectriques longitudinaux démontre ainsi sans ambiguïté la présence d'une forte anisotropie nématique dans le pseudogap des cuprates. De plus, l'isotropie du coefficient électrique transverse σ_{xy} respecte la relation d'Onsager en champ magnétique et rejette donc l'existence d'une brisure de symétrie sous inversion du temps.

Les coefficients thermoélectriques α_{xx} et α_{xy} montrent une très faible contribution des chaînes, visible à haute température, et révèlent plutôt une forte anisotropie des plans, croissante sous T_{nem} qui indique une reconstruction anisotrope de la surface de Fermi en une petite poche d'électrons et possiblement de trous.

L'augmentation dramatique de ces anisotropies sous T_{nem} est d'ailleurs coïncidente avec l'apparition et la croissance de l'ordre de charge détecté par rayons X sous cette même température T_{CDW} . Cela suggère que l'ordre de charge doit être nématique et doit reconstruire anisotropiquement la surface de Fermi sous cette température afin d'influencer les coefficients de transport de la sorte.

De par le comportement de la dépendance en température des coefficients de transport, il est suggéré que l'élément principal de la phase pseudogap consiste en cet ordre de charge se stabilisant sous T_{CDW} . Le régime de température entre T^* et T_{CDW} pouvant ainsi être une région de fluctuations de cet ordre.

Enfin, la disparition des anisotropies à basse température (dans l'état normal en champ magnétique suffisamment élevé) pourrait être associée à trois scénarios. Considérant la présence d'une poche d'électrons de grande mobilité et isotrope à basse température (par oscillations quantiques des effets Hall et Seebeck négatifs), cette poche pourrait évoluer graduellement en température passant d'anisotrope à isotrope. Sinon, une poche supplémentaire (de trous ou d'électrons) anisotrope perdrait sa mobilité à basse température pour être dominée par la poche d'électrons isotrope. Ou bien encore, une autre reconstruction de la surface de Fermi ferait disparaître la poche anisotrope en conservant la poche d'électrons isotrope. Des mesures de RMN semblent appuyer ce dernier scénario.

Conclusion

Une vaste étude de l'effet Nernst dans les cuprates $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) et ceux de la famille de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) a montré que cette propriété de transport est sensible à l'apparition de la phase pseudogap sous $T_\nu = T_\rho = T^*$. À partir de ces critères, un diagramme de phase dopage-température pour ces deux matériaux est établi, et montre que T^* se comporte de la même façon dans les deux familles, $T_{\text{YBCO}}^* = 1.5 T_{\text{LSCO}}^*$, disparaissant à un dopage $p^* \simeq 0.24$ ayant des caractéristiques d'un point critique quantique dans Nd-LSCO [102]. L'extraction de températures caractéristiques de l'effet Nernst (T_{min} , T_{B}) démontre que les fluctuations supraconductrices significatives dominant le signal de Nernst sont restreintes en température à une région suivant le dôme supraconducteur et correspondant à $1.4 T_c$. Ainsi, ces critères possèdent une dépendance en dopage et une grandeur tout à fait différentes de celles de T^* et indiquent clairement que le régime de supraconductivité fluctuante au-dessus de T_c n'a pas un rôle prépondérant dans l'apparition du pseudogap. D'ailleurs, l'interprétation de l'effet Nernst du groupe de Princeton a été revisitée et il a été clairement démontré que cette interprétation est fautive.

Il a ensuite été montré que l'effet Nernst dans le cuprate YBCO présente une forte anisotropie planaire (plus que dans nulle autre mesure dans les cuprates) avec un signal de Nernst plus grand lorsque mesuré avec le gradient thermique le long de l'axe b cristallin que lorsque mesuré le long de a : $\nu_b > \nu_a$. Cette anisotropie, présente mais faible à haute température, s'accroît et croît sous T^* (lui-même isotrope) tout au long du diagramme de phase en dopage. La croissance en température de cette anisotropie prend alors la forme attendue d'un paramètre d'ordre nématique induit par un champ externe. Il a été clairement démontré que les chaînes unidirectionnelles (le long b) de CuO du réseau orthorhombique ne sont pas responsables de la grande anisotropie sous T^* et qu'il s'agit donc plutôt d'une propriété intrinsèque des plans de CuO_2 . La détection d'une

anisotropie planaire de l'effet Nernst dans le cuprate Nd-LSCO au dopage $p = 0.15$ suggère l'universalité du phénomène. Cette anisotropie de l'effet Nernst est alors interprétée comme une forte anisotropie violant la symétrie sous rotation C_4 du plan de CuO_2 et indique que le pseudogap des cuprates consiste en une phase nématique. Il est donc proposé que cette phase pseudogap nématique serait une phase de fluctuations des ordres de charge et/ou spin détectés à plus basse température.

Enfin, l'anisotropie planaire de l'effet Nernst du cuprate YBCO (aux dopages $p = 0.11, 0.12$ et 0.139) a été approfondie pour inclure tous les coefficients de transport. L'anisotropie des coefficients thermoélectriques longitudinaux (S, α_{xx}) démontre sans ambiguïté la présence d'une forte anisotropie sous rotation de 90° dans le pseudogap. De plus, l'isotropie du coefficient électrique transverse σ_{xy} respecte la relation d'Onsager en champ magnétique et rejette donc l'existence d'une brisure de symétrie sous inversion du temps. Les coefficients thermoélectriques S et α_{xx} révèlent une forte anisotropie des plans, croissante sous T_{nem} . Pour $p = 0.12$ et plus, l'augmentation de l'anisotropie de α_{xx} sous T_{nem} est coïncidente avec l'apparition de l'ordre de charge détecté par rayons X sous T_{CDW} et suggère que l'ordre de charge doit être nématique. Les températures du début de la reconstruction de la surface de Fermi T_{RSF} et $T_{\text{RSF}\alpha}$, identifiées par le point d'inflexion de S_a/T et l'augmentation de l'anisotropie de α_{xy} , coïncident aussi avec T_{CDW} et indiquent que l'ordre de charge est responsable de la reconstruction anisotrope de la surface de Fermi en une petite pochette d'électrons et possiblement de trous. Il est alors proposé que l'élément principal de la phase pseudogap consiste en cet ordre de charge se stabilisant sous $T_{\text{CDW}} = T_{\text{RSF}}$ et ainsi, le régime de température entre T^* et T_{CDW} serait une région de fluctuations de cet ordre. La disparition des anisotropies à basse température est associée à trois scénarios : l'évolution graduelle en température de la pochette d'électrons de grande mobilité passant d'anisotrope à isotrope, la présence d'une pochette supplémentaire (de trous ou d'électrons) anisotrope qui perdrait sa mobilité à basse température pour être dominée par la pochette d'électrons isotrope, ou bien une autre reconstruction de la surface de Fermi faisant disparaître la pochette anisotrope en conservant la pochette d'électrons isotrope.

L'étude de la conductivité thermique transverse κ_{xy} pourrait s'avérer pertinente dans l'éclaircissement de ces questions. D'une part, le test des relations d'Onsager par l'étude de son anisotropie amènerait un élément supplémentaire dans la discussion autour de la présence d'une brisure de symétrie sous inversion du temps. D'autre part, étant une

propriété sondant la nature des porteurs elle pourrait nous renseigner sur leur état dans le régime basse température, bas champ. Il serait aussi intéressant d'approfondir la relation (compétitive/constructive) entre la supraconductivité et l'ordre de rayures / pseudogap par l'application de pression hydrostatique comme autre paramètre de contrôle (dopage, température, champ). Cette avenue, peu empruntée dans un contexte de compétition de phase et de reconstruction de la surface de Fermi, pourrait nous renseigner davantage sur l'interaction entre les phases.

Annexe A

Effet Nernst d'YBCO à plusieurs dopages

Cette annexe présente le coefficient de Nernst ν d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) tracé en ν/T en fonction de la température T à différentes valeurs de champ magnétique pour différents dopages et orientations du gradient thermique ($\nabla T \parallel a$ ou b). La transition supraconductrice est $T_c(H = 0)$ est indiquée par la ligne noire verticale. Le panneau en bas à gauche montre T_{\min} : la température sous laquelle, pour de bas champs, le signal montre une valeur minimale négative avant le pic positif des fluctuations. Le panneau du bas à droite montre T_ν : la température sous laquelle $\nu(T)/T$ commence à dévier de la linéarité. Les données sont toutes extraites de la réf. [163].

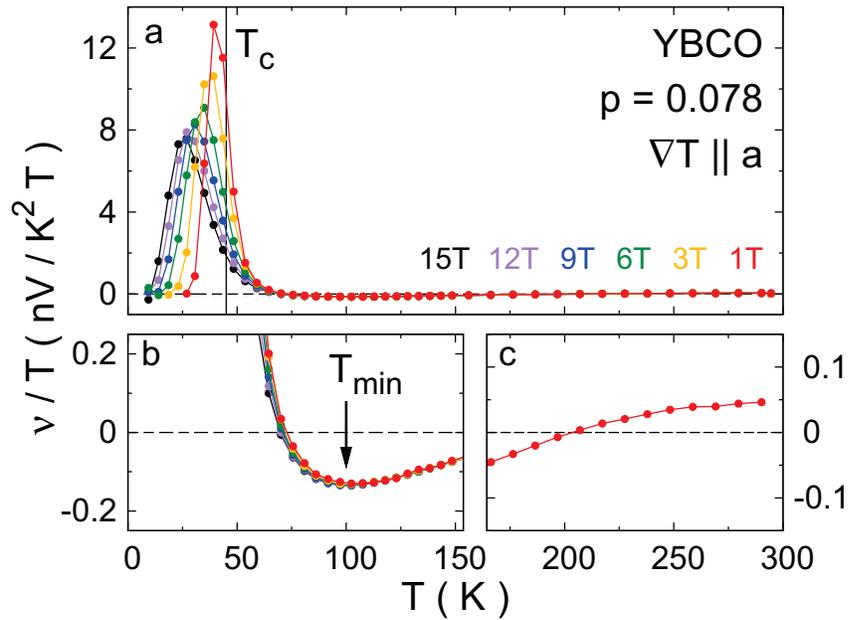


FIGURE A.1 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.078$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel a$.

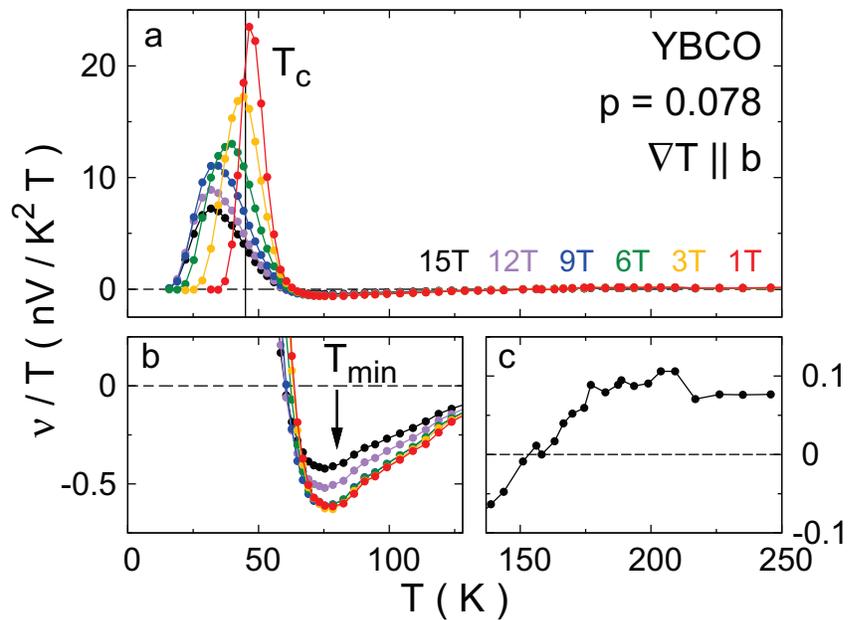


FIGURE A.2 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.078$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel b$.

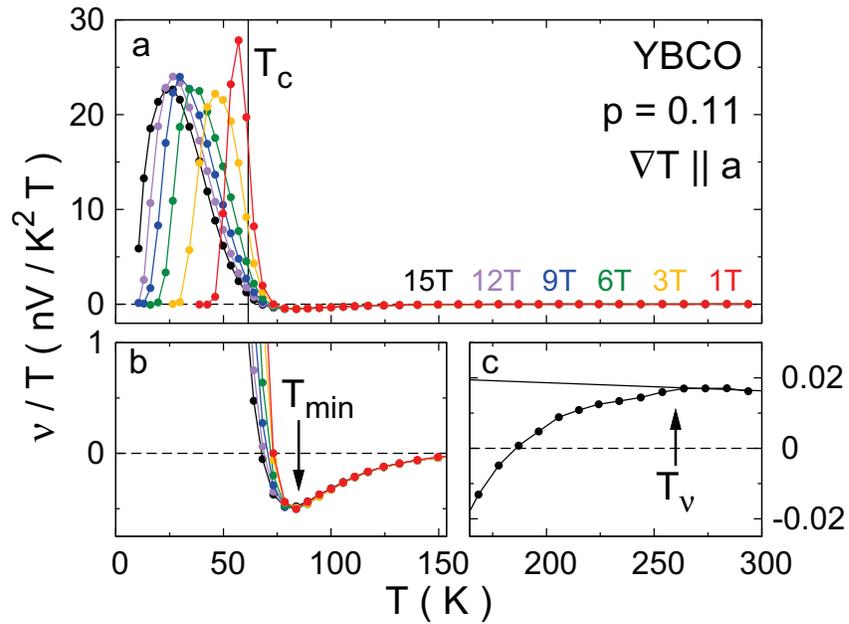


FIGURE A.3 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.11$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel a$.

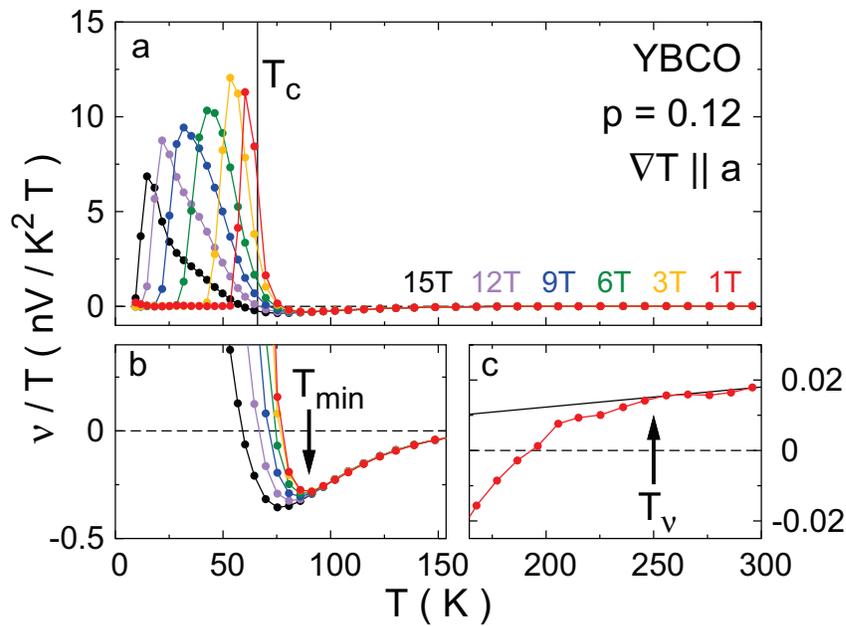


FIGURE A.4 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.12$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel a$.

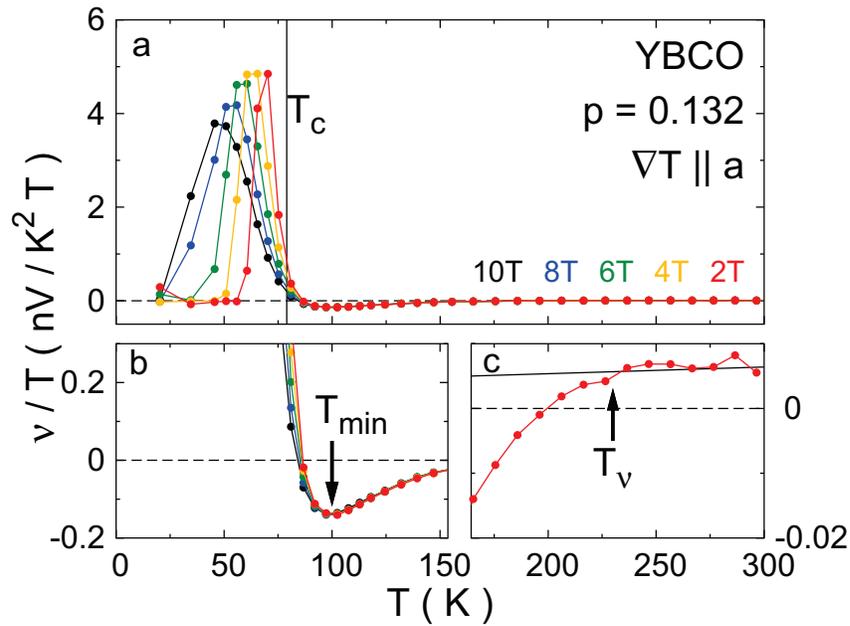


FIGURE A.5 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.132$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel a$.

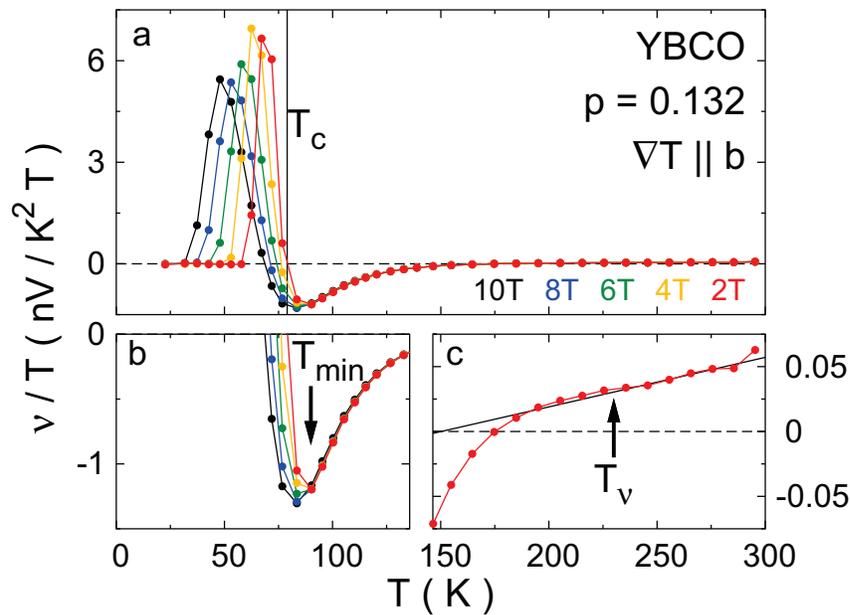


FIGURE A.6 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.132$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel b$.

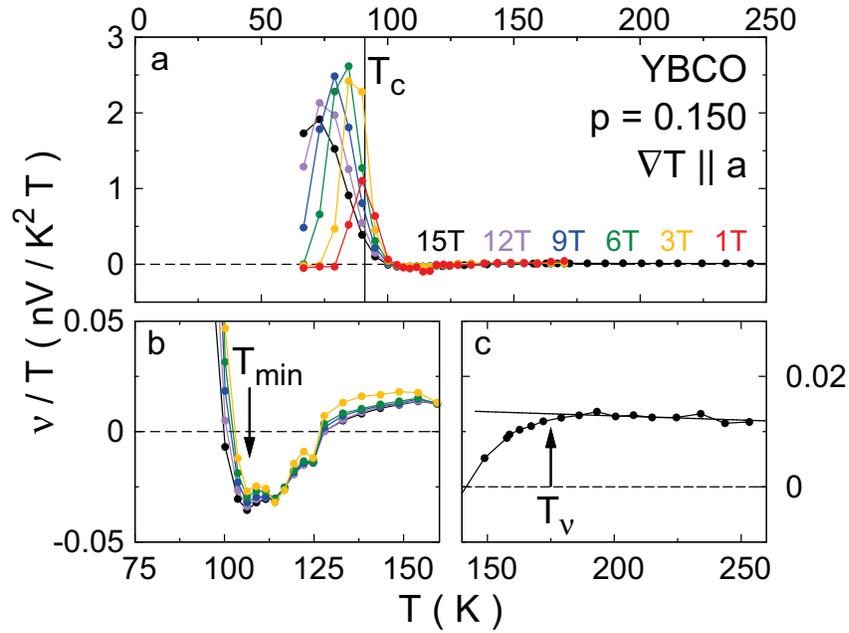


FIGURE A.7 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.150$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel a$.

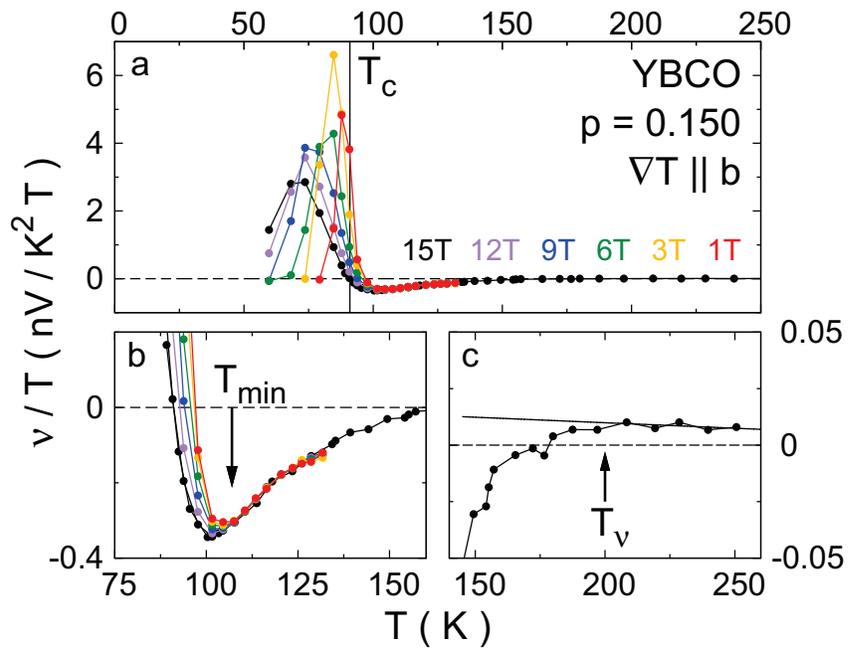


FIGURE A.8 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.150$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel b$.

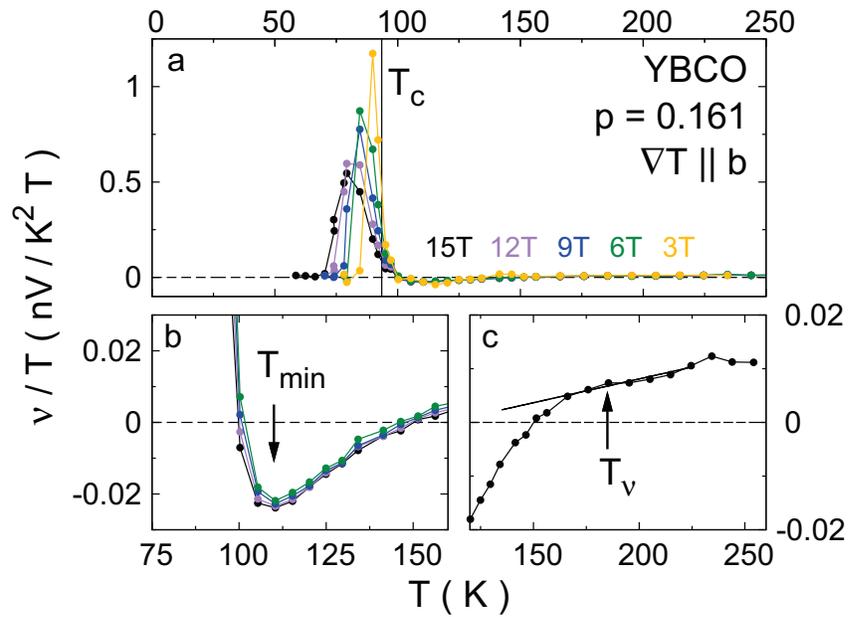


FIGURE A.9 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.161$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel b$.

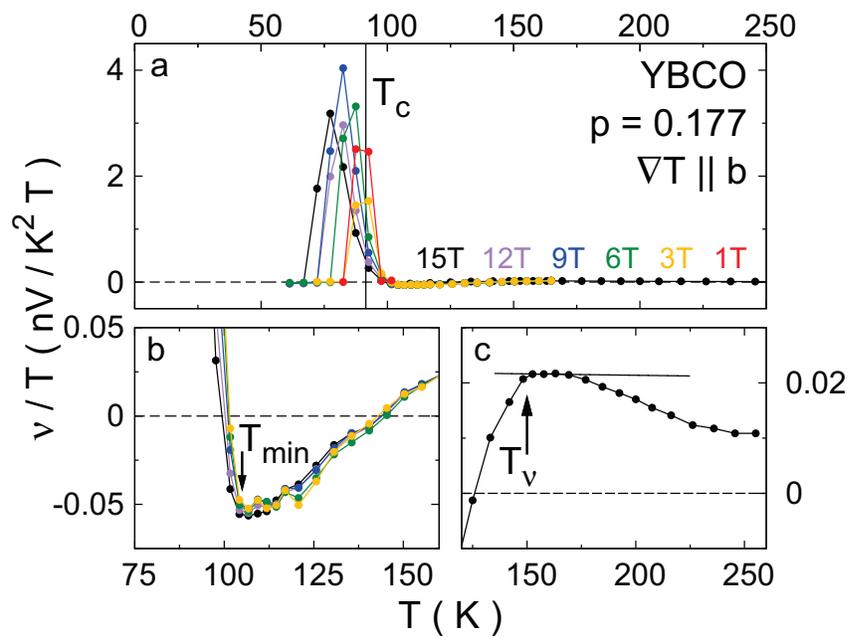


FIGURE A.10 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.177$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel b$.

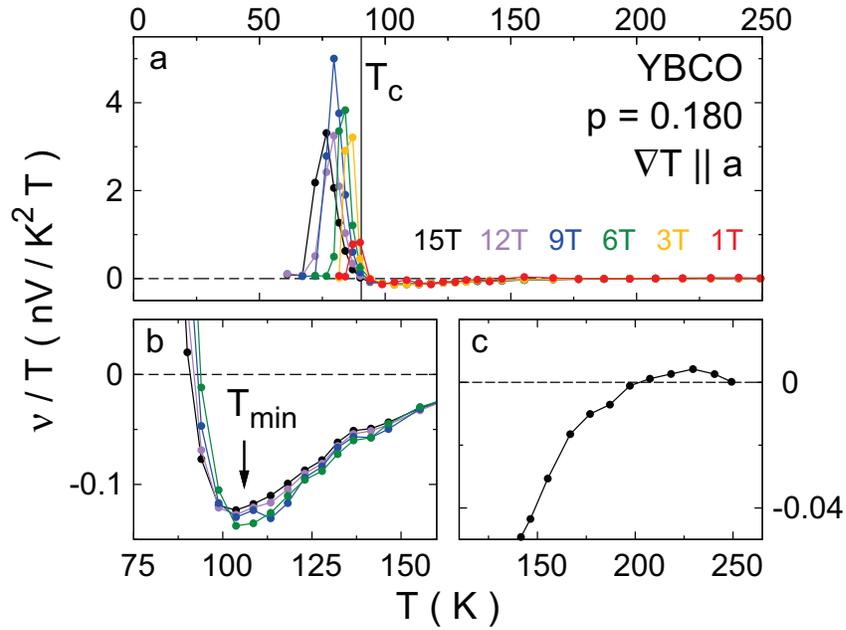


FIGURE A.11 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.180$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel a$.

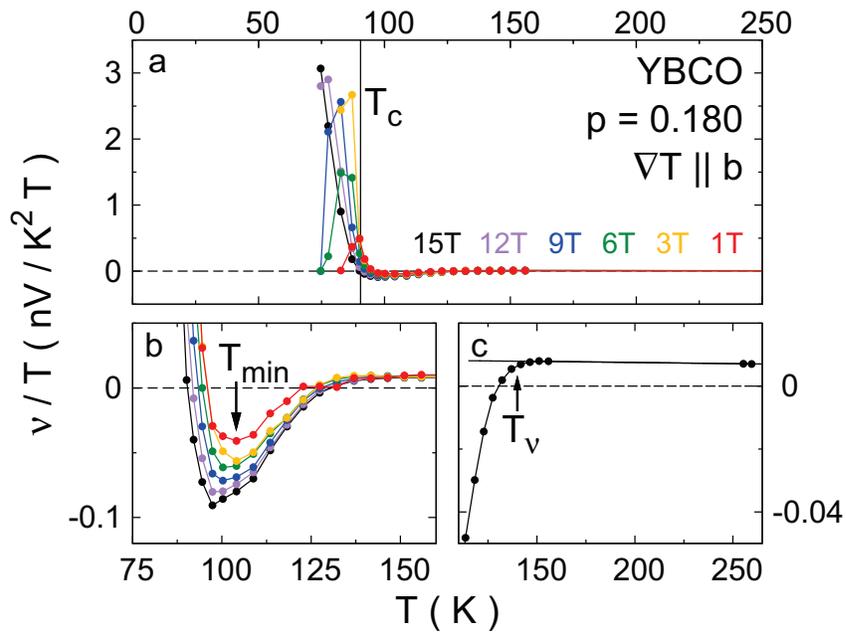


FIGURE A.12 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.180$ à divers champs magnétiques pour $\nabla T \parallel b$.

Annexe B

Aimantation de LSCO à plusieurs dopages

Cette annexe présente l'aimantation mesurée par magnétométrie par torque M_{eff} du cuprate $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) à plusieurs dopages tracée en fonction de la température T à une valeur de champ magnétique $H = 14 \text{ T}$ et tirée de la réf. [161]. L'emphase est mise sur la température d'apparition du signal diamagnétique $T_{\text{onset}}^{\text{M}}$ (noir), telle que définie par les auteurs de cette étude, et sur son équivalent T_{M} (rouge), définie par notre groupe. Dans les deux cas, cette température est définie comme la déviation de la linéarité à haute température (fond paramagnétique) de $M(T)$. Ces figures présentent ainsi la surévaluation, dans certains cas, de cette température de la part de ces auteurs. De plus, l'aimantation à $x = 0.12$ est arrondie (pas vraiment linéaire) et T_{M} pourrait être définie autant à 70 qu'à 120 K. Ainsi, la détermination par ces auteurs d'une température d'apparition du diamagnétisme, d'une part un peu caduque dans un contexte de fluctuations, par une simple déviation d'un fond paramagnétique linéaire semble erronée. En fait, il a été montré que l'hypothèse du fond linéaire n'est pas valide [181].

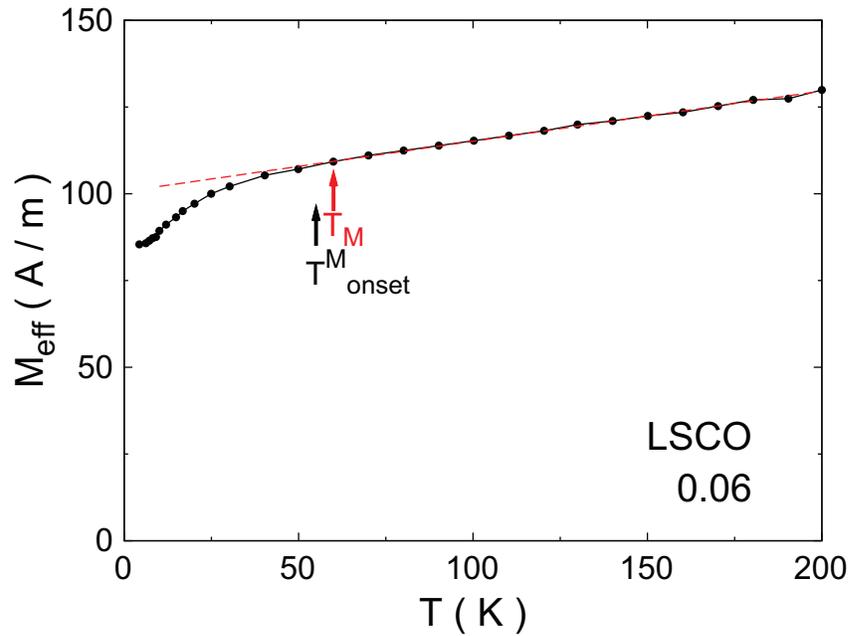


FIGURE B.1 – Aimantation M_{eff} de LSCO à $x = p = 0.06$ en fonction de la température T . Données extraites de la réf. [161].

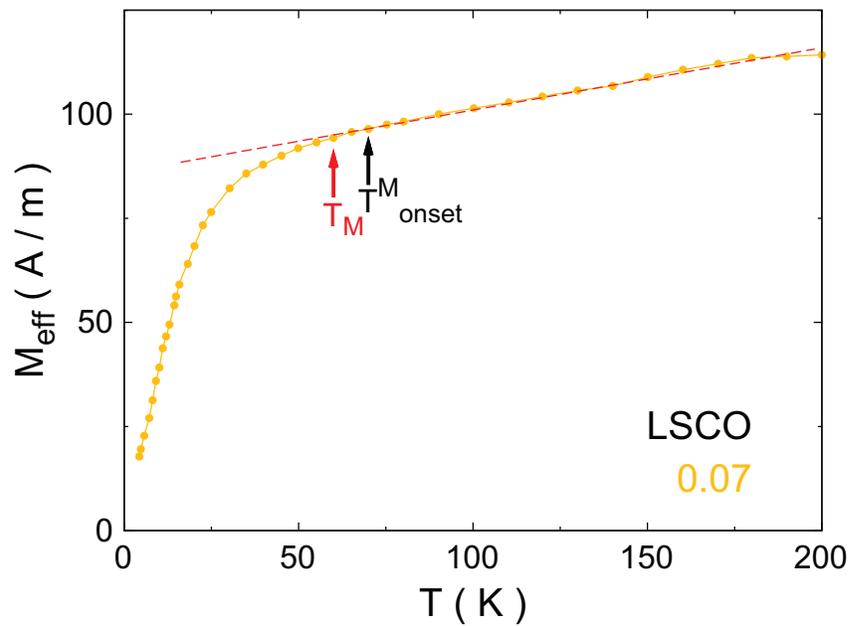


FIGURE B.2 – Aimantation M_{eff} de LSCO à $x = p = 0.07$ en fonction de la température T . Données extraites de la réf. [161].

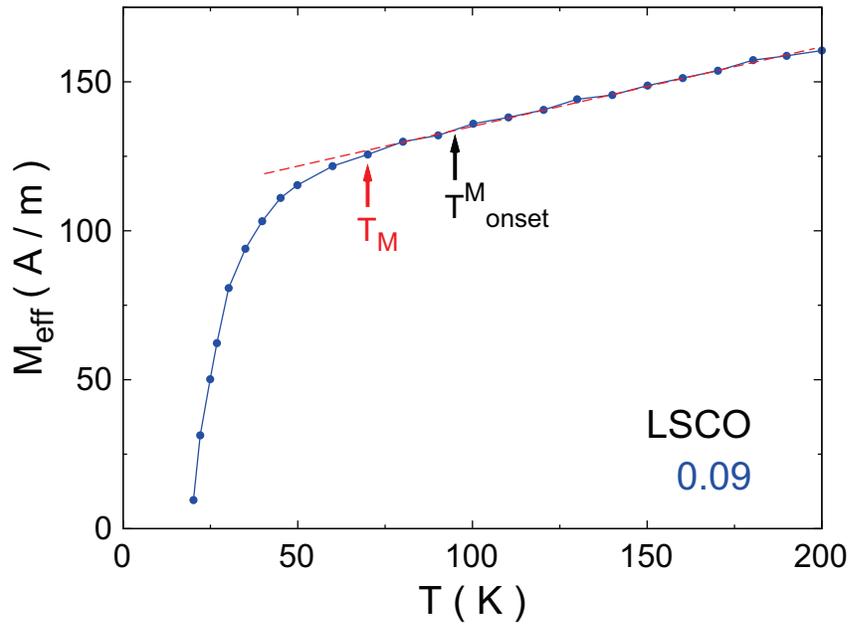


FIGURE B.3 – Aimantation M_{eff} de LSCO à $x = p = 0.09$ en fonction de la température T . Données extraites de la réf. [161].

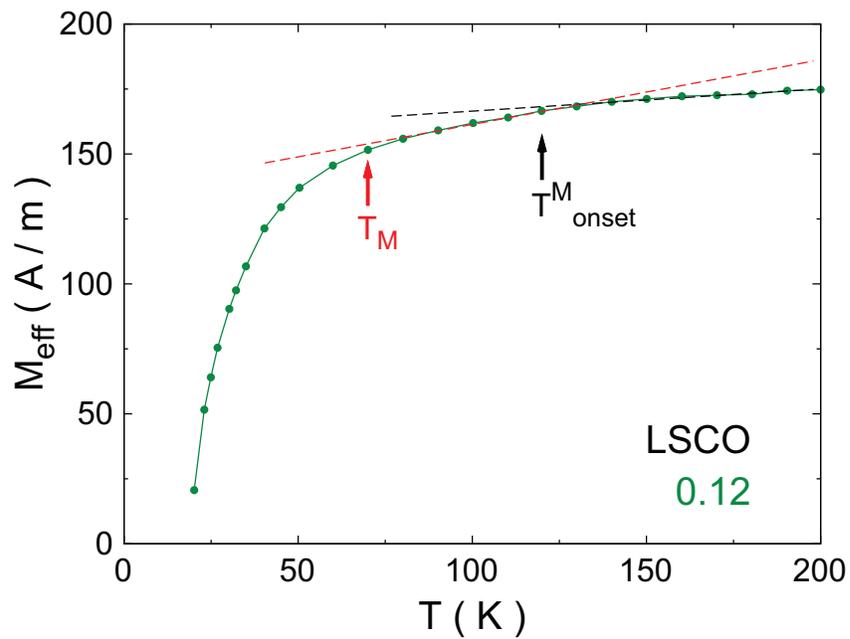


FIGURE B.4 – Aimantation M_{eff} de LSCO à $x = p = 0.12$ en fonction de la température T . Données extraites de la réf. [161].

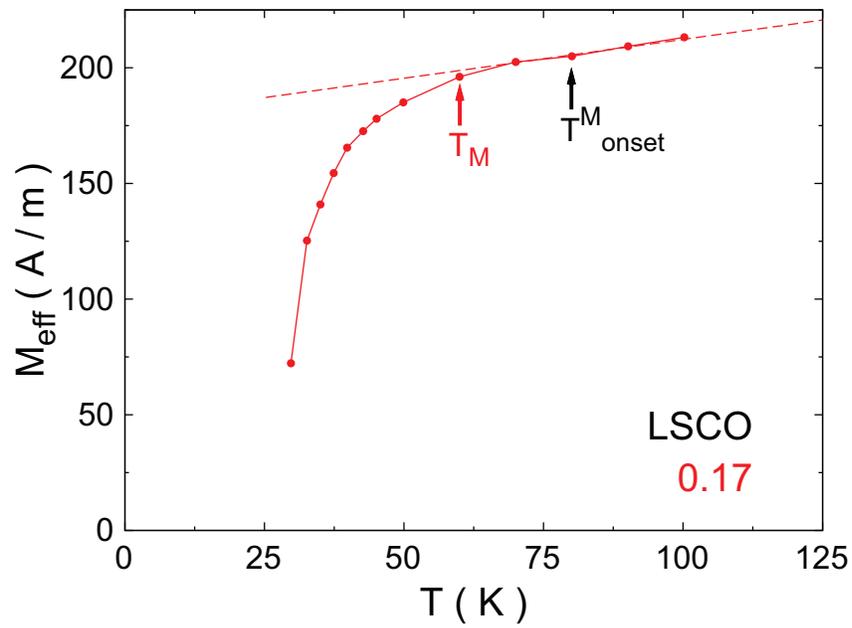
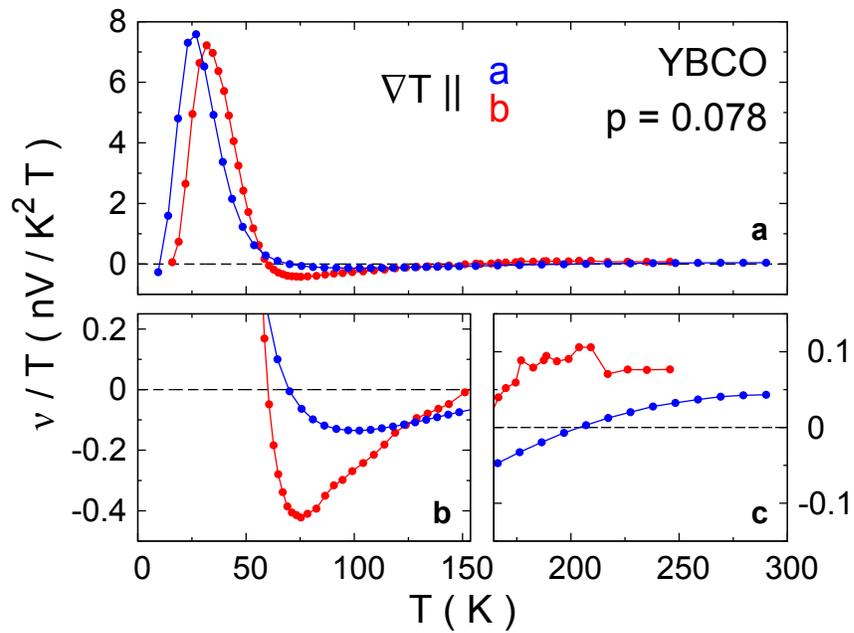
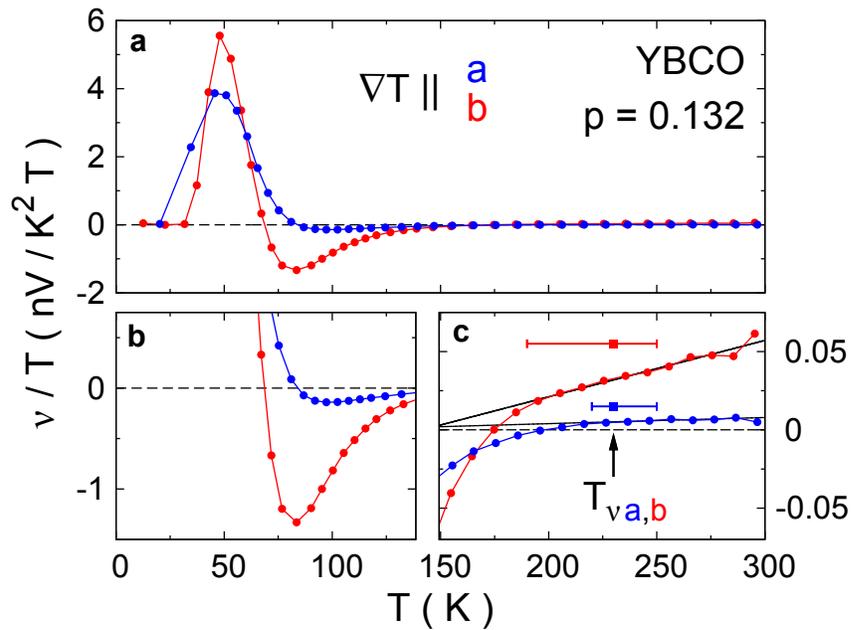


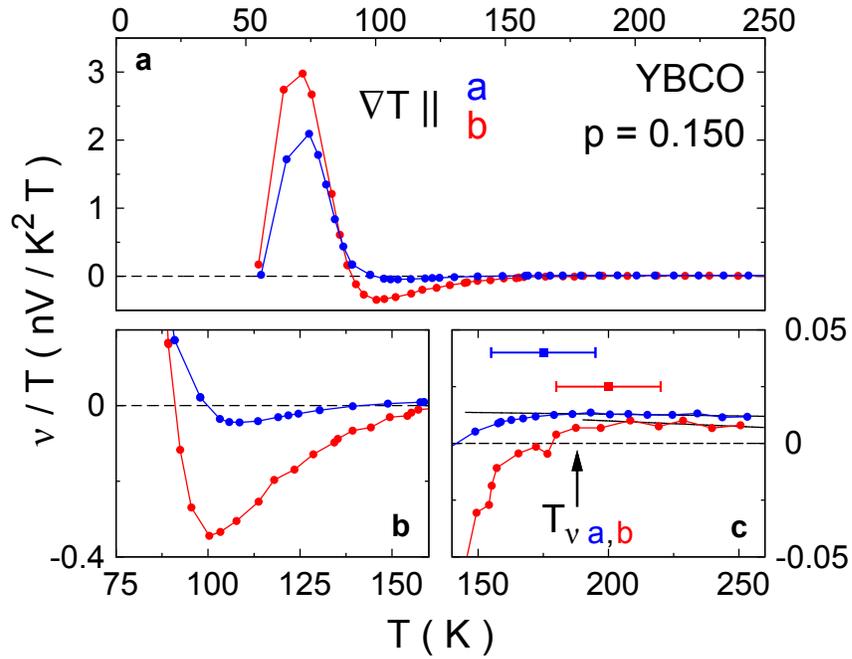
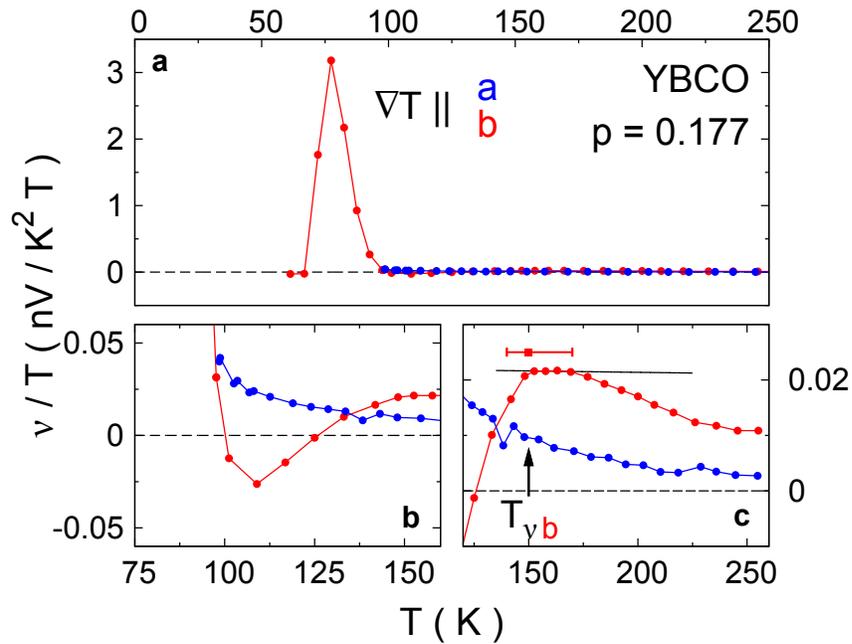
FIGURE B.5 – Aimantation M_{eff} de LSCO à $x = p = 0.17$ en fonction de la température T . Données extraites de la réf. [161].

Annexe C

Effet Nernst d'YBCO axe- a et b à plusieurs dopages

Cette annexe compare le coefficient de Nernst ν de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) pour un gradient thermique ∇T dans les deux directions a (cercles bleus) et b (cercles rouges) du cristal orthorhombique démaclé à différents dopages. Les données sont tracées en ν/T en fonction de la température T à une valeur de champ magnétique donnée ($H = 15$ T, sauf à $p = 0.132$ où $H = 10$ T ; Figure C.2). L'anisotropie planaire de l'effet Nernst est clairement visible à tous les dopages. Le panneau **c** montre que $T_\nu (= T^*)$ (carré avec barre d'incertitude) est isotrope, c'est-à-dire identique pour ν_a et ν_b : $T_{\nu a} = T_{\nu b}$ à l'intérieur des barres d'erreur. Les données sont toutes extraites de la réf. [163].

FIGURE C.1 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.078$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$.FIGURE C.2 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.132$ à 10 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$.

FIGURE C.3 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.150$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$.FIGURE C.4 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.177$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$.

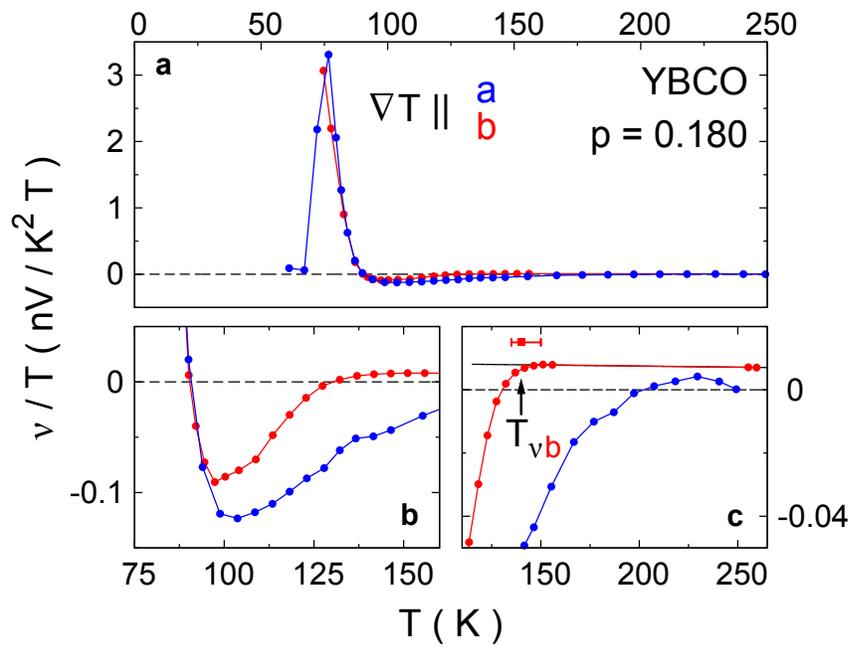


FIGURE C.5 – Coefficient de Nernst d'YBCO à $p = 0.180$ à 15 T pour $\nabla T \parallel a$ et $\parallel b$.

Annexe D

Anisotropie des coefficients de transport d'YBCO 6.67 n3

Comparaison de deux échantillons (n2,n3) d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) avec $y = 6.67$ donnant $p = 0.12$. Les données de l'échantillon n2 sont celles présentées au chapitre 6. Les coefficients de transport sont à toute fin pratique identiques. Notons l'utilisation de facteurs multiplicatifs (constant sur toute la gamme de température) pour la résistivité et l'effet Seebeck.

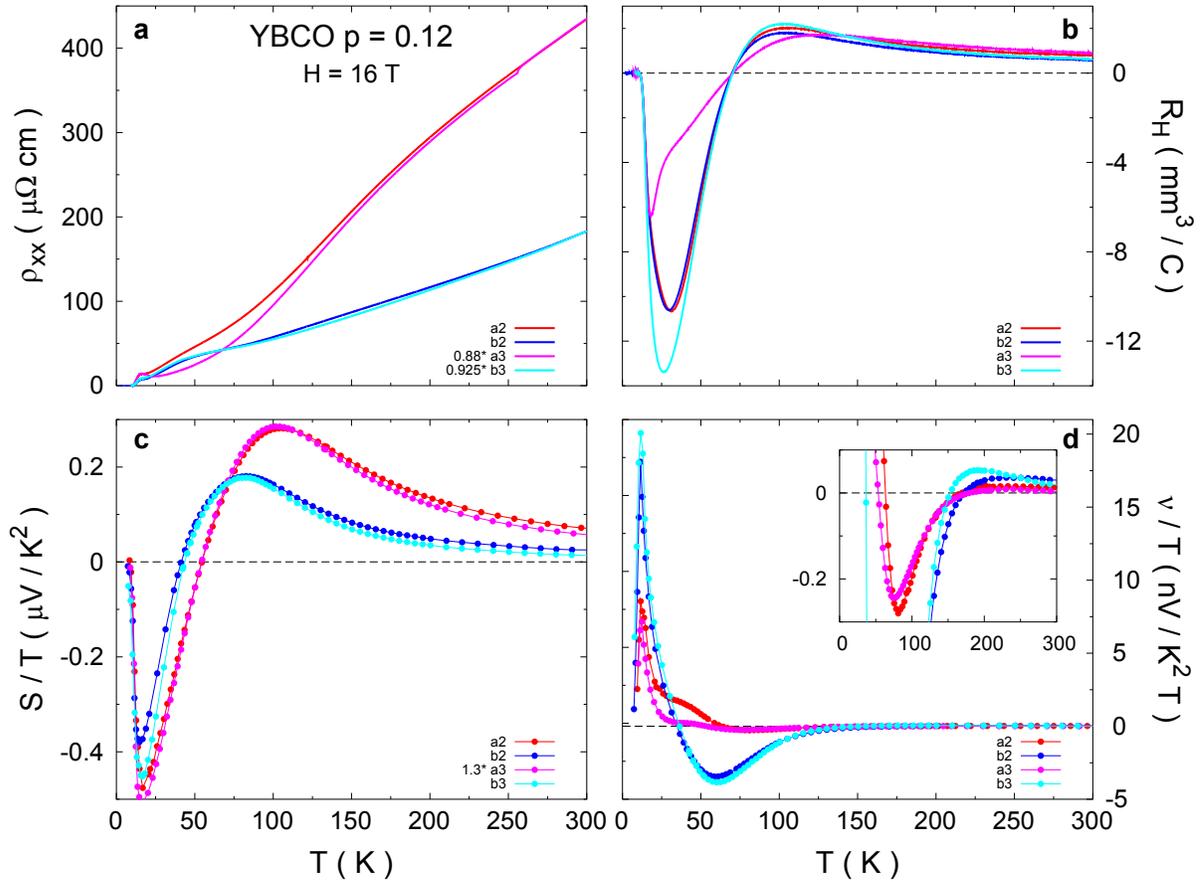


FIGURE D.1 – Résistivité (ρ , panneau **a**), coefficients de Hall (R_H , panneau **b**), Seebeck (S , panneau **c**) et Nernst (ν , panneau **d**) pour deux échantillons comparables d'YBCO à $p = 0.12$ le long des axes cristallins a (n2 rouge ; n3 magenta) et b (n2 bleu ; n3 cyan) en fonction de la température T sous champ magnétique de 16 T.

Bibliographie

- [1] J.G. Bednorz et K.A. Müller. *Z. Phys. B Cond. Mat.* **64**(2), 189–193 (1986).
- [2] L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert, et H. K. Mao. *Phys. Rev. B* **50**, 4260–4263 (1994).
- [3] 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).
- [4] J. Orenstein et A. J. Millis. *Science* **288**(5465), 468–474 (2000).
- [5] M.R. Norman et C. Pépin. *Reports on Progress in Physics* **66**(10), 1547 (2003).
- [6] Patrick A. Lee, Naoto Nagaosa, et Xiao-Gang Wen. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17–85 (2006).
- [7] M. R. Norman, D. Pines, et C. Kallin. *Adv. Phys.* **54**(8), 715–733 (2005).
- [8] Tom Timusk et Bryan Statt. *Rep. Prog. Phys.* **62**(1), 61 (1999).
- [9] Jr. Charles P. Poole. *Handbook of Superconductivity*. Academic Press, (2000).
- [10] N. P. Armitage, P. Fournier, et R. L. Greene. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2421–2487 (2010).
- [11] Warren E. Pickett. *Rev. Mod. Phys.* **61**, 433–512 (1989).
- [12] Robert J. Cava. *Journal of the American Ceramic Society* **83**(1), 5–28 (2000).
- [13] N. D. Mermin et H. Wagner. *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133–1136 (1966).
- [14] 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 (2008).
- [15] M. Platé, J. D. F. Mottershead, I. S. Elfimov, D. C. Peets, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Chiuzaian, M. Falub, M. Shi, L. Patthey, et A. Damascelli. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 077001 (2005).
- [16] N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie, et L. Balicas. *Nature* **425**, 814 (2003).
- [17] David J. Singh et Warren E. Pickett. *Physica C : Superconductivity* **203**, 193 – 202 (1992).
- [18] A. P. Mackenzie, S. R. Julian, D. C. Sinclair, et C. T. Lin. *Phys. Rev. B* **53**, 5848–5855 (1996).

- [19] S. Nakamae, K. Behnia, N. Mangkorntong, M. Nohara, H. Takagi, S. J. C. Yates, et N. E. Hussey. *Phys. Rev. B* **68**, 100502 (2003).
- [20] Takashi Manako, Yoshimi Kubo, et Yuichi Shimakawa. *Phys. Rev. B* **46**, 11019–11024 (1992).
- [21] Cyril Proust, Etienne Boaknin, R. W. Hill, Louis Taillefer, et A. P. Mackenzie. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 147003 (2002).
- [22] C. E. Gough, M. S. Colclough, E. M. Forgan, R. G. Jordan, C. M. and Rae A. I. M. Keene, M. and Muirhead, N. Thomas, J. S. Abell, et S. Sutton. *Nature* **326**, 855 (1987).
- [23] J. A. Martindale, S. E. Barrett, K. E. O’Hara, C. P. Slichter, W. C. Lee, et D. M. Ginsberg. *Phys. Rev. B* **47**, 9155–9157 (1993).
- [24] W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, Ruixing Liang, et Kuan Zhang. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999–4002 (1993).
- [25] Z.-X. Shen, D. S. Dessau, B. O. Wells, D. M. King, W. E. Spicer, A. J. Arko, D. Marshall, L. W. Lombardo, A. Kapitulnik, P. Dickinson, S. Doniach, J. DiCarlo, T. Loeser, et C. H. Park. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1553–1556 (1993).
- [26] H. Ding, M. R. Norman, J. C. Campuzano, M. Randeria, A. F. Bellman, T. Yokoya, T. Takahashi, T. Mochiku, et K. Kadowaki. *Phys. Rev. B* **54**, R9678–R9681 (1996).
- [27] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, et A. J. Leggett. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134–2137 (1993).
- [28] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sun, et M. B. Ketchen. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593–596 (1994).
- [29] D. A. Bonn, P. Dosanjh, R. Liang, et W. N. Hardy. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2390–2393 (1992).
- [30] R. C. Yu, M. B. Salamon, Jian Ping Lu, et W. C. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1431–1434 (1992).
- [31] A V Puchkov, D N Basov, et T Timusk. *Journal of Physics : Condensed Matter* **8**(48), 10049 (1996).
- [32] A. Kaminski, J. Mesot, H. Fretwell, J. C. Campuzano, M. R. Norman, M. Randeria, H. Ding, T. Sato, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, et H. Hoehst. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1788–1791 (2000).
- [33] N. D. Mathur, F. M. Grosche, S. R. Julian, I. R. Walker, D. M. Freye, R. K. W. Haselwimmer, et G. G. Lonzarich. *Nature* **394**, 39–43 (1998).
- [34] P. Monthoux, D. Pines, et G. G. Lonzarich. *Nature* **450**, 1177–1183 (2007).
- [35] Denis Jérôme. *Science* **252**(5012), 1509–1514 (1991).
- [36] I.I. Mazin et J. Schmalian. *Physica C : Superconductivity* **469**, 614 – 627 (2009). Superconductivity in Iron-Pnictides.

- [37] Y. J. Uemura, G. M. Luke, B. J. Sternlieb, J. H. Brewer, J. F. Carolan, W. N. Hardy, R. Kadono, J. R. Kempton, R. F. Kiefl, S. R. Kreitzman, P. Mulhern, T. M. Riseman, D. L. Williams, B. X. Yang, S. Uchida, H. Takagi, J. Gopalakrishnan, A. W. Sleight, M. A. Subramanian, C. L. Chien, M. Z. Cieplak, Gang Xiao, V. Y. Lee, B. W. Statt, C. E. Stronach, W. J. Kossler, et X. H. Yu. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2317–2320 (1989).
- [38] V. J. Emery et S. A. Kivelson. *Nature* **374**, 434 (1995).
- [39] 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).
- [40] H. Alloul, T. Ohno, et P. Mendels. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700–1703 (1989).
- [41] B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, et P. Wachter. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012–2015 (1993).
- [42] T. Ito, K. Takenaka, et S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995–3998 (1993).
- [43] C. C. Homes, T. Timusk, R. Liang, D. A. Bonn, et W. N. Hardy. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1645–1648 (1993).
- [44] D. N. Basov, R. Liang, B. Dabrowski, D. A. Bonn, W. N. Hardy, et T. Timusk. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4090–4093 (1996).
- [45] Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, et Ø. Fischer. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149–152 (1998).
- [46] J.W. Loram, K.A. Mirza, J.M. Wade, J.R. Cooper, et W.Y. Liang. *Physica C : Superconductivity* **235-240**, Part 1(0), 134 – 137 (1994).
- [47] F. Slakey, M. V. Klein, J. P. Rice, et D. M. Ginsberg. *Phys. Rev. B* **42**, 2643–2646 (1990).
- [48] Andrea Damascelli, Zahid Hussain, et Zhi-Xun Shen. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473–541 (2003).
- [49] J. M. Harris, Z. X. Shen, P. J. White, D. S. Marshall, M. C. Schabel, J. N. Eckstein, et I. Bozovic. *Phys. Rev. B* **54**, R15665–R15668 (1996).
- [50] H. Ding, T. Yokoya, J. C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M. R. Norman, T. Mochiku, K. Kadowaki, et J Giapintzakis. *Nature* **382**, 51–54 (1996).
- [51] A. G. Loeser, Z.-X. Shen, D. S. Dessau, D. S. Marshall, C. H. Park, P. Fournier, et A. Kapitulnik. *Science* **273**(5273), 325–329 (1996).
- [52] Kenjiro K. Gomes, Abhay N. Pasupathy, Aakash Pushp, Shimpei Ono, Yoichi Ando, et Ali Yazdani. *Nature* **447**, 569–572 (2007).
- [53] Aakash Pushp, Colin V. Parker, Abhay N. Pasupathy, Kenjiro K. Gomes, Shimpei Ono, Jinsheng Wen, Zhijun Xu, Genda Gu, et Ali Yazdani. *Science* **324**(5935), 1689–1693 (2009).
- [54] 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 (1998).

- [55] A. Kanigel, M. R. Norman, M. Randeria, U. Chatterjee, S. Souma, A. Kaminski, H. M. Fretwell, S. Rosenkranz, M. Shi, T. Sato, T. Takahashi, Z. Z. Li, H. Raffy, K. Kadowaki, D. Hinks, L. Ozyuzer, et J. C. Campuzano. *Nat Phys* **2**, 447–451 (2006).
- [56] 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).
- [57] Sudip Chakravarty. *Science* **319**(5864), 735–736 (2008).
- [58] 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).
- [59] E. A. Yelland, J. Singleton, C. H. Mielke, N. Harrison, F. F. Balakirev, B. Dabrowski, et J. R. Cooper. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 047003 (2008).
- [60] 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).
- [61] Suchitra E Sebastian, Neil Harrison, et Gilbert G Lonzarich. *Reports on Progress in Physics* **75**(10), 102501 (2012).
- [62] Neven Barišić, Sven Badoux, Mun K. Chan, Chelsey Dorow, Wojciech Tabis, Baptiste Vignolle, Guichuan Yu, Jerome Beard, Xudong Zhao, Cyril Proust, et Martin Greven. *Nat Phys* **9**, 761–764 (2013).
- [63] T. Helm, M. V. Kartsovnik, M. Bartkowiak, N. Bittner, M. Lambacher, A. Erb, J. Wosnitza, et R. Gross. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157002 (2009).
- [64] Cyril Jaudet, Julien Levallois, Alain Audouard, David Vignolles, Baptiste Vignolle, Ruixing Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, N.E. Hussey, Louis Taillefer, et Cyril Proust. *Physica B : Condensed Matter* **404**, 354 – 356 (2009). Proceedings of the International Workshop on Electronic Crystals.
- [65] 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 (2007).
- [66] David LeBoeuf, Nicolas Doiron-Leyraud, B. Vignolle, Mike Sutherland, B. J. Ramshaw, J. Levallois, R. Daou, Francis Laliberté, Olivier Cyr-Choinière, Johan Chang, Y. J. Jo, L. Balicas, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, Cyril Proust, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **83**, 054506 (2011).
- [67] 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).

- [68] F. Laliberté, J. Chang, N. Doiron-Leyraud, E. Hassinger, R. Daou, M. Rondeau, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, I. Sheikin, L. Malone, C. Proust, K. Behnia, et Louis Taillefer. *Nat. Commun.* **2**, 432 (2011).
- [69] Louis Taillefer. *J. Phys. : Condens. Matter* **21**(16), 164212 (2009).
- [70] S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganesyan, J. M. Tranquada, A. Kapitulnik, et C. Howald. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1201–1241 (2003).
- [71] Matthias Vojta. *Adv. Phys.* **58**(6), 699–820 (2009).
- [72] S. Sanna, G. Allodi, G. Concas, A. D. Hillier, et R. De Renzi. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 207001 (2004).
- [73] D. Haug, V. Hinkov, A. Suchanek, D. S. Inosov, N. B. Christensen, Ch. Niedermayer, P. Bourges, Y. Sidis, J. T. Park, A. Ivanov, C. T. Lin, J. Mesot, et B. Keimer. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 017001 (2009).
- [74] J. M. Tranquada, J. D. Axe, N. Ichikawa, Y. Nakamura, S. Uchida, et B. Nachumi. *Phys. Rev. B* **54**, 7489–7499 (1996).
- [75] J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe, Y. Nakamura, et S. Uchida. *Nature* **375**, 561–563 (1995).
- [76] N. Ichikawa, S. Uchida, J. M. Tranquada, T. Niemöller, P. M. Gehring, S.-H. Lee, et J. R. Schneider. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1738–1741 (2000).
- [77] A. W. Hunt, P. M. Singer, A. F. Cederström, et T. Imai. *Phys. Rev. B* **64**, 134525 (2001).
- [78] K. Yamada, C. H. Lee, K. Kurahashi, J. Wada, S. Wakimoto, S. Ueki, H. Kimura, Y. Endoh, S. Hosoya, G. Shirane, R. J. Birgeneau, M. Greven, M. A. Kastner, et Y. J. Kim. *Phys. Rev. B* **57**, 6165–6172 (1998).
- [79] C. H. Lee, K. Yamada, H. Hiraka, C. R. Venkateswara Rao, et Y. Endoh. *Phys. Rev. B* **67**, 134521 (2003).
- [80] J. Chang, Ch. Niedermayer, R. Gilardi, N. B. Christensen, H. M. Rønnow, D. F. McMorrow, M. Ay, J. Stahn, O. Sobolev, A. Hiess, S. Pailhes, C. Baines, N. Momono, M. Oda, M. Ido, et J. Mesot. *Phys. Rev. B* **78**, 104525 (2008).
- [81] B. Khaykovich, S. Wakimoto, R. J. Birgeneau, M. A. Kastner, Y. S. Lee, P. Smeibidl, P. Vorderwisch, et K. Yamada. *Phys. Rev. B* **71**, 220508 (2005).
- [82] Andrew J. Millis et M. R. Norman. *Phys. Rev. B* **76**, 220503 (2007).
- [83] Tao Wu, Hadrien Mayaffre, Steffen Krämer, Mladen Horvatić, Claude Berthier, W. N. Hardy, Ruixing Liang, D. A. Bonn, et Marc-Henri Julien. *Nature* **477**, 191 (2011).
- [84] J. Chang, E. Blackburn, A. T. Holmes, N. B. Christensen, J. Larsen, J. Mesot, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, A. Watenphul, M. v. Zimmermann, E. M. Forgan, et S. M. Hayden. *Nat. Phys.* **8**, 871 (2012).

- [85] G. Ghiringhelli, M. Le Tacon, M. Minola, S. Blanco-Canosa, C. Mazzoli, N. B. Brookes, G. M. De Luca, A. Frano, D. G. Hawthorn, F. He, T. Loew, M. Moretti Sala, D. C. Peets, M. Salluzzo, E. Schierle, R. Sutarto, G. A. Sawatzky, E. Weschke, B. Keimer, et L. Braicovich. *Science* **337**(6096), 821–825 (2012).
- [86] Tao Wu, Hadrien Mayaffre, Steffen Krämer, Mladen Horvatić, Claude Berthier, W.N. Hardy, Ruixing Liang, D.A. Bonn, et Marc-Henri Julien. *arXiv* **1404.1617** (2014).
- [87] J. E. Hoffman, E. W. Hudson, K. M. Lang, V. Madhavan, H. Eisaki, S. Uchida, et J. C. Davis. *Science* **295**(5554), 466–469 (2002).
- [88] T. Hanaguri, C. Lupien, Y. Kohsaka, D.-H. Lee, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi, et J. C. Davis. *Nature* **430**, 1001–1005 (2004).
- [89] Michael Vershinin, Shashank Misra, S. Ono, Y. Abe, Yoichi Ando, et Ali Yazdani. *Science* **303**(5666), 1995–1998 (2004).
- [90] W. D. Wise, M. C. Boyer, Kamallesh Chatterjee, Takeshi Kondo, T. Takeuchi, H. Ikuta, Yayu Wang, et E. W. Hudson. *Nat Phys* **4**, 696–699 (2008).
- [91] M Hüecker, N. B. Christensen, A. T. Holmes, E. Blackburn, E. M. Forgan, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, O. Gutowski, M. v. Zimmermann, S. M. Hayden, et J. Chang. *arXiv* **1405.7001** (2014).
- [92] B. Fauqué, Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhès, C. T. Lin, X. Chaud, et P. Bourges. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197001 (2006).
- [93] 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).
- [94] Pavan Hosur, A. Kapitulnik, S. A. Kivelson, J. Orenstein, et S. Raghu. *Phys. Rev. B* **87**, 115116 (2013).
- [95] J. E. Sonier, J. H. Brewer, R. F. Kiefl, R. I. Miller, G. D. Morris, C. E. Stronach, J. S. Gardner, S. R. Dunsiger, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, et R. H. Heffner. *Science* **292**(5522), 1692–1695 (2001).
- [96] F. C. Zhang et T. M. Rice. *Phys. Rev. B* **37**, 3759–3761 (1988).
- [97] P. W. Anderson. *Science* **235**(4793), 1196–1198 (1987).
- [98] Sudip Chakravarty, R. B. Laughlin, Dirk K. Morr, et Chetan Nayak. *Phys. Rev. B* **63**, 094503 (2001).
- [99] C. M. Varma. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3538–3541 (1999).
- [100] V. J. Emery, S. A. Kivelson, et J. M. Tranquada. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **96**(16), 8814–8817 (1999).
- [101] Subir Sachdev et Shou-Cheng Zhang. *Science* **295**(5554), 452–454 (2002).
- [102] 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 (2009).

- [103] 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).
- [104] Olivier Cyr-Choinière, R. Daou, J. Chang, Francis Laliberté, Nicolas Doiron-Leyraud, David LeBoeuf, Y. J. Jo, L. Balicas, J.-Q. Yan, J.-G. Cheng, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough, et Louis Taillefer. *Physica C* **470**(0), S12 – S13 (2010). Proceedings of the 9th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity.
- [105] Ruixing Liang, Douglas A. Bonn, et Walter N. Hardy. *Philosophical Magazine* **92**(19-21), 2563–2581 (2012).
- [106] Ruixing Liang, D.A. Bonn, et W.N. Hardy. *Physica C : Superconductivity* **304**, 105 – 111 (1998).
- [107] Micheal L. Sutherland. *Heat transport by low-energy quasiparticles in YBa₂Cu₃O_y : a field and doping study*. Thèse de Doctorat, University of Toronto, (2005).
- [108] J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. W. Crabtree, H. Claus, et W. K. Kwok. *Phys. Rev. B* **41**, 1863–1877 (1990).
- [109] M. v. Zimmermann, J. R. Schneider, T. Frello, N. H. Andersen, J. Madsen, M. Käll, H. F. Poulsen, R. Liang, P. Dosanjh, et W. N. Hardy. *Phys. Rev. B* **68**, 104515 (2003).
- [110] Ruixing Liang, D.A Bonn, et Walter N Hardy. *Physica C : Superconductivity* **336**, 57 – 62 (2000).
- [111] David LeBoeuf. *Reconstruction de la surface de Fermi dans l'état normal d'un supraconducteur à haute T_c : une étude du transport électrique en champ magnétique intense*. Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, (2009).
- [112] B.W. Veal et A.P. Paulikas. *Physica C : Superconductivity* **184**, 321 – 331 (1991).
- [113] M.R. Presland, J.L. Tallon, R.G. Buckley, R.S. Liu, et N.E. Flower. *Physica C : Superconductivity* **176**, 95 – 105 (1991).
- [114] Ruixing Liang, D. A. Bonn, et W. N. Hardy. *Phys. Rev. B* **73**, 180505 (2006).
- [115] Robert Gagnon, Christian Lupien, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **50**, 3458–3461 (1994).
- [116] Yoichi Ando, Kouji Segawa, Seiki Komiya, et A. N. Lavrov. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137005 (2002).
- [117] Robert Gagnon, Song Pu, Brett Ellman, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1976–1979 (1997).
- [118] F. Rullier-Albenque, H. Alloul, F. Balakirev, et C. Proust. *EPL (Europhysics Letters)* **81**(3), 37008 (2008).
- [119] Emad Makboul Ahmed. Mémoire de Maîtrise, Aachen University, (2004).

- [120] M. A. Kastner, R. J. Birgeneau, G. Shirane, et Y. Endoh. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 897–928 (1998).
- [121] B. Keimer, N. Belk, R. J. Birgeneau, A. Cassanho, C. Y. Chen, M. Greven, M. A. Kastner, A. Aharony, Y. Endoh, R. W. Erwin, et G. Shirane. *Phys. Rev. B* **46**, 14034–14053 (1992).
- [122] R. A. Cooper, Y. Wang, B. Vignolle, O. J. Lipscombe, S. M. Hayden, Y. Tanabe, T. Adachi, Y. Koike, M. Nohara, H. Takagi, Cyril Proust, et N. E. Hussey. *Science* **323**(5914), 603–607 (2009).
- [123] M. K. Crawford, R. L. Harlow, E. M. McCarron, W. E. Farneth, J. D. Axe, H. Chou, et Q. Huang. *Phys. Rev. B* **44**, 7749–7752 (1991).
- [124] H.-H. Klauss, W. Wagener, M. Hillberg, W. Kopmann, H. Walf, F. J. Litterst, M. Hücker, et B. Büchner. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4590–4593 (2000).
- [125] Jörg Fink, Enrico Schierle, Eugen Weschke, Jochen Geck, David Hawthorn, Viktor Soltwisch, Hiroki Wadati, Hsueh-Hung Wu, Hermann A. Dürr, Nadja Wizent, Bernd Büchner, et George A. Sawatzky. *Phys. Rev. B* **79**, 100502 (2009).
- [126] N.W. Ashcroft et N.D. Mermin. *Solid State Physics*. Science : Physics. Brooks Cole, (1976).
- [127] Olivier Cyr-Choinière. Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke, (2009).
- [128] Kamran Behnia, Didier Jaccard, et Jacques Flouquet. *Journal of Physics : Condensed Matter* **16**(28), 5187 (2004).
- [129] J.M. Ziman. *Electrons and Phonons : The Theory of Transport Phenomena in Solids*. The International Series of Monographs on Physics. Clarendon Press, (1960).
- [130] N.F. Mott et H. Jones. *The Theory of the Properties of Metals and Alloys*. Dover books on physics and mathematical physics. Dover, New York, (1958).
- [131] Kamran Behnia. *J. Phys. : Condens. Matter* **21**(11), 113101 (2009).
- [132] R P Huebener. *Superconductor Science and Technology* **8**(4), 189 (1995).
- [133] B.D. Josephson. *Physics Letters* **16**(3), 242 – 243 (1965).
- [134] J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, et J. B. Goodenough. *Phys. Rev. B* **68**, 104520 (2003).
- [135] M. K. Crawford, M. N. Kunchur, W. E. Farneth, E. M. McCarron III, et S. J. Poon. *Phys. Rev. B* **41**, 282–287 (1990).
- [136] M. Breuer, B. Büchner, R. Müller, M. Cramm, O. Maldonado, A. Freimuth, B. Roden, R. Borowski, B. Heymer, et D. Wohlleben. *Physica C : Superconductivity* **208**, 217 – 225 (1993).
- [137] Francis Laliberté. Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke, (2010).
- [138] G. White et P.J. Meeson. *Experimental Techniques in Low-Temperature Physics : Fourth Edition*. Monographs on the Physics and Chemistry of Materials. Oxford Science Publications, (1968).

- [139] A.V Inyushkin, K Leicht, et P Esquinazi. *Cryogenics* **38**(3), 299 – 304 (1998).
- [140] R. Berman. *Philosophical Magazine Series 7* **42**(329), 642–650 (1951).
- [141] Omega. <http://www.omega.com/temperature/Z/pdf/z198-201.pdf>.
- [142] Eundeok Mun, Sergey L Bud’ko, Milton S Torikachvili, et Paul C Canfield. *Measurement Science and Technology* **21**(5), 055104 (2010).
- [143] Olivier Cyr-Choinière, R. Daou, F. Laliberté, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J. Chang, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, J.-Q. Yan, J.-G. Cheng, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, Tanaka Y., et Louis Taillefer. *in preparation* (2014).
- [144] A. v. Etingshausen et W. Nernst. *Annalen der Physik* **265**(10), 343–347 (1886).
- [145] E. H. Sondheimer. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **193**(1035), 484–512 (1948).
- [146] R. P. Huebner. *Magnetic Flux Structures in Superconductors*. Berlin : Springer, (1979).
- [147] T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, et J. V. Waszczak. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3090–3093 (1990).
- [148] S. J. Hagen, C. J. Lobb, R. L. Greene, M. G. Forrester, et J. Talvacchio. *Phys. Rev. B* **42**, 6777–6780 (1990).
- [149] H.-C. Ri, R. Gross, F. Gollnik, A. Beck, R. P. Huebener, P. Wagner, et H. Adrian. *Phys. Rev. B* **50**, 3312–3329 (1994).
- [150] Iddo Ussishkin, S. L. Sondhi, et David A. Huse. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 287001 (2002).
- [151] M. N. Serbyn, M. A. Skvortsov, A. A. Varlamov, et Victor Galitski. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 067001 (2009).
- [152] K. Michaeli et A. M. Finkel’stein. *EPL (Europhysics Letters)* **86**(2), 27007 (2009).
- [153] Z. A. Xu, N. P. Ong, Y. Wang, T. Kakeshita, et S. Uchida. *Nature* **406**, 486 (2000).
- [154] N.P. Ong, Y. Wang, S. Ono, Y. Ando, et S. Uchida. *Annalen der Physik* **13**(1-2), 9–14 (2004).
- [155] Yayu Wang, Z. A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, S. Ono, Yoichi Ando, et N. P. Ong. *Phys. Rev. B* **64**, 224519 (2001).
- [156] Yayu Wang, N. P. Ong, Z. A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, D. A. Bonn, R. Liang, et W. N. Hardy. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 257003 (2002).
- [157] Yayu Wang, S. Ono, Y. Onose, G. Gu, Yoichi Ando, Y. Tokura, S. Uchida, et N. P. Ong. *Science* **299**(5603), 86–89 (2003).
- [158] Yayu Wang, Lu Li, et N. P. Ong. *Phys. Rev. B* **73**, 024510 (2006).
- [159] Yayu Wang, Lu Li, M. J. Naughton, G. D. Gu, S. Uchida, et N. P. Ong. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 247002 (2005).

- [160] Lu Li, J. G. Checkelsky, Seiki Komiya, Yoichi Ando, et N. P. Ong. *Nat. Phys.* **3**, 311–314 (2007).
- [161] Lu Li, Yayu Wang, Seiki Komiya, Shimpei Ono, Yoichi Ando, G. D. Gu, et N. P. Ong. *Phys. Rev. B* **81**, 054510 (2010).
- [162] 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 (2009).
- [163] 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 (2010).
- [164] Kousuke Murata, Haruki Kushibiki, Takao Watanabe, Kazutaka Kudo, Terukazu Nishizaki, Norio Kobayashi, Kazuyoshi Yamada, Takashi Noji, et Yoji Koike. *Physica C* **470**(0), S153 – S154 (2010). Proceedings of the 9th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity.
- [165] F. Rullier-Albenque, R. Tourbot, H. Alloul, P. Lejay, D. Colson, et A. Forget. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067002 (2006).
- [166] S. Blanco-Canosa, A. Frano, E. Schierle, J. Porras, T. Loew, M. Minola, E. Bluschke, M. Weschke, B. Keimer, et M. Le Tacon. *arXiv* **1406.1595** (2014).
- [167] Yoichi Ando, Seiki Komiya, Kouji Segawa, S. Ono, et Y. Kurita. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267001 (2004).
- [168] M. Matusiak, S. H. Naqib, I. Kokanović, et J. R. Cooper. *EPL (Europhysics Letters)* **86**(1), 17005 (2009).
- [169] E. Hassinger, G. Gredat, F. Valade, S. René de Cotret, A. Juneau-Fecteau, J.-Ph. Reid, H. Kim, M. A. Tanatar, R. Prozorov, B. Shen, H.-H. Wen, N. Doiron-Leyraud, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **86**, 140502 (2012).
- [170] Jiun-Haw Chu, James G. Analytis, Kristiaan De Greve, Peter L. McMahon, Zahirul Islam, Yoshihisa Yamamoto, et Ian R. Fisher. *Science* **329**(5993), 824–826 (2010).
- [171] Romain Bel, Hao Jin, Kamran Behnia, Jacques Flouquet, et Pascal Lejay. *Phys. Rev. B* **70**, 220501 (2004).
- [172] E. Hassinger, G. Knebel, K. Izawa, P. Lejay, B. Salce, et J. Flouquet. *Phys. Rev. B* **77**, 115117 (2008).
- [173] Pengcheng Li et R. L. Greene. *Phys. Rev. B* **76**, 174512 (2007).
- [174] T. Fujii, T. Matsushima, T. Maruoka, et A. Asamitsu. *Physica C* **470**(0), S21 – S22 (2010). Proceedings of the 9th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity.
- [175] Neven Barišić, Mun K. Chan, Yuan Li, Guichuan Yu, Xudong Zhao, Martin Dressel, Ana Smontara, et Martin Greven. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110**(30), 12235–12240 (2013).

- [176] Z Konstantinovic, Z.Z Li, et H Raffy. *Physica B : Condensed Matter* **259-261**(0), 567 – 568 (1999).
- [177] F. F. Tafti, F. Laliberté, M. Dion, J. Gaudet, P. Fournier, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **90**, 024519 (2014).
- [178] Andreas Hackl, Matthias Vojta, et Subir Sachdev. *Phys. Rev. B* **81**, 045102 (2010).
- [179] N. Johannsen, Th. Wolf, A. V. Sologubenko, T. Lorenz, A. Freimuth, et J. A. Mydosh. *Phys. Rev. B* **76**, 020512 (2007).
- [180] J. Chang, N. Doiron-Leyraud, O. Cyr-Choiniere, G. Grissonnanche, F. Laliberté, E. Hassinger, J-Ph. Reid, R. Daou, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, et Louis Taillefer. *Nat. Phys.* **8**, 751 (2012).
- [181] G. Yu, D.-D. Xia, N. Barišić, R.-H. He, N. Kaneko, T Sasagawa, Y. Li, X. Zhao, A. Shekhter, et M. Greven. *arXiv* **1210.6942** (2012).
- [182] R. I. Rey, A. Ramos-Álvarez, J. Mosqueira, M. V. Ramallo, et F. Vidal. *Phys. Rev. B* **87**, 056501 (2013).
- [183] I. Kokanović, D. J. Hills, M. L. Sutherland, R. Liang, et J. R. Cooper. *Phys. Rev. B* **88**, 060505 (2013).
- [184] L. S. Bilbro, R. Valdés Aguilar, G. Logvenov, O. Pelleg, I. Božovič, et N. P. Armitage. *Nat. Phys.* **7**, 298–302 (2011).
- [185] M. S. Grbić, N. Barišić, A. Dulčić, I. Kupčić, Y. Li, X. Zhao, G. Yu, M. Dressel, M. Greven, et M. Požek. *Phys. Rev. B* **80**, 094511 (2009).
- [186] Hai-Hu Wen, Gang Mu, Huiqian Luo, Huan Yang, Lei Shan, Cong Ren, Peng Cheng, Jing Yan, et Lei Fang. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 067002 (2009).
- [187] J. H. Brewer, E. J. Ansaldo, J. F. Carolan, A. C. D. Chaklader, W. N. Hardy, D. R. Harshman, M. E. Hayden, M. Ishikawa, N. Kaplan, R. Keitel, J. Kempton, R. F. Kiefl, W. J. Kossler, S. R. Kretzmann, A. Kulpa, Y. Kuno, G. M. Luke, H. Miyatake, K. Nagamine, Y. Nakazawa, N. Nishida, K. Nishiyama, S. Ohkuma, T. M. Riseman, G. Roehmer, P. Schleger, D. Shimada, C. E. Stronach, T. Takabatake, Y. J. Uemura, Y. Watanabe, D. L. Williams, T. Yamazaki, et B. Yang. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1073–1076 (1988).
- [188] V. Hinkov, D. Haug, B. Fauqué, P. Bourges, Y. Sidis, A. Ivanov, C. Bernhard, C. T. Lin, et B. Keimer. *Science* **319**(5863), 597–600 (2008).
- [189] S. Blanco-Canosa, A. Frano, T. Loew, Y. Lu, J. Porras, G. Ghiringhelli, M. Minola, C. Mazzoli, L. Braicovich, E. Schierle, E. Weschke, M. Le Tacon, et B. Keimer. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 187001 (2013).
- [190] Eduardo Fradkin et Steven A. Kivelson. *Nat. Phys.* **8**, 864–866 (2012).
- [191] J. C. Séamus Davis et Dung-Hai Lee. *arXiv* **1309.2719** (2013).
- [192] I. M. Vishik, W. S. Lee, F. Schmitt, B. Moritz, T. Sasagawa, S. Uchida, K. Fujita, S. Ishida, C. Zhang, T. P. Devereaux, et Z. X. Shen. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 207002 (2010).

- [193] T. P. Croft, C. Lester, M. S. Senn, A. Bombardi, et S. M. Hayden. *Phys. Rev. B* **89**, 224513 (2014).
- [194] Louis Taillefer. *Ann. Rev. Cond. Mat. Phys.* **1**(1), 51–70 (2010).
- [195] B. Kyung, V. Hankevych, A.-M. Daré, et A.-M. S. Tremblay. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 147004 (2004).
- [196] Andreas Hackl et Matthias Vojta. *New Journal of Physics* **12**(10), 105011 (2010).
- [197] S. A. Kivelson, E. Fradkin, et V. J. Emery. *Nature* **393**, 550–553 (1998).
- [198] Eduardo Fradkin, Steven A. Kivelson, Michael J. Lawler, James P. Eisenstein, et Andrew P. Mackenzie. *Annual Review of Condensed Matter Physics* **1**(1), 153–178 (2010).
- [199] K. B. Cooper, M. P. Lilly, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, et K. W. West. *Phys. Rev. B* **65**, 241313 (2002).
- [200] 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**(5809), 214–217 (2007).
- [201] 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).
- [202] V. Hinkov, P. Bourges, S. Pailhès, Y. Sidis, A. Ivanov, C. D. Frost, T. G. Perring, C. T. Lin, D. P. Chen, et B. Keimer. *Nat. Phys.* **3**, 780–785 (2007).
- [203] P. M. Chaikin et T. C. Lubensky. *Principles of Condensed Matter Physics*. Cambridge University Press, (1995).
- [204] I. Ya. Pomeranchuk. *Sov. Phys. JETP* **8**, 361 (1958).
- [205] M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, et K. W. West. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 394–397 (1999).
- [206] R.R. Du, D.C. Tsui, H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, et K.W. West. *Solid State Communications* **109**(6), 389 – 394 (1999).
- [207] J.P. Eisenstein. *Solid State Communications* **117**(3), 123 – 131 (2001).
- [208] S. A. Grigera, P. Gegenwart, R. A. Borzi, F. Weickert, A. J. Schofield, R. S. Perry, T. Tayama, T. Sakakibara, Y. Maeno, A. G. Green, et A. P. Mackenzie. *Science* **306**(5699), 1154–1157 (2004).
- [209] S. Nandi, M. G. Kim, A. Kreyssig, R. M. Fernandes, D. K. Pratt, A. Thaler, N. Ni, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, J. Schmalian, R. J. McQueeney, et A. I. Goldman. *Phys. Rev. Lett.* **104**(5), 057006 (2010).
- [210] Ming Yi, Donghui Lu, Jiun-Haw Chu, James G. Analytis, Adam P. Sorini, Alexander F. Kemper, Brian Moritz, Sung-Kwan Mo, Rob G. Moore, Makoto Hashimoto, Wei-Sheng Lee, Zahid Hussain, Thomas P. Devereaux, Ian R. Fisher, et Zhi-Xun Shen. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **108**(17), 6878–6883 (2011).
- [211] L. W. Harriger, H. Q. Luo, M. S. Liu, C. Frost, J. P. Hu, M. R. Norman, et Pengcheng Dai. *Phys. Rev. B* **84**, 054544 (2011).

- [212] S. Kasahara, H. J. Shi, K. Hashimoto, S. Tonegawa, Y. Mizukami, T. Shibauchi, K. Sugimoto, T. Fukuda, T. Terashima, Andriy H. Nevidomskyy, et Y. Matsuda. *Nature* **486**, 382 (2012).
- [213] T.-M. Chuang, M. P. Allan, Jinho Lee, Yang Xie, Ni Ni, S. L. Bud'ko, G. S. Boebinger, P. C. Canfield, et J. C. Davis. *Science* **327**(5962), 181–184 (2010).
- [214] I R Fisher, L Degiorgi, et Z X Shen. *Reports on Progress in Physics* **74**(12), 124506 (2011).
- [215] R. Harris, P. J. Turner, Saeid Kamal, A. R. Hosseini, P. Dosanjh, G. K. Mullins, J. S. Bobowski, C. P. Bidinosti, D. M. Broun, Ruixing Liang, W. N. Hardy, et D. A. Bonn. *Phys. Rev. B* **74**, 104508 (2006).
- [216] 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**(5817), 1380–1385 (2007).
- [217] C. Howald, H. Eisaki, N. Kaneko, et A. Kapitulnik. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **100**(17), 9705–9709 (2003).
- [218] Y. Kohsaka, C. Taylor, P. Wahl, A. Schmidt, Jhinhwan Lee, K. Fujita, J. W. Allredge, K. McElroy, Jinho Lee, H. Eisaki, S. Uchida, D.-H. Lee, et J. C. Davis. *Nature* **454**, 1072–1078 (2008).
- [219] M. J. Lawler, K. Fujita, Jhinhwan Lee, A. R. Schmidt, Y. Kohsaka, Chung Koo Kim, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis, J. P. Sethna, et Eun-Ah Kim. *Nature* **466**, 347 (2010).
- [220] S. Okamoto, D. Sénéchal, M. Civelli, et A.-M. S. Tremblay. *Phys. Rev. B* **82**, 180511 (2010).
- [221] Shi-Quan Su et Thomas A. Maier. *Phys. Rev. B* **84**, 220506 (2011).
- [222] G. Sordi, K. Haule, et A.-M. S. Tremblay. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 226402 (2010).
- [223] Andreas Hackl et Matthias Vojta. *Phys. Rev. B* **80**, 220514 (2009).
- [224] M. Rübhausen, S. Yoon, S. L. Cooper, K. H. Kim, et S-W. Cheong. *Phys. Rev. B* **62**, R4782–R4785 (2000).
- [225] S. Yoon, M. Rübhausen, S. L. Cooper, K. H. Kim, et S-W. Cheong. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3297–3300 (2000).
- [226] Oron Zachar, S. A. Kivelson, et V. J. Emery. *Phys. Rev. B* **57**, 1422–1426 (1998).
- [227] Ralph Werner, M. Hücker, et B. Büchner. *Phys. Rev. B* **62**, 3704–3708 (2000).
- [228] C. M. Varma, Victor M. Yakovenko, et A. Kapitulnik. *arXiv* **1007.1215** (2010).
- [229] Lars Onsager. *Phys. Rev.* **37**, 405–426 (1931).
- [230] G. Grissonnanche, O. Cyr-Choinière, F. Laliberté, S. René de Cotret, A. Juneau-Fecteau, S Dufour-Beauséjour, M.-È. Delage, D. LeBoeuf, J. Chang, B. J. Ramshaw, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, S. Adachi, N. E. Hussey, B. Vignolle, C. Proust, M. Sutherland, S Kramer, J.-H. Park, D. Graf, N. Doiron-Leyraud, et Louis Taillefer. *Nat. Commun.* **5**, 3280 (2014).

- [231] Kouji Segawa et Yoichi Ando. *Phys. Rev. B* **69**, 104521 (2004).
- [232] Lu Li, N. Alidoust, J. M. Tranquada, G. D. Gu, et N. P. Ong. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 277001 (2011).
- [233] S. Strässle, B. Graneli, M. Mali, J. Roos, et H. Keller. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097003 (2011).
- [234] A. M. Mounce, Sangwon Oh, Jeongseop A. Lee, W. P. Halperin, A. P. Reyes, P. L. Kuhns, M. K. Chan, C. Dorow, L. Ji, D. Xia, X. Zhao, et M. Greven. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 187003 (2013).
- [235] J. Chang, Nicolas Doiron-Leyraud, Francis Laliberté, R. Daou, David LeBoeuf, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, Cyril Proust, I. Sheikin, K. Behnia, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **84**, 014507 (2011).
- [236] B.Sriram Shastry. Dans *New Materials for Thermoelectric Applications : Theory and Experiment*, Veljko Zlatic et Alex Hewson, NATO Science for Peace and Security Series B : Physics and Biophysics, 25–29. Springer Netherlands (2013).
- [237] Kathryn A. Moler, David L. Sisson, Jeffrey S. Urbach, Malcolm R. Beasley, Aharon Kapitulnik, David J. Baar, Ruixing Liang, et Walter N. Hardy. *Phys. Rev. B* **55**, 3954–3965 (1997).
- [238] Scott C. Riggs, O. Vafek, J. B. Kemper, J. B. Betts, A. Migliori, F. F. Balakirev, W. N. Hardy, Ruixing Liang, D. A. Bonn, et G. S. Boebinger. *Nat. Phys.* **7**, 332 – 335 (2011).
- [239] M. Takigawa, A. P. Reyes, P. C. Hammel, J. D. Thompson, R. H. Heffner, Z. Fisk, et K. C. Ott. *Phys. Rev. B* **43**, 247–257 (1991).
- [240] M. R. Norman. *Phys. Rev. B* **87**, 180506 (2013).
- [241] Johnpierre Paglione, M. A. Tanatar, D. G. Hawthorn, R. W. Hill, F. Ronning, M. Sutherland, Louis Taillefer, C. Petrovic, et P. C. Canfield. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 216602 (2005).
- [242] X. G. Luo, M. A. Tanatar, J.-Ph. Reid, H. Shakeripour, N. Doiron-Leyraud, N. Ni, S. L. Bud’ko, P. C. Canfield, Huiqian Luo, Zhaosheng Wang, Hai-Hu Wen, R. Prozorov, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **80**, 140503 (2009).
- [243] Michael E. Fisher et J. S. Langer. *Phys. Rev. Lett.* **20**, 665–668 (1968).
- [244] T. Wu, H. Mayaffre, S. Krämer, M. Horvatič, C. Berthier, P. L. Kuhns, A. P. Reyes, R. Liang, W. N. Hardy, D. A. Bonn, et M.-H. Julien. *Nat. Commun.* **4**, 2113 (2013).
- [245] J. L. Cohn, E. F. Skelton, S. A. Wolf, et J. Z. Liu. *Phys. Rev. B* **45**, 13140–13143 (1992).
- [246] A J Lowe, S E Regan, et M A Howson. *Journal of Physics : Condensed Matter* **4**(45), 8843 (1992).
- [247] C. K. Subramaniam, H. J. Trodahl, A. B. Kaiser, et B. J. Ruck. *Phys. Rev. B* **51**, 3116–3119 (1995).