



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *21 Février 2014* par :

SVEN BADOUX

**Propriétés de l'état normal des cuprates sous-dopés sous champ
magnétique intense**

JURY

KAMRAN BEHNIA
THIERRY KLEIN
KEES VAN DER BEEK
DAVID GUERY-ODELIN
DAVID VIGNOLLES
CYRIL PROUST

Directeur de recherche
Professeur des Universités
Directeur de recherche
Professeur des Universités
Professeur des Universités
Directeur de recherche

Président du jury
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Directeur de Thèse
Co-Directeur de Thèse

École doctorale et spécialité :

SDM : Physique de la matière - CO090

Unité de Recherche :

Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (UPR 3228)

Directeur(s) de Thèse :

David VIGNOLLES et Cyril PROUST

Rapporteurs :

Thierry KLEIN et Kees VAN DER BEEK

Résumé

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à la physique des supraconducteurs à haute température critique et à leur diagramme de phase. Depuis leur découverte en 1986, ces matériaux ont suscité un fort engouement notamment à cause de leur température critique élevée. La phase supraconductrice, dans le diagramme de phase de ces matériaux, présente un dôme avec une température critique maximale qui délimite le côté sous dopé (à gauche) du côté sur dopé (à droite). Ce dôme est situé entre une phase isolante et une phase métallique (type liquide de Fermi). Afin de comprendre l'origine de la supraconductivité, il est important de bien caractériser la phase normale à partir de laquelle elle se développe. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux propriétés à basse température. Pour cela, des champs magnétiques intenses ont été nécessaires afin de détruire la supraconductivité et de restaurer l'état normal à basse température. Les oscillations quantiques ont été découvertes en 2007, dans ces matériaux, par des mesures de résistivité et d'aimantation sous champ magnétique intense et à basse température.

La présence d'oscillations quantiques de faibles fréquences associées à des coefficients de Hall et Seebeck négatifs ont mis en évidence la présence d'une petite poche d'électrons dans la surface de Fermi couvrant seulement 1.9% de la première zone de Brillouin (PZB) du côté sous dopé. Ceci est incompatible avec les calculs de structure de bandes. Ce résultat est en fort contraste avec les oscillations quantiques mesurées dans les cuprates sur-dopés qui correspondent à la large orbite de type trou prédite par les calculs de structure de bandes et qui occupe 65% de la PZB. La présence de cette petite poche d'électrons dans des composés sous-dopés en trous peut être expliquée par une reconstruction de la surface de Fermi. En effet, des mesures de RMN et de rayons X ont montré la présence d'une onde de densité de charge en compétition avec la supraconductivité.

Pour étudier plus en détail cette reconstruction et la relation entre la surface de Fermi déduite des oscillations quantiques et l'ordre de charge, nous avons réalisé différentes séries de mesures à 70T dans une large gamme de dopage, de champs magnétiques et de températures pour des échantillons d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. Nous avons également utilisé la pression hydrostatique pour induire un changement de dopage sur un même échantillon.

Ces mesures ont révélé la présence d'une nouvelle série d'oscillations de plus faible fréquence que nous avons associé à une poche de trou. Ce résultat permet d'expliquer plusieurs propriétés de transport mesurées dans le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. En parallèle, nous avons également réalisé des mesures de transport dans des échantillons de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, considéré comme un matériau modèle de la famille des cuprates (absence de chaîne et structure monoplan). Nous avons réussi à observer des oscillations quantiques, similaires à celles observées dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. Ceci a permis de démontrer l'universalité de ce phénomène dans les cuprates et de confirmer de manière indiscutable que les plans conducteurs sont le siège de la reconstruction de la surface de Fermi à l'origine de ces oscillations quantiques.

Enfin, nous avons effectué différentes simulations de reconstruction de la surface de Fermi basées sur un ordre de charge bi-axial qui a récemment été mis en évidence par des mesures de RMN, de rayons X et de vitesse du son. Les surfaces de Fermi obtenues ont été comparées aux mesures expérimentales.

Mots clés : Supraconducteur à haute température critique, cuprates, surface de Fermi, champ magnétique intense, oscillations quantiques, pression.

Summary

In this thesis, we have studied in high temperature superconductors and their phase diagram. Since their discovery in 1986, these materials have generated great interest, especially because of their high critical temperature. In the generic phase diagram of these materials, the superconducting phase is a dome with a maximal critical temperature, which defines the under-doped side (left-side of the phase diagram) and the over-doped side (right-side of the phase diagram). The dome is located between an insulating phase and a metallic phase (Fermi-liquid like). In order to understand the origin of superconductivity, it is essential to characterize the normal phase from which superconductivity arises, in particular at low temperature. Therefore, high magnetic fields were needed to destroy superconductivity and restore the low temperature normal state. Quantum oscillations have been discovered in 2007 in these materials, thanks to resistivity and magnetization measurements under high magnetic fields and low temperature.

Quantum oscillations and negative Hall and Seebeck coefficients have revealed the presence of a small electron pocket in the Fermi surface of the underdoped side, covering only 2% of the first Brillouin zone (FBZ). This is in disagreement with band-structure calculations. In contrast quantum oscillations in overdoped cuprates revealed the large hole-like orbit, covering 65% of the FBZ, as predicted by the band structure calculations. The presence of this small electron pocket in underdoped compounds can be explained by a Fermi surface reconstruction. Indeed, RMN and X-rays measurements have shown the presence of a charge density wave in competition with superconductivity.

To study the relationship between the Fermi surface deduced from quantum oscillations and the charge order, we have followed the evolution of the oscillation frequencies as a function of doping. Therefore, we have performed different measurements on $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ in a wide range of doping, magnetic fields (up to 70T) and temperatures. We also used hydrostatic pressure to induce a change of doping on the same sample.

These measurements have revealed the presence of a new series of oscillations with a lower frequency which has been associated to a holepocket. This result allows us to explain some of the transport properties measured in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ compound. In addition, we have also performed transport measurements in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ samples, considered as a textbook material of the cuprate family (monolayer structure and no CuO chain). We have succeeded to observe quantum oscillations similar to those observed in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. This demonstrates the universality of this phenomenon in cuprates and clearly demonstrates that reconstruction of the Fermi surface involves the quintessential CuO₂ planes.

Finally, we have performed various simulations of Fermi surface reconstruction based on a biaxial charge order recently discovered by NMR, X-ray and sound velocity measurements. The reconstructed Fermi surface has been compared with experimental measurements.

Keywords : High temperature superconductor, cuprates, Fermi surface, high magnetic field, quantum oscillations, pressure.

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au LNCMI Toulouse dans l'équipe FFC sous la direction de David Vignolles et Cyril Proust. Je souhaite remercier toutes les personnes qui ont participé à l'élaboration de ma thèse, j'espère ne pas avoir fait d'omission dans cette longue liste, si cela été le cas merci de bien vouloir m'en excuser. Je remercie en premier lieu le directeur du laboratoire Geert Rikken ainsi que le sous directeur Oliver Portugal de m'avoir permis de réaliser ma thèse au LNCMI dans de bonnes conditions de travail.

Je souhaite remercier ensuite mes directeurs de thèse qui m'ont permis de réaliser ma thèse au sein de leur groupe et avec qui j'ai grandement apprécié travailler. Tout d'abord, je m'adresserai à mon directeur de thèse David Vignolles : merci d'avoir été présent tout au long de ma thèse même lors de la prise de tes nouvelles fonctions. Je te remercie également pour ta gentillesse et pour m'avoir appris à travailler sous binoculaire.

Mes remerciements vont ensuite à mon co-directeur de thèse Cyril Proust. Merci d'avoir été présent et de m'avoir 'poussé' quand j'en avais besoin. J'espère avoir retenu tous les conseils que tu m'as donnés pour ma vie professionnelle à venir.

Mes remerciements vont également à toutes les personnes du groupe avec qui j'ai travaillé pendant ma thèse. Merci à Baptiste pour sa disponibilité et ses conseils (désolé de t'avoir chassé de ton bureau à mon arrivée), Merci à David Leboeuf et Stéphane, collègues et compagnons de bureau, pour l'aide que vous m'avez apportée. Un grand merci à David pour m'avoir initié aux joies du hockey et des collages. Je souhaite également remercier les nouveaux arrivants dans le groupe FFC, Wojciech et Francis. J'espère que vous allez vous plaire à Toulouse.

Pour les mesures de pression réalisées au cours de cette thèse j'ai utilisé une cellule de pression dessinée par Marc. Merci pour cela mais également pour l'aide et les conseils concernant les optimisations de cette même cellule de pression.

J'ai également dû réaliser des mesures optiques sous pression et apprendre à manipuler des fibres optiques et à les polir. C'est pourquoi je tiens à remercier chaleureusement Sylvie qui m'a enseigné la manipulation délicate des fibres optiques.

Je veux maintenant remercier les membres de mon jury. Thierry Klein et Kees Van der Beek qui ont accepté d'être rapporteurs et de juger mon travail. Je souhaite également remercier David Guery-Odelin d'avoir accepté d'être présent dans mon jury. Enfin, je souhaite remercier Kamran Behnia qui m'a fait l'honneur d'être le président de mon jury.

Merci à tous nos collaborateurs : le groupe de D.A. Bonn de l'Université de UBC, le groupe de M. Greven de l'Université du Minnesota, le groupe de A. Carrington de l'Université de Bristol (notamment Carsten notre visiteur permanent) et enfin le groupe de L. Taillefer de l'Université de Sherbrooke.

Mes remerciements vont également au groupe thésard/post-doc avec qui j'ai passé de bons

moments au labo mais aussi à l'extérieur, Xavier (et Cécile) merci pour tes mails avec des infos toujours plus insolites (entraîne toi encore un peu au squash si tu veux pouvoir me battre...), à Gernot (et Aude) nous avons commencé notre thèse ensemble et presque terminé en même temps, nous avons passé de bons moments ensemble même si la fin a été dure, Vladimir, bonne continuation pour la suite, 'L'être aimé', merci de nous avoir apporté un peu du Québec à Toulouse (mon four s'en souvient), Paul j'ai été ravi de te rencontrer même si nous n'avons pas eu trop l'occasion d'aller boire des bières ensemble, Anatole et Joana, Fabrice courage tu arrives au bout, 'St Lepault', je te souhaite le meilleur pour la suite, SPY (et Isabelle) merci pour toutes les soirées, Rebeca merci pour ton énergie et ta bonne humeur, Anaïs (c'est bientôt fini, courage!), Agathe, collègue de bureau arrivée pour ma dernière année de thèse, ce fut un plaisir de discuter avec toi.

Toutes les personnes du labo qui m'ont aidé et que j'ai été ravi de côtoyer tous les jours. Merci à Jérôme (merci pour les anecdotes sur la mythologie), Aziz (merci pour ta disponibilité et pour les gâteaux), Loïc (merci de m'avoir initié à la meilleur série de la décennie voir du siècle...), Bertrand (pour les bonnes adresses de restos et pour les discussions rugby), Philippe (merci pour ta bonne humeur au quotidien c'est super), Jean-Pierre, Ludo (pour les discussions concernant les séries TV) et Julien, tous toujours disponibles pour donner un coup de main. Merci également à tout l'atelier mécanique qui nous fabrique des pièces toujours plus petites... Je remercie encore toutes les équipes du labo avec qui j'ai interagis au cours de ces années. Je remercie grandement le secrétariat, Françoise, Séverine et Cécile qui facilitent les démarches administratives.

Au cours de ma thèse j'ai fait un peu de sport pour me sortir la tête de la thèse et je voudrais remercier toutes les personnes avec qui j'ai joué. Tous mes amis du basket (Yoyo, Yanou, Morgan, Big Will, Thomas, Mathieu, Jérôme) du hand (le noyau dur des supervilains : Shelmy, Doc Gynéco, Vlad, Mathias) et du hockey... Mais aussi les Lacapelistes parce que c'est presque du sport et les VTTistes du dimanche en Aveyron.

Un grand merci à tous mes amis qui ne sont pas encore apparus dans les autres catégories. Damien merci à toi de m'avoir diverti en fin de thèse, j'en ai eu besoin (Marion te remercie également...). Un grand merci également à Pierre et Cora, Lucille et Marion.

Je souhaite également remercier ma famille (mes parents, mes soeurs et leurs conjoints et tous mes neveux et ma nièce ainsi que la belle famille) pour tout le soutien au cours de ces années.

Enfin, un grand merci à Marion qui me supporte depuis tant d'années particulièrement pendant les périodes de rédaction et de préparation de l'oral...

Table des matières

Introduction	1
1 Rappels théoriques	3
1.1 Rappels de physique du solide	3
1.1.1 Théorie des bandes	4
1.1.2 Surface de Fermi	5
1.1.3 Détermination expérimentale de la surface de Fermi	5
1.1.4 Notion de liquide de Fermi	6
1.1.5 Propriétés du liquide de Fermi	9
1.1.6 Magnéto-transport dans un liquide de Fermi	10
1.2 Onde de densité	13
1.2.1 Onde de densité de charge	15
1.2.2 Onde de densité de spin	15
1.3 Effet du champ magnétique sur les porteurs de charges	16
1.3.1 Mouvement dans un champ magnétique	16
1.3.2 Quantification des orbites dans un champ magnétique	17
1.3.3 Quantification en niveaux de Landau	19
1.4 Oscillations quantiques	21
1.4.1 Oscillations Shubnikov-de Haas	22
1.4.2 Facteurs d'amortissement	23
1.4.3 Dépendance angulaire	26
1.4.4 Rupture magnétique	28
1.4.5 Interférence quantique	29
1.5 Conclusion	31
2 État de l'art des cuprates	33
2.1 Présentation des cuprates	34
2.1.1 Structure cristallographique	34
2.1.2 Structure électronique	34
2.1.3 Dopage	35
2.2 Diagramme de phase générique des cuprates	36
2.2.1 Isolant de Mott	37
2.2.2 Liquide de Fermi	39
2.2.3 Métal étrange	42
2.2.4 Supraconductivité	43
2.2.4.1 Supraconductivité conventionnelle	43
2.2.4.2 Supraconductivité non conventionnelle	46
2.2.5 Le pseudogap	48
2.3 Théories des supraconducteurs à haute température critique	51
2.3.1 Scénarios de paires préformées	51
2.3.2 Scénarios d'ordres en compétition	57

2.3.3	De récentes mesures dans l'état normal à basse température	59
3	Techniques expérimentales	67
3.1	Champ magnétique pulsé, Cryogénie	68
3.1.1	Champ magnétique pulsé	68
3.1.2	Cryogénie	70
3.2	Mesures de Transport	71
3.2.1	Mesures du champ et de la température	71
3.2.2	Mesures de transport	71
3.2.3	La chaine d'acquisition	73
3.3	Pression	73
3.3.1	Cellules de pression	74
3.3.1.1	Les différentes cellules de pression	74
3.3.1.2	La cellule de pression au LNCMI	76
3.3.2	Développements techniques de la cellule	77
3.3.2.1	Passage de fils et augmentation du rapport signal sur bruit	78
3.3.2.2	Calibration manganin	79
3.3.2.3	Mesures optiques	80
3.3.2.4	Optimisation de la pression	82
3.4	Conclusion	85
4	Mise en évidence d'une nouvelle fréquence par des mesures d'effet Shubnikov-de Haas dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	87
4.1	Pourquoi étudier $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$?	88
4.1.1	Structure cristalline	88
4.1.2	Détermination du dopage p	89
4.1.3	Superstructure	90
4.2	Observation d'une nouvelle fréquence dans le spectre oscillatoire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	91
4.2.1	Présentation des échantillons	91
4.2.2	Magnéto transport Shubnikov-de Haas	92
4.2.2.1	Dépendance en température	94
4.2.2.2	Dépendance en angle	95
4.2.3	Effet Seebeck	96
4.3	Les oscillations lentes : une nouvelle poche?	97
4.3.1	Oscillations lentes de la magnétorésistance dans les métaux quasi-2D	99
4.3.2	Interférences quantiques	99
4.3.3	Poche de trous	102
4.4	Scénarios de reconstruction	104
4.4.1	Ordre de charge bi-axial	105
4.4.2	Quatre poches nodales et ordre de charge bi-axial	108
4.4.3	Modèle de surface de Fermi	112
4.5	Conclusion	112

5	Étude de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ sous pression	115
5.1	Effet de la pression sur les supraconducteurs	116
5.2	Mesures sous pression	116
5.2.1	Effet de relaxation	116
5.2.2	Effet de la pression sur un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$	119
5.3	Récapitulatif des échantillons mesurés	122
5.4	Comparaison des effets de la pression sur les différents échantillons	126
5.4.1	Effet de la pression en absence de champ magnétique	126
5.4.2	Effet de la pression en présence d'un champ magnétique	127
5.5	Comparaison avec une évolution en dopage	130
6	Magnétorésistance dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$	133
6.1	Présentation du composé	133
6.1.1	Structure cristalline et surface de Fermi $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$	133
6.1.2	Pourquoi réaliser des mesures dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$?	135
6.1.3	Effet Hall et effet Seebeck dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$	136
6.2	Oscillations quantiques dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$	139
6.2.1	Présentation des échantillons	139
6.2.2	Mesures en champ pulsé, oscillations quantiques	139
6.3	Reconstruction de la surface de Fermi	142
6.3.1	Présentation du modèle	142
6.3.2	Analyses	143
6.3.3	Quatre poches nodales et ordre de charge bi-axial	147
6.4	Conclusion	147
	Discussion générale	149
	A Mouvement dans un champ magnétique	155
	B Quantification des orbites dans un champ magnétique	157
	Bibliographie	159

Introduction

Depuis sa découverte en 1911 par K. Onnes, la supraconductivité fascine les chercheurs. Ses propriétés spectaculaires laissent entrevoir des applications pouvant révolutionner notre quotidien. Sa propriété principale qui est une conductivité infinie (résistance strictement nulle) permet un transport ou un stockage d'énergie sans perte. Une autre propriété de ces matériaux a été découverte plus de 20 ans plus tard (en 1933) par Meissner et Oschenfeld. Cette propriété, connue sous le nom d'effet Meissner, fait que le matériau repousse les lignes de champ magnétique (diamagnétisme parfait). Pour comprendre ce phénomène de supraconductivité, il a fallu attendre 1957 et la théorie BCS, de Bardeen, Cooper et Schrieffer qui la proposèrent. Cette théorie permet d'expliquer la supraconductivité dans les métaux simples en invoquant qu'elle provient d'une instabilité de la phase métallique (liquide de Fermi). La température de transition supraconductrice (température critique T_c) maximale connue à cette époque n'était que de 21 K dans NbGeAl. Une T_c aussi faible ne permet pas d'utiliser les propriétés spectaculaires de ces matériaux sans un refroidissement préalable impliquant des techniques relativement coûteuses et difficiles à mettre en place. Cette température est longtemps restée bloquée à des températures faibles en dessous de 21 K. C'était sans compter sur la découverte par Bednorz et Müller en 1986 du composé $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ possédant une T_c de 36 K. Dès lors, la température critique est montée très vite atteignant, seulement un an après la découverte de Bednorz et Müller, une température critique supérieure à la température de l'azote liquide. Cette découverte a été faite par le groupe de P. Chu en 1987 avec le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. La valeur de T_c a continué de croître jusqu'à 133 K à pression ambiante et 160 K sous pression dans le composé $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$. La théorie BCS ne permet pas d'expliquer des températures critiques aussi élevées dans ces matériaux. Des efforts importants ont donc été fait depuis ces 25 dernières années afin de comprendre l'origine de cette supraconductivité à haute température.

Cette nouvelle famille de composés, possédant des T_c élevées, est appelée cuprate. Le diagramme de phase (température dopage) est générique à toute la famille de composés. Le composé parent est isolant et lorsque le dopage augmente, une phase supraconductrice à basse température apparaît avec une T_c maximum délimitant une partie sous-dopé et sur-dopé du diagramme de phase. En augmentant encore plus le dopage, ces matériaux retrouvent un comportement métallique. La phase normale (haute température) au dessus de la phase supraconductrice, du côté sous-dopé, est appelé phase pseudogap. Celle-ci n'a toujours pas révélé ses secrets. Néanmoins, comme la supraconductivité apparaît comme une instabilité de la phase normale, il est important de bien caractériser cette phase normale à basse température.

Avant la découverte des oscillations quantiques (2007), la présence d'arc de Fermi vu en ARPES a conduit certains chercheurs à penser que la phase pseudogap avait un comportement isolant. La présence d'oscillations quantiques implique la présence d'une surface de Fermi et donc d'un comportement métallique. De plus, en dessous d'une certaine température (T_0), les coefficients de Hall et Seebeck deviennent négatifs en contradiction avec ce qui est attendu pour des matériaux dopés en trous. Cette valeur négative de ces coefficients associée à la faible valeur de la fréquence des oscillations quantiques suggère qu'une reconstruction de la SF a lieu à basse température du côté sous-dopé du diagramme de phase.

Dans cette thèse, nous avons étudié la phase normale du côté sous-dopé, à basse température,

à l'aide de champ magnétique intense permettant de détruire la supraconductivité. Nous avons étudié cette phase pour différents dopages ainsi qu'en appliquant une pression hydrostatique sur les échantillons. Nous avons étudié deux familles d'échantillons, les composés à base d'yttrium (YBCO) et ceux à base de mercure (Hg1201). Nous avons ainsi tenté d'apporter des éléments nouveaux permettant une meilleure compréhension de cette phase pseudogap.

Les trois premiers chapitres de cette thèse seront consacrés à l'introduction des théories, à l'état de l'art et aux méthodes expérimentales utilisées dans cette thèse. Dans le premier chapitre, j'aborderai les notions de surface de Fermi et de liquide de Fermi dans le but d'introduire le formalisme de Lifshitz-Kosevich des oscillations quantiques.

Le chapitre 2 sera consacré à une présentation générale de la famille des cuprates permettant de replacer cette thèse dans son contexte. Ce chapitre permettra également de détailler le diagramme de phase de ces matériaux.

Le chapitre 3 présente les techniques expérimentales. Dans ce chapitre seront présentées les techniques permettant de réaliser des mesures en champ pulsé et à basse température. Les développements techniques réalisés sur la cellule de pression seront également mis en avant.

Les chapitres suivants sont consacrés aux résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse.

Le chapitre 4 présente les mesures qui ont mis en évidence une nouvelle fréquence dans le spectre oscillatoire de YBCO. Ceci nous conduira à considérer différents scénarios possibles permettant d'expliquer la présence d'une telle fréquence. Considérant que cette nouvelle fréquence provient d'une poche de trous, nous montrerons qu'elle permet d'expliquer certaines propriétés des mesures de transport de YBCO. Enfin, des simulations numériques ont été réalisées dans le but d'obtenir une SF en accord avec les données expérimentales en reconstruisant la SF initiale par un ordre de charge bi-axial.

Le chapitre 5 présente les mesures de YBCO sous pression et champ pulsé. Les différentes mesures réalisées grâce à la cellule de pression seront détaillées dans ce chapitre. De là, nous tenterons de donner une explication aux effets de la pression sur YBCO.

Le chapitre 6 présente des mesures de transport en champ pulsé dans le composé Hg1201. Ce matériau présente un grand intérêt au vu de sa structure cristallographique très simple, de sa haute température critique et de son faible désordre. Je présenterai les mesures de magnéto-résistance qui ont permis de mettre en évidence pour la première fois des oscillations quantiques dans ce composé. Ces oscillations sont similaires à celle observées dans YBCO permettant de mettre en évidence le caractère universel de la reconstruction de la surface de Fermi dans les cuprates.

Rappels théoriques

Sommaire

1.1 Rappels de physique du solide	3
1.1.1 Théorie des bandes	4
1.1.2 Surface de Fermi	5
1.1.3 Détermination expérimentale de la surface de Fermi	5
1.1.4 Notion de liquide de Fermi	6
1.1.5 Propriétés du liquide de Fermi	9
1.1.6 Magnéto-transport dans un liquide de Fermi	10
1.2 Onde de densité	13
1.2.1 Onde de densité de charge	15
1.2.2 Onde de densité de spin	15
1.3 Effet du champ magnétique sur les porteurs de charges	16
1.3.1 Mouvement dans un champ magnétique	16
1.3.2 Quantification des orbites dans un champ magnétique	17
1.3.3 Quantification en niveaux de Landau	19
1.4 Oscillations quantiques	21
1.4.1 Oscillations Shubnikov-de Haas	22
1.4.2 Facteurs d'amortissement	23
1.4.3 Dépendance angulaire	26
1.4.4 Rupture magnétique	28
1.4.5 Interférence quantique	29
1.5 Conclusion	31

Ce chapitre va servir d'introduction et de rappel aux théories qui vont permettre aux lecteurs d'appréhender cette thèse. La première partie est consacrée à des rappels de physique du solide permettant d'introduire le concept de Surface de Fermi. La seconde partie traitera des effets d'un champ magnétique sur les porteurs de charges. Enfin, la troisième partie sera consacrée à l'introduction des phénomènes d'oscillations quantiques. Pour une étude plus approfondie le lecteur est renvoyé aux différentes références qui ont contribué à l'écriture de ce chapitre [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7].

1.1 Rappels de physique du solide

J'ai choisi de commencer cette thèse par quelques rappels de physique du solide qui vont permettre d'introduire certains concepts qui sont utilisés ou étudiés dans cette thèse. J'introduirai donc le concept de Surface de Fermi (qui sera noté SF dans la suite) ainsi que les propriétés qui y sont liées.

1.1.1 Théorie des bandes

Avant de parler de SF, il est nécessaire d'introduire la théorie des bandes. Cette théorie permet de faire la distinction entre un matériau métallique, isolant ou semi-conducteur. Cette théorie est une simple amélioration du modèle des électrons libres.

Le modèle des électrons libres donne un bon aperçu des propriétés des électrons dans un métal. Néanmoins pour comprendre les propriétés des solides, comme distinguer un métal d'un isolant ou d'un semi-métal, il est important de prendre en compte la périodicité du réseau cristallin.

Il faut donc considérer le réseau périodique formé par les ions comme une faible perturbation des ions sur les électrons. Ceci nous conduit à la théorie des bandes (modèle des électrons quasi-libres) [1].

Supposons un cristal cubique de côté a . Nous pouvons définir son réseau réciproque dans l'espace des $k_i = \frac{2\pi}{x_i}$. Ce réseau réciproque peut être observé dans le cas de la diffraction par rayons-X. En prenant en compte la périodicité du réseau, la fonction de Bloch pour les électrons du réseau est donnée par :

$$\Psi_n(\vec{k}) = u_n(\vec{r}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.1)$$

où $u_n(\vec{r})$ a la périodicité du réseau cristallin. Il suffit alors de déterminer les solutions de l'équation de Schrödinger uniquement pour les vecteurs d'ondes \vec{k} appartenant à la première zone de Brillouin pour connaître le comportement des électrons dans le solide. Nous déterminons ainsi l'énergie $\varepsilon_n(\vec{k})$ repérée avec un nouvel indice n appelé indice de bande. Les $\varepsilon_n(\vec{k})$ représentent la structure de bande. Ces énergies $\varepsilon_n(\vec{k})$ ont la périodicité du réseau ce qui se traduit par $\varepsilon_n(\vec{k}) = \varepsilon_n(\vec{k} + \vec{K})$, où \vec{K} est un vecteur du réseau réciproque, et sont symétriques $\varepsilon_n(\vec{k}) = \varepsilon_n(-\vec{k})$.

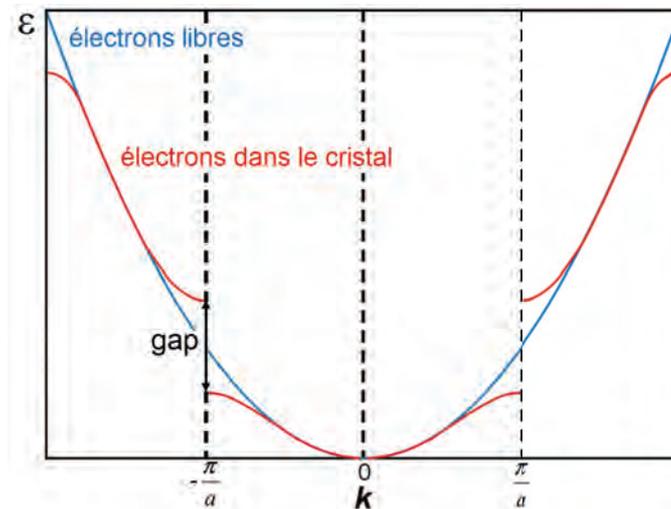


FIGURE 1.1 – Représentation de l'énergie ε en fonction du vecteur d'onde k pour un électron libre (trait bleu) et pour un électron appartenant à un cristal (trait rouge).

A cause de l'interaction entre les électrons et les ions du réseau, l'orbitale ondulatoire électronique dans tous les domaines d'énergies ne peut pas être déterminée. Ces régions où l'électron

ne peut pas se trouver sont appelées bandes interdites ou gap. De cette manière, les électrons ne peuvent occuper que certaines bandes d'énergies contrairement au modèle des électrons libres (figure 1.1). Lorsque la bande de conduction est partiellement remplie le matériau est un métal. Si cette bande est complètement pleine (ou vide) le matériau est isolant. Si deux bandes se chevauchent et qu'aucune des deux n'est totalement remplie, alors le matériau est un semi-métal.

1.1.2 Surface de Fermi

La notion de SF s'appuie sur la théorie des bandes que nous venons de présenter. La surface de Fermi d'un métal est définie comme une surface d'énergie constante dans l'espace des k , $\varepsilon_n(\vec{k}) = \varepsilon_F$, où ε_F est l'énergie de Fermi. La surface de Fermi constitue la limite entre les états vides et occupés à $T = 0$. Les propriétés électriques des métaux dépendent de la forme de cette surface à cause des excitations basses énergies qui affectent l'occupation au voisinage de cette surface (des trous sont présents en dessous du niveau de Fermi et des électrons au dessus). Cette notion de surface de Fermi est très importante car elle est une véritable carte d'identité pour les métaux. La forme de la SF peut être très compliquée. La figure 1.2 présente par exemple la SF du cuivre. Seuls les métaux possèdent une SF car dans le cas des isolants l'énergie de Fermi se situe dans le gap, donc ceux-ci ne possèdent pas d'excitation de basse énergie.

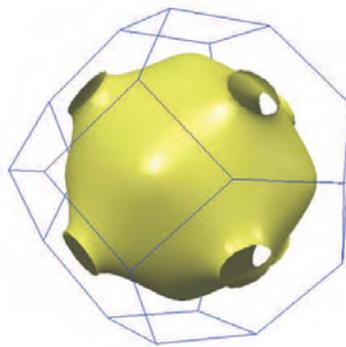


FIGURE 1.2 – Surface de Fermi du cuivre [8].

1.1.3 Détermination expérimentale de la surface de Fermi

La détermination de la surface de Fermi est importante car sa connaissance apporte des informations sur les propriétés du métal. Il est possible de déterminer la SF par des calculs (type DFT) ou par des méthodes expérimentales. Dans ce paragraphe je présenterai les méthodes expérimentales permettant d'obtenir des informations sur la SF.

- Les effets magnéto-oscillatoires (dont le mécanisme sera présenté en détail dans la suite) permettent de remonter à l'aire de la SF perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Ces effets trouvent leurs origines dans la quantification de l'énergie en niveau de Landau. Cette quantification entraîne une oscillation de la densité d'états qui se répercute dans la plupart des propriétés électroniques. C'est la fréquence de ces oscillations qui nous permet de remonter à l'aire de la SF.
- Les mesures de la dépendance angulaire de la magnétorésistance (AMRO *en anglais*) permettent

de déterminer la topologie de la SF.

- Les mesures de photo émission résolues en angle (ARPES *en anglais*) permettent l'étude de la SF des matériaux. Cette technique est une technique de surface basée sur l'effet photoélectrique. Elle consiste à envoyer des photons de haute énergie sur un matériau afin de permettre l'extraction d'un électron du solide. Il est ainsi possible de remonter à l'énergie initiale de l'électron et à son vecteur d'onde. La quantité mesurée est donc une intensité dépendante du vecteur d'onde (\mathbf{k}) et de l'énergie ω de l'électron :

$$I(\mathbf{k}, \omega) = I_0(\mathbf{k}, \nu, \mathbf{P})f(\omega)A(\mathbf{k}, \omega) \quad (1.2)$$

où $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel}$ la quantité de mouvement de l'électron dans le plan. $I_0(\mathbf{k}, \nu, \mathbf{P})$ est la probabilité d'apparition de l'évènement photoélectrique. Elle dépend donc de l'énergie du photon incident ν et de sa polarisation \mathbf{P} . $f(\omega)$ est la distribution de Fermi-Dirac ($f(\omega) = (\exp(\omega/k_B T) + 1)^{-1}$) et traduit le fait que seuls les états occupés sont sondables. Enfin $A(\mathbf{k}, \omega)$ est le poids spectral et décrit la probabilité d'enlever ou d'ajouter un électron de vecteur d'onde \mathbf{k} et d'énergie ω . $A(\mathbf{k}, \omega)$ est donné de manière générale par :

$$A(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}G(\mathbf{k}, \omega) \quad (1.3)$$

où $G(\mathbf{k}, \omega)$ est la fonction de Green. Dans le cas d'une particule libre $A(\mathbf{k}, \omega)$ est un pic de Dirac $A(\mathbf{k}, \omega) = \delta(\omega - E_{\mathbf{k}})$ où $E_{\mathbf{k}}$ est l'énergie de bande. Cette situation est représentée sur la figure 1.3 de gauche.

Dans le cas où les interactions électrons-électrons sont prises en compte, $A(\mathbf{k}, \omega)$ devient :

$$A(\mathbf{k}, \omega) = Z_{\mathbf{k}} \frac{\Gamma_k/\pi}{(\omega - \varepsilon_{\mathbf{k}})^2 + \Gamma_k^2} + A_{inc} \quad (1.4)$$

où $Z_{\mathbf{k}} = (1 - \partial\Sigma'/\partial\omega)^{-1}$ représente le poids du caractère sans interaction du système (c'est le facteur de cohérence), $\varepsilon_{\mathbf{k}} = Z_{\mathbf{k}}(E_{\mathbf{k}} + \Sigma')$ et $\Gamma_k/Z_{\mathbf{k}} = |\Sigma''|$ avec Γ_k le taux de diffusion. Plus les interactions sont fortes plus $Z_{\mathbf{k}}$ diminue. $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$ est la self énergie, permettant d'introduire l'effet des interactions sur le système ($\Sigma(\mathbf{k}, \omega) = \Sigma'(\mathbf{k}, \omega) + i\Sigma''(\mathbf{k}, \omega)$). La partie réelle de la self énergie induit un décalage de l'énergie, et sa partie imaginaire élargit le pic de Dirac de la particule libre en lorentzienne dont la largeur est proportionnelle à Γ_k . Le poids spectral est composé d'une partie cohérente pondérée par $Z_{\mathbf{k}}$ représentée par un pic dont la hauteur et la largeur augmentent lorsqu'on se rapproche du niveau de Fermi et d'une partie incohérente (A_{inc}) sans vraie structure. Cette situation est représentée sur la figure 1.3 de droite.

Pour plus de détail le lecteur peut se référer à la revue de [9].

1.1.4 Notion de liquide de Fermi

Dans le modèle d'un gaz d'électrons libres, toutes les interactions concernant les électrons sont négligées. Cependant, même si ce n'est pas le cas dans les métaux réels, il est possible de

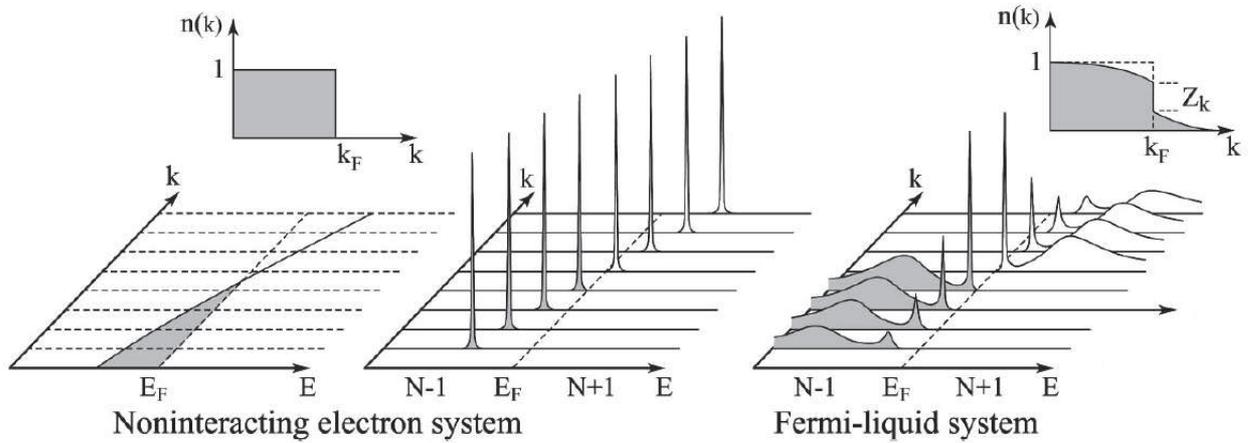


FIGURE 1.3 – **Gauche** : Poids spectral, pour différentes valeurs de k , pour un système d'électron sans interaction avec une seule bande d'énergie croisant le niveau de Fermi (pic de Dirac). **Droite** : Poids spectral pour un liquide de Fermi. Dans les deux cas, la fonction de distribution $n(k)$ ($T = 0$ K) correspondante est présentée. [9]

montrer qu'il suffit de prendre en compte une renormalisation de la masse des électrons pour que le modèle du gaz d'électrons libres reste applicable. C'est la théorie de Landau du liquide de Fermi. La théorie de Landau du liquide de Fermi repose sur l'hypothèse que les états propres du gaz de Fermi évoluent de manière continue vers les états propres d'un système réel au fur et à mesure que les interactions sont branchées de manière adiabatique. Le concept de quasi-particule, qui est le point de départ de la théorie du liquide de Fermi, est une conséquence directe de cette hypothèse.

L'objectif de la théorie du liquide de Fermi est de décrire les états faiblement excités d'un système de Fermions. L'énergie 0 est définie là où les excitations d'énergie ε_p sont nulles pour une quantité de mouvement $\mathbf{p} = 0$. En développant l'énergie en série de Taylor autour de $\mathbf{p} = 0$, les termes en p^{2m+1} (m est un entier) disparaissent à cause de l'homogénéité du liquide et de l'isotropie entre \mathbf{p} et $-\mathbf{p}$. Le premier terme du développement est p^2 et les autres termes sont généralement ignorés. Il est ainsi possible de définir $\varepsilon_p = \frac{p^2}{2m^*}$ avec m^* la masse effective de la quasi-particule.

L'état fondamental du système de Fermions n'autorise pas les excitations dans un état $\mathbf{p} = 0$. Le principe d'exclusion force les excitations à se trouver dans des états où $\mathbf{p} \neq 0$ et tous les états d'énergie sont occupés à $T = 0$ pour $\varepsilon_p \leq \mu$. L'énergie du fondamental est alors définie par :

$$E_g = E_0 + \sum_{p\sigma} \varepsilon_p n_p^0 \quad (1.5)$$

où E_0 est l'énergie où toutes les quasi-particules sont dans $\mathbf{p} = 0$ et n_p^0 est le nombre d'excitations de moment \mathbf{p} dans le fondamental (n_p est la fonction de distribution des excitations de moment

p).

$$n_p^0 = n_f(\varepsilon_p - \mu) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_p - \mu}{k_B T}} + 1} \quad (1.6)$$

Cette approximation est valide seulement quand $\frac{\varepsilon_p - \mu}{k_B T} \leq 1$, c'est à dire proche du potentiel chimique (μ).

La donnée importante est l'excitation du système au dessus du fondamental. Quand des excitations sont présentes, la fonction de distribution n'est plus celle du fondamental n_p^0 mais n_p . Il est important de noter que la quantité importante est $\delta n_p = n_p - n_p^0$ qui donne le nombre d'excitation dans l'état excité, ce qui est important pour la thermodynamique du système à basse température. Il est ainsi possible de définir l'énergie libre du système :

$$F = E - \mu N = E_g - \mu N_0 + \sum_{p\sigma} (\varepsilon_p - \mu) \delta n_p \quad (1.7)$$

où $N = \sum_{p\sigma} n_p$ et $N_0 = \sum_{p\sigma} n_p^0$ sont respectivement le nombre total de particules et le nombre de particules dans le fondamental. Cette équation contient deux hypothèses importantes. La première, est que le potentiel μ ne change pas à cause des états excités. La seconde, est qu'il existe une correspondance 1 pour 1 entre les quasi-particules et les états excités du gaz de Fermi sans interaction (i.e. l'ajout d'une quasi-particule implique l'ajout d'une particule et change N d'une unité).

Jusqu'à présent, la théorie du liquide de Fermi a été strictement équivalente à appeler les excitations des particules libres avec une masse effective m^* . Le génie de Landau a été de réaliser que cette expansion de l'énergie libre possède d'autres termes liés aux interactions (Ces contributions sont nécessaires pour une théorie auto-consistante). Nous avons vu que l'énergie libre dépend de la distribution des états excités δn_p . $F(\delta n_p)$ est une fonctionnelle de δn_p et peut donc être développée en série de Taylor. La théorie de Landau nécessite un développement à l'ordre 2 :

$$F = F_0 + \sum_{p\sigma} (\varepsilon_p - \mu) \delta n_{p\sigma} + \frac{1}{2\nu} \sum_{pp',\sigma\sigma'} f_{p\sigma,p'\sigma'} \delta n_{p\sigma} \delta n_{p'\sigma'} + O(\delta n)^3 \quad (1.8)$$

où $F_0 = E_g - \mu N$ et $f_{p\sigma,p'\sigma'}$ l'interaction effective qui dépend du moment \mathbf{p} et du spin σ . La dépendance de l'interaction effective peut être écrite sous la forme :

$$f_{p\sigma,p'\sigma'} = f_{pp'}^s + \sigma\sigma' f_{pp'}^a \quad (1.9)$$

où σ et σ' font références aux matrices de Pauli. Le terme d'interaction peut être développé en un polynôme de Legendre :

$$f_{pp'}^{s,a} = \frac{1}{N_F} \sum_{l=0}^{\infty} F_l^{s,a} P_l(\cos\theta) \quad (1.10)$$

où $N_F = m^*k_F/\pi^2\hbar^3$ est un facteur de renormalisation (densité d'état à l'énergie de Fermi). Les coefficients F_l^s et F_l^a , sans dimension, (correspondant au terme symétrique et antisymétrique respectivement) sont très importants dans cette théorie et peuvent être déduits des expériences. La masse effective des quasi-particules est alors donnée par :

$$\frac{m^*}{m_0} = 1 + \frac{F_1^s}{3} \quad (1.11)$$

Et la susceptibilité de Pauli, indépendante de la température est donnée par :

$$\chi = \frac{\mu_0\mu_B m^* k_F}{\pi^2\hbar^2} \frac{1}{1 + F_0^a} \quad (1.12)$$

1.1.5 Propriétés du liquide de Fermi

Le liquide de Fermi est caractérisé par certaines propriétés de transport et notamment le comportement de la résistivité, à basse température, qui est proportionnel au carré de la température. On peut ainsi écrire :

$$\rho = \rho_0 + AT^2 \quad (1.13)$$

où ρ_0 est la résistivité résiduelle, due aux diffusions sur les impuretés et les défauts. Le coefficient A , dû aux diffusions quasiparticule-quasiparticule, est proportionnel au carré de la masse effective. La chaleur spécifique C est donnée par :

$$\frac{C}{T} = \gamma = \frac{m^*k_F k_B^2}{3\hbar^2} \quad (1.14)$$

où γ est le coefficient de Sommerfeld, k_F le rayon de la sphère de Fermi, k_B la constante de Boltzmann et \hbar la constante de Planck. La masse effective intervenant dans cette équation, on pourra alors déterminer sa valeur à partir du coefficient de Sommerfeld.

Le rapport de Wilson est défini par le rapport de la susceptibilité de Pauli sur le coefficient de Sommerfeld :

$$R_W = \frac{\pi^2 k_B^2 \chi}{3\mu_0 \mu_B^2 \gamma} = \frac{1}{1 + F_0^a} \quad (1.15)$$

Dans le cas d'un système sans interaction ce rapport, est égal à 1.

Le rapport Kadowaki-Woods, reliant le coefficient de la résistivité A et le coefficient de Sommerfeld est donné par :

$$R_{KW} = \frac{A}{\gamma} \quad (1.16)$$

Ce coefficient est constant dans de nombreux systèmes électroniques.

La loi de Wiedemann-Franz, rapport de la conductivité thermique sur la conductivité électronique, reflète le fait que les quasi-particules transportent à la fois la charge et la chaleur :

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e^2} = L_0 \quad (1.17)$$

Ce rapport est égal au nombre de Lorentz $L_0 = 2.44 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2}$.

Toutes les propriétés que nous venons d'énoncer seront donc vérifiées dans un matériau ayant un comportement type liquide de Fermi.

1.1.6 Magnétotransport dans un liquide de Fermi

Dans ce paragraphe nous allons étudier certains aspects des phénomènes de transport dus à la présence simultanée d'un champ électrique \mathbf{E} et d'un champ magnétique \mathbf{B} . L'application d'un champ électrique conduit à la loi d'Ohm ($\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ où la densité de courant \mathbf{J} est parallèle à \mathbf{E} et σ , la conductivité électrique est un scalaire). Dans le cas du modèle de Drude :

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} = ne\mu \quad (1.18)$$

où n est la densité électronique, e la charge de l'électron, τ le temps moyen entre 2 collisions, m^* la masse effective et μ la mobilité de l'électron.

En présence d'un champ magnétique, les porteurs de charge sont déviés et en général la densité de courant n'est plus parallèle au champ électrique. La conductivité électrique devient alors un tenseur. Ce qui conduit à la relation :

$$J_i = \sum_j \sigma_{ij}(B) E_j \quad (1.19)$$

où σ_{ij} est le tenseur de conductivité. Le tenseur de magnéto-résistivité est l'inverse du tenseur de magnéto-conductivité. Il est alors possible d'écrire :

$$\rho_{ij} = \left(\frac{1}{\sigma} \right)_{ij} \quad (1.20)$$

Expérimentalement, ρ_{ij} est souvent déterminé dans une géométrie 'standard' pour laquelle \mathbf{B} est appliqué selon la direction z et \mathbf{E} selon la direction x . Dans cette géométrie $J_y \equiv 0$ (conditions stationnaires). \mathbf{J} et \mathbf{E} sont alors reliés par l'équation :

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx}(B) & \rho_{xy}(B) \\ \rho_{yx}(B) & \rho_{yy}(B) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Cette équation peut être réécrite sous la forme :

$$E_x = \rho_{xx}(B)J_x \quad E_y = \rho_{xy}(B)J_x \quad (1.22)$$

le terme $\rho_{xx}(B)$ est mesuré par le ratio du champ électrique longitudinal E_x et de la densité de courant J_x . Le terme $\rho_{xy}(B)$ est lui mesuré par le ratio du champ électrique transverse E_y et de la densité de courant J_x . On peut montrer que $\rho_{xy}(B) = -\rho_{yx}(B)$. Le coefficient de Hall est défini comme :

$$R_H(B) = \frac{1}{B}\rho_{xy}(B) = \frac{1}{B}\frac{E_y}{J_x} \quad (1.23)$$

Nous allons maintenant étudier l'effet Hall et la magnétorésistance dans deux modèles simples. Le premier est le cas du modèle à une bande (un seul type de porteur intervient dans les propriétés de transport) et le second, le modèle à deux bandes (où des porteurs de type électrons et trous interviennent).

• Modèle à une bande

Nous considérons ici le cas de la magnétorésistance et de l'effet Hall pour un seul type de porteur de charge (électrons ou trous) et une SF isotrope. Dans le cas du modèle à une bande, la conductivité électrique peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma(B) = \frac{ne^2\tau}{m^*} \frac{1}{1 + \omega_c^2\tau^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c\tau \\ \omega_c\tau & 1 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

où ω_c est la pulsation cyclotron. De cette équation il est possible de déduire la valeur de la magnétorésistance $\rho_{xx}(B)$, de la magnétorésistance de Hall $\rho_{xy}(B)$ et du coefficient de Hall :

$$\rho_{xx}(B) = \frac{m^*}{ne^2\tau}, \quad \rho_{xy}(B) = -\frac{B}{ne}, \quad R_H(B) = -\frac{1}{ne} \quad (1.25)$$

Dans ce modèle simple où un seul type de porteur intervient dans les propriétés de transport, la magnétorésistance est indépendante du champ magnétique ($\rho_{xx}(B) = \rho_{xx}(0)$). Néanmoins, si un développement de ρ_{ij} en série entière par rapport à B est possible, les termes diagonaux ne contiennent que des puissances paires de B . La magnétorésistance peut alors s'écrire sous la

forme : $\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_{xx}(0)} \propto \alpha B^2$. Ceci est le cas dans la plupart des métaux [2]. Le coefficient de Hall ne dépend que de la concentration des porteurs et du signe de la charge.

Nous venons de voir que dans le cas d'un modèle à une bande et d'une SF isotrope, le signe du coefficient de Hall est déterminé par le signe des porteurs. Dans un métal 2D, la situation est différente. N.P. Ong a montré que la conductivité de Hall σ_{xy} est déterminée par l'aire balayée A_l , par le libre parcours moyen \mathbf{l}_k quand \mathbf{k} varie autour de la SF [10]. Le signe et l'amplitude σ_{xy} , et donc de R_H dans un métal 2D vont alors entièrement dépendre de l'anisotropie de \mathbf{l}_k et de la courbure de la surface de Fermi à chaque vecteur d'onde \mathbf{k} . Ceci va donc entraîner qu'une poche de type trous pourra avoir un effet Hall négatif.

• Modèle à 2 bandes

De nouvelles caractéristiques dans l'étude de la magnétorésistance et dans l'effet Hall apparaissent lorsqu'on s'intéresse au modèle à deux bandes. Comme dans le cas du modèle à une bande nous allons considérer que la SF est isotrope avec les masses effectives m_e et m_h . Nous prendrons également les taux de relaxations pour les deux types de porteurs constants (τ_e et τ_h). Ce modèle est utile pour donner une idée sur les phénomènes de transport dans un cristal avec deux types de porteurs différents. Considérons un matériau avec n_e électrons (m_e et τ_e) et n_h trous (m_h et τ_h). La magnéto-conductivité est la somme des contributions de chaque groupe de porteur :

$$\sigma(B) = \sigma_e(B) + \sigma_h(B) = \frac{\sigma_e}{1 + \omega_e^2 \tau_e^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_e \tau_e \\ \omega_e \tau_e & 1 \end{pmatrix} + \frac{\sigma_h}{1 + \omega_h^2 \tau_h^2} \begin{pmatrix} 1 & \omega_h \tau_h \\ -\omega_h \tau_h & 1 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

où $\sigma_e = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e}$ et $\sigma_h = \frac{n_h e^2 \tau_h}{m_h}$. De cette équation on déduit la valeur de $\rho_{xx}(B)$:

$$\rho_{xx}(B) = \frac{\sigma_e + \sigma_h + \sigma_e \omega_h^2 \tau_h^2 + \sigma_h \omega_e^2 \tau_e^2}{(\sigma_e + \sigma_h)^2 + (\sigma_e \omega_h \tau_h - \sigma_h \omega_e \tau_e)^2} \quad (1.27)$$

On peut montrer que $\rho_{xx}(B) > \rho_{xx}(0)$ et donc $\rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(0)$ est positif pour toute valeur de B . Dans le cas de très forts champs magnétiques, $\rho_{xx}(B \rightarrow \infty)$ sature à une valeur finie. Dans un régime intermédiaire un comportement linéaire peut être observé. Par contre, quand 2 types de porteurs différents (électrons et trous) ont la même concentration ($n_e = n_h$), alors $\rho_{xx}(B \rightarrow \infty) \rightarrow \infty$ et aucune saturation n'est observée.

Si on considère maintenant le terme $\rho_{xy}(B)$, on peut montrer que le coefficient de Hall s'écrit :

$$R_H(B) = \frac{1}{e} \frac{n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2 - \mu_h^2 \mu_e^2 (n_e - n_h) B^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2 + \mu_h^2 \mu_e^2 (n_e - n_h)^2 B^2} \quad (1.28)$$

Pour de très forts champs le coefficient de Hall devient :

$$R_H(B \rightarrow \infty) = -\frac{1}{(n_e - n_h)e} \quad (1.29)$$

Ce résultat montre qu'à fort champ l'effet Hall est dominé par le signe des porteurs majoritaires.

1.2 Onde de densité

Les composés unidimensionnels présentent de fortes anisotropies de leurs propriétés électroniques conduisant à une instabilité de la phase métallique caractérisée par des brisures de symétrie, provenant de l'interaction électron-électron ou électron-phonon. L'état fondamental est alors caractérisé par une modulation spatiale de la densité de charge ou de la densité de spin. La première est appelée onde de densité de charge (CDW *charge density wave en anglais*) et la seconde onde de densité de spin (SDW *spin density wave en anglais*). Ces instabilités peuvent également apparaître dans des composés bidimensionnels et tridimensionnels.

La densité électronique $\delta\rho(\mathbf{q})$ d'un gaz d'électrons libres peut être modifiée par l'action d'un potentiel électrique perturbateur $\Phi(\mathbf{q})$. Dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire, on obtient :

$$\delta\rho(\mathbf{q}) = \chi(\mathbf{q})\Phi(\mathbf{q}) \quad (1.30)$$

où $\chi(\mathbf{q})$ est la fonction de réponse électrique du gaz d'électrons à d dimensions (fonction de Lindhard) qui vaut :

$$\chi(\mathbf{q}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^d} \frac{f(\varepsilon_{\mathbf{k}}) - f(\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})}{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}} \quad (1.31)$$

où $f(\varepsilon_{\mathbf{k}})$ est la fonction de Fermi-Dirac et $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon(\mathbf{k})$ est l'énergie électronique de vecteur d'onde \mathbf{k} . Cette équation peut être évaluée pour différentes dimensionnalités à température $T = 0$ K (figure 1.4). Pour un gaz d'électrons unidimensionnel, la SF peut être représentée par deux plans infinis parallèles, qui sont séparés par un vecteur d'onde $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$ (avec \mathbf{k}_F le vecteur d'onde de Fermi). Le fait que $\chi(\mathbf{q})$ diverge pour $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$, à une dimension, a d'importantes conséquences. L'équation 1.30 implique qu'une perturbation extérieure conduit à une redistribution de la charge. Ceci suggère qu'à $T = 0$ K le gaz d'électrons est instable en accord avec la formation d'une variation périodique de la densité de charge ou de spin. La période de cette modulation est reliée au vecteur d'onde de Fermi par :

$$\lambda_0 = \frac{\pi}{k_F} \quad (1.32)$$

La réponse divergente de la fonction à $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$ est due à la topologie particulière de la SF, appelée 'nesting' (emboîtement) parfait. De l'équation 1.31, il apparaît que la contribution la plus importante provient des états de paires électrons-trous qui diffèrent de $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$ et ont la même énergie, donnant une contribution divergente de $\chi(\mathbf{q})$. A dimension 2 ou 3, le caractère divergent est réduit conduisant à la disparition de la divergence à $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$ (figure 1.4). La figure 1.5 présente le concept de nesting pour les SF les plus simples dans chaque dimension (1 plan à 1D, une droite à 2D et 1 point à 3D). Certaines topologies de SF à des dimensions supérieures à 1 peuvent être favorables à un couplage d'un plus grand nombre d'états.

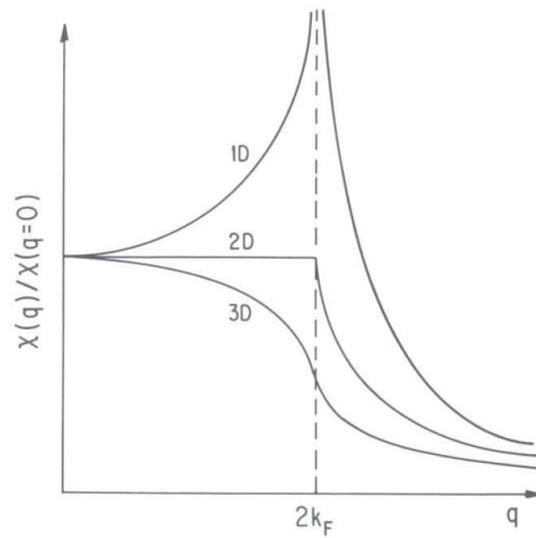


FIGURE 1.4 – Fonction de Lindhard en fonction du vecteur d'onde pour un gaz d'électron à 1D, 2D et 3D. [5]

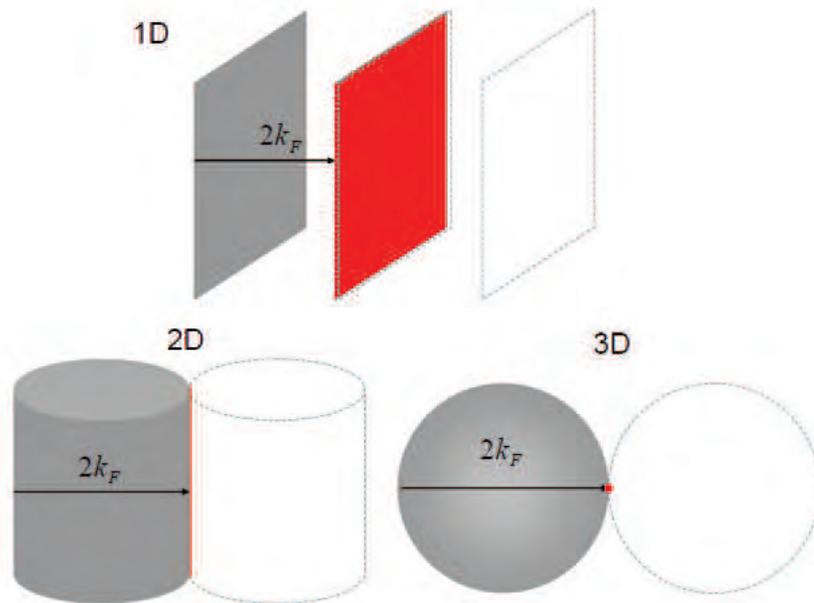


FIGURE 1.5 – Concept de nesting de SF pour les SF les plus simples dans chaque dimension (1 plan à 1D, une droite à 2D et 1 point à 3D). [11]

1.2.1 Onde de densité de charge

L'état fondamental de la CDW se développe dans les métaux de basse dimensionnalité comme une conséquence de l'interaction électrons-phonons. Comme le nom le suggère, l'état fondamental consiste en une modulation périodique de la densité de charge. Cette modulation est accompagnée par une distorsion du réseau. Ces deux périodes sont déterminées par le vecteur d'onde de Fermi. Dans le cas d'un gaz d'électrons libres quasi-1D, en négligeant les fluctuations thermiques à basse température, il est possible de calculer la déformation statique du réseau :

$$\langle u(x) \rangle = \Delta u \cos(2k_F x + \phi) \quad (1.33)$$

où Δu est l'amplitude du déplacement et ϕ la phase de la modulation. Il est également possible de calculer la modulation de la charge qui est donnée par :

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \frac{\Delta}{v_F k_F \lambda_e} \cos(2k_F x + \phi) \right] \quad (1.34)$$

où ρ_0 est la densité dans l'état métallique (constante) et v_F la vitesse de Fermi. La relation de dispersion, la densité électronique et la position d'équilibre du réseau sont décrites sur la figure 1.5 dans le cas T_{CDW}^{CM} (température de transition de la CDW dans un modèle de champ moyen) et à $T = 0$ K. Une modulation de la charge et une distorsion du réseau sont visibles dans l'état fondamental. Ceci a pour conséquence l'ouverture d'un gap $\Delta = 2\varepsilon_F e^{-1/\lambda}$, avec λ la constante de couplage (sans dimension) électron-phonon. Une transition métal-isolant (appelé transition de Peierls) apparaît.

1.2.2 Onde de densité de spin

L'état fondamental de la SDW est attendu comme une conséquence de l'interaction électrons-électrons. La densité de spin varie spatialement, avec la période λ_0 suivant l'équation :

$$\langle \mathbf{S}(x) \rangle = 2\mathbf{S} \cos(2k_F x + \phi) \quad (1.35)$$

où $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$. Il n'y a pas de modulation de la charge. Néanmoins la SDW peut être vue comme la somme de deux CDW, une pour les spins up et une pour les spins down, avec la modulation de CDW donnée par :

$$\begin{aligned} \rho_{\uparrow}(x) &= \rho_0 \left[1 + \frac{\Delta}{v_F k_F \gamma_e} \cos(2k_F x + \phi) \right] \\ \rho_{\downarrow}(x) &= \rho_0 \left[1 + \frac{\Delta}{v_F k_F \lambda_e} \cos(2k_F x + \phi + \pi) \right] \end{aligned} \quad (1.36)$$

où λ_e est la constante de couplage sans dimension électron-électron. γ_e le coefficient de chaleur spécifique électronique.

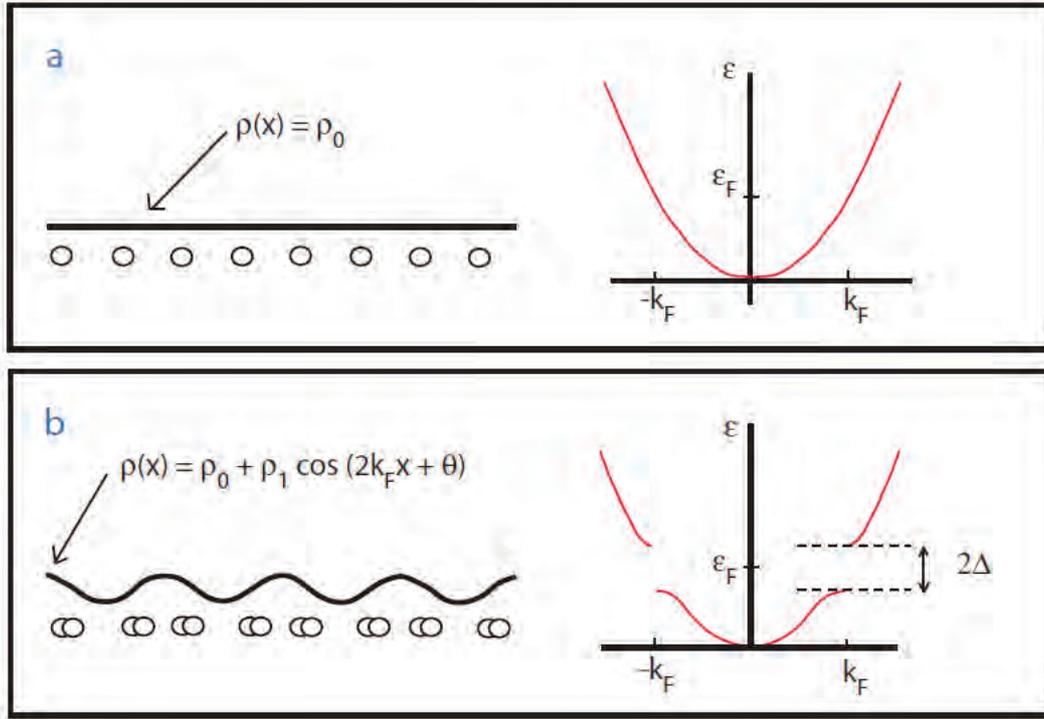


FIGURE 1.6 – a) Bande de conduction dans un cas 1D à une température supérieure à la température de transition T_{CDW}^{CM} . La position des charges est représentée par des cercles régulièrement espacés, ce qui produit une densité de charge $\rho(x)$ uniforme le long de la chaîne. b) Bande de conduction dans un cas 1D en présence d'un ordre de charge ($T < T_{CDW}^{CM}$). Un gap 2Δ est ouvert dans la structure de bande au niveau de Fermi (transition de Peierls). La charge est modulée le long de la chaîne comme $\rho = \rho_0 + \rho_1 \cos(2k_F x + \varphi)$. (D'après [12])

1.3 Effet du champ magnétique sur les porteurs de charges

1.3.1 Mouvement dans un champ magnétique

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux effets d'un champ magnétique \mathbf{B} uniforme dirigé suivant z , sur des porteurs de charges (électrons, trous). Les calculs sont détaillés dans l'annexe A. Nous allons raisonner sur un électron libre. Dans un premier temps, nous ignorerons les effets quantiques. L'équation du mouvement est alors :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} = \hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} \quad (1.37)$$

où \mathbf{F} est la force de Lorentz, q la charge de l'électron ($-e$), \mathbf{v} la vitesse de l'électron et \mathbf{k} le vecteur d'onde de l'électron. La vitesse \mathbf{v} est reliée à l'énergie de l'électron par :

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} \epsilon \quad (1.38)$$

Comme la force de Lorentz est perpendiculaire à \mathbf{v} , on déduit que l'énergie $\varepsilon(\mathbf{k})$ est constante. De plus la composante de \mathbf{k} parallèle au champ magnétique est également constante. L'électron définit donc, dans l'espace réciproque, des courbes d'énergie constante dans le plan perpendiculaire à \mathbf{B} (figure 1.7 b)). La trajectoire dans l'espace réel s'obtient en projetant la trajectoire dans l'espace réciproque dans le plan dont \mathbf{B} est la normale, suivie d'une homothétie (de coefficient $\frac{\hbar}{2q}$) et une rotation de $\frac{\pi}{2}$ (figure 1.7 a)).

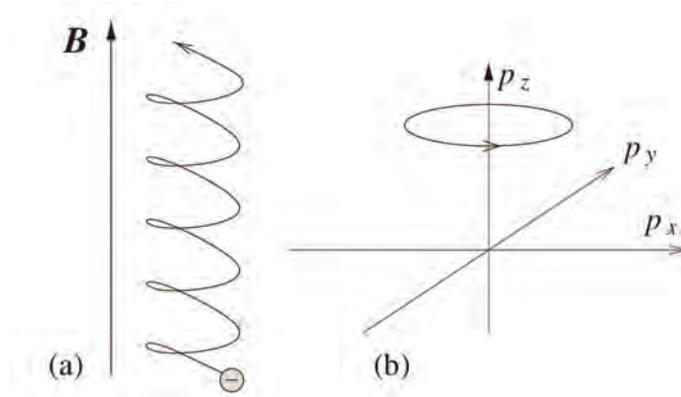


FIGURE 1.7 – Mouvement de l'électron semi-classique a) dans l'espace réel, b) dans l'espace réciproque. [13]

L'aire dA comprise entre deux trajectoires voisines d'énergie ε et $\varepsilon + d\varepsilon$, est balayée avec une vitesse constante et indépendante de la trajectoire (loi des aires). Cette loi est valable quel que soit le type de trajectoire dans l'espace réciproque (ouverte ou fermée). Dans le cas où la trajectoire est fermée, le mouvement est périodique de période T . On peut ainsi définir la pulsation cyclotron :

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi eB}{\hbar^2} \left(\frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \right)_{k_z}^{-1} \quad (1.39)$$

Partant de cette équation, on peut définir la masse cyclotron :

$$m_c = \frac{eB}{\omega_c} = \frac{\hbar^2}{2\pi} \left(\frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \right)_{k_z} \quad (1.40)$$

La masse cyclotron ne dépend alors que de l'aire et de l'énergie.

1.3.2 Quantification des orbites dans un champ magnétique

Nous allons nous intéresser maintenant à la quantification du mouvement de l'électron. En présence d'un champ magnétique, la quantité de mouvement \mathbf{p} de l'électron est donnée par :

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{cin} + \mathbf{p}_{champ} = \hbar\mathbf{k} + q\mathbf{A} \quad (1.41)$$

où \mathbf{p}_{cin} est la quantité de mouvement purement cinétique, \mathbf{p}_{champ} est le moment du champ et \mathbf{A} le potentiel vecteur défini par $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$.

Dans le modèle semi-classique, les orbites sont quantifiées suivant la condition de Bohr-Sommerfeld :

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = 2\pi\hbar(n + \gamma) \quad (1.42)$$

où \mathbf{p} est la quantité de mouvement présentée dans l'équation 1.41, \mathbf{r} la position (\mathbf{p} et \mathbf{r} sont des variables conjuguées), n est un entier et γ une constante comprise entre 0 et 1 (correction de phase égale à 0.5 pour l'électron libre). En utilisant l'équation 1.41 et 1.42 calculs détaillés dans l'annexe B, on trouve :

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = -q\phi = 2\pi\hbar(n + \gamma) \quad (1.43)$$

avec $\phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}$ le flux magnétique contenu dans l'orbite de l'espace réel. Par conséquent l'orbite d'un électron est quantifiée de telle manière que le flux qui traverse son orbite dans l'espace réel est donné par :

$$\phi_n = \frac{2\pi\hbar}{e}(n + \gamma) \quad (1.44)$$

En d'autres termes, le mouvement est quantifié de telle sorte que le flux soit quantifié à l'intérieur de l'orbite r . Pour passer dans l'espace réciproque il suffit de remplacer la valeur de l'aire dans l'espace réel (A_n) par celle de l'espace réciproque (S_n) dans ϕ_n (sachant que $A_n = \left(\frac{\hbar}{eB}\right)^2 S_n$), on aboutit à la condition d'Onsager :

$$S_n = (n + \gamma) \frac{2\pi e}{\hbar} B \quad (1.45)$$

qui traduit le fait que seules les surfaces ayant pour aire S_n sont permises. Ceci est clair lors du calcul de la différence entre l'aire du niveau n et $n+1$ ($\Delta S = S_{n+1} - S_n = \frac{2\pi e B}{\hbar}$). Autrement dit, seules les aires qui diffèrent d'une quantité ΔS sont permises.

Dans les expériences sur les surfaces de Fermi, on est souvent intéressé par l'accroissement ΔB pour lequel deux orbitales successives (n et $n+1$) ont la même surface dans l'espace des \mathbf{k} . On observe deux surfaces identiques quand :

$$S \left(\frac{1}{B_{n+1}} - \frac{1}{B_n} \right) = \frac{2\pi e}{\hbar} \quad (1.46)$$

Ce résultat traduit le fait que des augmentations égales à $1/B$ correspondent à des orbites identiques. Cette périodicité en $1/B$ est une caractéristique des effets magnéto-oscillatoires dans les métaux (comme la résistivité effet Schubnikov-de Haas). On pourra ainsi, grâce à la fréquence des oscillations, remonter à l'aire de la SF perpendiculaire au champ B par la relation :

$$F = \frac{\hbar}{2\pi e} S = \frac{\phi_0}{2\pi^2} S \quad (1.47)$$

où F est la fréquence des oscillations, S l'aire de la SF et $\phi_0 = \frac{\hbar}{2e}$ le quantum de flux.

1.3.3 Quantification en niveaux de Landau

Pour comprendre le phénomène d'oscillations quantiques, il faut d'abord introduire la quantification en niveau de Landau de la densité d'état sous champ magnétique. Nous nous plaçons dans le cas d'un électron libre dans une boîte cubique de dimension $L^3 = L_x L_y L_z$, dans un champ magnétique $\mathbf{B} \parallel \mathbf{z}$. L'hamiltonien classique est donné par :

$$H = \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2 \quad (1.48)$$

\mathbf{A} n'étant pas défini de manière univoque, on se place dans le cas de la jauge de Landau en prenant $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$. On retrouve l'hamiltonien quantique en remplaçant \mathbf{p} par $-i\hbar\nabla$.

Après développement de cet hamiltonien, on trouve :

$$H = -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} - i\hbar\omega_c x \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\omega_c^2 m}{2} x^2 \quad (1.49)$$

où $\omega_c = \frac{qB}{m}$ est la pulsation cyclotron. Cet hamiltonien ne dépend que de x , on peut alors chercher des solutions à l'équation de Schrödinger ($H\psi = E\psi$) de la forme :

$$\psi = \varphi(x)e^{i(k_y y + k_z z)} \quad (1.50)$$

L'équation de Schrödinger s'écrit alors :

$$E\varphi(x) = \left(\left[-\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_c^2(x - x_0)^2 \right] + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \right) \varphi(x) \quad (1.51)$$

C'est l'équation d'un oscillateur harmonique de pulsation ω_c . Les orbites cyclotrons seront centrées en x_0 . Les valeurs propres de l'énergie des électrons libres sont :

$$E_n(k_z) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (1.52)$$

Le dernier terme prend en compte le mouvement libre des électrons dans la direction parallèle à \mathbf{B} . Le mouvement est quantifié dans le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique. C'est la quantification en niveau de Landau. Les E_n sont appelés sous bandes de Landau ; l'écart entre les niveaux est $\hbar\omega_c$ (figure 1.8). Donc, plus le champ augmente, plus l'écart entre les niveaux augmente.

Les niveaux de Landau sont dégénérés avec une dégénérescence g_L donnée par la formule $g_L = 2L_x L_y \frac{qB}{h}$. On remarque que la dégénérescence des niveaux de Landau est proportionnelle au champ magnétique. Le facteur 2 provient de la dégénérescence liée aux spins. On peut montrer qu'aucun état n'est créé sous l'application du champ et qu'il y a seulement une réorganisation des niveaux d'énergie sur les niveaux de Landau.

En calculant la densité d'état des électrons libres à 3 dimensions soumis à un champ magnétique, on trouve :

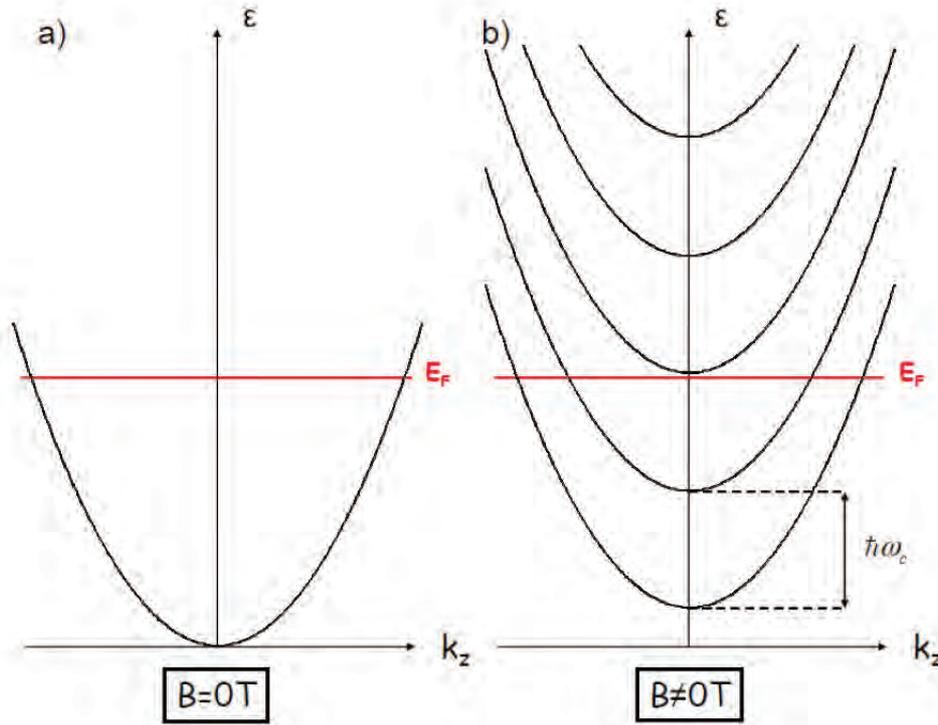


FIGURE 1.8 – a) Représentation de l'énergie ϵ en fonction du vecteur d'onde k pour $B = 0$ T. b) Représentation de l'énergie ϵ en fonction du vecteur d'onde k pour $B \neq 0$ T. Les niveaux d'énergie sont alors quantifiés en niveaux de Landau séparés de $\hbar\omega_c$.

$$n(\epsilon) = \frac{V\omega_c\hbar}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\epsilon - \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c\right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.53)$$

Cette densité d'état présente des maxima tous les $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$. En effet, quand le champ magnétique augmente, l'écart entre les niveaux s'élargit et à chaque fois qu'un niveau coïncide avec le niveau de Fermi, il y a divergence de la densité d'états. Ce phénomène est périodique en $1/B$ (figure 1.9). Cette divergence entraîne des oscillations des différentes propriétés électroniques mesurées comme l'aimantation (effet de Haas-van Alphen (dHvA)), la résistance (effet Shubnikov-de Haas (SdH)), la magnétostriction, l'atténuation ultrasonore...

Si le temps de relaxation τ est fini, alors d'après l'équation de Heisenberg on sait que $\tau\Delta E \gg \hbar$ donc la largeur des niveaux de Landau est de l'ordre de $\frac{\hbar}{\tau}$. Ainsi afin d'observer la quantification de Landau il faut que le champ magnétique soit suffisamment important ($\omega_c\tau \gg 1$). Il faut également que la température soit faible afin de satisfaire la relation $\hbar\omega_c \gg k_B T$, c'est à dire que les fluctuations thermiques soient faibles devant l'écart entre les niveaux.

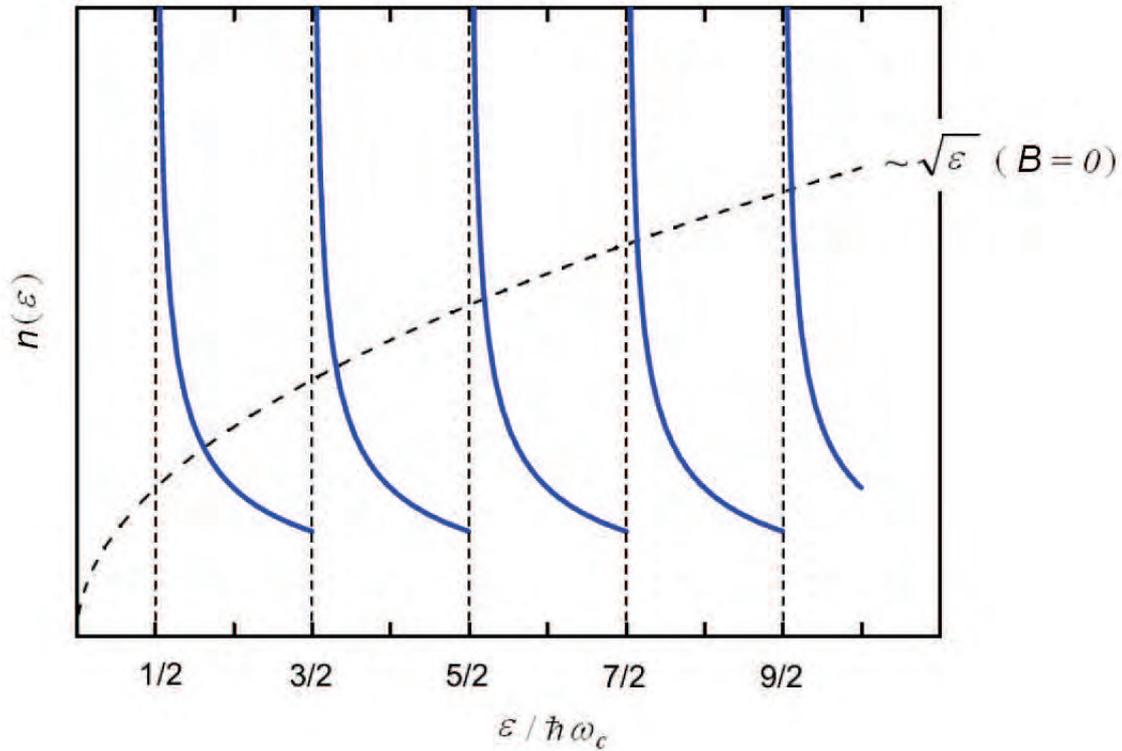


FIGURE 1.9 – Densité d'états pour des électrons libres en champ nul à 3D (trait pointillé) et en présence d'un champ magnétique (trait plein).

1.4 Oscillations quantiques

Maintenant que nous avons introduit la quantification en niveau de Landau, nous allons pouvoir aborder des phénomènes d'oscillations quantiques comme l'effet SdH ou dHvA. L'aimantation oscillatoire est obtenue en dérivant le potentiel thermodynamique de Gibbs par rapport au champ magnétique : $\tilde{M} = -(\partial\Omega/\partial B)_{T,\zeta}$. La formule générale de l'effet dHvA dans le cas des métaux 3D a été obtenue par Lifshitz et Kosevich [14]. L'aimantation oscillatoire s'écrit alors sous la forme :

$$\tilde{M} = - \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^{3/2}} \tilde{M}_r \sin \left[2\pi r \left(\frac{F}{B} - \frac{1}{2} \right) \pm \frac{\pi}{4} \right] \quad (1.54)$$

où la somme sur r est une somme sur les différentes harmoniques (généralement l'amplitude de la fréquence fondamentale est beaucoup plus grande que celle des harmoniques, on ne considèrera donc que la fréquence fondamentale), F la fréquence fondamentale donnée par :

$$F = \frac{\hbar}{2\pi e} S_{extr} \quad (1.55)$$

où S_{extr} est la surface extrémale et

$$\tilde{M}_r = \left(\frac{e}{2\pi\hbar}\right)^{3/2} \frac{S_{extr}B^{1/2}}{\pi^2 m_c |S''|_{extr}^{1/2}} R_T(r) R_D(r) R_S(r) \quad (1.56)$$

où m_c est la masse cyclotron et $S''_{extr} = \frac{\partial^2 S}{\partial p_B^2}$ caractérise la courbure de la SF le long de \mathbf{B} autour de la section extrémale. Les facteurs $R_T(r)$, $R_D(r)$ et $R_S(r)$ sont les facteurs de réductions qui seront analysés plus attentivement dans la suite.

1.4.1 Oscillations Shubnikov-de Haas

La théorie permettant d'expliquer les oscillations Shubnikov-de Haas (SdH) est plus compliquée que dans le cas dHvA. En effet, nous venons de voir que l'aimantation est directement reliée au potentiel thermodynamique ce qui n'est pas le cas pour la conductivité. Dans le cas de la conductivité, il est nécessaire de faire intervenir le taux de diffusion τ . Ainsi pour expliquer ces oscillations il est normalement nécessaire de considérer un problème détaillé du taux de diffusion modifié par un champ magnétique. Heureusement, il est possible d'obtenir une description satisfaisante en suivant l'idée proposée par Pippard que la probabilité de diffusion mais aussi la résistivité sont proportionnelles à la densité d'état proche du niveau de Fermi (Règle d'or de Fermi). On peut montrer que la densité $D(\zeta)$ d'état est proportionnelle à la dérivé par rapport au champ de l'aimantation :

$$D(\zeta) \propto \left(\frac{m_c B}{S_{extr}}\right)^2 \frac{\partial M}{\partial B} \quad (1.57)$$

La partie oscillatoire de la conductivité est alors donnée par :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \sum_i \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^{1/2}} a_r \cos \left[2\pi r \left(\frac{F_i}{B} - \frac{1}{2} \right) \pm \frac{\pi}{4} \right] \quad (1.58)$$

où la somme sur i correspond aux différentes contributions des différentes fréquences, $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ et σ_0 est la partie monotone de la conductivité et a_r (l'amplitude à 2D) est donnée par :

$$a_r \propto \frac{m_c B^{1/2}}{(S''_{extr})^{1/2}} R_T(r) R_D(r) R_S(r) \quad (1.59)$$

où $m_c = m_b(1 + \lambda_{ee})(1 + \lambda_{ep})$ avec m_b la masse de bande non renormalisée et λ_{ee} et λ_{ep} les facteurs de renormalisations liés aux interactions électrons-électrons et électrons-phonons respectivement. Dans le cas de faibles amplitudes d'oscillations par rapport à la monotone, l'approximation $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \simeq \frac{\Delta\rho}{\rho}$ peut être faite.

1.4.2 Facteurs d'amortissement

- **Facteur de réduction thermique R_T**

Nous venons de voir que trois termes, appelés facteurs de réduction, interviennent dans la formule de l'amplitude des oscillations quantiques. Le premier, le facteur de réduction thermique R_T , est donné par l'équation :

$$R_T(r) = \frac{\frac{2r\pi^2 k_B T m_e}{\hbar e B}}{\sinh\left(\frac{2r\pi^2 k_B T m_e}{\hbar e B}\right)} = \frac{\frac{X r \mu T}{B}}{\sinh\left(\frac{X r \mu T}{B}\right)} \quad (1.60)$$

où $X = \frac{2\pi^2 k_B m_e}{\hbar e} = 14.694 \text{ T.K}^{-1}$, $\mu = m_c/m_e$ la masse cyclotron réduite, k_B est la constante de Boltzmann, T la température du système, \hbar la constante de Planck réduite, e la charge de l'électron et B le champ magnétique appliqué. Cette équation détermine la dépendance en température de l'amplitude des oscillations. En réalisant un ajustement de l'amplitude des oscillations il est possible d'obtenir la masse cyclotron. Il est possible de simplifier le terme $\sinh(x)$ en $\exp(x)/2$ pour un x grand. Dans notre cas le facteur d'amortissement thermique peut donc être simplifié sous la forme :

$$R_T(r) \propto \frac{T}{B} \exp(-X r \mu T/B) \quad (1.61)$$

Cette simplification permet de réduire le nombre de paramètres nécessaire pour réaliser un ajustement des données par la formule LK.

- **Détermination expérimentale de la masse cyclotron :**

La figure 1.10 a) présente les transformées de Fourier de la partie oscillatoire d'un échantillon d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ dans une gamme de champ $B = [33 \text{ T} : 56 \text{ T}]$ à différentes températures. Les parties oscillatoires sont tracées en insert de la figure 1.10 a). La figure 1.10 b) présente l'amplitude des oscillations tracée en fonction de la température. Cette évolution en température permet de déterminer la masse cyclotron (m_c) des porteurs de charge dont l'évolution est donnée par la formule de Lifshitz-Kosevich (LK). Dans la formule du facteur de réduction thermique (R_T) intervient la valeur du champ magnétique. Nous prendrons comme valeur de B la valeur moyenne B_{moy} défini (par la fenêtre de la TF [B_{min} ; B_{max}]) par l'équation :

$$\frac{2}{B_{moy}} = \frac{1}{B_{min}} + \frac{1}{B_{max}} \quad (1.62)$$

Il est ainsi possible de réaliser un ajustement des données de la figure 1.10 b) par la formule LK (trait rouge). De là, on en déduit une valeur de $m_c = 1.58 \pm 0.1 m_0$ pour cet échantillon à pression ambiante.

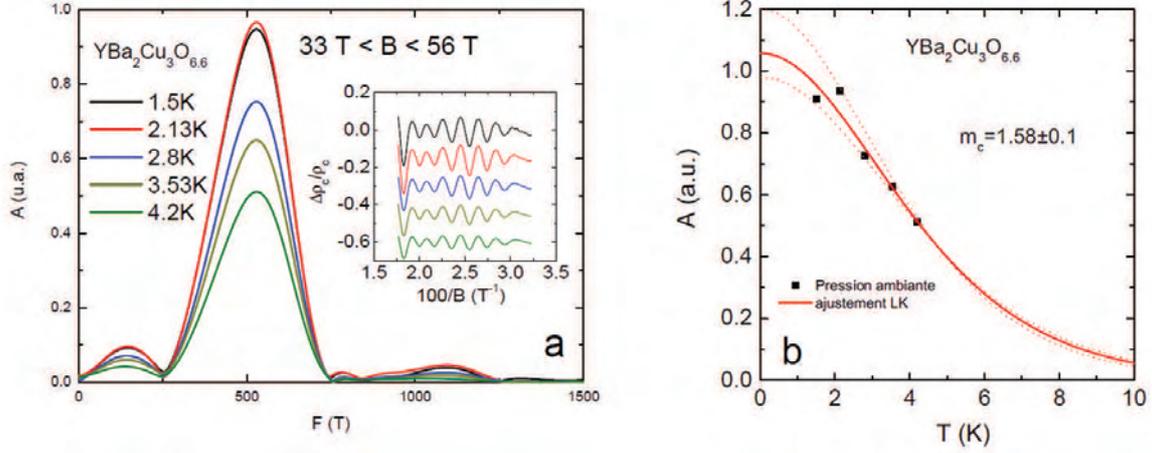


FIGURE 1.10 – a) Transformées de Fourier des parties oscillatoires, des oscillations quantiques présentées dans l’insert, réalisée sur la gamme de champ $B = [33 \text{ T} : 56 \text{ T}]$ à différentes températures. b) masse cyclotron déduite des TF.

• Facteur de Dingle R_D

Dans un cristal parfait (le taux de diffusion $1/\tau = 0$), les niveaux de Landau donnés par l’équation 1.52 sont infiniment fins dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. En accord avec le principe d’incertitude, un temps de relaxation fini élargit les niveaux de Landau. Habituellement, l’élargissement des niveaux est décrit par la distribution de Lorentz avec la largeur à mi-hauteur $\Gamma = \hbar/2\tau$. Le facteur de réduction de l’amplitude des oscillations de Dingle s’écrit alors sous la forme :

$$R_D(r) = \exp\left(\frac{-Xr m_b T_D}{m_e B}\right) \quad (1.63)$$

où $T_D = \hbar/2\pi k_B \tau$ est la température de Dingle. En pratique, nous prendrons $m_b = m_c$ (connu par le facteur de réduction thermique) le temps de relaxation peut donc être estimé par la dépendance de l’amplitude des oscillations en fonction du champ magnétique avec une légère surestimation de T_D . Ce facteur donne un aperçu de la qualité de l’échantillon. Plus T_D sera faible, plus l’échantillon est de bonne qualité et donc il sera d’autant plus facile d’observer les oscillations quantiques.

• Facteur de spin R_S

Le troisième et dernier facteur d’amortissement des oscillations quantiques, R_S décrit l’effet du splitting Zeeman des spins. Chaque niveau de Landau est séparé en deux niveaux avec la différence d’énergie :

$$\Delta\varepsilon = g\mu_B B \quad (1.64)$$

où g est le facteur de Landé ($= 2$ pour les électrons libres) et $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ est le magnéton de Bohr. Dans le cas de l'électron libre, $\Delta\varepsilon = \hbar eB/m_e$ est égal à l'écart entre deux sous bandes de Landau $\hbar\omega_c$, donc, pour un k donné, le n -ième niveau de Landau avec un spin parallèle à \mathbf{B} et le $(n-1)$ -ième niveau de Landau avec un spin antiparallèle à \mathbf{B} croisent le niveau de Fermi au même champ. Ainsi, chaque sous bande de spin contribue en phase aux oscillations. Cependant, généralement dans les métaux réels $\Delta\varepsilon \neq \hbar\omega_c$ et il existe donc une différence de phase entre deux sous bandes de spin opposé $\phi = 2\pi \frac{\Delta\varepsilon}{\hbar\omega_c}$. Ce déphasage conduit à la réduction de l'amplitude des oscillations par le facteur :

$$R_S(r) = \cos\left(\frac{\pi m_b^* r g}{2m_e}\right) \quad (1.65)$$

où m_b^* est la masse de bande renormalisée par les interactions électron-électron ($m_b^* = m_b(1 + \lambda_{ee})$). Dans le cas où $m_b^* = m_c$ les interactions électrons-phonons sont négligeables.

• Cas d'une surface quasi-2D

Dans le cas d'une SF présentant un gondolement, la SF sera composée de 2 aires extrémales : un cou (neck) et un ventre (belly). Ces 2 aires extrémales vont donc donner lieu à 2 fréquences F_n et F_b correspondant respectivement à l'aire minimale (neck) et l'aire maximale (belly). Dans le cas d'un faible gondolement F_n et F_b auront des valeurs proches ce qui pourra se traduire par l'apparition de battements dans le spectre des oscillations. Les noeuds des battements apparaissent de manière périodique en $1/B$ avec une fréquence $\Delta F = F_b - F_n$. Cette différence de fréquence est proportionnelle à l'intégrale de saut (t_\perp) dans la direction perpendiculaire au plan conducteur :

$$\frac{4t_\perp}{\varepsilon_F} = \frac{\Delta F}{F} \quad (1.66)$$

avec $F = \frac{F_n + F_b}{2}$ la valeur moyenne des deux fréquences. Pour observer ce battement, il faut que le gondolement soit plus grand que l'écart des niveaux de Landau, ce qui se traduit par :

$$4t_\perp > \hbar\omega_c \quad (1.67)$$

Sur les composés quasi-2D, le gondolement obtenu en superposant les deux composantes de fréquences proches est généralement réécrit sous la forme :

$$A_1 \sin\left(2\pi \frac{F_{max}}{B}\right) + A_2 \sin\left(2\pi \frac{F_{min}}{B}\right) \sim A_3 R_W \sin\left(2\pi \frac{F}{B}\right) \quad (1.68)$$

Dans le cas de mesures de transport selon l'axe- c , R_W prend la forme d'une fonction de Bessel :

$$R_W = J_0 \left(2\pi \frac{2t_\perp}{\hbar\omega_c} \right) = J_0 \left(2\pi \frac{\Delta F}{2B} \right) \quad (1.69)$$

Il sera possible de distinguer si le battement provient de 2 poches séparées (de tailles proches) ou d'une surface quasi-2D (gondollement) en effectuant une dépendance angulaire.

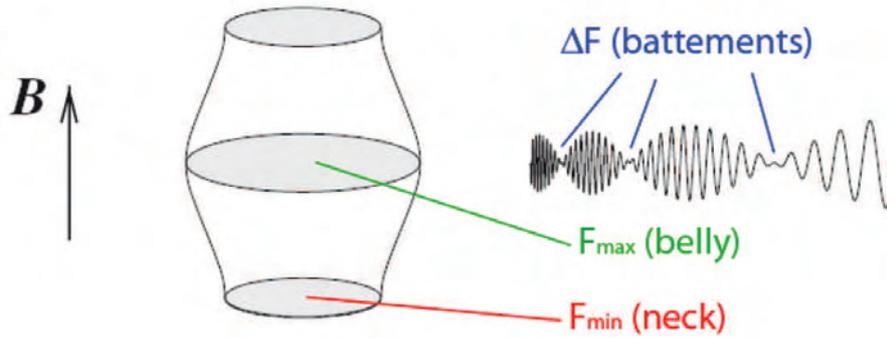


FIGURE 1.11 – Illustration d'une SF quasi-2D comprenant les deux fréquences caractéristiques F_n et F_b (évoquées dans le texte). La proximité de ces deux fréquences fait apparaître un phénomène de battements. (d'après [13])

• Détermination de la fréquence principale des oscillations

La présence de plusieurs fréquences rend difficile la détermination de celles-ci. Ceci implique que la détermination des fréquences n'est pas triviale. Il est possible de réaliser une transformée de Fourier (TF) de la partie oscillatoire de la magnétorésistance (figure 1.10 a)) afin de connaître ces différentes fréquences. Malheureusement la plage de champs disponible (où les oscillations sont observées) étant faible, la TF ne permet pas de bien distinguer les différents pics liés à chaque fréquence. La TF permet seulement d'avoir un ordre d'idée de la fréquence principale des oscillations ($F = 530$ T figure 1.10 a)). Afin de déterminer la valeur de la fréquence principale on utilise la formule d'Onsager : $\frac{1}{B_n} = \frac{(n+\gamma)}{F}$. En indexant les champs, correspondants aux maxima des oscillations, $\frac{1}{B_n}$ en fonction de n (indice des niveaux de Landau), la pente donne accès à l'inverse de la fréquence principale [15] (figure 1.12). Pour les autres fréquences, il est nécessaire de réaliser un ajustement des données par la formule LK.

1.4.3 Dépendance angulaire

Comme nous l'avons vu précédemment, la fréquence des oscillations quantiques dépend de l'aire de la SF perpendiculaire au champ magnétique. Dans le cas d'une surface 2D, l'aire extrême varie en $1/\cos(\theta)$. La fréquence des oscillations évoluera donc comme $F(\theta) = F(\theta = 0)/\cos(\theta)$, avec θ l'angle formé par l'axe du champ magnétique et l'axe de révolution du cylindre.

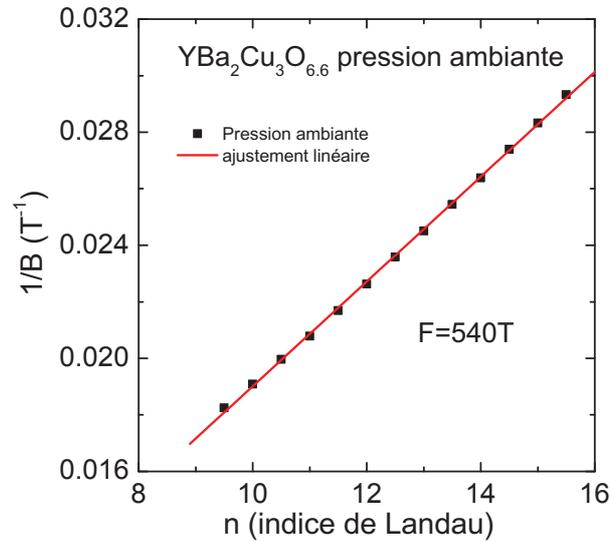


FIGURE 1.12 – Plot d'Onsager.

Dans le cas qui nous intéresse (surface de Fermi quasi-2D), les deux fréquences correspondant aux deux aires extrémales ainsi que la différence de fréquence ΔF , varient de façon non monotone en fonction de l'angle. Dans le cas simple où la dispersion selon l'axe- z est de la forme $\varepsilon(k_z) = -2t_{\perp} \cos(k_z c)$ (où c représente la longueur de la maille élémentaire selon l'axe- z), il est possible de définir des valeurs d'angles où ΔF s'annule et où le battement disparaît. Ces angles spéciaux sont appelés angles de Yamaji [16] et sont définis par :

$$\theta_Y = \arctan\left(\frac{\pi(n - 0.25)}{ck_F}\right) \quad (1.70)$$

où k_F est le vecteur d'onde de Fermi et n un entier.

Pour une surface de Fermi quasi-2D, l'amplitude des oscillations quantiques peut également varier en fonction de l'angle θ . Cette évolution provient du terme d'atténuation lié au spin (R_S). En prenant en compte l'inclinaison du champ d'un angle θ le terme R_S devient :

$$R_S(r) = \cos(r\pi\phi) = \cos\left(\frac{r\pi g m_b^*}{2m_e \cos\theta}\right) \quad (1.71)$$

De cette équation, nous constatons que R_S va s'annuler pour certaines valeurs d'angle (θ_k). Ces valeurs sont données par :

$$\cos(\theta_k) = \frac{r g m_b^*}{(2n + 1)m_e} \quad (1.72)$$

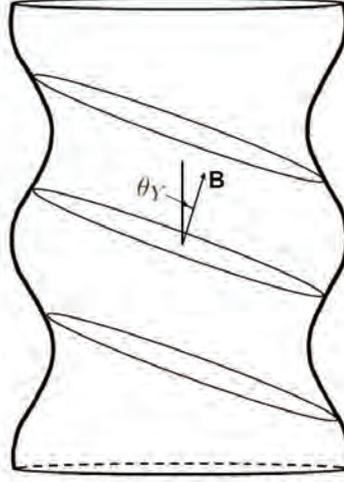


FIGURE 1.13 – Angle de Yamaji θ_Y : dans le cas d'une SF quasi-2D, les surfaces extrémales perpendiculaires au champ magnétique ont toutes la même aire lorsque $\theta = \theta_Y$. (d'après [16])

où n est un entier relatif. L'angle θ_k est appelé angle de spin-zéro et permet de déterminer le produit $g \cdot m_b^*$. Notons que de part et d'autre d'un angle de spin-zéro, la phase des oscillations change de π

1.4.4 Rupture magnétique

Nous venons de décrire la présence d'oscillations quantiques uniquement reliées à un mouvement cyclotron cohérent des électrons le long d'une trajectoire bien définie dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. Néanmoins, si deux bandes deviennent proches l'une de l'autre au niveau de Fermi, un électron peut passer d'une bande à l'autre par effet tunnel si le champ magnétique est suffisamment important. Ce phénomène est connu sous le nom de rupture magnétique et peut faire apparaître des trajectoires supplémentaires à celles permises par la surface de Fermi et donc implique la présence de fréquences supplémentaires dans le spectre des oscillations quantiques. Ce phénomène apparaît avec la probabilité :

$$P = \exp(-B_{MB}/B) \quad (1.73)$$

où $B_{MB} \approx \frac{m_c}{e\hbar} \frac{\Delta_g^2}{\varepsilon_F}$ est le champ caractéristique de rupture magnétique et Δ_g est le gap entre les deux bandes où a lieu la rupture magnétique. Ceci implique que le phénomène de rupture magnétique devient important quand $\hbar\omega_c \sim \Delta_g^2/\varepsilon_F$.

On remarque facilement que trois régimes peuvent alors être distingués. Le cas où $B \ll B_{MB}$ implique que les électrons restent sur leurs orbites classiques. Le second cas où $B \gg B_{MB}$ implique que les électrons passent librement à travers la jonction de rupture magnétique conduisant à des orbites différentes. Enfin, le dernier cas, où B est du même ordre de grandeur que B_{MB} . Dans ce cas, il est compliqué de connaître le trajet des électrons et il est normalement nécessaire de résoudre un problème de mécanique quantique sophistiqué. Falicov et Stachowiak [17] ont montré

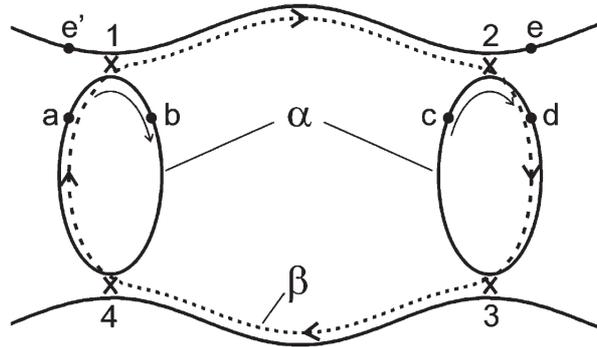


FIGURE 1.14 – Vu schématique d'un chemin de rupture magnétique β (ligne pointillée) pour une SF 2D. Les jonctions de rupture magnétique sont indiquées par des croix labellées 1, 2, 3 et 4. [4]

que les effets oscillatoires peuvent être décrit de manière satisfaisante en prenant en compte toutes les orbites possibles qui sont accessibles par les électrons. Dans ce cas, l'amplitude initiale aux travers d'une jonction est séparée en une amplitude transmise ν et une amplitude réfléchie ξ , de la forme :

$$\nu = \sqrt{P}; \quad \xi = \sqrt{1 - P} \quad (1.74)$$

La conservation de la particule conduit à une différence de phase de $\pi/2$ entre l'onde transmise et l'onde réfléchie. Comme les phases absolues ne sont pas définies, il est plus facile d'assumer que la phase réfléchie conserve la phase initiale et que la phase transmise change d'un facteur $\pi/2$. Il est dès lors plus facile de réécrire l'amplitude transmise sous la forme $i\nu$.

Le phénomène de rupture magnétique permet d'avoir des orbites plus complexes qui font intervenir plusieurs fois la même jonction générant ainsi des combinaisons de fréquences. Il est donc nécessaire d'introduire un facteur supplémentaire (R_{MB}) qui intervient dans la formule LK de la même manière que les facteurs d'amortissement cités précédemment. Le facteur R_{MB} doit prendre en compte le nombre de transmissions et de réflexions nécessaires pour réaliser la nouvelle fréquence. Pour cela $R_{MB} = (i\nu)^t \xi^r$ avec t et r le nombre de transmissions et de réflexions nécessaires. La figure 1.14 présente une SF 2D pour laquelle la présence de rupture magnétique entraîne l'apparition d'une nouvelle fréquence correspondant à l'aire β qui ne peut pas être observée sans rupture magnétique.

1.4.5 Interférence quantique

Le phénomène d'interférence quantique a été introduit par Stark et Friedberg [18, 19] pour expliquer l'observation d'une fréquence lente, ne correspondant à aucune orbite cyclotron, dans le spectre des oscillations de la magnétorésistance du magnésium. De plus, la dépendance en température de cette oscillation était bien plus faible que celle des oscillations SdH.

Pour expliquer ce phénomène, Stark et Friedberg ont utilisé la nature ondulatoire des électrons,

se propageant dans un cristal et soumis à un champ magnétique, et ont fait une analogie avec les ondes lumineuses qui subissent des interférences lorsque deux chemins différents sont disponibles pour un photon (fentes d'Young) pour se rendre d'un point A vers un point B.

La figure 1.15 montre une trajectoire ouverte dans l'espace réel, construite de telle manière qu'elle possède deux branches (A et B) qui se 'rencontrent' au niveau des jonctions de rupture magnétique J1 et J2. En considérant un paquet d'onde, avec une amplitude unité et aucune phase au point 1 (figure 1.15), en présence d'un champ magnétique, évolue vers le point 4 avec la probabilité $|\langle 4|1 \rangle|^2$. Deux trajectoires sont disponibles pour se rendre de 1 à 4 (1234 ou 12'3'4). En l'absence de diffusions il est possible de calculer cette probabilité en suivant les règles suivantes.

(1) Les amplitudes complexes $|t\rangle$ et $|r\rangle$ pour l'état transmis et réfléchi provenant de l'état

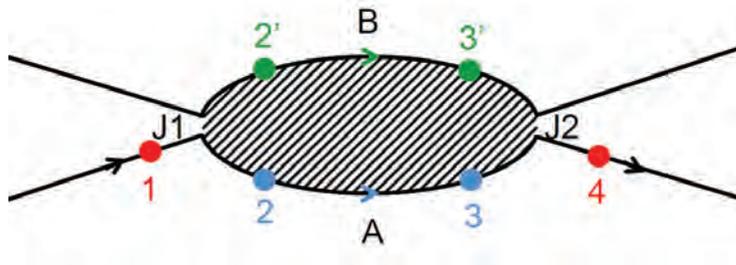


FIGURE 1.15 – Interféromètre de Stark et et Friedberg.

d'amplitude unité et de phase nulle à travers une jonction de rupture magnétique sont données par :

$$|t\rangle = p; \quad |r\rangle = (1 - p^2)^{1/2} \exp(i\pi/2) \quad (1.75)$$

où $p^2 = P$ la probabilité de rupture magnétique vue précédemment. Le facteur $\exp(i\pi/2)$ signifie que les ondes réfléchies et transmises sont déphasées de $\pi/2$.

(2) Le changement de phase du paquet d'onde le long d'un segment L dû à un champ magnétique est donné par : $\phi_L = \frac{e}{\hbar} \int_L \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$. La probabilité de transmission $|\langle 4|1 \rangle|^2$ pour la figure 1.15 peut maintenant être calculée. On prend le cas où J1 et J2 sont des jonctions de rupture magnétique identiques caractérisées par un seul paramètre B_{MB} . On a donc :

$$|\langle 4|1 \rangle|^2 = [p^4 + (1 - p^2)^2] - 2p^2(1 - p^2) \cos(\phi_A - \phi_B) = I_0 + I_1 \cos\theta \quad (1.76)$$

où la différence de phase $\theta \equiv \phi_A - \phi_B$ est générée par la présence du champ magnétique : $\theta = \frac{e}{\hbar} B A_r$, où A_r est l'aire dans l'espace réel, entourée par les deux chemins A et B de l'interféromètre (partie hachurée figure 1.15). Précédemment, nous avons vu que $A_r = \left(\frac{\hbar}{eB}\right)^2 S_r$ et comme $\theta \propto B A_r$, il apparaît que la périodicité des interférences est proportionnelle à $1/B$ (comme les oscillations quantiques).

Bien que n'étant pas à proprement parlé un phénomène d'oscillation quantique, les dépendances

en champ et en température des interférences quantiques et des oscillations quantiques se ressemblent. La dépendance en température a la même forme que celle du facteur R_T avec une masse effective égale à la différence de masses entre les deux trajets possibles. La masse associée à ces oscillations sera donc généralement faible ce qui permet d'observer ces oscillations à plus hautes températures que des oscillations SdH. De même, la dépendance en champ est similaire au terme R_D et s'exprime par un facteur $\exp(-t_L/2\tau)$ où t_L est le temps mis par l'électron pour parcourir la distance L . Ce terme correspond à la probabilité qu'un électron avec une durée de vie τ parcourt cette même distance.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai fait une revue non exhaustive des notions et des théories qui sont nécessaires à la compréhension de cette thèse. Pour les lecteurs plus curieux, je les renvoie vers les différentes références citées dans cette partie et qui ont grandement contribué à l'écriture de celle-ci.

État de l'art des cuprates

Sommaire

2.1	Présentation des cuprates	34
2.1.1	Structure cristallographique	34
2.1.2	Structure électronique	34
2.1.3	Dopage	35
2.2	Diagramme de phase générique des cuprates	36
2.2.1	Isolant de Mott	37
2.2.2	Liquide de Fermi	39
2.2.3	Métal étrange	42
2.2.4	Supraconductivité	43
	2.2.4.1 Supraconductivité conventionnelle	43
	2.2.4.2 Supraconductivité non conventionnelle	46
2.2.5	Le pseudogap	48
2.3	Théories des supraconducteurs à haute température critique	51
2.3.1	Scénarios de paires préformées	51
2.3.2	Scénarios d'ordres en compétition	57
2.3.3	De récentes mesures dans l'état normal à basse température	59

En 1957, après l'élaboration de la théorie BCS [20], on pensait avoir résolu l'énigme de la supraconductivité. C'était sans compter sur la découverte de la supraconductivité à proximité d'une phase magnétique dans les composés à Fermions lourds en 1979 [21], dans les composés organiques en 1980 [22] puis en 1986, par Bednorz et Müller [23], des supraconducteurs à haute température critique (SHTC) qui ont remis en cause cette théorie et déclenché un effort de recherche considérable pour tenter de comprendre l'origine de cette supraconductivité. Seulement un an après la découverte des premiers SHTC, la température de l'azote liquide a été dépassée dans le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [24]. L'élaboration de nouveaux matériaux avec des températures critiques toujours plus élevées a conduit à un record actuel de 135 K pour le composé à base de mercure (164 K à 30 GPa) [25]. L'étude de ces matériaux a nécessité l'amélioration des techniques expérimentales ainsi que de la théorie afin d'expliquer tous les phénomènes observés dans ces matériaux. Quelles sont les propriétés communes à tous ces matériaux et quels phénomènes sont responsables de l'apparition d'une supraconductivité avec une T_c aussi grande ? Pour le moment, aucun consensus n'existe sur ces questions. Au vu de la quantité de travaux qui ont été réalisés dans ce domaine, il n'est pas possible de rendre compte d'un état de l'art complet. Dans ce chapitre, je ferai donc un état de l'art succinct sur ces matériaux dans le but d'introduire le sujet de cette thèse dans la suite logique des travaux déjà réalisés. De plus, j'évoquerai également certains des scénarios qui ont été mis en avant pour expliquer le phénomène de supraconductivité de ces matériaux.

2.1 Présentation des cuprates

2.1.1 Structure cristallographique

Il existe de nombreux composés dans la famille des cuprates. Ces composés possèdent une structure cristallographique semblable, de type pérovskite, constituée par un empilement de plans CuO_2 . C'est la présence de ces plans qui caractérise cette famille de composés et qui est à l'origine de leur nom. Ces plans CuO_2 , conducteurs, sont généralement séparés par des plans isolants donnant à ces matériaux un caractère bi-dimensionnel. Ces plans s'empilent suivant la direction cristallographique c . Il est possible de distinguer deux grandes sous familles pour ces matériaux. Les composés dopés en trous (comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO), $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ (Y124), $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ (Hg1201), $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) ...) auxquels nous nous sommes intéressés dans cette thèse et les composés dopés en électrons (comme $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ (NCCO), $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ (PCCO) ...). La figure 2.1 présente la structure cristallographique du composé La_2CuO_4 , où l'on retrouve les plans CuO_2 caractéristiques de cette famille de composé (le composé LSCO est pris comme exemple). Les cas de YBCO et de Hg1201 seront présentés plus en détail dans la suite de cette thèse. Hg1201 compte un seul plan CuO_2 par cellule unité. D'autres composés comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ en comptent deux et $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ en compte trois. En règle générale, plus la cellule unité contient de plans CuO_2 , plus la T_c est élevée (exemple des composés à base de mercure : 1 plan Hg1201 $T_c = 95$ K, 2 plans Hg1212 $T_c = 120$ K et 3 plans Hg1223 $T_c = 130$ K). Par contre, ceci n'est plus vrai au delà de 3 plans. La figure 2.1 présente la zone de Brillouin tridimensionnelle de la structure La_2CuO_4 . Le faible couplage entre les plans CuO_2 confère aux cuprates un caractère quasi-bidimensionnel (quasi-2D).

2.1.2 Structure électronique

Dans cette partie, nous nous intéressons à la structure électronique d'un composé parent de la famille des cuprates La_2CuO_4 (composé parent de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$). Nous avons pris en exemple La_2CuO_4 car sa structure électronique est plus simple que celle de Hg1201 ou de YBCO. La neutralité de charge impose la structure électronique suivante :

- La^{3+} : [Xe]
- O^{2-} : [He]2s²2p⁶
- Cu^{2+} : [Ar]3d⁹

La figure 2.2 présente la structure électronique d'un plan CuO_2 . L'effet du champ cristallin, issu de l'environnement tétragonal des oxygènes, a pour effet de lever la dégénérescence des niveaux de Cu en deux sous niveaux e_g ($d_{x^2-y^2}$ et $d_{z^2-r^2}$) et t_{2g} (d_{xy} , d_{yz} et d_{xz}). Du fait de l'élongation du tétraèdre selon la direction z (directions des oxygènes apicaux), une seconde levée de dégénérescence a lieu. Celle-ci a pour effet d'augmenter l'énergie des orbitales d_{xy} et $d_{x^2-y^2}$ et d'abaisser les énergies des autres orbitales (d_{xz} , d_{yz} et $d_{z^2-r^2}$). Le recouvrement de l'orbitale $d_{x^2-y^2}$ du cuivre avec l'orbitale σ de l'oxygène (c'est à dire p_x ou p_y suivant l'orientation) va engendrer la formation d'une bande liante σ et d'une bande anti-liante σ^* . La bande σ^* est ainsi à demi-remplie, ce qui est caractéristique d'un état métallique.

La figure 2.3 présente la structure de bande calculée pour La_2CuO_4 . Sur cette figure sont représentées les bandes σ (notée B (Bonding)) et σ^* (notée A (AntiBonding)) ainsi que les autres bandes issues de l'hybridation des orbitales du cuivre et de l'oxygène. Seule la bande anti-liante coupe le niveau de Fermi. Le fait qu'une seule bande croise le niveau de Fermi est

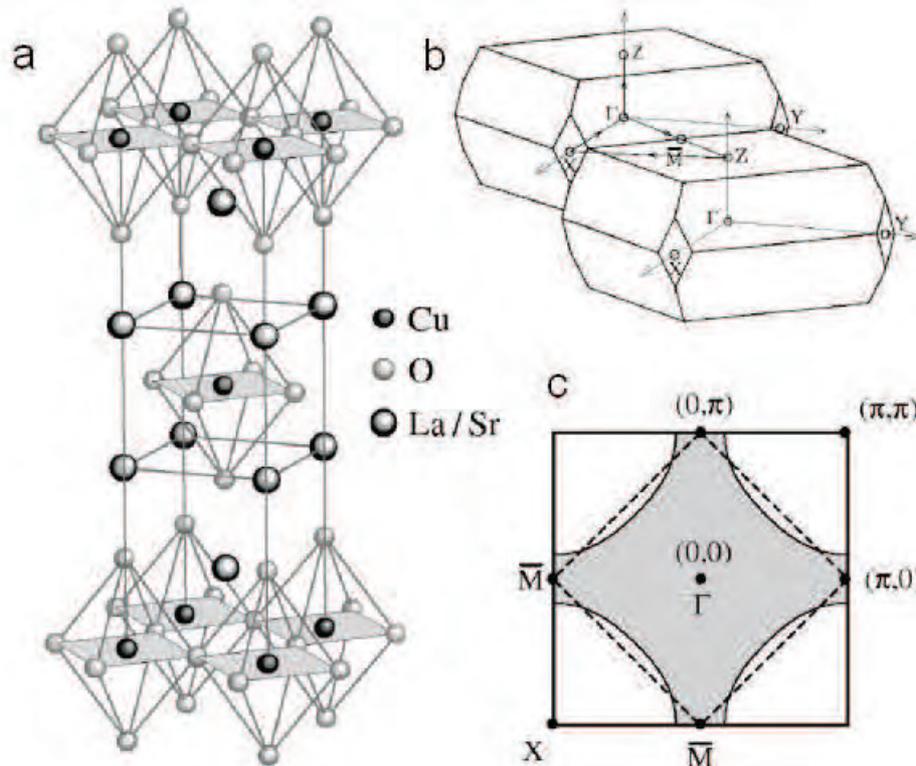


FIGURE 2.1 – a) Structure cristallographique de La_2CuO_4 . Les atomes de La sont substitués par des atomes de Sr pour doper le matériau. b) La zone de Brillouin 3D (tétraogonale centrée). c) Sa projection dans le plan. Le diamant représente la surface de Fermi calculée pour La_2CuO_4 dans une approximation de liaison forte en prenant seulement le terme de saut vers le plus proche voisin. La partie grisée correspond à la surface de Fermi obtenue en prenant en compte le terme de saut au second voisin. (d'après [9])

caractéristique des cuprates. De plus, comme nous l'avons vu, cette bande est à demi remplie ce qui est caractéristique d'un état métallique. En réalité, nous verrons dans la suite que La_2CuO_4 est un isolant de Mott anti-ferromagnétique (avec une température de Néel $T_N = 325$ K élevée), de même que les autres composés parents de cette famille.

2.1.3 Dopage

Il est possible de faire varier le dopage des cuprates en ajoutant ou en enlevant des porteurs de charges à ces matériaux. Le dopage dans les cuprates se fait soit par substitution chimique soit par l'ajout ou la suppression d'oxygène. Le principe consiste à changer la densité électronique des plans CuO_2 . Dans le cas de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, le dopage s'effectue en substituant des atomes de lanthane (La^{2+}) par des atomes de strontium (Sr^{3+}). C'est la différence de valence entre les atomes de lanthane et les atomes de strontium qui est responsable du dopage. En ce qui concerne YBCO et Hg-1201, nous nous intéresserons plus en détail à la façon de doper ces composés dans les chapitres suivants.

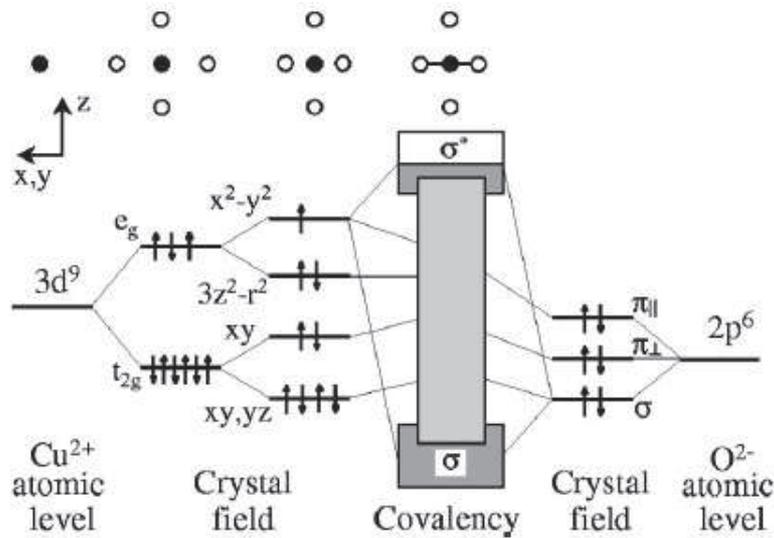


FIGURE 2.2 – Représentation de l'espacement des niveaux lié au champ cristallin et de l'hybridation qui donne naissance aux bandes Cu-O [26].

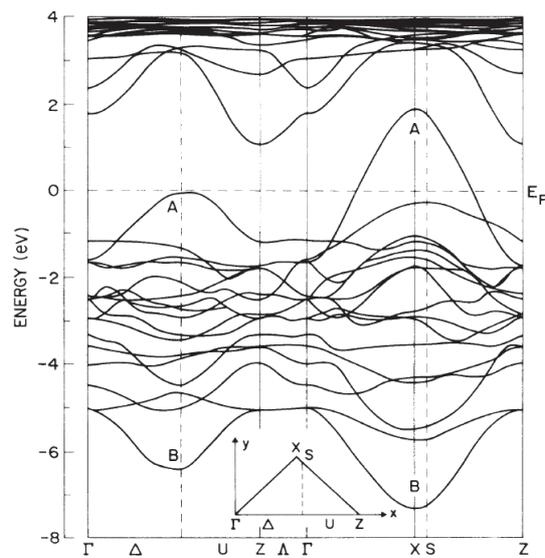


FIGURE 2.3 – Structure de bandes calculée pour La_2CuO_4 [27].

2.2 Diagramme de phase générique des cuprates

La figure 2.4 présente le diagramme de phase générique des cuprates. Comme nous venons de le voir, le composé parent est un isolant de Mott anti-ferromagnétique (nous nous y intéresserons plus en détail dans la suite). Cette phase isolante persiste jusqu'à un dopage en trous $p \simeq 0.05$ où apparaît un dôme de supraconductivité. Ce dôme persiste jusqu'à un dopage $p \simeq 0.3$ où un comportement métallique type liquide de Fermi est retrouvé. Ce dôme suit la loi empirique

déterminée par Tallon grâce à des mesures thermo-électriques et de rayons-X [28] :

$$T_c(\delta) = T_c^{max}(1 - 82.6(\delta - \delta_{opt})^2). \quad (2.1)$$

où δ_{opt} correspond au dopage optimal (autour de 16 %) pour lequel $T_c = T_c^{max}$ (la température critique maximale). La valeur de T_c^{max} dépend de chaque famille de cuprates. Cette loi empirique décrit bien la dépendance de T_c exceptée pour le plateau observé autour de 12.5 % (figure 2.4). En définissant la valeur du dopage optimal comme $p_{opt} = p(T_c^{max})$ il est possible de définir différentes zones à ce diagramme de phase. En dessous de ce dopage nous parlerons de régime sous-dopé et au dessus de régime sur-dopé. En plus de la phase isolante, de la phase supraconductrice et de la phase métallique deux autres phases sont présentes au dessus du dôme supraconducteur. L'une autour du dopage optimum p_{opt} c'est la phase métal étrange et l'autre du coté sous-dopé, c'est la phase pseudogap. La phase pseudogap a fait l'objet de nombreuses études mais reste toujours un mystère comme nous le verrons dans la suite. C'est cette phase que nous étudierons dans la suite de cette thèse. Maintenant, je vais faire une description plus détaillée de ces différentes phases en me basant sur certaines expériences marquantes.

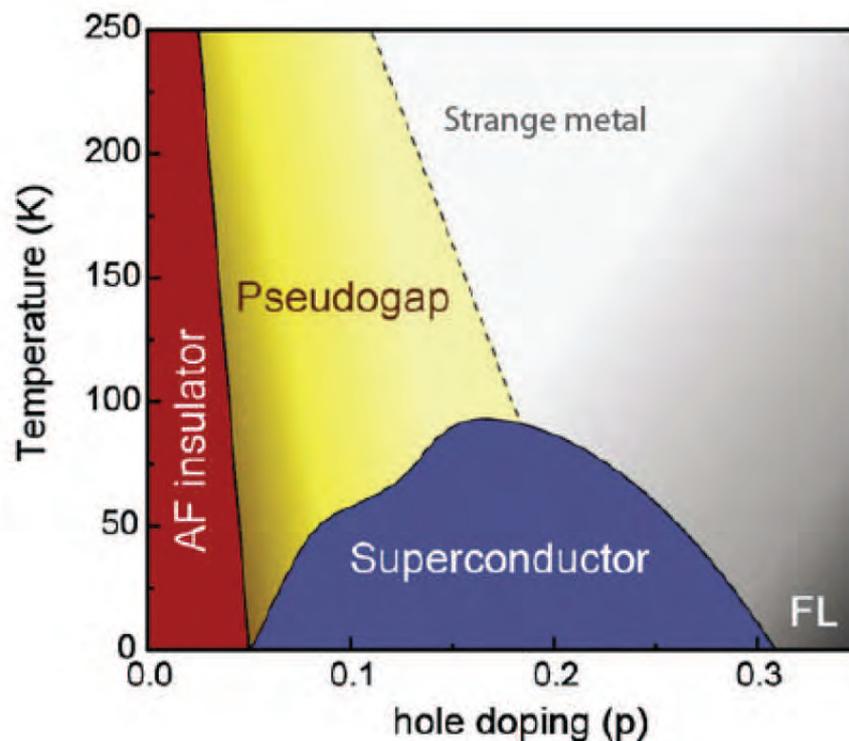


FIGURE 2.4 – Diagramme de phase des cuprates dopés en trous [29].

2.2.1 Isolant de Mott

La structure de bande implique un comportement métallique et une surface de Fermi avec un volume couvrant la moitié de la première zone de Brillouin. Pourtant, le composé parent est un

isolant antiferromagnétique à cause de la forte répulsion électron-électron U (plus grand que la largeur de bande W) qui bloque le transport et qui entraîne l'ouverture d'un gap au niveau de Fermi rendant le matériau isolant (figure 2.6). Ceci suggère que le composé parent des cuprates appartient à la classe des isolants de Mott. Cette phase persiste jusqu'à un dopage $p = 0.05$.

La figure 2.5 présente des mesures de conductivité optique à différents dopages dans le composé $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Pour $x = 0$, l'absence de poids spectral, entre 0 et 1 eV, est caractéristique d'un isolant. Lorsque le dopage augmente, le poids spectral est transféré de la partie haute énergie (> 1.5 eV) vers la partie basse énergie (< 1.5 eV) entraînant l'apparition d'un pic de Drude, caractéristique des métaux.

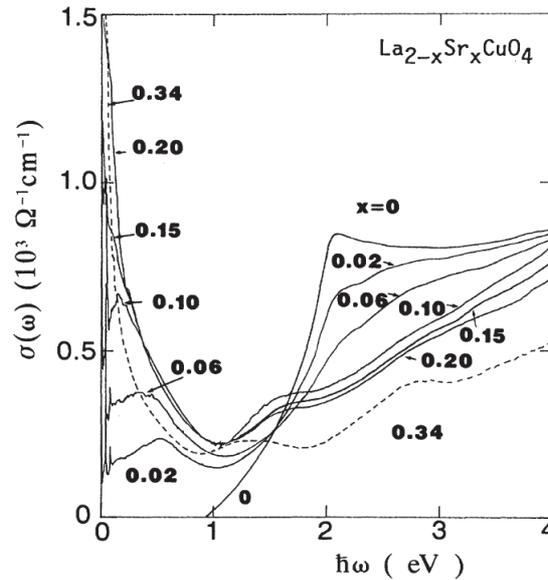


FIGURE 2.5 – Conductivité optique $\sigma(\omega)$ obtenue à partir de la transformation Kramers-Kronig du spectre de réflectivité de $E \perp c$, pour différentes compositions x . [30]

Le comportement isolant de ces matériaux est bien décrit en utilisant le modèle de Hubbard à une bande. Ce modèle contient un terme d'énergie cinétique proportionnel au terme de saut entre plus proches voisins en plus d'un terme de Hubbard U qui favorise la localisation électronique.

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} (c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + h.c.) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}. \quad (2.2)$$

La première somme porte sur les premiers voisins, $c_{i\sigma}^\dagger$ ($c_{i\sigma}$) crée (annihile) un électron ou un trou de spin σ sur le site i et $n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma}$ est l'opérateur nombre de particules. Dans la limite couplage fort ($U \gg t$), au demi remplissage (un électron par site de Cu dans l'orbitale $3d_{x^2-y^2}$), l'état antiferromagnétique est dû au principe de Pauli. La forte répulsion coulombienne (qui représente le coût en énergie à céder afin de placer deux quasi-particules sur le même site ionique i) bloque le transport de charge. On peut ainsi écrire l'hamiltonien de Heisenberg sous la forme :

$$H = J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2.3)$$

où $J = 4t^2/U$ est l'énergie d'échange et \mathbf{S}_i est l'opérateur de spin. Ceci mène le système à un état antiferromagnétique, où les spins sont alignés de manière opposée, permettant aux fermions d'effectuer des sauts virtuels d'un site à l'autre ce qui diminue l'énergie cinétique J . Dans le cas de La_2CuO_4 , J est de l'ordre de 1500 K, mais à cause du faible couplage interplan CuO_2 , l'ordre antiferromagnétique est sujet à de forte fluctuation, diminuant la température à laquelle s'établit un ordre à longue portée à $T_N = 325$ K.

Nous avons vu que la bande antiliante provient du recouvrement des orbitales p_σ de l'oxygène et $d_{x^2-y^2}$ du cuivre. Pour une description plus complète des cuprates, il est donc nécessaire de considérer un modèle avec les orbitales p_x et p_y de l'oxygène. Un tel modèle est appelé modèle à 3 bandes ou modèle d-p. Ce modèle est schématisé sur la figure 2.6b). L'introduction des bandes p_σ de l'oxygène entraîne la classification de l'isolant de Mott en fonction des différents paramètres qui entrent en jeu ; U_d , qui est l'énergie nécessaire à l'introduction d'une double occupation du site de cuivre, et $\Delta = \varepsilon_d - \varepsilon_p$, qui représente la différence d'énergie entre le milieu de la bande 2p de l'oxygène et de la bande 3d du cuivre. Si $\Delta > U_d$, on est alors dans le cas de l'isolant de Mott-Hubbard. Dans ce cas, le gap est régi par la valeur U_d . Par contre, si $\Delta < U_d$ on a alors un isolant à transfert de charge dont le gap est bloqué par la différence d'énergie entre les bandes p et $d_{x^2-y^2}$ (Δ). Pour les cuprates, $U_d \simeq 8-10$ eV et $\Delta \simeq 2.7-3.5$ eV par conséquent les cuprates se situent dans le cas d'un isolant à transfert de charge.

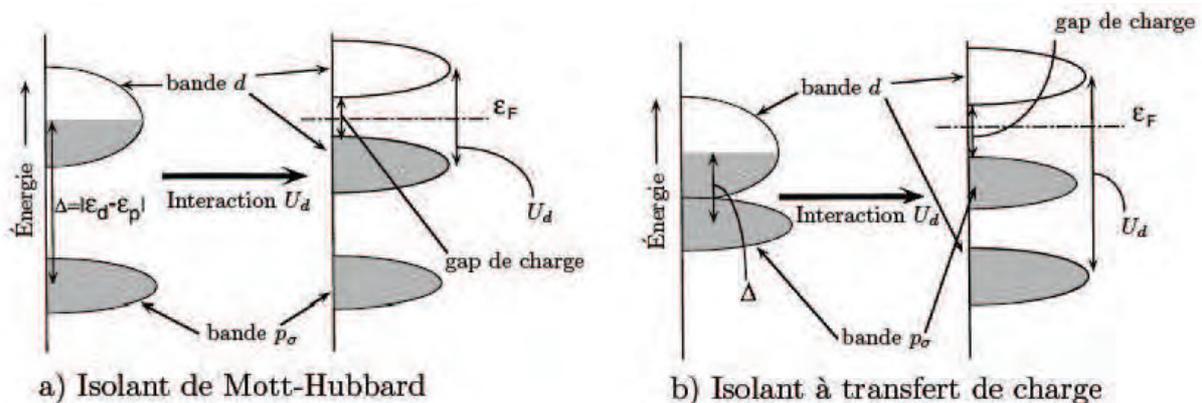


FIGURE 2.6 – a) Schéma du mécanisme de l'isolant de Mott-Hubbard. b) Schéma du mécanisme de l'isolant à transfert de charge. La différence provient du rapport entre Δ (la différence d'énergie entre le milieu de la bande 2p de l'oxygène et de la bande 3d du cuivre) et la valeur de l'interaction U_d . [31]

2.2.2 Liquide de Fermi

Nous venons de voir que les composés parents ont un comportement du type isolant de Mott (jusqu'à un dopage $p \simeq 0.05$). Du côté très sur-dopé par contre un comportement type

liquide de Fermi caractéristique des métaux est retrouvé. L'expérience principale qui a mis en évidence ce comportement liquide de Fermi est celle qui teste la loi de Wiedemann-Franz (WF) [32]. Cette expérience consiste à mesurer la résistivité (figure 2.7a)) et la conductivité thermique (figure 2.7b)), à basse température (où les électrons dominent le transport). Les mesures ont été réalisées sur un même échantillon de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (pour un dopage $p = 0.26$). L'état normal est complètement restauré dans cet échantillon pour un champ magnétique de 13 T. Si on s'intéresse aux valeurs à $T = 0$ K, $\kappa_0/T = 3.95 \pm 0.04$ mW K⁻² cm⁻¹ et $\rho_0 = 6.15 \pm 0.03 \mu\Omega$ cm, on obtient alors $L = \rho_0 \kappa_0 / T = (0.99 \pm 0.01)L_0$ en très bon accord avec la loi de WF.

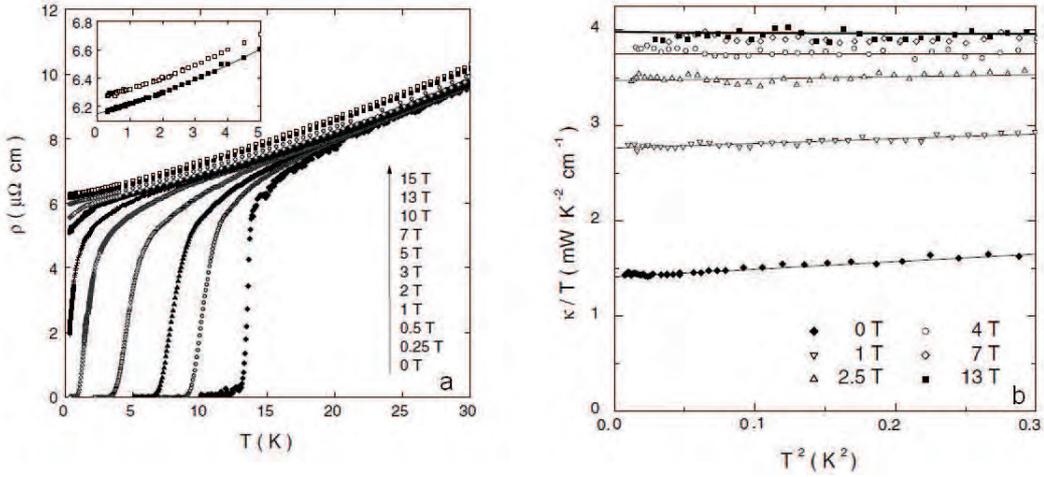


FIGURE 2.7 – a) Résistivité électrique de Tl-2201 en fonction de la température dans le plan pour différentes valeurs du champ magnétique. Toute trace de la supraconductivité a disparu pour un champ magnétique $B = 13$ T. b) Conductivité thermique de Tl-2201 pour un gradient de température dans le plan. κ/T vs T^2 est tracé à différentes valeurs de champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan. Les lignes fines sont des ajustements linéaires des données. La ligne en gras représente $L_0/\rho(T)$ où $\rho(T)$ est un fit de la résistivité à 13 T. (d'après [32])

De plus, les mesures d'ARPES (figure 2.8b)) [33] ou d'AMRO (figure 2.8c)) [34] ont révélé une large surface de Fermi quasi-2D dans le composé $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ en très bon accord avec les calculs de structure de bandes (figure 2.8a)) [35]. Plus tard, des mesures d'oscillations quantiques de fréquence rapide de 18100 ± 50 T et de masse $m_c = 4.1 \pm 1.0 m_e$, dans ce même composé à un dopage $p = 0.3$, ont été mesurées [36]. Cette fréquence correspond à une aire extrême de la surface de Fermi ($A = 172.8 \pm 0.5$ nm²) qui est en très bon accord avec les mesures d'ARPES et d'AMRO. La présence d'une seule poche a également été confirmée en comparant le coefficient de Sommerfeld déduit des mesures de chaleur spécifique ($\gamma \sim 7.0 \pm 2.0$ mJ.mol⁻¹.K⁻²) [37] et celui déduit des mesures d'oscillations quantiques ($\gamma = 7.6 \pm 0.6$ mJ.mol⁻¹.K⁻²) [38]. Dans le cas des oscillations quantiques, ce coefficient de Sommerfeld est défini, pour un liquide de Fermi 2D, avec des bandes paraboliques et une densité d'état constante, par :

$$\gamma = \gamma' \sum_i n_i \frac{m_c^i}{m_e} \quad (2.4)$$

où n_i est le nombre de fois que la i -ème poche est présente dans la PZB, m_c^i la masse effective associée à cette poche, $\gamma' = 1.46 \text{ mJ.mol}^{-1}.\text{K}^{-2}$ et m_e la masse de l'électron libre.

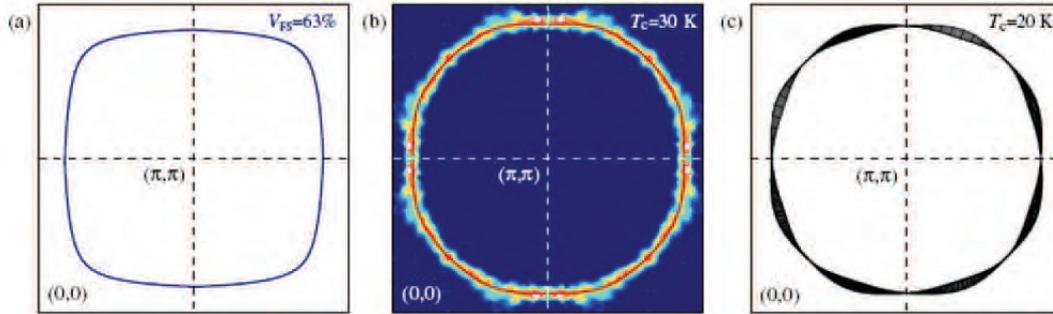


FIGURE 2.8 – a) Surface de Fermi de Tl2201 obtenue par des calculs de structure de bandes en ajustant le potentiel chimique de façon à avoir une aire équivalente aux mesures d'ARPES [35]. b) Surface de Fermi obtenue à partir de mesures d'ARPES pour un échantillon de Tl-2201 de $T_c = 30 \text{ K}$ [33]. c) Surface de Fermi obtenue à partir des mesures d'AMRO pour un échantillon de Tl-2201 de $T_c = 20 \text{ K}$ [34].

Enfin, la résistivité dans le plan $\rho_{ab}(T)$ a un comportement quadratique dans le régime très sur-dopé. La figure 2.9 présente la résistivité dans le plan du composé sur-dopé $\text{La}_{1.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CuO}_4$ à champ nul. Celle-ci est proportionnelle à T^2 comme attendu pour un comportement type liquide de Fermi.

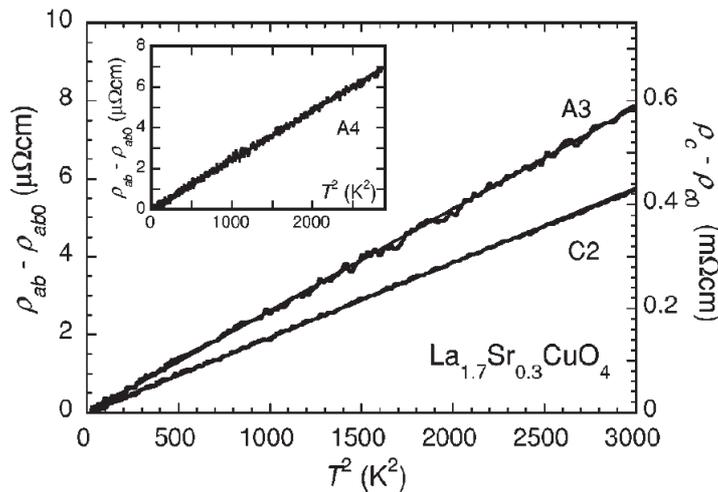


FIGURE 2.9 – Résistivité dans le plan $\rho_{ab} - \rho_{ab}(T = 0)$ en fonction de la température pour le composé sur-dopé $\text{La}_{1.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CuO}_4$, à champ nul et de 95 mK à 55 K. [39]

2.2.3 Métal étrange

Dans la région située au dessus du dopage optimal les propriétés de transport présentent une dépendance en température anormale. Cette région du diagramme de phase est communément appelée métal étrange. Dans le diagramme de phase, elle apparaît au dessus du dôme supraconducteur entre la phase pseudogap et la phase liquide de Fermi sans qu'aucune transition de phase à proprement parlé ne soit présente. On parle alors de cross-over. Sa caractéristique principale est la résistivité dans le plan (ρ_{ab}), qui malgré un comportement métallique (ρ augmente avec la température), est linéaire autour du dopage optimal [40, 41]. Malgré la grande variation de T_c^{max} (au dopage optimum) et de la structure cristallographique de chaque famille de cuprate, la résistivité linéaire en fonction de la température est une caractéristique universelle, confirmant ainsi qu'elle est intrinsèque aux plans CuO_2 . De plus, cette résistivité continue de croître linéairement jusqu'à $T \approx 1000$ K (pour LSCO), au dessus de la limite de Mott-Ioffe-Regel, ce qui traduit un régime de mauvais métal [42]. La limite de Mott-Ioffe-Regel prévoit, dans le cas d'un métal conventionnel, que la résistivité doit saturer lorsque le libre parcours moyen l est inférieur à la distance interatomique a . La valeur à laquelle doit saturer la résistivité est $\rho_M = (h/e^2)d$ où h est la constante de Planck, e la charge de l'électron libre et d la distance entre les plans. Dans le cas de LSCO, $\rho_M = 1.7$ m Ω cm. Sur la figure 2.10 nous remarquons que la résistivité de LSCO (au dopage optimum) est proche de cette valeur limite (trait pointillé rouge) mais ne montre aucun signe de saturation. On a alors $\rho > \rho_M$ ce qui implique que $l < \lambda_F$ (la longueur d'onde de De Broglie). La description de quasi-particules ne s'applique donc plus, ce qui implique un mécanisme de transport non conventionnel dans cette partie du diagramme de phase.

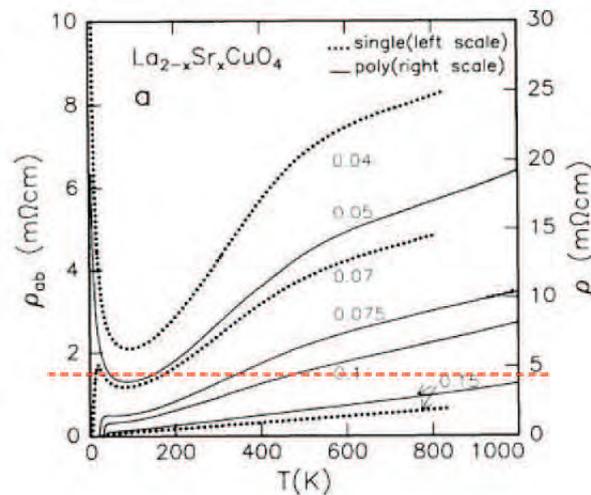


FIGURE 2.10 – Dépendance en température de la résistivité du composé $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ pour différents dopages ($0 < x \leq 0.15$). Les lignes pointillées correspondent à la résistivité dans le plan ρ_{ab} de mono-cristaux (échelle de gauche). Les lignes en traits pleins correspondent à la résistivité ρ de poly-cristaux (échelle de droite). [40]

De plus, un comportement anormal de l'effet Hall R_H en fonction de la température est reporté dans [43, 44, 45]. En effet, dans le cas d'un métal normal à une bande, R_H est indépendant

de la température alors que dans les cuprates, un comportement $R_H \sim 1/T$ à haute température et $R_H \sim T$ à basse température est observée. Il a également été observée une légère déviation à la loi de Wiedemann-Franz dans le composé Bi2201 dopé optimum [46].

2.2.4 Supraconductivité

Dans un premier temps, nous introduirons la supraconductivité dite conventionnelle avant de nous intéresser aux différences qui apparaissent avec la supraconductivité dans les cuprates.

2.2.4.1 Supraconductivité conventionnelle

Les supraconducteurs conventionnels sont bien décrits par la théorie microscopique BCS du nom de Bardeen, Cooper et Schrieffer qui la proposèrent en 1957 [20], plus de 40 ans après la découverte de la supraconductivité. Après la découverte de l'effet isotopique $M^\alpha T_c = \text{constante}$, où M est la masse atomique de l'élément considéré, T_c la température en dessous de laquelle le composé devient supraconducteur et avec $\alpha = 0.5$, il est apparu évident que les phonons jouaient un rôle essentiel dans l'apparition de la supraconductivité. C'est cette découverte qui encouragea L.N. Cooper [47], en se basant sur les travaux de Bardeen et Frölich [48, 49], à supposer que les phonons pouvaient engendrer une interaction attractive V entre deux électrons proches du niveau de Fermi de vecteur d'onde et de spin opposé (les électrons maximiseront leur énergie de liaison en formant des paires avec un moment orbital nul ($L = 0$). De plus, ceux-ci obéissant à une statistique de Fermi, la paire devra être dans un état de spin singulet ($S = 0$)). Ces électrons forment ainsi un état lié (appelé paires de Cooper) dont l'énergie est plus faible que celle des électrons libres entraînant une instabilité au niveau de Fermi. Le point de départ de la théorie BCS réside dans l'instabilité de la SF vis à vis de la formation de paires de Cooper lorsqu'il existe une interaction attractive entre ces électrons [47]. L'état fondamental est donc constitué de paires de Cooper décrit par la pseudo-fonction d'onde :

$$|\psi_{BCS}\rangle = \prod_{k < k_F} (u_k + v_k c_{k,\uparrow}^\dagger c_{-k,\downarrow}^\dagger) |\psi_0\rangle, \quad (2.5)$$

où $|\psi_0\rangle$ est l'état du vide et $|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1$ avec $|v_k|^2$ la probabilité qu'une paire de Cooper ($\mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow$) soit occupée et $|u_k|^2$ qu'elle ne le soit pas. La théorie BCS prévoit une transition pour une température T_c en dessous de laquelle il y a une condensation du type Bose-Einstein des paires de Cooper, vérifiant :

$$k_B T_c = 1.13 \hbar \omega_D e^{-1/N(\varepsilon_F)V}, \quad (2.6)$$

où V est le potentiel d'interaction attractif entre les deux électrons dû aux phonons, $\hbar \omega_D$ l'énergie de Debye et $N(\varepsilon_F)$ la densité d'état de l'état normal au niveau de Fermi. Cette relation suggère que la température critique sera d'autant plus élevée quand :

- la température de Debye est élevée : matériau constitué d'éléments légers comme MgB_2
- le couplage électron-phonon est fort : c'est à dire que le matériau se situe proche d'une transition structurale (exemple : type CDW) comme $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$

- la densité d'état est élevée : en étant constitué de métaux de transition (bandes étroites) comme Nb_3Ge .

Un autre résultat important de la théorie BCS est qu'elle prévoit un gap dans la densité d'état au niveau de Fermi, aussi appelé paramètre d'ordre, donné par :

$$\Delta(T = 0K) = 1.764k_B T_c, \quad (2.7)$$

Cette relation est retrouvée expérimentalement dans la plupart des supraconducteurs conventionnels. La figure 2.11 a) présente la chaleur spécifique du Niobium dans la phase supraconductrice et dans la phase normale. La discontinuité de la chaleur spécifique (sans chaleur latente) implique que la transition de phase supraconductrice est du second ordre. La chaleur spécifique électronique dans l'état normal varie linéairement. Dans l'état supraconducteur, la chaleur spécifique dépasse d'abord au voisinage de T_c la valeur de l'état normal, puis retombe à 0 exponentiellement quand $T \rightarrow 0$ ($C/T \propto \exp(\Delta/k_B T_c)$). Cette décroissance exponentielle indique l'existence du gap séparant les états excités de l'état fondamental. Dans ce cas, le gap supraconducteur Δ est isotrope, on dit qu'il est de symétrie s. Si on se réfère au fait que la transition supraconductrice est une transition du second ordre, la symétrie brisée par le paramètre d'ordre, à la transition supraconductrice, est l'invariance de jauge. Il existe d'autres mises en évidence expérimentales du gap supraconducteur, comme la réflectivité infrarouge ou l'effet tunnel. La figure 2.11 b) présente l'évolution du gap en fonction de la température. La valeur du gap diminue continuellement quand la température augmente et tombe à 0 pour $T = T_c$.

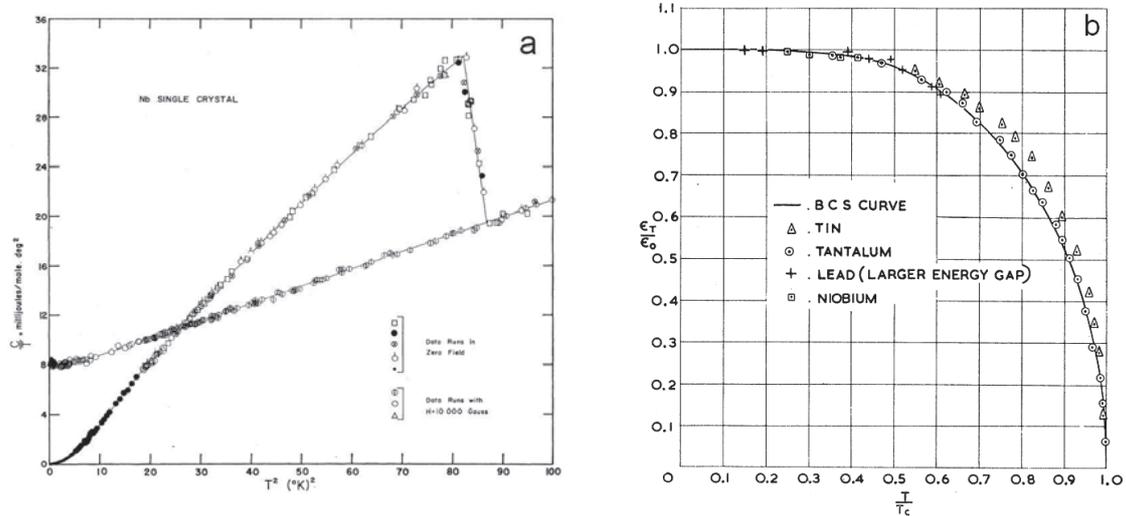


FIGURE 2.11 – a) Tracé de la chaleur spécifique (C/T) en fonction de la température pour l'état normal et l'état supraconducteur. Les lignes en traits pleins représentent la valeur moyenne des données [50]. b) Valeur réduite de l'énergie du gap en fonction de la température réduite, pour le plomb, l'étain, le tantale, et le niobium et comparée à la courbe théorique (trait plein) de BCS [51].

• Longueurs caractéristiques :

Bien avant la théorie BCS deux autres théories ont été proposées pour comprendre la phase supraconductrice. Ces théories donnent accès à des longueurs caractéristiques de la phase supraconductrice qui permettent d'appréhender certaines caractéristiques de cette phase. La première provient des équations de London et permet de déterminer l'épaisseur dans laquelle circulent les supercourants qui écrantent le champ magnétique. De plus, le champ magnétique décroît exponentiellement à l'intérieur du supraconducteur sur cette longueur caractéristique, appelée longueur de pénétration de London et définie par :

$$\lambda(T) \approx \lambda(0)[1 - (T/T_c)^4]^{-1/2}, \quad (2.8)$$

avec

$$\lambda(0) = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.9)$$

où m et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron, n_s la densité de paires de Cooper et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. $\lambda(0)$ est la limite supérieure correspondant à la situation où tous les électrons sont appariés (à $T = 0$ K).

La seconde longueur caractéristique provient de l'équation phénoménologique de Ginzburg-Landau (GL). Ginzburg et Landau ont introduit une pseudo-fonction d'onde complexe ψ comme un paramètre d'ordre dans la théorie générale de Landau des transitions de phase du second ordre. Ce paramètre ψ décrit les électrons supraconducteurs, la densité locale supraconductrice est alors donnée par :

$$n_s = |\psi(x)|^2 \quad (2.10)$$

En utilisant le principe variationnel et en assumant que l'énergie libre peut être exprimée en une série de puissance de ψ et de $\nabla\psi$, ils ont obtenu l'équation différentielle, pour ψ , suivante :

$$\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} A \right)^2 \psi + \beta |\psi|^2 \psi = -\alpha(T) \psi \quad (2.11)$$

où e^* et m^* sont respectivement la charge et la masse de la quasi-particule, \hbar la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide, \mathbf{A} le potentiel vecteur défini par $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$ et α et β sont des coefficients phénoménologiques. Cette théorie introduit une longueur qui caractérise la distance sur laquelle s'étend la pseudo fonction $\psi(\mathbf{r})$. Cette longueur est appelée longueur de cohérence et est donnée par :

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{|2m^* \alpha(T)|^{1/2}} \quad (2.12)$$

Dans un supraconducteur pur en dessous de T_c , $\xi(T) \approx \xi_0$, la longueur de cohérence de Pippard (indépendante de T), avec $\xi_0 = a \frac{\hbar v_F}{k_B T_c}$, où a est une constante et v_F est la vitesse de Fermi. Sinon, $\xi(T)$ diverge comme $(T-T_c)^{-1/2}$ car $\alpha(T)$ diminue comme $(T-T_c)$.

Le ratio de ces deux longueurs caractéristiques permet de définir le paramètre de GL :

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (2.13)$$

Selon la valeur de ce paramètre, deux types de supraconducteurs sont définis :

- les supraconducteurs de *type I* pour $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$
- les supraconducteurs de *type II* pour $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$

Les deux types de supraconducteurs ont des propriétés thermiques semblables lorsqu'ils franchissent la transition entre l'état normal et l'état supraconducteur, en l'absence de champ magnétique. C'est seulement en présence d'un champ magnétique que des différences apparaissent. Dans le cas des supraconducteurs de type I, le champ magnétique est complètement expulsé du composé, en dessous de T_c jusqu'à un champ magnétique critique B_c (figure 2.12 a)). Le composé perd alors ses propriétés supraconductrices.

Dans le cas des supraconducteurs de type II, en dessous de T_c , deux valeurs caractéristiques de champs magnétiques critiques entrent en compte. La première B_{c1} en dessous de laquelle le champ magnétique est complètement expulsé du matériau. La seconde B_{c2} au dessus de laquelle le champ magnétique pénètre complètement dans l'échantillon et le composé perd ses propriétés supraconductrices. Entre B_{c1} et B_{c2} , le champ magnétique pénètre à l'intérieur de l'échantillon sous forme de vortex (figure 2.12 b)). Dans cet gamme de champ, le matériau conserve ses propriétés supraconductrices. Dans le cas des supraconducteurs de type I et de type II, au dessus de T_c le champ magnétique pénètre complètement dans le matériau.

Les cuprates sont des matériaux fortement de type II. Par exemple, dans le cas de YBCO, ξ est de l'ordre de 30 Å dans le plan et 6 Å selon l'axe- c , et λ est de l'ordre de 8000 Å dans le plan et 2000 Å selon l'axe- c .

2.2.4.2 Supraconductivité non conventionnelle

Nous avons vu dans le cas BCS simple que le gap supraconducteur possède une symétrie s ($L = 0, S = 0$) (figure 2.13 a)). Lorsque l'interaction à l'origine de l'instabilité superfluide est plus complexe que dans le cas BCS original, il peut être énergétiquement favorable pour les paires de Cooper de se former avec une symétrie plus basse. Ainsi, en plus de l'invariance de jauge, une symétrie additionnelle est brisée à la transition supraconductrice. Une des signatures les plus remarquables de cette brisure de symétrie supplémentaire est visible dans la topologie du gap supraconducteur. Lequel, au lieu de rester constant, pourra s'annuler en certains points de la SF, appelés zéros de gap. On parle alors de supraconductivité non conventionnelle. Dans le cas des cuprates, la symétrie du gap est maintenant bien admise comme étant de type $d_{x^2-y^2}$ (figure 2.13 b)). Des pistes donnant une intuition de la symétrie du gap dans les cuprates ont été données par les mesures d'ARPES [54] ou par les mesures de conductivité thermique [55] s'accordant sur la présence de noeuds dans le gap supraconducteur. Ces noeuds correspondent à l'annulation du gap, et se situent dans les directions diagonales, à 45° des axes cristallographique a et b . Néanmoins, ce sont les mesures de quantification de flux sur un tricristal [56], sensibles à

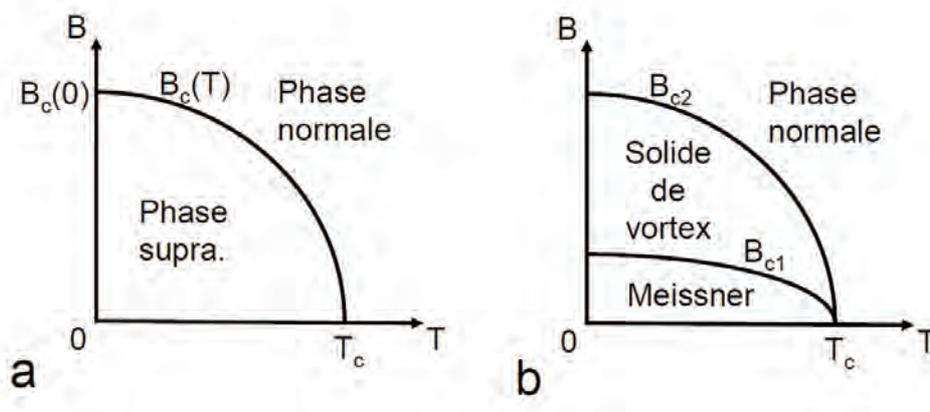


FIGURE 2.12 – a) Dépendance du champ critique B_c en fonction de la température pour un supraconducteur de type I (d'après [52]). b) Dépendance des champs critiques B_{c1} et B_{c2} en fonction de la température pour un supraconducteur de type II (d'après [53]).

la phase du gap menées dans le composé YBCO dopé optimal, qui ont révélé un changement de signe du paramètre d'ordre en accord avec une symétrie de type $d_{x^2-y^2}$. Le paramètre d'ordre s'écrit alors :

$$\Delta(\mathbf{k}) = \frac{\Delta_{max}}{2}(\cos(k_x) - \cos(k_y)) = \Delta_{max}\cos(2\phi) \quad (2.14)$$

où k_x et k_y sont les composantes du vecteur d'onde \mathbf{k} et ϕ l'angle entre \mathbf{k} et l'axe (100).

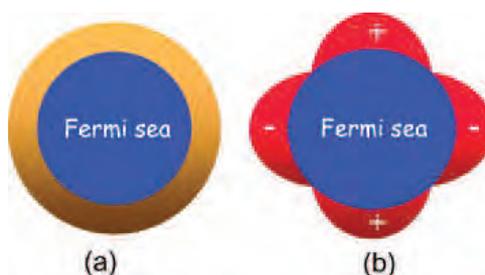


FIGURE 2.13 – a) Gap supraconducteur s -wave. b) Gap supraconducteur d -wave. [57]

Malgré le caractère non conventionnel des cuprates, ceux-ci possèdent tout de même quelques caractéristiques commune avec les supraconducteurs conventionnels. Par exemple, l'existence de paires de Cooper est bien établie dans le cas des cuprates. En effet, des mesures d'effet Josephson [58] et de quantification de flux [59] ont montré que les porteurs de charges possèdent une charge égale à deux fois celle de l'électron. De plus, les mesures de RMN sur ^{63}Cu [60] ont montré que les spins de ces paires de Cooper sont dans un état singulet, tout comme pour les supraconducteurs conventionnels. Néanmoins, contrairement aux supraconducteurs conventionnels pour lesquels l'appariement des paires de Cooper est lié aux phonons, le mécanisme à l'origine de

l'appariement des électrons dans les cuprates n'est pas encore identifié. On parlera également de supraconductivité non conventionnelle lorsque le mécanisme d'appariement des électrons en paire de Cooper n'est pas dû aux phonons. C'est le cas pour les supraconducteurs organiques comme les composés $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [22] et $(\text{BEDT-TTF})_4(\text{BeO}_4)_2$ [61] et pour les Fermions Lourds où la supraconductivité coexiste avec un ordre magnétique [21].

Un point crucial pour comprendre cette supraconductivité est de comprendre l'état normal de ces composés. Dans le cas des supraconducteurs conventionnels, la supraconductivité provient d'une instabilité du liquide de Fermi. Comme nous avons vu dans le diagramme de phase des cuprates, l'état normal n'est pas de type liquide de Fermi ce qui nous amène à nous intéresser à la phase pseudogap.

2.2.5 Le pseudogap

Le pseudogap est la phase la plus étudiée et la moins bien comprise de tout le diagramme de phase des cuprates. Il est primordial de comprendre cette phase pour pouvoir comprendre la supraconductivité dans ces matériaux. En effet nous avons vu que la supraconductivité est une instabilité de la phase normale, c'est pourquoi il est nécessaire de l'étudier sous toutes ses coutures.

Historiquement, ce sont les mesures de RMN (Résonance Magnétique Nucléaire), dans YBCO au dopage optimum et sous-dopé, qui ont mis en évidence la phase pseudogap, seulement trois ans après la découverte de ces matériaux. Ces mesures ont suggéré l'ouverture d'un gap de spin dans le spectre des excitations magnétiques des cuprates du côté sous-dopé [62, 63]. Une quantité mesurée par RMN est le Knight shift qui est proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité à $Q = 0$. Alloul et al. ont mesuré la dépendance du Knight shift en fonction du dopage dans YBCO comme le montre la figure 2.14. Sur cette figure, on remarque une diminution du Knight shift en fonction de la température, en désaccord avec la théorie des liquides de Fermi (susceptibilité de type Pauli) qui ne prévoit pas de variation de ce paramètre en fonction de la température. Une autre quantité mesurée par RMN est le taux de relaxation spin-réseau $1/T_1$ qui est proportionnel à la partie imaginaire de la susceptibilité de spin et à la température. Sur la figure 2.14 est tracé $(1/T_1 T)$. On remarque que cette valeur diminue en fonction de la température dans les deux dopages étudiés. Une telle diminution apparaît à T_c dans les supraconducteurs conventionnels et est causée par la formation de paires de Cooper, état singulet de spin. La figure 2.14 présente le même comportement pour YBCO. Néanmoins dans le cas de YBCO, la diminution du taux de relaxation spin-réseau apparaît à une température supérieur à T_c . Cette température est noté T^* et correspond à la température d'apparition du pseudogap. Les mesures de RMN ont d'abord été interprétées comme la formation de singulet de spin à T^* . Néanmoins, ces mesures peuvent également être interprétées comme une diminution de la densité d'état à T^* .

D'autres mesures ont mis en évidence l'apparition du pseudogap comme les mesures de résistivité électrique dc dans le plan. C'est Ito et al. qui ont les premiers associé la déviation à la linéarité des mesures de résistivité dans le plan à l'apparition du pseudogap vu en RMN [65]. Les figures 2.15 a) et b) présentent des mesures de résistivité dans le plan. Ces mesures ont été réalisées pour YBCO à différents dopages de $y = 6.3$ à 7 par intervalle de 0.05 . Un diagramme de phase pour YBCO a pu être déterminé à partir de ces mesures (figure 2.15 c)) en traçant la dérivé seconde de la résistivité en fonction de la température à différents dopages (qui donne accès à la courbure de la résistivité). La ligne diagonale blanche correspond à la température de pseudogap T^* . Des

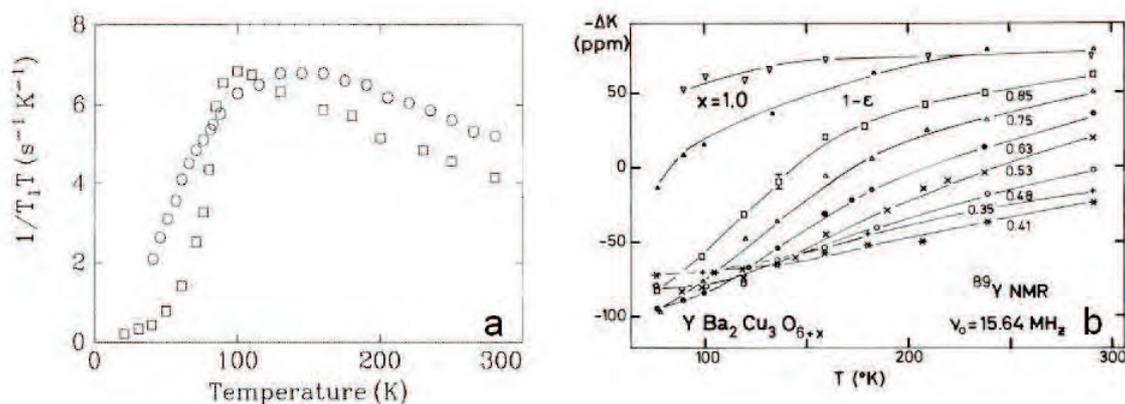


FIGURE 2.14 – a) $1/T_1T$ mesuré sur le site de l’atome de ^{63}Cu du plan CuO_2 , dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ (carré) et dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.64}$ (cercle) (d’après [62, 64]. b) Knight shift mesuré sur le site de l’atome ^{89}Y dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ [63]

mesures similaires ont été réalisées dans $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ et dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-y}\text{La}_y\text{CuO}_{6+\delta}$ donnant un résultat similaire à YBCO et prouvant ainsi l’universalité entre les différentes familles.

Les mesures de conductivité optique ont également permis de mettre en évidence l’apparition du pseudogap. Comme le montre la figure 2.16, les mesures de conductivité optique ont un comportement, en fonction de la fréquence très différent selon que le champ électrique soit appliqué dans le plan (σ_{ab}) ou perpendiculairement au plan (σ_c). Dans le premier cas, σ_{ab} montre un pic de Drude à $\omega = 0$ typique d’un comportement métallique. De plus, aucun signe de la phase pseudogap n’est visible dans le poids spectral. Par contre, en ce qui concerne σ_c , on remarque l’absence de pic de Drude à $\omega = 0$. De plus, un gap en fréquence apparaît pour des températures inférieures à T^* . On remarque également que la fréquence à laquelle apparaît ce gap est constante en température.

Les mesures d’ARPES ont été importantes dans l’observation de la phase pseudogap. Ces mesures ont mis en évidence la présence d’un gap en énergie proche des régions antinodales ($k = (0, \pi)$). La figure 2.17 montre un pic de quasi-particules bien défini en dessous de T_c . On remarque également que le gap supraconducteur diminue lorsqu’on se déplace de la région antinodale à la région nodale ce qui est caractéristique d’un gap de symétrie d. Au dessus de T_c , le pic de quasi-particule disparaît alors que le gap persiste jusqu’à une valeur de température égale à T^* . La valeur de T^* correspond ici à la température à laquelle le spectre de l’échantillon se confond avec le spectre de référence du Pt. Le pseudogap vu par l’ARPES est anisotrope. Il est large dans la même région de la zone de Brillouin où le gap supraconducteur est large. Par contre, contrairement au gap supraconducteur qui disparaît aux quatre points nodaux de la zone de Brillouin, le pseudogap disparaît le long de segment appelé arc de Fermi. Comme on le voit sur la figure 2.17, le pseudogap apparaît à différentes température en fonction de a , b et c conduisant à une diminution des arcs de Fermi avec la température.

Une sonde complémentaire aux mesures d’ARPES est la mesure de microscopie à effet tunnel (STM). Les mesures de STM permettent de sonder la densité d’états électroniques proche du niveau de Fermi. La figure 2.18 présente le spectre de conductivité tunnel (dI/dV) obtenu par

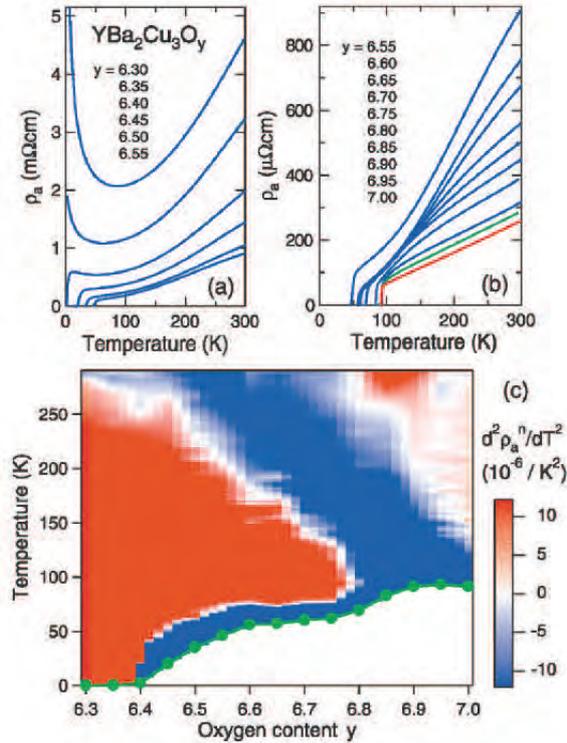


FIGURE 2.15 – a), b) Mesures de la résistivité dans le plan (ρ_{ab}) en fonction de la température d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ pour $y = 6.30 - 7.00$ avec un intervalle de 0.05 . Les lignes bleues correspondent aux échantillons sous-dopés, la ligne verte au dopage optimal et la ligne rouge à un échantillon sur-dopé. c) Diagramme de phase électronique représentée par 'RCM' (resistivity curvature mapping) pour YBCO, où les cercles verts solides représentent la T_c pour les compositions mesurées. (d'après [66])

STM dans des cristaux de Bi-2212 sous-dopés ($T_c = 83$ K). On observe qu'en dessous de T_c , 2 pics sont présents dans le spectre de conductivité tunnel et sont situés de part et d'autre du niveau de Fermi. L'écart entre ces pics correspond au gap supraconducteur. Ce comportement est similaire à celui d'un supraconducteur conventionnel. Comme dans le cas de l'ARPES, au dessus de T_c , les pics disparaissent mais le gap subsiste à plus haute température.

La phase pseudogap est définie de la manière suivante. Elle se développe dans la phase normale du côté sous-dopé en dessous d'une température T^* (il apparaît que la valeur de T^* est différente d'une sonde à l'autre. C'est pourquoi nous choisissons de prendre comme valeur de T^* la valeur déduite des mesures de résistivité électrique dc dans le plan). Cette température décroît avec le dopage et est difficile à déterminer autour du dopage optimal. Il existe alors deux scénarios possibles liant cette phase à la supraconductivité. Le premier considère la phase pseudogap comme une phase en compétition avec la supraconductivité. Ceci implique l'existence d'un point critique quantique (QCP) généralement prédit à un dopage autour de 19 %. Dans ce scénario T^* croise T_c autour du dopage optimal (figure 2.19 b)). Le second scénario considère le pseudogap comme une phase précurseur de la supraconductivité. Dans cette approche T^* ne

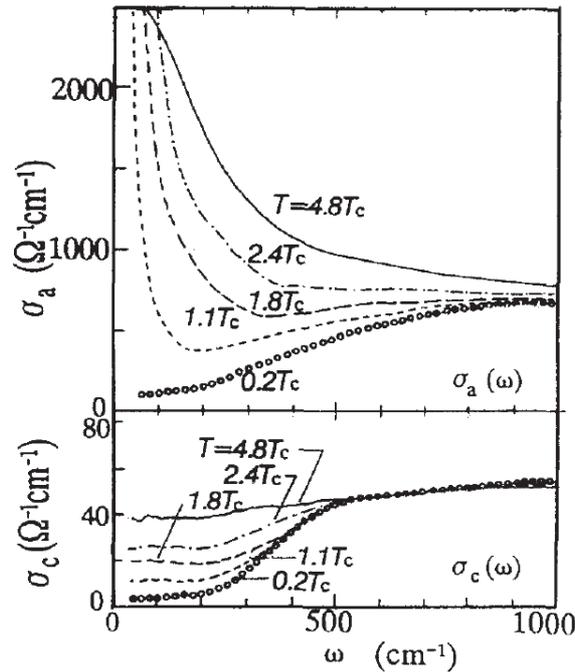


FIGURE 2.16 – Spectre de conductivité optique en fonction de la fréquence dans le plan σ_a et perpendiculairement au plan σ_c , à différentes températures. [67]

croise jamais T_c mais suit le dôme supraconducteur du côté sur-dopé (figure 2.19 a)). Les théories relatives à ces deux scénarios seront présentées dans la suite.

2.3 Théories des supraconducteurs à haute température critique

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe précédent, deux grandes familles de scénarios sont utilisées pour décrire le diagramme de phase des cuprates. Pour le moment, aucun consensus sur le scénario qui décrit la phase pseudogap n'est établi dans la communauté. Les théories associées à ces deux différents scénarios étant très nombreuses, j'ai choisi de ne décrire que celles qui sont le plus souvent rencontrées. Ce chapitre ne présente donc pas une revue exhaustive des scénarios existants [72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81].

2.3.1 Scénarios de paires préformées

Le scénario de paires préformées peut être vu comme l'appariement des spins en singulets mais sans condensation en paire de Cooper, la cohérence nécessaire à la condensation (des charges) n'apparaissant qu'en dessous de T_c . Ce scénario est également associé aux modèles de séparation spin-charge (spinons et holons qui sont respectivement des particules de spin 1/2 sans charge et des particules de charge $+e$ sans spin) [82] qui associent T^* à la formation d'un gap dans le spectre des spinons (précurseur à la condensation des spins et de la charge en dessous de T_c). Dans cette première catégorie de modèles, la ligne de pseudogap est un état symétriquement

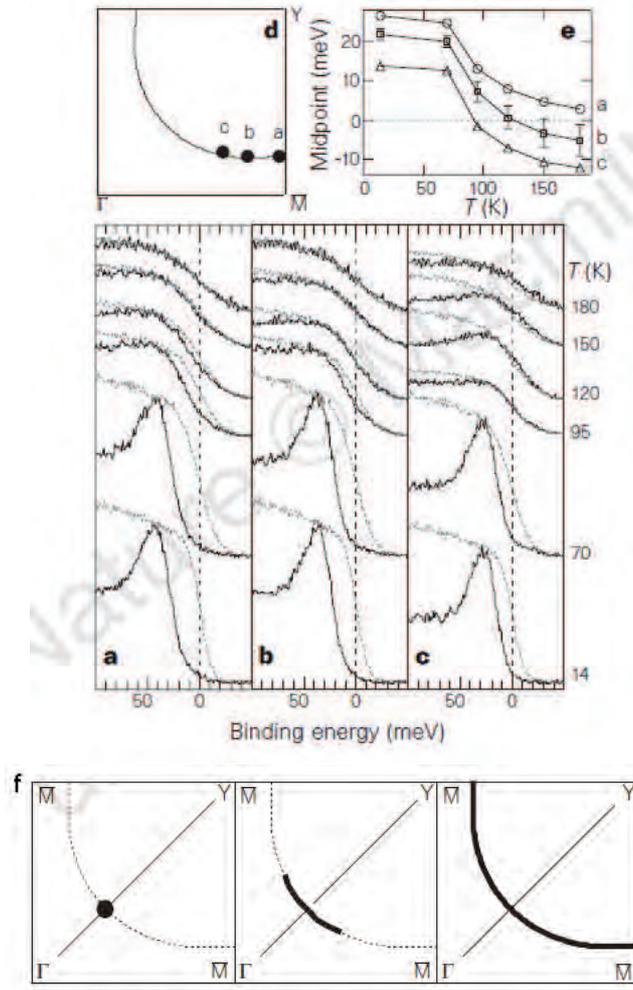


FIGURE 2.17 – a - c) Spectre pris à trois k différents de la PZB, montré sur d), pour un échantillon de Bi2212 sous-dopé ($T_c = 85$ K) à différentes températures (trait plein). e) Évolution du point à mi-hauteur de la transition en fonction de la température. f) Illustration schématique de l'évolution de la SF dans les cuprates sous-dopés. Le noeud d-wave en dessous de T_c (gauche) devient un arc (arc de Fermi) au dessus de T_c (milieu) qui s'étend avec l'augmentation de la température pour former une SF complète au dessus de T^* (droite). (d'après [68])

non-distinguable de la phase supraconductrice. Aucune brisure de symétrie supplémentaire ne rentre en compte dans ces théories. Ces modèles sont également classés dans la catégorie des isolants de Mott dopé car ils proviennent de la phase isolant de Mott décrite plus haut.

• Modèle de Hubbard à une bande : Modèle RVB (Resonating Valence Bond)

La théorie RVB (Resonating Valence Bond) a été postulée par Anderson et Fazekas [83, 84] pour décrire un état quantique de spins couplés $1/2$ à basse dimension. Cette théorie a été proposée bien avant la découverte des cuprates et s'appuie sur le modèle de Hubbard à une bande

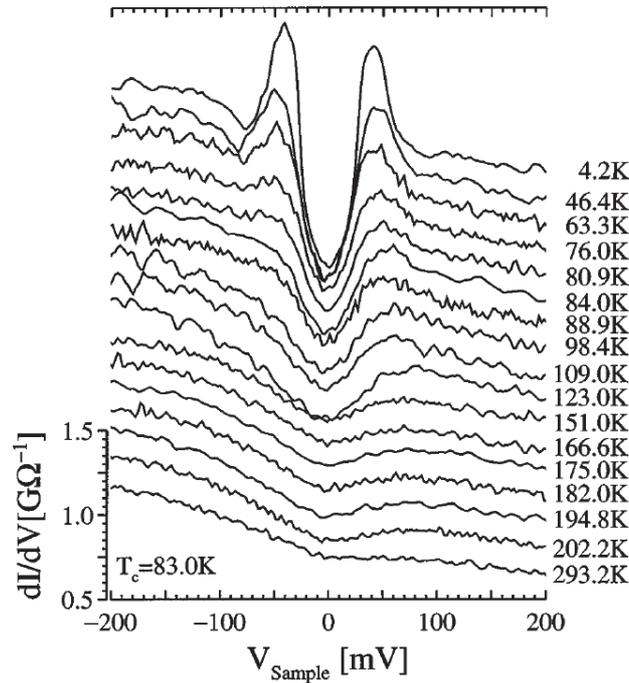


FIGURE 2.18 – Spectre de conductivité tunnel en fonction de la température dans un composé de Bi2212. L'échelle de conductance correspond au spectre à 293 K, les autres spectres sont décalés verticalement dans un souci de clarté. [69]

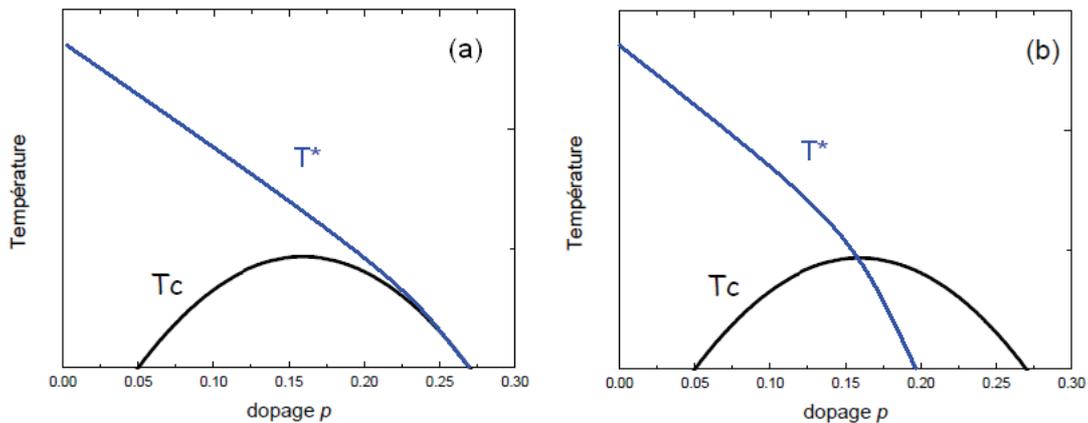


FIGURE 2.19 – a) Dans le scénario basé sur l'existence de paires préformées, T^* suit le dôme supraconducteur du côté sur-dopé. b) Dans le scénario d'ordre en compétition avec la supraconductivité, T^* croise T_c autour du dopage optimal et s'annule à un dopage critique $p_c = 0.19$ où est attendu un point critique quantique. (d'après [70, 71])

qui a été présenté précédemment. Anderson adapta cette théorie aux cuprates en suggérant qu'un état RVB peut être formé en appliquant le projecteur de Gutzwiller à un état supraconducteur de type BCS [85]. L'état RVB consiste en une somme d'états quantiques où les spins localisés sur site s'apparient entre plus proches voisins. Cet appariement est de type singulet et le concept de 'résonance' provient du fait que les appariements peuvent s'inter-changer entre plus proches voisins. Dans le cas des cuprates, bien que le composé parent soit un isolant de Mott et non pas un liquide de spin, il a été proposé qu'en introduisant des trous dans le composé, l'état AF de Néel est détruit. Les spins forment alors une superposition d'états singulets (sans ordre AF à longue distance). La conséquence sera un transport de charge par les trous et l'apparition d'un gap de spin Δ_{RVB} assimilé au pseudogap.

Lorsque des lacunes de charges sont ajoutées au matériau, un singulet est détruit et on note la formation d'un holon (bosons) et d'un spinon (Fermions). La diminution du nombre de singulet affaiblit le caractère 'résonant'. Ainsi le gap Δ_{RVB} diminue avec le dopage. Il est possible d'associer une température T_{RVB} en dessous de laquelle les singulets de spins se forment et entraînent l'ouverture du gap associé au pseudogap. Une autre température T_{BE} , en dessous de laquelle est associée l'apparition de cohérence de phase sur les excitations de charge, entre en jeu. Cette température croît avec le dopage. La formation d'un état supraconducteur de symétrie d apparaît alors quand $T < T_{RVB}$ et $T < T_{BE}$ suite à la condensation des singulets et à la cohérence des charges (figure 2.21 a)). La figure 2.21 a) représente le diagramme de phase obtenu par la théorie RVB. Trois autres phases sont présentes sur ce diagramme en plus de la phase supraconductrice :

- la phase gap de spin associée au pseudogap lorsque $T < T_{RVB}$ et $T > T_{BE}$.
- la phase identifiée au métal étrange qui correspond à $T > T_{RVB}$ et $T > T_{BE}$. Dans ce cas, on a une séparation des degrés de liberté de charges et de spins dont les excitations sont incohérentes.
- la phase identifiée au liquide de Fermi qui correspond à $T > T_{RVB}$ et $T < T_{BE}$. Dans ce cas, les excitations de charges sont cohérentes et une condensation de Bose-Einstein confère aux quasi-particules un poids spectral bien défini.

Dans la théorie RVB, le pseudogap apparaît comme un isolant de Mott dopé. La théorie YZR (Yang-Zhang-Rice [86]) est basée sur cette idée. Dans cette théorie, un ansatz de la self-énergie est proposé pour représenter les interactions électroniques. Cet ansatz a l'avantage d'annuler la fonction de Green au niveau des lignes reliant les anti-noeuds (SF antiferromagnétique). Dans ce modèle, le pseudogap est responsable de la reconstruction de la SF d'une grande poche de trou du côté sur-dopé en 4 petites poches de trous du côté sous-dopé situées aux noeuds de la SF (figure 2.20). Ce modèle a été utilisé pour décrire certaines caractéristiques des cuprates sous-dopés, comme par exemple la présence d'arc de Fermi.

• Modèle de Hubbard à trois bandes : Modèle t - J (singulet de Zhang-Rice)

Tout comme pour le modèle précédent, le point de départ du modèle t - J est le modèle de Hubbard. Dans ce cas, le modèle de Hubbard à trois bandes est utilisé. Comme nous l'avons vu précédemment, ce modèle prend en compte les orbitales 3d du cuivre et les orbitales $2p_x$ et $2p_y$ de l'oxygène. Cependant l'hamiltonien à trois bandes compte beaucoup de paramètres, une simplification a donc été envisagée pour sa résolution. Comme nous l'avons vu, les cuprates sont des isolants à transfert de charge. De ce fait, lorsqu'un trou est ajouté au système, il sera amené à se délocaliser sur les quatre atomes d'oxygène entourant le site de cuivre planaire. Le spin du

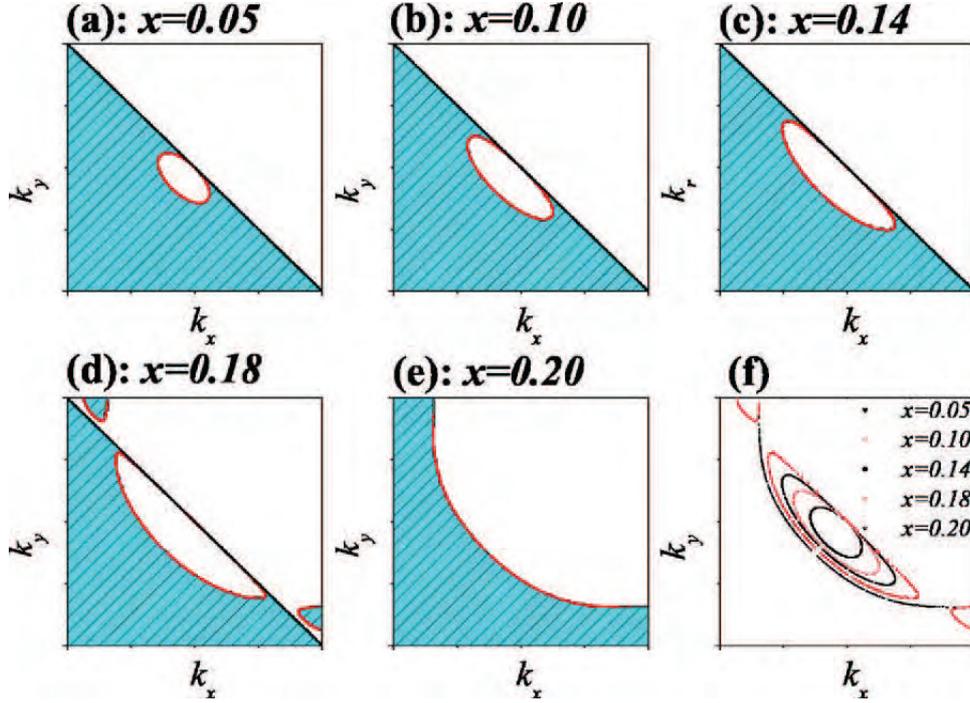


FIGURE 2.20 – Délimitation des parties où la fonction de Green change de signe pour différents dopages x en trous. La surface de la partie hachurée correspondant aux valeurs positives respecte le théorème de Luttinger qui permet à 2D de déduire la densité de porteurs à partir de l’aire de la SF. Les délimitations en rouge représentent les valeurs où la fonction de Green change de signe en divergeant (ce qui définit la surface de Fermi) et les délimitations en noir sont les lignes qui apparaissent en dessous d’un dopage critique (assimilé au pseudogap) et où la fonction de Green s’annule. La figure f) montre l’évolution de la taille des poches en fonction du dopage. [86]

cuivre et du trou délocalisé sur les oxygènes peuvent alors former un état singulet de spin (qui est de plus faible énergie que l’état triplet). Cet état est appelé singulet de Zhang-Rice [87].

Ceci permet, en ne considérant que les singulets Zhang-Rice, de réduire ce modèle à un modèle de Hubbard effectif à une bande. Un état singulet de Zhang-Rice peut alors sauter d’un site de cuivre à un autre mettant en jeu une intégrale de saut t (dans un processus à deux étapes). L’intégrale de saut est alors : $t \sim \frac{t_{pd}^2}{\Delta}$, où t_{pd} est l’intégrale de saut d’une orbitale 3d du cuivre vers une orbitale $2p_x$ ou $2p_y$ de l’oxygène et Δ la différence d’énergie entre les orbitales p et d .

En ne considérant que les singulets de Zhang-Rice centrés au site de l’atome de cuivre, les oxygènes n’apparaissent plus de manière explicites dans ce modèle. Un développement au second ordre en t/Δ mène à l’hamiltonien effectif, appelé modèle t - J :

$$H_{tJ} = P \left[- \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} t_{ij} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + J \sum_{\langle ij \rangle} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \frac{1}{4} n_i n_j) \right] \quad (2.15)$$

avec P , un opérateur de projection permettant de travailler dans le sous espace des états simplement occupés et $J = 4t^2/\Delta$ [74]. Ce modèle décrit le concept de séparation spin-charge comme

dans le cas du modèle précédent. Dans ce modèle, les spins sont localisés sur les sites des atomes de cuivres (spinons) et les charges sont délocalisées (holons).

Comme pour le modèle précédent, il est possible de définir deux lignes séparant des régions différentes (figure 2.21 b)). La première, décroissante avec le dopage, définit la condensation de type BCS de paires de spinons, associée au pseudogap. La seconde, croissante avec le dopage, définit la condensation de Bose des holons. La supraconductivité apparaît lorsque la condensation est réalisée aussi bien pour les spinons que pour les holons.

• Fluctuation de phase du paramètre d'ordre

Dans les supraconducteurs, le paramètre d'ordre est $\Delta = |\Delta|e^{i\theta}$ et est donc décrit par deux paramètres : l'amplitude et la phase. En conséquence, comme pour les deux modèles précédents, la transition supraconductrice est gouvernée par deux échelles d'énergie.

- L'amplitude $|\Delta|$, correspondant au gap BCS, mesure l'énergie avec laquelle les paires de Cooper sont liées. Il est possible d'y associer une température caractéristique T_{MF} qui va décroître avec le dopage.

- La rigidité de phase ρ_s , mesure la capacité du supraconducteur à supporter un courant superfluide (la facilité avec laquelle un gradient de phase θ peut être établie). ρ_s est proportionnel à la densité superfluide qui, dans le cas des cuprates, croît avec le dopage [88]. Il est possible d'y associer une température caractéristique T_θ , correspondant à la température en dessous de laquelle les paires sont cohérentes et qui croît avec le dopage.

Ainsi on retrouve deux lignes qui se croisent et en dessous desquelles apparaît la supraconductivité (figure 2.21 c)). Le régime pseudogap correspond donc à une phase dans laquelle les paires de Cooper existent mais dont la phase n'est pas ordonnée à longue portée. Du côté sous-dopé, la cohérence de phase n'apparaît alors qu'en dessous de $T_c = T_\theta$. Cette ligne de T_c définit dans ce régime une transition de type Kosterlitz-Thouless. Dans cette théorie, des paires vortex-antivortex apparaissent spontanément au dessus de T_c [89, 90].

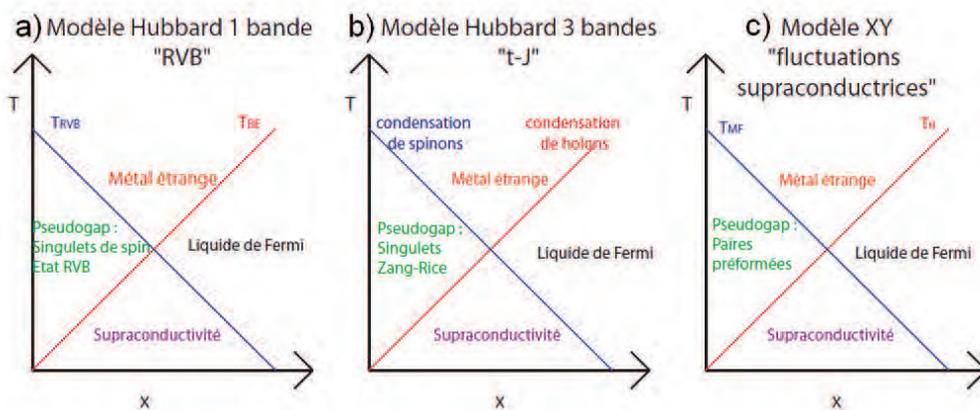


FIGURE 2.21 – Diagrammes de phases schématisés des différents modèles de scénarios de paires préformées. a) Modèle RVB. b) Modèle t-J. c) Modèle de fluctuation du paramètre d'ordre. [15].

2.3.2 Scénarios d'ordres en compétition

Dans le cas des scénarios d'ordres en compétition avec la supraconductivité, le pseudogap n'est plus vu comme précurseur mais comme une phase ordonnée en compétition avec la supraconductivité. Dans ce cas, T^* croise le dôme supraconducteur autour du dopage optimal et T^* tombe à zéro à un dopage critique x_c . Ce dopage définit un point critique quantique (QCP). La criticalité quantique correspond au régime critique émergeant lors d'une transition de phase continue entre deux états quantiques distincts symétriquement parlant (à $T = 0$ K). C'est à dire une brisure de symétrie. En dessous de ce dopage ($x < x_c$ à $T = 0$ K), le système va favoriser un état ordonné (pseudogap) qui est caractérisé par un paramètre d'ordre. Alors qu'au dessus de ce dopage ($x > x_c$ à $T = 0$ K) le système sera désordonné (liquide de Fermi). Autour du QCP (x_c) un état supraconducteur peut apparaître. Un régime de fluctuation est observé à plus haute température (métal étrange).

Ces scénarios d'ordres (CDW, SDW, stripe, ...) en compétition avec la supraconductivité se retrouvent dans d'autres familles de composés comme les fermions lourds ou les organiques. Dans le cas des cuprates, différents ordres peuvent être attendus pour être en compétition avec la supraconductivité. Suivant les familles de cuprates et les dopages étudiés, différents types d'ordres ont été observés expérimentalement. Par exemple, les ordres de spin [91], les ordres de stripes [92] et plus récemment dans YBCO des ordres de charge [93, 94, 95, 96, 97, 98]. De plus, des mesures de neutrons polarisés [99] ont montré la présence d'une brisure de symétrie par renversement du temps qui se produit à une température proche de T^* . Ces résultats ont été interprétés par la présence de boucles de courants dans la phase pseudogap [100].

Dans la suite de ce paragraphe je vais présenter les caractéristiques principales de ces différents ordres ainsi que les composés dans lesquels ils ont été observés.

• Ordres magnétiques orbitaux

Plusieurs modèles théoriques impliquant des boucles de courant ont été proposés. Ce type de modèle rentre dans la catégorie des modèles d'ordres en compétitions avec la supraconductivité. Dans ces modèles, la ligne de transition T_{mag} (associée au pseudogap) tombe à 0 pour une valeur de dopage autour de 19 %. Il y a donc la présence d'un point critique quantique responsable de l'apparition de la supraconductivité.

Parmi les différentes théories impliquant des boucles de courant, il y a l'onde de densité de symétrie d (DDW *d density wave en anglais*) proposée par Chakravarty et al. [101] qui consiste en des courants circulant dans les plaquettes CuO_2 le long des liaisons cuivre-oxygène. Entre chacune des plaquettes le sens du courant est alterné assurant ainsi un moment magnétique nul (figure 2.22 a)). L'origine de cette distribution de courant est une onde de densité de charge de symétrie d . La symétrie par translation du réseau est brisée puisque la maille élémentaire magnétique est le double de la maille élémentaire cristalline. La symétrie par renversement du temps est également brisée. On peut noter qu'aucune mesure n'a pu mettre en évidence un signal compatible avec cette phase.

Une autre théorie impliquant des boucles de courant est la phase de courants proposée par Varma et al. [102]. Cette théorie consiste en des courants circulant dans les triangles formés par le cuivre et deux de ses oxygènes voisins. Il peut y avoir 4 boucles ou 2 boucles par plaquette CuO_2 . Les courants circulent en opposition de phase assurant un moment orbital nul (figure

2.22 b) c)). On peut alors parler d'ordre AF à $Q = 0$. L'invariance par translation du réseau est conservée car les boucles de courants circulent à l'intérieur de la maille élémentaire. C'est ce modèle qui a été utilisé pour expliquer les mesures de neutrons polarisés [99].

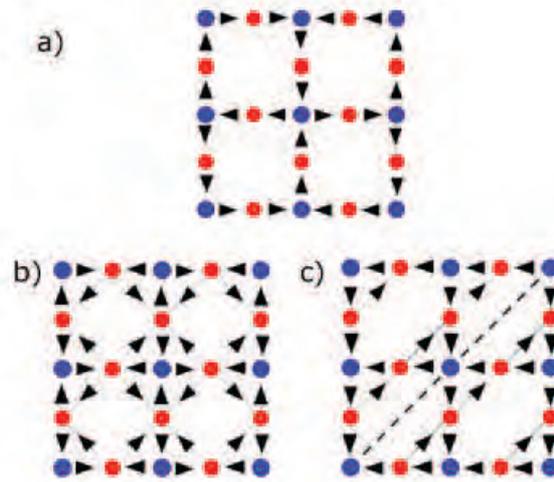


FIGURE 2.22 – a) Schéma de la distribution de courant pour la phase onde de densité de symétrie d. b) c) Schémas de la distribution de courants pour les différentes phases de courants circulants. (image de [103] d'après [101, 102]).

• Ordres de charges, stripes

Dans les cuprates à base de lanthane, l'existence d'un point critique quantique a été établie [104]. Au dopage critique ($p^* \sim 0.24$), $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LNSCO) affiche une résistivité linéaire jusqu'à $T \rightarrow 0$. Ce comportement est typique d'un régime de criticalité quantique autour du dopage critique. De plus, le comportement de R_H est différent dans les deux cas $x < x_c$ et $x > x_c$ signalant un changement de topologie de la surface de Fermi. Ce changement est associé à l'apparition d'un ordre de stripe [105, 79]. Cet ordre de stripe est une combinaison entre un ordre de charge (CDW) et de spin (SDW). Le point critique quantique est associé à la disparition de l'ordre de stripe. La phase pseudogap, dans un scénario à la Kivelson [79] correspond à une phase nématique. Cette phase nématique conserve la symétrie de translation mais brise la symétrie de rotation.

Un autre ordre a récemment été mis en évidence dans YBCO. Il s'agit d'un ordre de charge bi-axial. Ce sont des mesures de RMN [93] qui ont mis en évidence pour la première fois cet ordre de charge. Ces mesures suggèrent que l'ordre de charge est stabilisé par le champ magnétique (en accord avec un scénario d'ordre en compétition). Ces mesures ont été suivies par des mesures de rayons-X [94, 96, 106] qui ont mis en évidence des fluctuations d'ordre de charge au dessus de T_c sans champ magnétique. De plus, les mesures de résistivité dans le plan présentent un caractère linéaire au dessus du dopage optimum caractéristique de la présence d'un point critique quantique. Des mesures d'ultrason [97] ont montré que l'ordre de charge observé en RMN est un ordre de charge bi-axial. La présence de cet ordre de charge dans YBCO peut conduire à

des scénarios de reconstruction de la surface de Fermi afin d'expliquer la différence entre le côté sur-dopé et le côté sous-dopé. Nous utiliserons un scénario de reconstruction basé sur un ordre de charge bi-axial dans les chapitres 4 et 6 de cette thèse.

2.3.3 De récentes mesures dans l'état normal à basse température

En 2007, des mesures dans YBCO à un dopage de 10% ont mis en évidence la présence d'oscillations quantiques à basse température (figure 2.23 [107]). Ce résultat a créé un grand bouleversement dans la communauté. En effet, ce résultat montre la présence d'une surface de Fermi fermée, en contradiction avec les mesures d'ARPES qui ont mis en évidence la présence d'arcs de Fermi. De plus, la fréquence des oscillations est faible ($F = 530$ T) indiquant que la surface de Fermi est de petite taille (environ 2 % de la PZB), en contradiction avec les calculs de structure de bandes. Ces oscillations ont également été observées par des mesures d'effet de Haas-van-Alphen [108]. Des oscillations quantiques de plus grande fréquence ($F = 18000$ T) ont plus tard été observées du côté sur-dopé dans Tl2201. Cette observation est en accord avec ce qui était attendu (grande SF de type trou) comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 2.2.2.

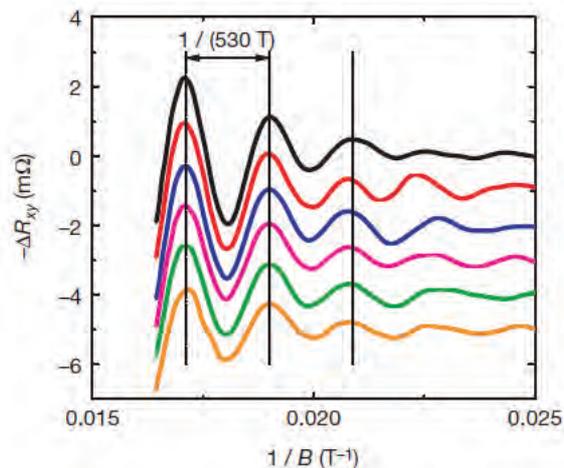


FIGURE 2.23 – Partie oscillatoire de la résistance de Hall, obtenue après la soustraction d'une partie monotone, tracée en fonction de l'inverse du champ magnétique ($1/B$) [107].

La figure 2.24 a) présente les calculs de structure de bandes du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ ortho-II. La SF déduite de ces calculs avec un niveau de Fermi (décalé de 20 meV) est présentée sur la figure 2.24 b) [109]. Sur cette figure, lorsqu'on se déplace de X vers S, la première bande que l'on croise provient des chaînes CuO et possède un caractère quasi-1D (une seule bande est présente car ortho-II possède une seule chaîne pleine par cellule unitaire). Les deux autres bandes proviennent des plans CuO_2 et du bilayer (2 plans CuO_2 par maille élémentaire conduisant à une bande liante et une antiliante). Ces deux bandes sont ensuite repliées sous l'effet de la périodicité $2a$ liée à l'arrangement des chaînes dans le cas ortho-II. Enfin, une poche de trou se situe à Y ($0, \pi$) et provient de l'hybridation des plans BaO avec les chaînes CuO. La taille de cette poche de trou pourrait correspondre à la fréquence observée dans YBCO grâce au décalage du niveau de Fermi de $\Delta E_F = + 20$ meV.

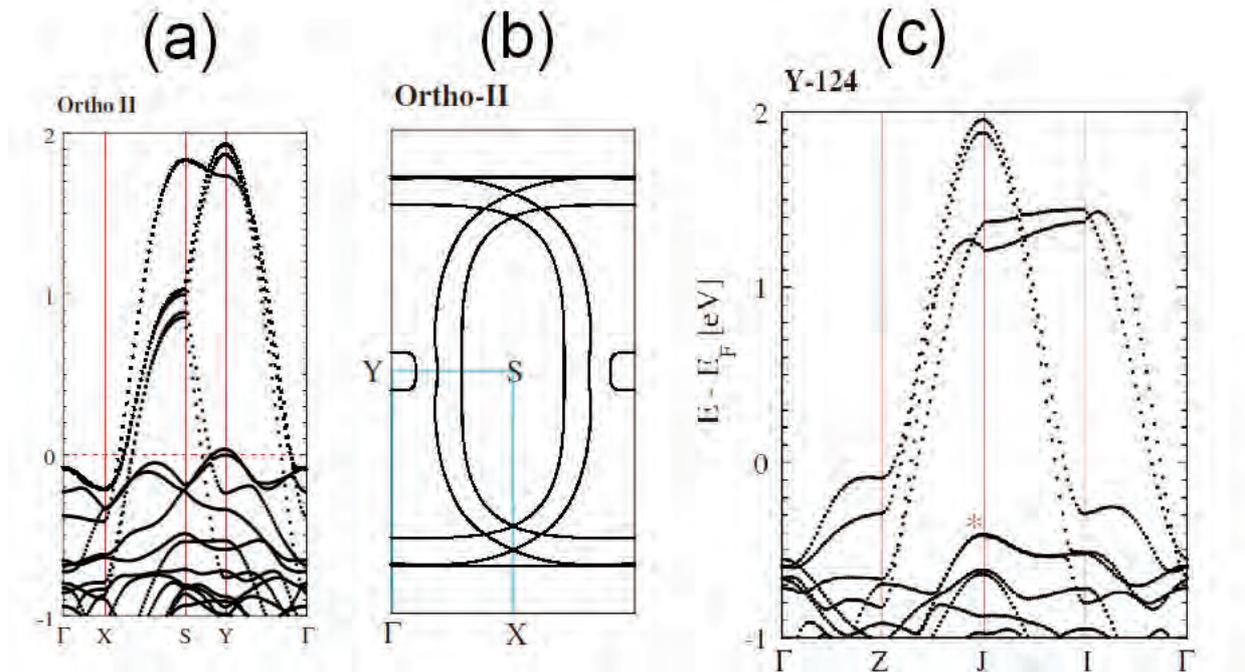


FIGURE 2.24 – a) Structure de bande de YBCO ortho-II. b) Surface de Fermi correspondant aux calculs de structure de bande à $\Delta E_F = + 20$ meV. c) Structure de bande de Y124. La bande correspondant à l'hybridation BaO/CuO est marquée par un astérisque et se situe à environ 400 meV en dessous de E_F . (d'après [109])

Ce scénario a été invoqué pour expliquer des mesures à fort champ magnétique de chaleur spécifique dans YBCO [110] présentées sur la figure 2.25. La partie électronique de la chaleur spécifique (γ) présente une dépendance en \sqrt{H} avec une valeur à champ nul $\gamma(0T) \approx 1.85 \pm 0.06$ mJmol⁻¹K⁻² et sans signe de saturation jusqu'à plus fort champ ($\gamma(45T) \approx 5.3$ mJmol⁻¹K⁻²). Pour expliquer leurs données, les auteurs de [110] ont suggéré la présence de deux systèmes physiques faiblement couplés : le terme en \sqrt{H} provient d'un système supraconducteur possédant un gap d-wave présent pour des champs magnétiques allant jusqu'à 45T. Les oscillations quantiques proviennent d'un système ne possédant pas de gap, la valeur de γ à champ nul étant compatible avec la masse cyclotron des oscillations quantiques. Dans ce cas, la SF associée à ces oscillations quantiques pourrait provenir de la petite poche de trou prédite par les calculs de structure de bandes présentés dans le paragraphe précédent. Cependant, il est difficile de comprendre dans ce modèle pourquoi nous mesurons, pour les mêmes champs, une résistivité finie et non associée à du flux-flow (un modèle à deux fluides, dont l'un est supraconducteur, devrait présenter une résistance électrique nulle).

De plus, certains faits font penser que cette poche ne peut pas être liée à la fréquence des oscillations quantiques observées dans YBCO :

- Des oscillations quantiques de fréquence similaire ont été observées dans Y124. Les calculs de structure de bandes pour ce composé sont présentés sur la figure 2.24 c). Dans ce cas, la poche de trou provenant de l'hybridation entre les plans BaO et les chaînes CuO se situe à 400 meV en

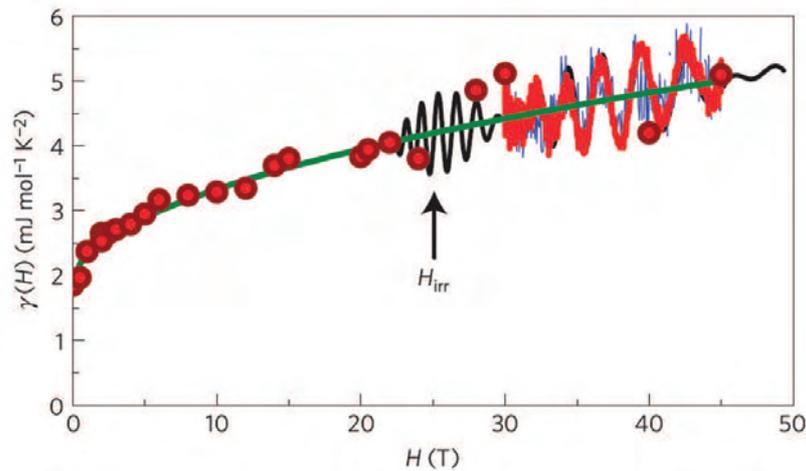


FIGURE 2.25 – Évolution de la chaleur spécifique électronique à basse température en fonction du champ magnétique. [110].

dessous de E_F (marquée par un astérisque sur la figure 2.24 c)).

- De plus, les mesures d'effet Hall (figure 2.26) [111] et d'effet Seebeck [112, 113] dans le même composé YBCO montrent un changement de signe en dessous d'une certaine température en passant de positif à négatif indiquant un changement de type de porteur majoritaire (type trou à haute température à type électron à basse température). Les oscillations quantiques observées dans YBCO ont dès lors été attribuées à des porteurs de type électrons et non pas trous comme attendu par les calculs de structure de bandes. Les oscillations dans l'effet Hall (ρ_{xy}) sont en opposition de phase avec les oscillations observées dans la résistance dans le plan (ρ_{xx}), ce qui renforce l'idée que les oscillations proviennent de porteurs de type électrons.

La manière la plus naturelle permettant d'expliquer le passage d'une large SF de type trou vers de petites poches d'électrons est d'invoquer qu'une reconstruction de la SF a lieu pour un dopage situé entre 14 et 27 %. Cette reconstruction a été interprétée comme une conséquence de la présence d'un ordre en compétition avec la supraconductivité.

Pendant plusieurs années, l'ordre responsable de la reconstruction dans YBCO a été cherché. Ce n'est que très récemment que des mesures de RMN ont mis en évidence un ordre de charge stabilisé sous champ magnétique. La figure 2.27 a) présente le diagramme de phase de YBCO où sont tracés les points correspondant à l'ordre de charge observé par les mesures de RMN. Sur cette même figure sont tracées les températures de changement de signe de l'effet Hall à différents dopages. On remarque que l'apparition de l'ordre de charge et le changement de signe de l'effet Hall apparaissent à des températures voisines. La présence de cet ordre de charge est en accord avec un scénario d'ordre en compétition [93]. Ces mesures ont été corroborées par des mesures de rayons-X qui ont mis en évidence des fluctuations d'ordre de charge à plus haute température en l'absence de champ magnétique [94, 96].

La figure 2.27 c) présente les mesures de rayons-X où l'on observe les fluctuations d'ordre de charge apparaissant à une température d'environ 150 K. Ces fluctuations apparaissent à une température bien plus haute que l'ordre de charge mis en évidence par les mesures de RMN (T

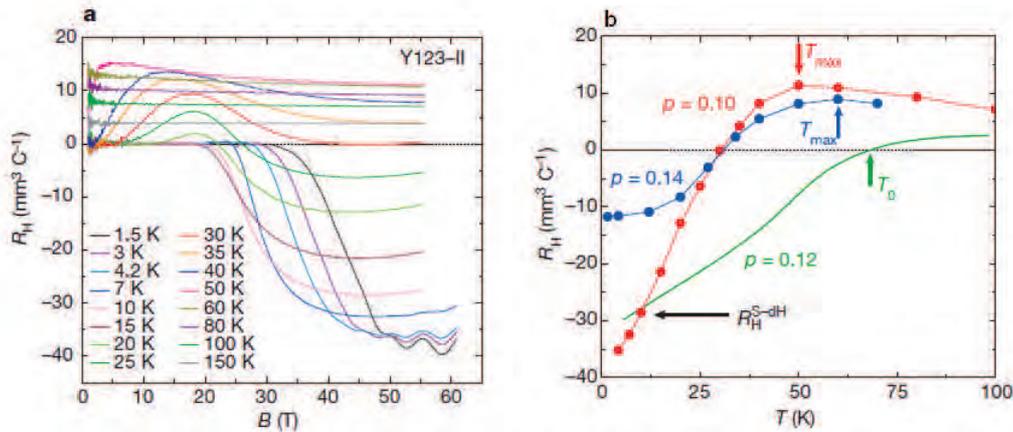


FIGURE 2.26 – a) Coefficient de Hall (R_H) en fonction du champ magnétique à différentes températures pour YBCO $p = 0.10$. b) Coefficient de Hall (R_H) en fonction de la température pour YBCO $p = 0.10$, YBCO $p = 0.12$ et Y124 (données multipliées par 10), à $B = 55$, 45 et 55 T respectivement. T_{max} est la température à laquelle R_H est maximum et T_0 la température à laquelle R_H change de signe. La flèche noire indique la valeur du coefficient de Hall attendue pour une seule poche d'électron de la taille imposée par la fréquence des oscillations SdH. $R_H^{SdH} = -V_{cell}/en_{SdH}$ où $n_{SdH} = F/\Phi_0 = 0.038$ électrons par cellule unité. (d'après [111])

$\simeq 50$ K). Néanmoins, en dessous de T_c on remarque que ces fluctuations d'ordre de charge sont stabilisées par l'application d'un champ magnétique comme dans le cas de la RMN.

Des mesures de vitesse ultrasonore ont permis d'établir que l'ordre de charge vu en RMN est un ordre de charge bi-axial [97]. La figure 2.27 b) présente le diagramme de phase thermodynamique obtenu grâce à ces mesures d'ultrason. Comme pour les mesures de RMN, l'ordre de charge n'apparaît qu'en présence d'un champ magnétique. Toutes ces mesures vont dans le sens d'un scénario d'ordre en compétition avec la supraconductivité.

Afin d'obtenir le maximum d'information sur la SF, une étude plus poussée a été réalisée (cette étude a été possible grâce à l'amélioration des techniques de mesures et l'amélioration de la qualité des cristaux). La figure 2.28 a) présente le spectre oscillatoire obtenu par des mesures de couple magnétique par cantilever pour $YBa_2Cu_3O_{6.54}$ [114]. Le spectre oscillatoire est constitué de plusieurs fréquences : $F_1 = 540$ T \pm 15 T, $F_2 = 450$ T \pm 15 T, $F_3 = 630$ T \pm 40 T et $F_4 = 1130$ T \pm 20 T. La fréquence F_4 est considérée comme une harmonique de F_1 .

Pour expliquer la présence des autres fréquences, il a d'abord été proposé que la SF soit composée de deux surfaces quasi-2D comme présenté sur la figure 2.28 b). Le gondolement de la SF selon l'axe- c fait intervenir deux surfaces extrémales différentes par cylindre. La présence des deux cylindres apparaît sous l'effet du bilayer. Ce type de scénario fait intervenir 4 fréquences proches. Néanmoins, si l'aire minimale du grand cylindre est la même que l'aire maximale du petit cylindre, alors il est possible d'expliquer la présence des trois fréquences F_1 , F_2 et F_3 comme il est représenté sur la figure 2.28 b).

Un autre scénario basé sur la reconstruction de la SF par un ordre de charge bi-axial a été proposé par Sebastian et al [115] pour expliquer la présence des fréquences F_1 , F_2 et F_3 dans le spectre oscillatoire. Partant de la large surface de Fermi de type trou prédite par les calculs de

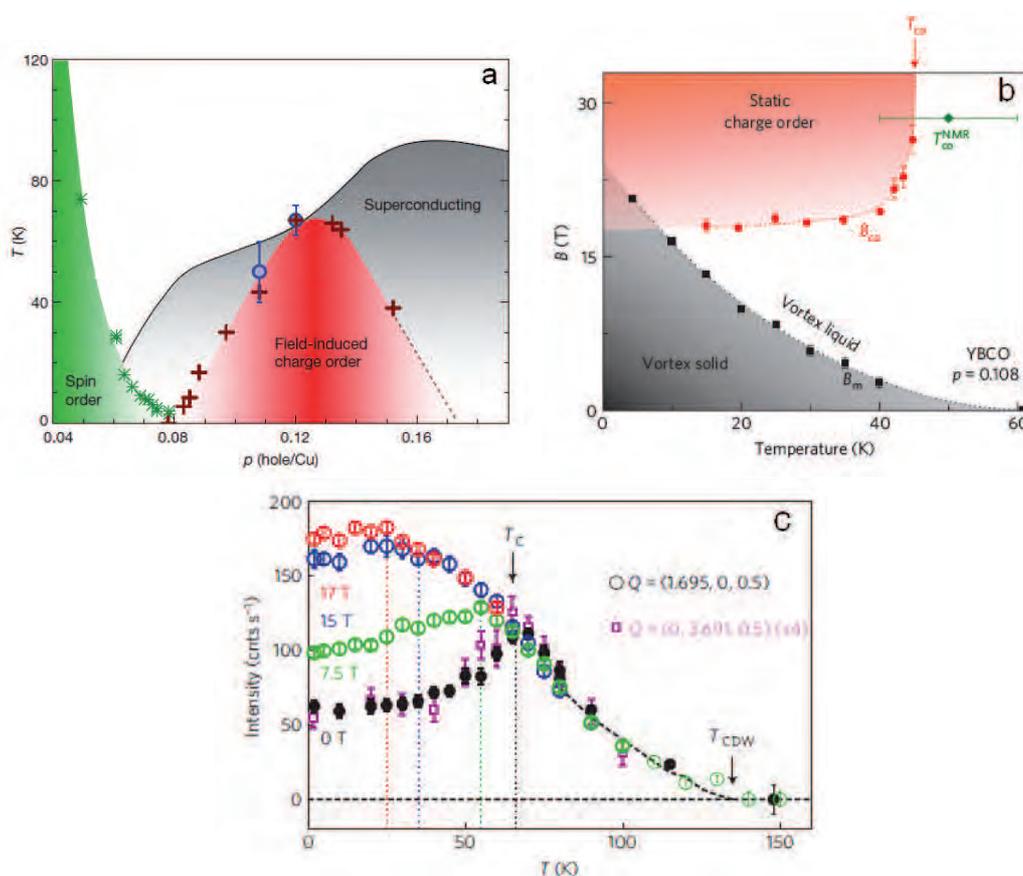


FIGURE 2.27 – a) Diagramme de phase de YBCO représentant l'ordre de charge induit par le champ magnétique (rouge) ainsi que l'ordre de spin (vert) et le dôme supraconducteur (gris). Les mesures de RMN (ronds bleus) correspondent à l'apparition de l'ordre de charge sous champ magnétique. Les croix rouges correspondent à la température de changement de signe de l'effet Hall. [93]. b) Diagramme de phase obtenu à partir des mesures d'ultrason. La phase solide de vortex est représentée en gris et l'ordre de charge en rouge. Les valeurs de température et de champ magnétique d'apparition de l'ordre de charge sont en accord avec les mesures de RMN (losange vert). [97]. c) Mesure de rayons-X montrant l'apparition de fluctuation d'ordre de charge à haute température. En dessous de T_c l'ordre de charge est stabilisé par l'application d'un champ magnétique. [94, 96].

structure de bande qui est séparée en deux sous l'effet du bilayer et en invoquant un scénario de reconstruction lié à un ordre de charge biaxial, deux poches d'électrons apparaissent au niveau des noeuds (le scénario de reconstruction sera détaillé de manière plus approfondie dans la suite). La figure 2.29 présente les deux poches d'électrons obtenues dans ce scénario de reconstruction de la SF par un ordre de charge biaxial. L'aire de ces deux poches correspond à des fréquences $F_0 \pm 2\Delta F$. En invoquant de la rupture magnétique entre ces deux poches, les auteurs de [115] ont montré qu'il était possible de faire apparaître les fréquences F_1 , F_2 et F_3 . Les figures 2.29 b,c,d) présentent les chemins de rupture magnétique conduisant aux fréquences F_2 , F_1 et F_3

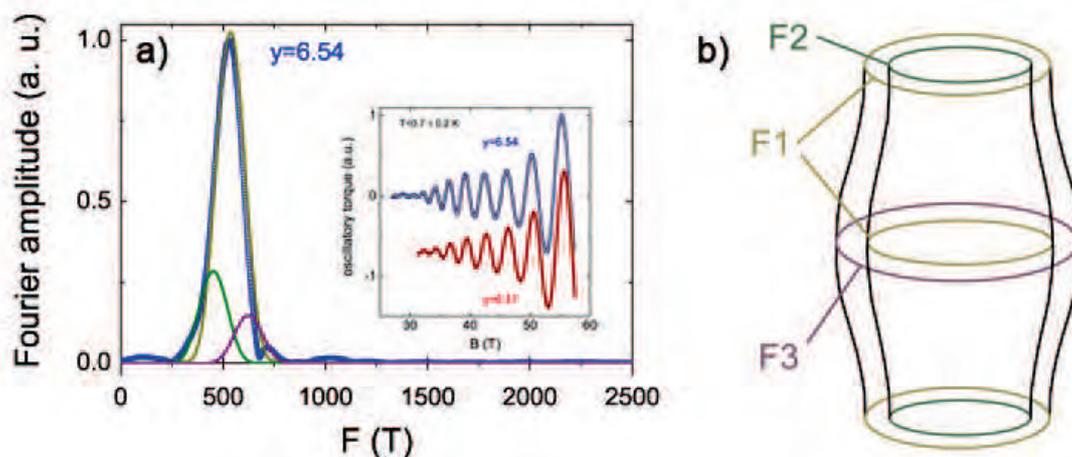


FIGURE 2.28 – a) Analyse de Fourier de la partie oscillatoire des mesures de torques (insert) pour $y = 6.54$. Les lignes pleines montrent la contribution des différentes fréquences F_1 (jaune), F_2 (vert), F_3 (violet). (d'après [114]). b) Schéma de gondolement de la surface de Fermi dédoublé sous l'effet du bilayer conduisant au trois fréquences F_1 (jaune), F_2 (vert), F_3 (violet).

respectivement.

La question du nombre de poches dans la SF est donc une question fondamentale pour comparer aux différents scénarios. Un moyen de connaître le nombre de poches est de s'intéresser à la valeur de γ déduite des mesures de chaleur spécifique à fort champ ($\gamma(45\text{T}) \approx 5.3 \text{ mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$). Partant de la valeur de la masse ($m_c = 1.34 \pm 0.06 m_e$) déduite des oscillations quantiques visibles dans les données de chaleur spécifique [110], en considérant que la SF ne soit constituée que d'une poche par bilayer ($n = 2$, $m_c = 1.34 m_e$) on obtient $\gamma = 3.8 \text{ mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$. Dans le cas de deux poches par bilayer ($n = 4$, $m_c = 1.34 m_e$), on obtient $\gamma = 7.6 \text{ mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$. Aucune de ces valeurs n'est en bon accord avec la mesure de chaleur spécifique à fort champ ($\gamma(45\text{T}) \approx 5.3 \text{ mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$) et la question de la présence d'autres poches avec des masses différentes peut donc être envisagée ?

Partant de ces résultats les questions qui se sont posées sont les suivantes :

- Comment peut-on expliquer la présence des différentes fréquences observées dans YBCO ?
- Comment évolue la reconstruction de la SF en fonction du dopage ?
- Est-ce que la reconstruction de la SF est universelle à tous les composés de la famille des cuprates ou est-ce une particularité de YBCO ?

Afin de tenter de répondre à ces questions, nous avons approfondi l'étude du spectre des oscillations quantiques dans YBCO. Nous avons également réalisé des mesures de transport sous champ magnétique intense et sous pression. Enfin, nous avons réalisé des mesures de transport en champ intense sur un matériau modèle de la famille des cuprates $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$.

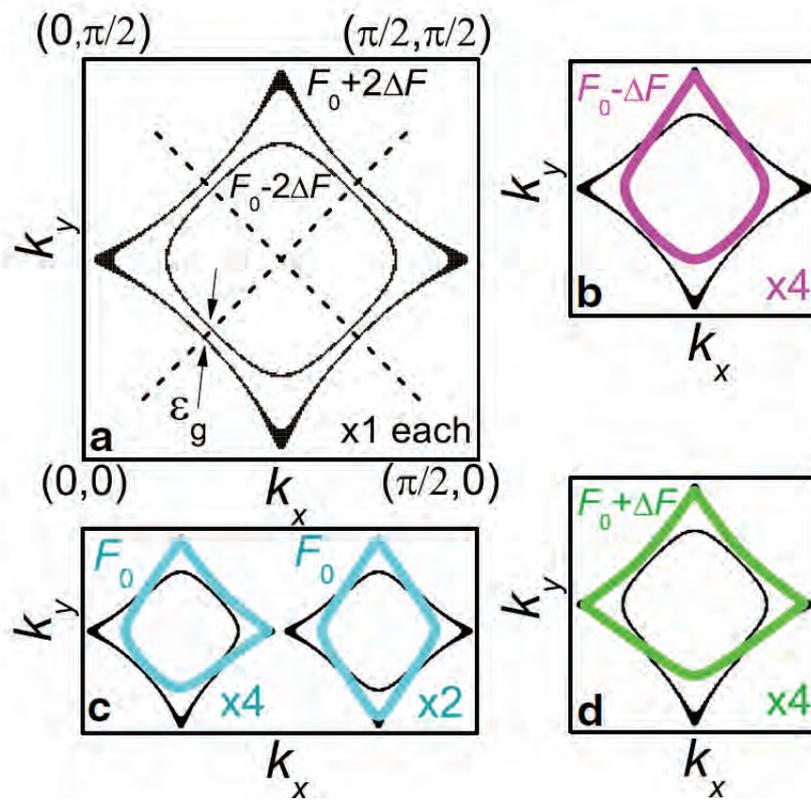


FIGURE 2.29 – a) Schéma des surfaces de Fermi obtenu après reconstruction de la SF par un ordre de charge biaxial. Dans ce cas, les fréquences $F_0 \pm 2\Delta F$ proviennent de l'effet du bilayer. b, c et d) montrent les différentes orbites due à de la rupture magnétique $F_0 - \Delta F$, F_0 et $F_0 + \Delta F$. (d'après [115]).

Techniques expérimentales

Sommaire

3.1	Champ magnétique pulsé, Cryogénie	68
3.1.1	Champ magnétique pulsé	68
3.1.2	Cryogénie	70
3.2	Mesures de Transport	71
3.2.1	Mesures du champ et de la température	71
3.2.2	Mesures de transport	71
3.2.3	La chaine d'acquisition	73
3.3	Pression	73
3.3.1	Cellules de pression	74
3.3.1.1	Les différentes cellules de pression	74
3.3.1.2	La cellule de pression au LNCMI	76
3.3.2	Développements techniques de la cellule	77
3.3.2.1	Passage de fils et augmentation du rapport signal sur bruit	78
3.3.2.2	Calibration manganin	79
3.3.2.3	Mesures optiques	80
3.3.2.4	Optimisation de la pression	82
3.4	Conclusion	85

Ce chapitre présente les techniques utilisées au cours de cette thèse pour réaliser les mesures de magnéto-transport, dans des cuprates, sous pression.

Le laboratoire développe la méthode des champs pulsés. Actuellement, cette méthode permet d'obtenir des champs magnétiques allant jusqu'à 80 T. Les basses températures sont obtenues grâce à un cryostat à Hélium liquide. Dans une première partie, je présenterai la technique des champs pulsés utilisée au laboratoire, puis la cryogénie qui permet de réaliser des mesures à basse température.

Enfin, l'objectif de cette thèse était de développer les mesures de transport sous pression. Pour l'étude des cuprates, la pression est une technique puissante qui permet de faire varier certaines propriétés de l'échantillon comme son dopage ou l'ordre des oxygènes. De cette manière, il est possible de se déplacer dans le diagramme de phase en gardant le même échantillon.

Le laboratoire dispose d'une cellule de pression, permettant d'effectuer des mesures sous champs pulsé (60 T) et basse température (1.5 K) jusqu'à 12 kbar. Après une présentation de cette cellule, je détaillerai les modifications que j'y ai apportées.

3.1 Champ magnétique pulsé, Cryogénie

3.1.1 Champ magnétique pulsé

La production de champ magnétique intense au LNCMI-Toulouse est réalisée par la technique des champs pulsés. Cette méthode a été inventée par P.L. Kapitza en 1924, qui a obtenu un champ magnétique de 50 T dans une bobine de 1 mm de diamètre. Ce record ne fut dépassé que 30 ans plus tard.

Le champ magnétique est obtenu par la décharge, dans une bobine résistive, d'un banc de condensateurs (10 cellules de 60 condensateurs, d'énergie maximale $E = 14$ MJ. photo 3.1) préalablement chargé sous une tension maximale de 24 kV. Le laboratoire dispose de plusieurs bobines qui permettent d'atteindre des champs magnétiques de 80 T (photo 3.2). Les profils de champ sont représentés sur la figure 3.2. Comme on le voit sur cette figure, il existe deux diamètres de bobine différents (les bobines "petit" trou et les bobines "gros" trou) qui correspondent, respectivement, une fois le cryostat hélium inséré, à un diamètre utile de 7 mm et 20 mm pour réaliser les mesures.

• Principe

Les champs magnétiques au LNCMI-Toulouse sont obtenus en utilisant la technique suivante (figure 3.1) : A l'instant $t = 0$, le banc de condensateurs (de capacité C) chargé sous une tension V est connecté aux bornes de la bobine (d'inductance L et de résistance r) par une batterie de thyristors. Le courant croît alors dans le circuit jusqu'à atteindre une valeur I_{max} (quart de sinusoïde) au bout de $T/4$ où $T = 2\pi\sqrt{LC}$ est la période propre du circuit (dans l'hypothèse où la résistance r de la bobine est négligeable). Lorsque le courant atteint cette valeur maximum, la tension aux bornes des condensateurs s'inverse et les diodes de puissance ('Crowbar'), montées en parallèle avec la batterie de condensateurs, se mettent alors à conduire et court-circuitent les condensateurs. Le courant décroît alors de manière exponentielle avec une constante de temps $\tau = \frac{L}{r}$.

• Contraintes liées au champ

La méthode des champs magnétiques pulsés est une technique puissante qui permet d'atteindre des champs magnétiques importants mais qui est accompagnée de contraintes. Tout d'abord, tout champ magnétique variable crée une tension induite dans toute boucle perpendiculaire au champ selon la loi de Faraday :

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (3.1)$$

où e est la tension induite et Φ est le flux du champ magnétique qui dépend du champ magnétique et de l'aire de la boucle. Dans le but de limiter cet effet, tous les fils de mesure sont torsadés deux à deux et collés sur la canne de mesure parallèlement au champ. De plus, lorsque nous contactons l'échantillon, il faudra éviter d'ouvrir de trop grandes boucles perpendiculaires au champ magnétique afin de limiter les tensions induites et ainsi diminuer le bruit de mesure.

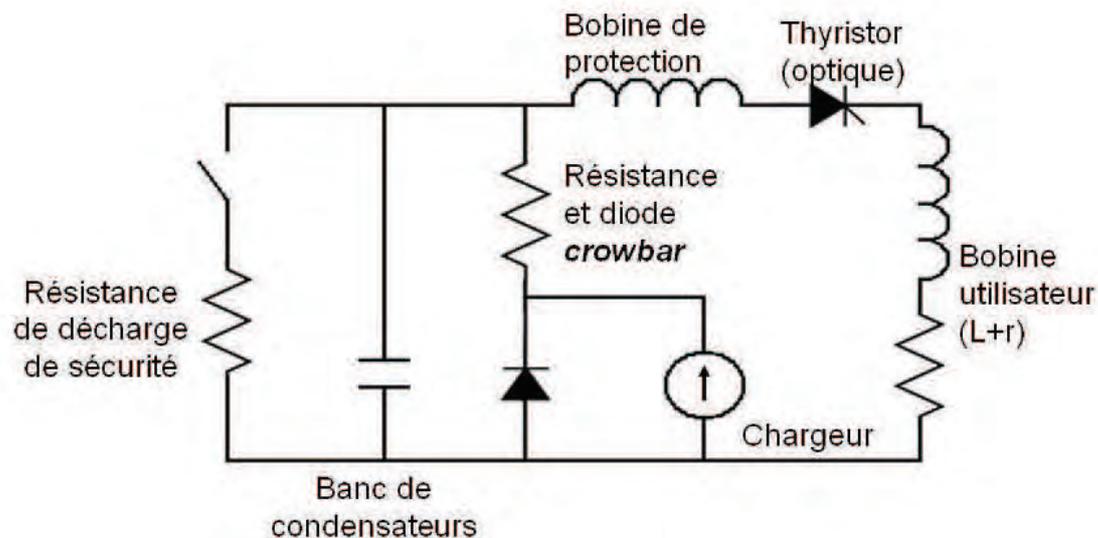


FIGURE 3.1 – **Photo** : La salle du générateur. **Schéma** : Schéma de principe de fonctionnement du générateur

Un autre problème est dû aux courants de Foucault qui provoquent un échauffement, par effet Joule, dans les matériaux conducteurs. On ne peut donc pas utiliser de métal proche de l'échantillon au risque de chauffer celui-ci au cours de la mesure, ce qui pose des problèmes pour la réalisation de cellule de pression (voir 3.3). Les autres problèmes liés aux mesures sous champs pulsés sont :

- Le temps disponible pour réaliser la mesure. En effet celui-ci est très bref, de l'ordre de la centaine de ms (voir figure 3.2 b)), nous ne pouvons donc pas réaliser de moyenne sur les mesures qui seront réalisées à l'aide d'une détection synchrone (voir 3.2).
- La vibration de la bobine lors d'un tir qui entraîne des bruits sur les signaux de mesures.
- L'échauffement de la bobine pendant un tir qui oblige à attendre entre deux tirs que celle-ci refroidisse (1h à 3h en fonction des bobines).
- Le diamètre intérieur des bobines qui va contraindre la place disponible pour nos échantillons ou pour la cellule de pression que nous allons utiliser.

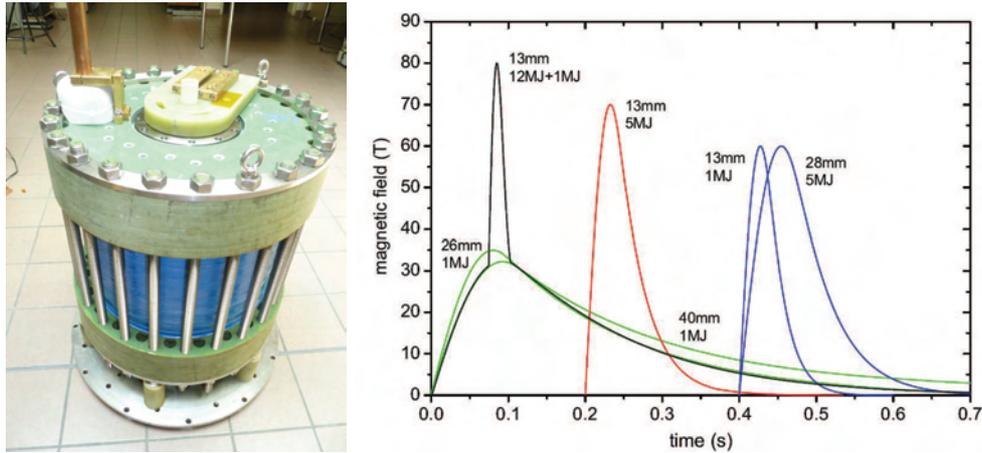


FIGURE 3.2 – **Photo** : Bobine 80T LNCMI-T. **Graphe** : Les différents profils de champs magnétique disponibles au LNCMI-T.

3.1.2 Cryogénie

La bobine est placée à l'intérieur d'un cryostat à l'azote liquide (figure 3.3 a)) ce qui permet d'augmenter le temps de décroissance $\tau = \frac{L}{r}$. En effet, la résistivité du cuivre diminue fortement entre 300K et 77K. De plus, la tenue mécanique augmente car la limite élastique du cuivre augmente à basse température. Après un tir à champ maximum, la bobine chauffe de 77K à environ 300K il est donc nécessaire d'attendre que la bobine refroidisse (par exemple 1h30 pour une bobine 60 T "gros" trou). Il est possible de diminuer le temps d'attente entre deux tirs en pompant sur le bain d'azote (Le temps de refroidissement de la bobine passe ainsi à 1h dans le cas de la bobine 60 T "gros" trou). Le cryostat à azote liquide est en inox non magnétique et fermé par une flasque en polycarbonate. Entre les deux parois en acier est maintenu un vide secondaire qui permet de limiter les pertes d'azote en découplant le bain d'azote (77K) de la température ambiante (300K).

Le cryostat à azote contient également le cryostat à hélium liquide, en acier inoxydable, décrit sur la figure 3.3 b). La taille de la queue du cryostat dépend du diamètre du trou de la bobine. Il comporte deux réservoirs d'hélium liquide, réservoir du haut (bain du haut) et réservoir du bas (bain du bas). La canne de mesure prend place à l'intérieur du cryostat de telle sorte que l'échantillon se trouve au centre de la bobine. Afin de pouvoir atteindre la température de l'hélium liquide (4.2 K) il est important de découpler le cryostat hélium liquide de l'azote liquide. Pour ce faire, le cryostat hélium est constitué de deux parois entre lesquelles est maintenu un vide secondaire. Il est possible de stabiliser la température entre 4.2 K et 1.5 K en pompant sur le bain d'hélium. Une résistance de chauffage, placée entre les deux parois de la queue du cryostat (consistant en un enroulement de fil de manganin) permet de réguler la température de l'échantillon entre 5 K et la température ambiante.

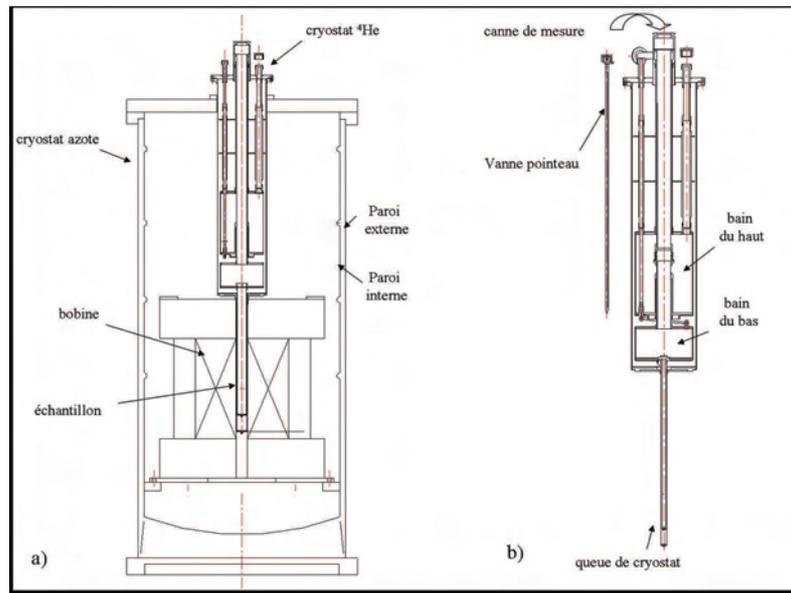


FIGURE 3.3 – a) Cryostat à azote liquide dans lequel est plongé la bobine et le cryostat à hélium liquide. b) Cryostat à hélium liquide dans lequel est inséré la canne de mesure.

3.2 Mesures de Transport

3.2.1 Mesures du champ et de la température

Nos mesures nécessitent de connaître précisément le champ magnétique et la température. Pour la mesure du champ magnétique, nous utilisons une bobine pick-up placée proche de l'échantillon. Cette bobine est constituée d'un enroulement de fil de cuivre. La tension mesurée aux bornes de la pick-up permet de connaître la valeur du champ pendant une mesure. Pour cela nous utilisons la loi de Faraday :

$$e = -S \frac{dB}{dt} \quad (3.2)$$

où S est la surface pick-up perpendiculaire au champ magnétique B . La valeur de S est étalonnée grâce à une sonde de Hall.

En ce qui concerne la mesure de la température, nous mesurons la résistance d'une CERNOX dont la variation en fonction de la température est connue.

3.2.2 Mesures de transport

Pour réaliser des mesures de transport de bonne qualité en champ magnétique pulsé, il est nécessaire de bien soigner le montage de l'échantillon. Il faut que la résistance des contacts sur l'échantillon soit la plus faible possible. Pour cela, des fils d'or de diamètre compris entre $10 \mu\text{m}$ (mesures de pression) et $50 \mu\text{m}$ (autres mesures) sont contactés à l'échantillon sur des contacts d'or (préalablement évaporés sur l'échantillon) à l'aide de laque d'argent (Dupont 4929N). De plus

pour limiter les induits (voir 3.1.1) il faut limiter les aires ouvertes perpendiculairement au champ. Deux configurations de mesures ont été utilisées dans cette thèse, les mesures longitudinales interplan (axe- c) et les mesures transverses dans le plan (figure 3.4). Pour les deux configurations, la méthode de mesure 4 fils a été utilisée. Cette méthode permet de s'affranchir de la résistance des fils et des contacts. Celle-ci consiste à envoyer un courant I connu dans l'échantillon et à mesurer la tension V (figure 3.4). La résistance de l'échantillon est alors $R = V/I$.

La première configuration de mesure (mesures axe- c) a été utilisée pour les mesures de pression sur les échantillons de YBCO. Dans ce cas, le courant I est injecté perpendiculairement aux plans conducteurs et le champ magnétique B est parallèle au courant ($B \parallel c \parallel I$). Sur chacune des faces normales à l'axe- c se trouve 2 pads. L'un en forme de U permet d'injecter le courant. Cette forme spéciale permet d'injecter uniformément le courant afin d'avoir des lignes de courant homogènes. L'autre pad, plus petit permet de mesurer la tension (figure 3.4 a) et b)). Dans ce cas, il est possible d'inverser la direction du champ magnétique dans le but de vérifier que les mesures ne sont pas contaminées par un signal transverse. La figure 3.5 présente des mesures de magnétorésistance axe- c , dans un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$, pour lesquelles le champ magnétique a été inversé. Les mesures effectuées pour les deux directions de champ magnétique étant confondues, on conclut que notre signal n'est pas contaminé par un signal transverse.

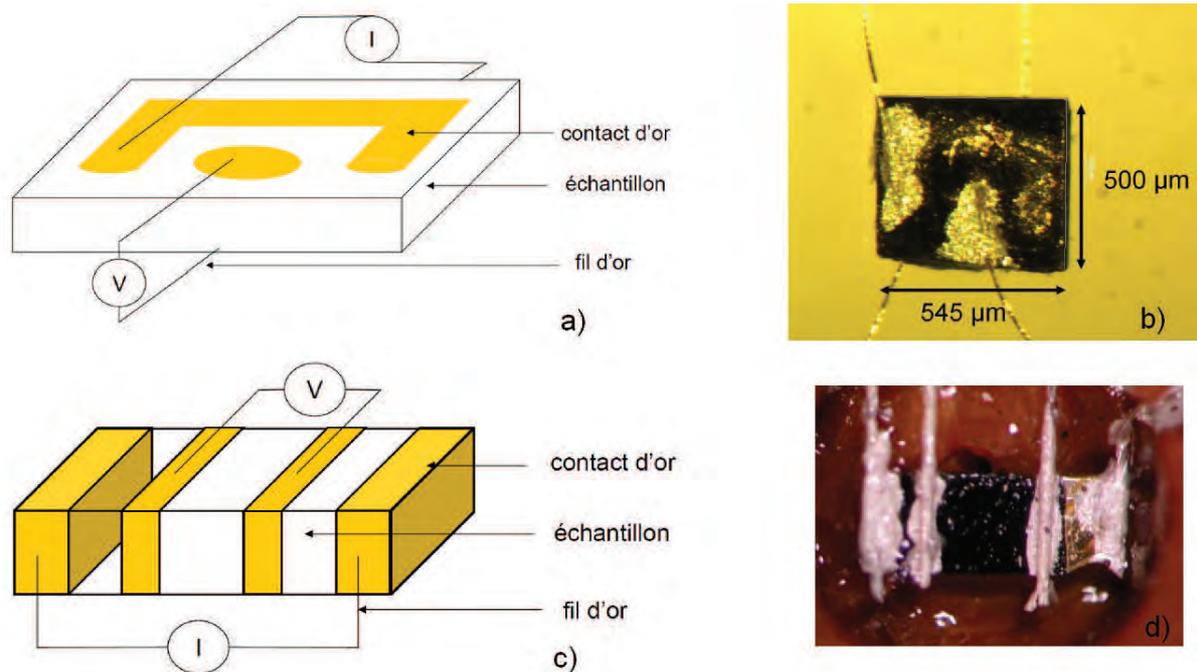


FIGURE 3.4 – Description de la mesure 4 points a) axe- c , c) dans le plan. Photo d'un échantillon contacté pour la mesure b) axe- c , d) dans le plan.

En ce qui concerne les mesures transverses, le courant est appliqué dans le plan conducteur ab et le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan ($B \parallel c \perp I$). Les pads d'or permettant d'injecter le courant sont situés aux extrémités de l'échantillon et sont généralement évaporés sur toutes les faces afin d'avoir des lignes de courants homogènes dans l'échantillon (figure 3.4 c) et d)).

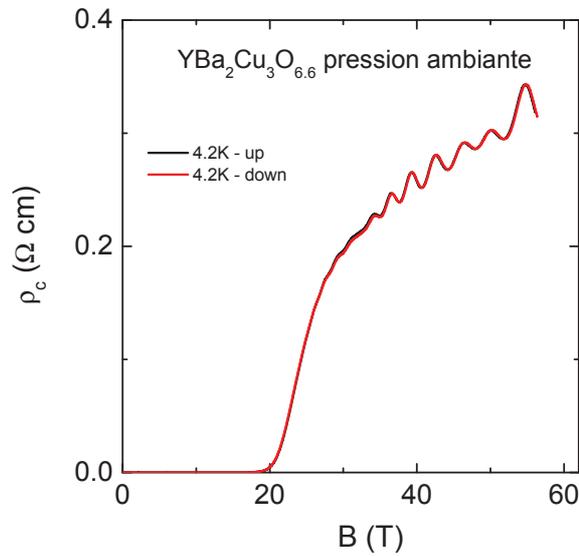


FIGURE 3.5 – Comparaison de deux des mesures en inversant la direction du champ magnétique à 4.2K pour l'échantillon YBa₂Cu₃O_{6.6} à pression ambiante. Le fait que les mesures soient confondues indique qu'elles ne sont pas contaminées par un signal transverse.

3.2.3 La chaîne d'acquisition

La figure 3.6 décrit la chaîne d'acquisition. Pour réaliser les mesures, un courant alternatif, de l'ordre de quelques milliampères, est envoyé à l'échantillon. Ce courant est généré grâce à un générateur de tension (lock-in Stanford SR 830) en série avec une résistance de shunt (R_s). La tension générée est également le signal de référence. La tension mesurée aux bornes de l'échantillon est envoyée vers un pré-amplificateur (qui possède un gain de 200), avant d'être envoyée à la carte d'acquisition (NI PXI 5922) qui permet de faire une acquisition rapide (500 kHz) avec une très bonne résolution (24 bits). Le signal échantillon et le signal de référence sont ensuite transférés vers un PC à l'extérieur du box de mesure (à l'aide d'une fibre optique afin d'éviter tout lien galvanique entre l'intérieur et l'extérieur du box de mesure (figure 3.6)). Ce signal brut est ensuite traité de manière numérique par la méthode de détection synchrone. Cette méthode consiste à moduler le signal utile à l'aide d'un courant alternatif de fréquence comprise entre 20 kHz et 60 kHz afin de se placer où les bruits de mesures sont minimum (notamment les tensions induites). La tension mesurée aux bornes de l'échantillon est ensuite multipliée par la porteuse puis filtrée à l'aide d'un filtre passe bas. De cette manière, seul le signal utile est conservé.

3.3 Pression

Les mesures sous champ magnétique intense et à basse température s'accompagnent de contraintes qui vont définir le choix de notre cellule de pression :

- La taille du cryostat va contraindre la taille de la cellule.

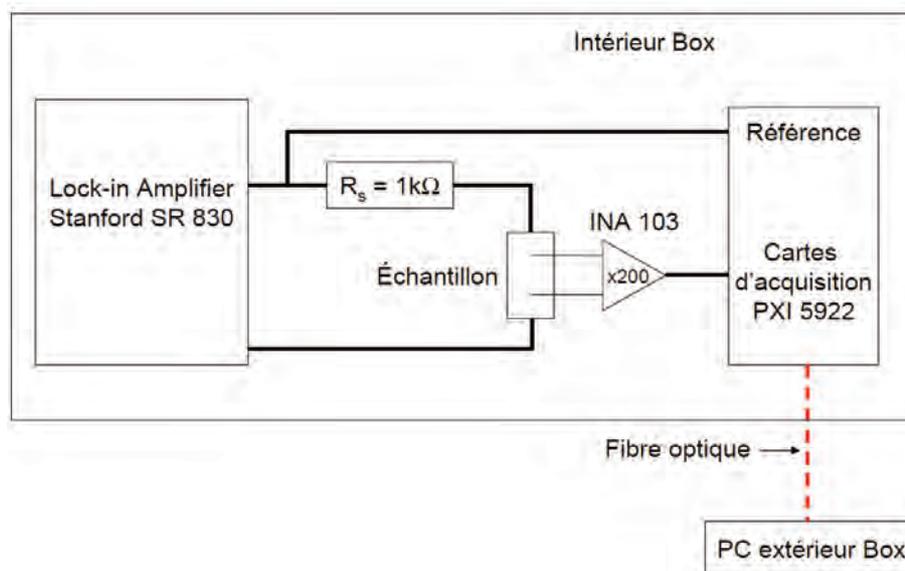


FIGURE 3.6 – Schéma de la chaîne d'acquisition.

- Les courants de Foucault vont prohiber les matériaux métalliques près de l'échantillon. Deux autres contraintes vont s'ajouter à celles-ci. La première est la place nécessaire pour nos échantillons qui va nous contraindre à avoir une chambre de compression d'une taille suffisante (de l'ordre du mm^3). La seconde est la mesure de transport qui va nécessiter le passage de fils jusque dans la chambre de compression. Dans cette partie, je décrirai succinctement les principales techniques utilisées pour mettre des échantillons sous pression. Je présenterai ensuite les différentes cellules de pression existantes en champs pulsés. Enfin, je décrirai la cellule que nous avons utilisée pour réaliser nos mesures ainsi que les développements que j'y ai apportés.

3.3.1 Cellules de pression

3.3.1.1 Les différentes cellules de pression

Il existe différentes techniques permettant d'appliquer une pression hydrostatique sur des échantillons. Les techniques de piston cylindre, de cellule à enclumes Bridgman ou encore les cellules à enclumes diamant (DAC *Diamond Anvil Cell en anglais*) sont les plus utilisées [116]. La figure 3.7 présente ces différentes techniques de pression hydrostatique.

La technique de piston cylindre consiste à comprimer un milieu (liquide, solide ou gaz) à l'aide d'un piston à l'intérieur d'un cylindre (figure 3.7 a)). Cette technique, facile à mettre en place, permet d'atteindre des pressions maximales de 4-5 GPa. De plus, la place disponible pour les échantillons est grande et le passage de fil, pour réaliser des mesures de transport, est facile. Néanmoins, malgré ces avantages, nous ne pouvons pas utiliser cette méthode. En effet, ces dispositifs sont souvent trop volumineux pour nos cryostats. Et surtout, ils sont faits avec des matériaux métalliques ce qui est bien sûr proscrit en champ pulsé.

Une autre technique (cellules à enclume Bridgman) consiste à écraser un joint entre deux enclumes de matériau dur, généralement faites en carbure de tungstène, supportées par des frettes

d'acier. Le joint est lui fait dans un matériau comme la catlinite, la pyrophyllite ou en métal selon la mesure à réaliser. L'échantillon est situé entre les enclumes à l'intérieur du joint. La figure 3.7 b) résume le principe de fonctionnement des enclumes Bridgman. Cette méthode permet d'atteindre des pressions plus grandes qu'avec la technique de piston cylindre, de l'ordre de 40 GPa. Elle permet de réaliser des mesures de transport et bénéficie d'une grande place disponible pour l'échantillon. Néanmoins comme pour le cas précédent ces dispositifs sont souvent trop volumineux pour nos cryostats et sont constitués de matériaux métalliques.

Le principe de fonctionnement des cellules à enclumes diamant est le même que pour les cellules à enclumes de Bridgman. Deux enclumes en diamant écrasent un joint (le plus courant est un joint métallique) au milieu duquel est situé l'échantillon (figure 3.7 c)). Il est ainsi possible d'atteindre des pressions très importantes supérieures à 400 GPa. De plus, il est facile de réaliser des mesures optiques du fait de la transparence du diamant (ou de mesurer la pression in-situ à l'aide de rubis (voir 3.3.2.3)). Il est également possible de miniaturiser ce système. En contre partie, cette technique est difficile à mettre en place (elle nécessite un bon alignement des diamants). Pour nos mesures, nous ne pouvons pas utiliser cette méthode car la place disponible pour les échantillons est trop réduite et la mesure de transport compliquée à mettre en place à cause du passage des fils. De plus le corps de la cellule est souvent métallique.

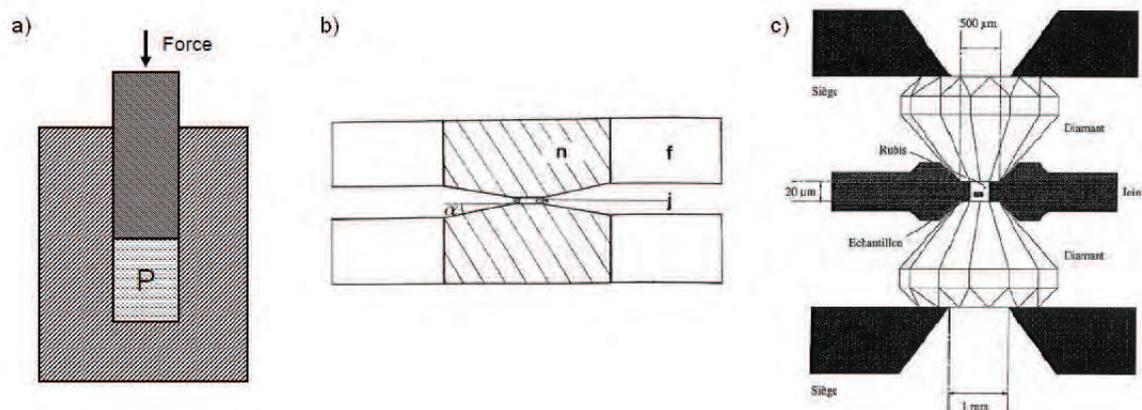


FIGURE 3.7 – Schémas de principe de différentes techniques de pression couramment utilisées. a) Piston cylindre : Un piston comprime un milieu (solide, liquide ou gaz), dans lequel est placé l'échantillon, à l'intérieur d'un cylindre. [116] b) Enclumes Bridgman : 2 enclumes (souvent en carbure de tungstène), supportées par des frettes d'acier, écrasent un joint (en catlinite, en pyrophyllite ou en métal) à l'intérieur duquel est placé l'échantillon et le milieu transmetteur de pression. [117] c) DAC (Diamond Anvil Cell) : 2 enclumes diamant écrasent un joint (souvent métallique) à l'intérieur duquel est placé l'échantillon et le milieu transmetteur de pression. Un rubis peut également se situer à l'intérieur de la chambre de compression afin de réaliser la mesure de la pression. [117]

Maintenant, quelque soit la méthode choisie il est souvent très utile de pouvoir garder la pression appliquée sur l'échantillon afin de l'intégrer à un dispositif expérimental. Pour cela, nous pouvons utiliser la méthode qui consiste à bloquer la pression à l'aide d'une vis (CLAMP).

Aucune des techniques précédentes n'est donc directement utilisable pour les mesures sous champ magnétique pulsé. Il existe cependant 2 DAC qui ont été adaptées pour réaliser des mesures sous champ pulsé.

Pour la première, le corps de la cellule a été fait en plastique et le joint avec un mélange d'époxy et de poudre de diamant afin de n'avoir aucune partie métallique [118]. Cette cellule permet de réaliser des mesures de TDO (*Tunnel Diode Oscillator*) sous champ magnétique pulsé. Ces mesures sont des mesures de transport sans contact. Pour cela du fil est bobiné autour de l'enclume (aucun contact dans la chambre de compression). Néanmoins la taille disponible pour l'échantillon (cylindre de 0.5 mm de diamètre et de 50 μm d'épaisseur) est trop petite pour nos mesures et la faisabilité des mesures de transport dans ce type de cellule n'a pas encore été démontré.

Pour la seconde cellule, le choix s'est porté sur un corps de cellule en TA6V (alliage de titane) et un joint métallique en Inconel 718 non magnétique [119]. Cette cellule permet de réaliser des mesures optiques jusqu'à 10 GPa en champ magnétique pulsé 56T et à basse température 4K. Il n'est cependant pas possible de réaliser des mesures de transport et la taille disponible pour l'échantillon est là aussi trop limitée.

Ne pouvant pas utiliser ces différents systèmes, il a été nécessaire de développer un système qui réponde à nos exigences. Ce système a été conçu par M. Nardone au LNCMI-Toulouse [120]. C'est ce dispositif que j'ai optimisé et utilisé pendant cette thèse.

3.3.1.2 La cellule de pression au LNCMI

La cellule de pression que nous avons utilisée est décrite sur la figure 3.8. Deux enclumes en Zircone sont maintenues dans le corps de la cellule de pression par deux guides en PVC. Le Zircone a été choisi pour ses bonnes propriétés mécaniques. Il possède également une faible conductivité thermique et une grande capacité calorifique à basse température ce qui permet de limiter l'échauffement de l'échantillon pendant la mesure. Deux vis de serrage sont placées aux extrémités du corps de la cellule de pression (CLAMP). Le corps de la cellule et les vis de serrage sont réalisés en TA6V qui constitue un bon compromis entre une bonne tenue mécanique et une résistivité élevée afin de limiter l'échauffement de la cellule et donc de l'échantillon pendant la mesure. Les matériaux utilisés sont non magnétiques. Quatre fenêtres ont été réalisées dans le corps de la cellule de pression afin de limiter les courants induits et de pouvoir passer des fils pour les mesures de transport. Du fait des guides en PVC, le seul contact direct entre les enclumes et le métal se fait aux extrémités au niveau des vis de serrage toujours dans le but de limiter l'échauffement de l'échantillon pendant la mesure.

L'une des enclumes possède un trou (demi-sphère de diamètre 1,3 mm) qui est la chambre de compression dans laquelle est placé l'échantillon (la taille maximale de nos échantillons est de 600 μm *600 μm *150 μm). Une fois celui-ci en place et connecté, la chambre de compression est remplie avec de l'huile de silicone (KGH). Un joint en plastique (PET) est posé entre les enclumes. La pression est appliquée grâce à un piston qui s'insère dans la vis de serrage.

Le joint joue alors un double rôle, il permet de réaliser l'étanchéité de la chambre de compression et de transférer la pression appliquée sur l'enclume à l'échantillon.

En effet, lorsque l'on applique la pression sur les enclumes, le joint se déforme vers l'extérieur des enclumes mais également à l'intérieur de la chambre de compression (figure 3.8).

Des mesures permettant d'évaluer l'échauffement à l'intérieur de la chambre de compression

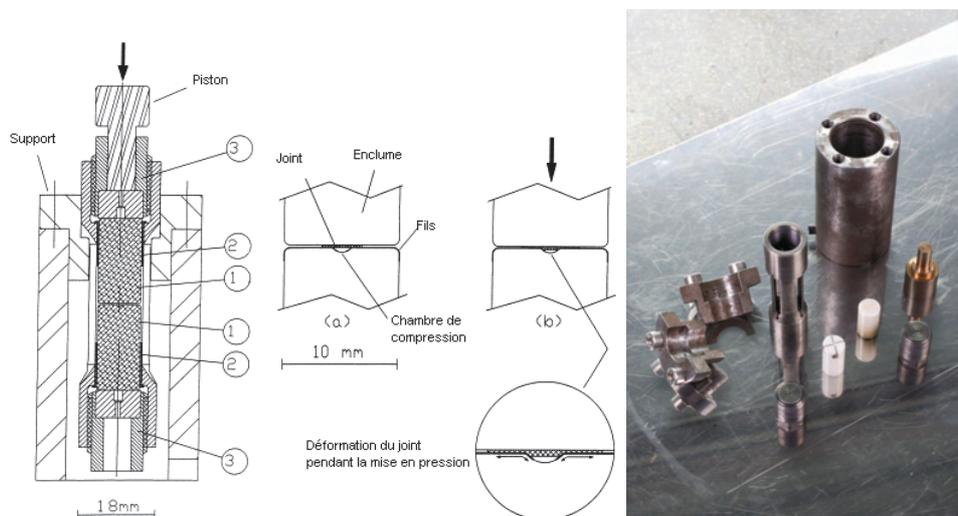


FIGURE 3.8 – Cellule de pression sur le support qui sert à la mise en pression : (1) enclumes, (2) joints en PVC et (3) vis de serrage. Zoom de la cellule de pression autour de la chambre de compression : (a) avant la mise en pression, (b) après la mise en pression. Le joint se déforme vers l'extérieur ainsi qu'à l'intérieur de la chambre de compression. Photo : les différentes parties du dispositif de mise en pression. [120]

ont été réalisées à l'aide d'un conducteur organique $(\text{TMTSF})_2\text{NO}_3$ dont la résistance varie très fortement avec la température (figure 3.9). Ces mesures montrent que l'échauffement de l'échantillon juste après une mesure est de 0.05 K (mesure à 1.8 K et 33 T). L'échauffement lié à la cellule de pression est donc négligeable.

La pression a été étalonnée grâce à un fil de manganin dont la variation de la résistance en fonction de la pression est connue. Ainsi en connaissant la valeur de la pression primaire appliquée sur les enclumes, on estime la pression à l'intérieur de la chambre de compression. Grâce à ce dispositif, il est possible d'atteindre une pression secondaire maximum de 12 kbars dans la chambre de compression sans rupture des enclumes et sans déformation du corps de la cellule. La pression primaire étant limitée par le corps de la cellule, l'un des objectifs techniques de cette thèse était d'augmenter le rendement de cette cellule en augmentant la pression interne pour une même pression primaire.

3.3.2 Développements techniques de la cellule

Pour nos mesures de transport, quatre contacts à l'intérieur de la chambre de compression sont nécessaires (voir 3.2). Pour réaliser ces contacts de manière à ce qu'ils résistent à la mise en pression, il existe différentes solutions que je présenterai. Dans le but d'étalonner la cellule ou de faire des tests pour augmenter la pression maximale, la pression in-situ (à l'intérieur de la chambre de compression) doit être mesurée. Pour cela, il est possible de mesurer la résistance d'un fil de manganin (voir 3.3.2.2) ou de mesurer la luminescence d'un rubis (voir 3.3.2.3). Je présenterai dans la suite ces deux techniques ainsi que le développement qui a été nécessaire pour réaliser les mesures optique.

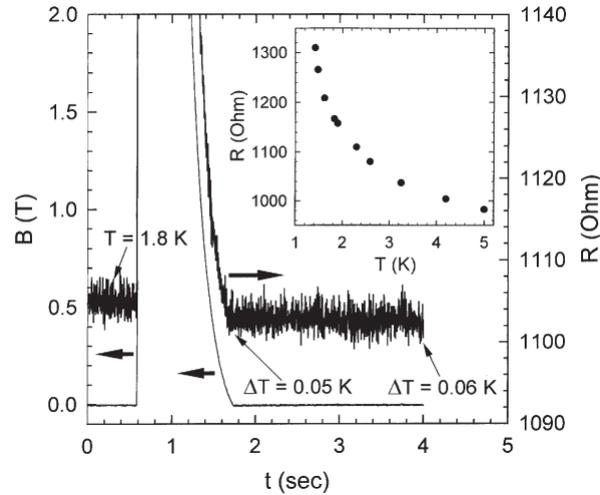


FIGURE 3.9 – Dépendance du champ magnétique et de la résistance d'un échantillon de $(\text{TMTSF})_2\text{NO}_3$ en fonction du temps. Le maximum du champ magnétique est de 33T. L'insert montre la résistance de l'échantillon en température à champ nul [120].

3.3.2.1 Passage de fils et augmentation du rapport signal sur bruit

La principale difficulté pour réaliser nos mesures est de faire passer des contacts de l'intérieur de la chambre de compression jusqu'à l'extérieur de l'enclume. Une première méthode consiste à réaliser des pistes avec de l'époxy d'argent conductrice (Epotek H20E), photo (1) 3.10. De cette manière, il est possible de mesurer la magnétorésistance d'échantillons de résistances élevées (de quelques dizaines d'Ohms, que l'on rencontre généralement lors de la mesure de conducteurs organiques). En contre partie, la résistance de ces pistes est grande (quelques Ohms) et les tensions induites mesurées pendant un tir sont importantes à cause de l'aire créée par ces pistes perpendiculairement au champ magnétique.

Pour mesurer des échantillons de cuprates dont la résistance est environ 100 fois moins grande que celle des échantillons de conducteurs organiques, il est nécessaire de réduire la résistance des pistes ainsi que les aires responsables des induits dans le but d'améliorer le rapport signal sur bruit. De plus, il était important d'augmenter la fiabilité des pistes lors de la mise en pression.

Pour cela, nous avons choisi d'amener des paires de fils torsadés jusque dans la chambre de compression. Néanmoins les fils étant fragiles, ils ne tiennent pas en pression et sont endommagés par le joint.

Afin de protéger les fils, différents tests ont été nécessaires. Différentes colles et résines epoxy, ainsi que différents fils (type d'isolant ou diamètre du fil) ont été testés (photo (2) et (3) 3.10). Les tests ont montré la faisabilité des mesures en utilisant des fils de $38 \mu\text{m}$ protégés avec une epoxy non conductrice (Epotek 653-t) qui possède une forte résistance aux cisaillements (photo (3) 3.10). Les fils utilisés pour les contacts entre l'échantillon et les fils de $38 \mu\text{m}$ sont des fils d'or de $10 \mu\text{m}$ recuit (photo (4) 3.10).

La figure 3.11 montre le résultat de deux mesures de magnétorésistance jusqu'à 55T, l'une réalisée avec un conducteur organique connecté par des pistes d'époxy d'argent et l'autre réalisée

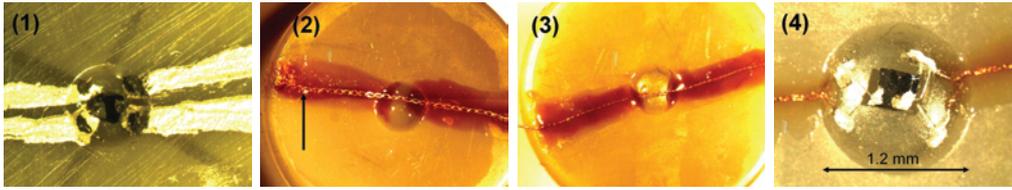


FIGURE 3.10 – Photo (1) : conducteur organique connecté à des pistes d'epoxy conductrice (H20E). Photo (2) : enclume avec des pistes réalisées avec du fil de $50 \mu\text{m}$. Le fil est brisé sur la gauche de l'enclume (voir flèche). Photo (3) : une enclume réalisée avec du fil de $38 \mu\text{m}$ avant mise en place de l'échantillon. Photo (4) : échantillon d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.49}$ connecté aux fils de $38 \mu\text{m}$ avec des fils d'or de $10 \mu\text{m}$.

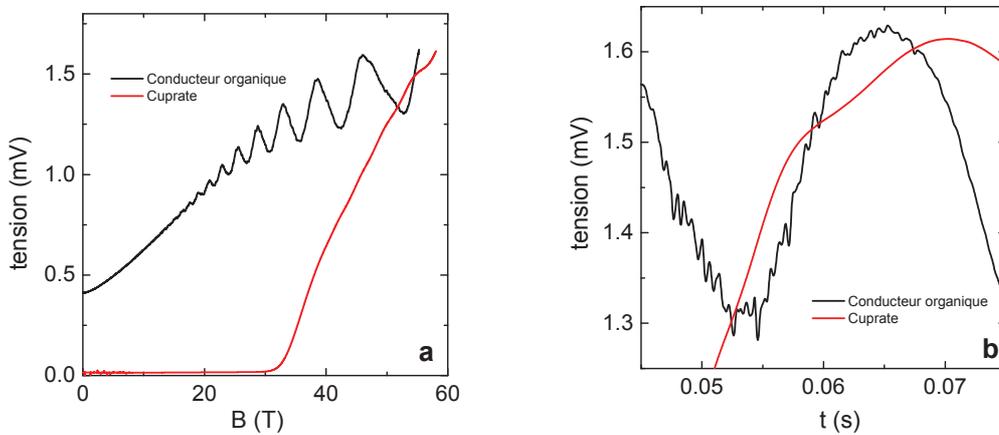


FIGURE 3.11 – Courbes conducteur organique (pistes epoxy) et cuprate (fils torsadés) ; a) en fonction du champ magnétique, b) en fonction du temps avec un zoom sur la partie fort champ.

avec un cuprate connecté avec des paires de fils torsadés. Le fait de réaliser les contacts avec des fils torsadés a permis d'améliorer le rapport signal sur bruit de la cellule de pression d'environ un facteur 20 (on est passé d'un bruit de l'ordre de $4 \cdot 10^{-5} \text{ V}$ à $0,2 \cdot 10^{-5} \text{ V}$). En plus de ce gain sur le rapport signal sur bruit, nous avons également augmenté la fiabilité de nos pistes lors de la mise en pression.

3.3.2.2 Calibration manganin

A partir du moment où il est possible d'amener des contacts jusque dans la chambre de compression, nous pouvons mesurer la résistance d'un fil de manganin et de faire une calibration de la cellule de pression. En effet la variation de la résistance du manganin en fonction de la pression est connue [116] et est donnée par la formule :

$$p = \frac{\Delta R}{R * 2.48 * 10^{-3}} \quad (3.3)$$

où la pression p est en kbar et la résistance R du manganin en Ω . Grâce à cette méthode nous avons pu réaliser des tests de rendement avec différents joints comme le montre la figure 3.12. Néanmoins, cette méthode de mesure de la pression est compliquée car elle nécessite le passage de contacts jusque dans la chambre de compression. Mettre en place des contacts prend du temps et il est nécessaire de refaire ces contacts après chaque test. De plus, même si la robustesse du passage des fils a été grandement amélioré, le taux de réussite de mise en pression n'est pas de 100%. Pour s'affranchir de ces problèmes nous avons décidé de mettre au point la mesure optique de la luminescence du rubis. C'est ce développement que je vais maintenant présenter.

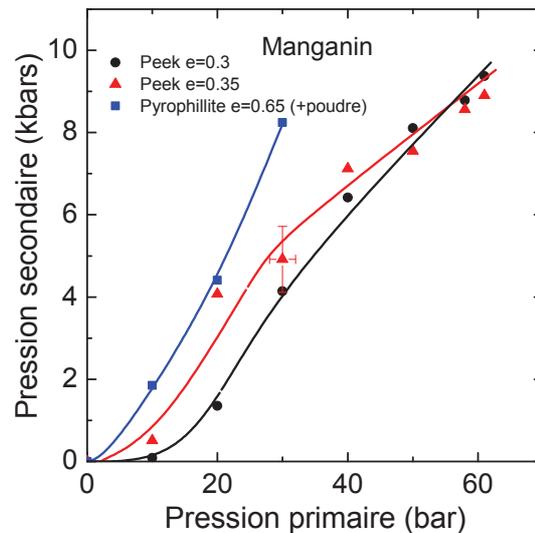


FIGURE 3.12 – Mesure de la pression à l'aide d'un fil de manganin. Les mesures sont réalisées avec un joint en PEEK d'épaisseur 0.3 mm, un joint en PEEK d'épaisseur 0.35 mm et un joint en pyrophyllite d'épaisseur 0.65 mm. Le diamètre du joint est toujours le même pour les différentes mesures (3 mm). Pour la mesure avec le joint en pyrophyllite, de la poudre d'alumine a été ajoutée au milieu transmetteur de pression (KGH). Les lignes servent de guides pour les yeux.

3.3.2.3 Mesures optiques

Afin de réaliser nos essais d'augmentation du rendement de la cellule de manière systématique, nous avons décidé de développer la mesure optique de la pression. En effet, la mesure de la pression à l'intérieur de la chambre de compression peut être réalisée à l'aide de la luminescence du rubis dont la variation de la longueur d'onde d'émission de la raie R_1 en fonction de la pression est connue. En dessous de 19.5 GPa (dans notre gamme de pression) cette variation est linéaire et est donnée par la formule :

$$p = \frac{\lambda(R_1)(p, T) - \lambda(R_1)(p = 0.1MPa, T)}{0.364} \quad (3.4)$$

où p est en GPa et λ en nm. [116])

Pour la mesure de la luminescence du rubis, nous disposons d'enclumes percées d'un trou qui permet le passage de la fibre optique jusqu'à l'intérieur de la chambre de compression (figure 3.13 et photos 3.14). La fibre optique (de $200\ \mu\text{m}$) est collée à l'intérieur d'une aiguille ($\phi_{int} = 0.46\ \text{mm}$, $\phi_{ext} = 0.8\ \text{mm}$) de manière à ce qu'elle ne dépasse que d'un côté. L'aiguille plus la fibre sont ensuite collées dans l'enclume de sorte que l'aiguille dépasse de l'enclume (1 cm) ce qui va nous permettre de mettre en contact la fibre optique qui vient du système d'acquisition et la fibre collée dans l'enclume. Pour faire un bon contact entre les fibres, nous avons réalisé un dispositif qui se fixe au bas de la cellule de pression où la fibre qui vient du laser est collée dans une fêrulle qui permet l'alignement des deux fibres afin de limiter les pertes liées aux interfaces (figure 3.13). Le contact mécanique entre les fibres est assuré grâce à un ressort ce qui permet un bon couplage optique afin de réduire les pertes de signal.

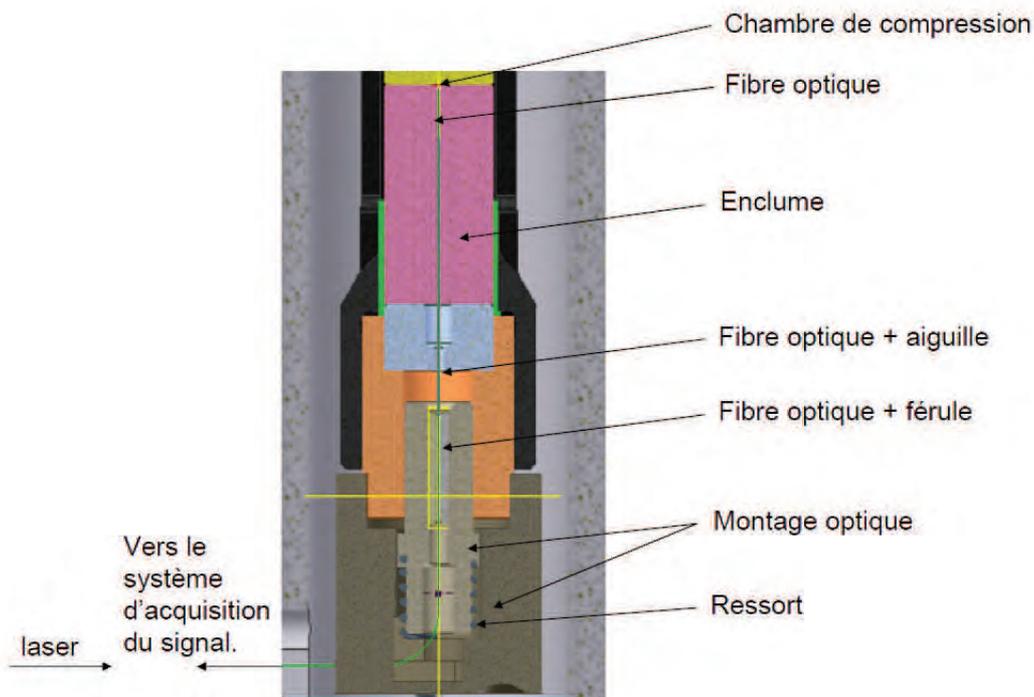


FIGURE 3.13 – Schéma du montage optique permettant de mesurer la luminescence des rubis à l'intérieur de la chambre de compression. (Sylvie Georges)

Le système optique est un système commercial (Betsa PRL), décrit sur la figure 3.15, qui se compose d'un laser vert (longueur d'onde $532\ \text{nm}$), d'un système optique et d'un capteur CCD. La structure électronique du rubis (figure 3.16 a), montre trois bandes larges d'absorption dont une correspond à la longueur d'onde de notre laser vert. Cette transition électronique (${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_2$) entraîne le peuplement de l'état 2E par desexcitation non-radiative. Le doublet intense de fluorescence (R_1 , R_2 dans le rouge avec : $R_1 = 694,25$ et $R_2 = 692,86\ \text{nm}$ à $300\ \text{K}$), est dû à la transition électronique ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$. C'est cette transition qui est responsable de la couleur rouge/rosé caractéristique du rubis et que nous suivrons en fonction de la pression (figure 3.17). Avant d'effectuer une mesure en pression, il est important de bien connaître la température de

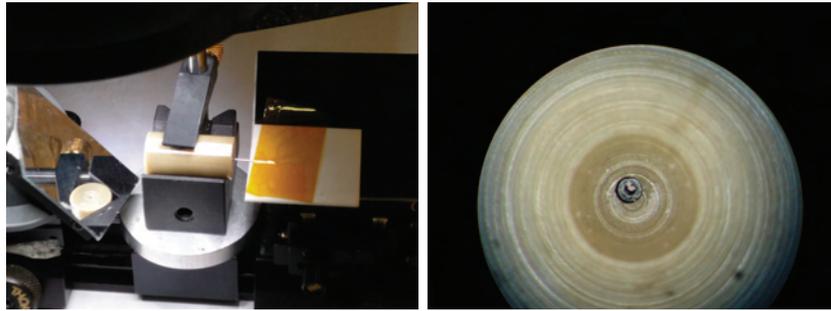


FIGURE 3.14 – **Gauche** : Montage permettant un bon positionnement de la fibre optique dans l'enclume. **Droite** : Photo de la fibre optique dans la chambre de compression avec les rubis.

la pièce car la longueur d'onde du doublet R est très sensible à la température (figure 3.16 b)).

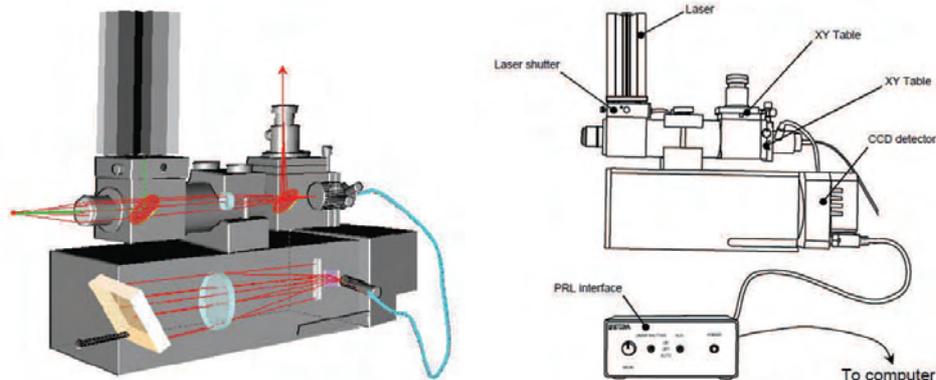


FIGURE 3.15 – Schéma du principe de fonctionnement du Betsa PRL.

3.3.2.4 Optimisation de la pression

Une fois la mesure optique en place, il est possible de réaliser des tests de manière systématique. La pression primaire appliquée sans endommager le système étant limitée, il est donc nécessaire d'augmenter le rendement. Pour cela, il est possible de changer différents paramètres :

- Le joint utilisé pour la mise en pression (son épaisseur, sa matière, son diamètre).
- Le liquide transmetteur de pression.
- Le profil des enclumes.

Tout d'abord, nous avons décidé d'ajouter de la poudre à notre liquide transmetteur afin de diminuer sa compressibilité. Nous avons testé deux poudres différentes (alumine $1\mu\text{m}$ et carbure de silicium $0.37\mu\text{m}$) en les mélangeant avec le KGH à hauteur de 50 % en volume. Les mesures ont effectivement montré que l'ajout de poudre (quelque soit la poudre utilisée) permet d'augmenter le rendement de la cellule (figure 3.18 a)).

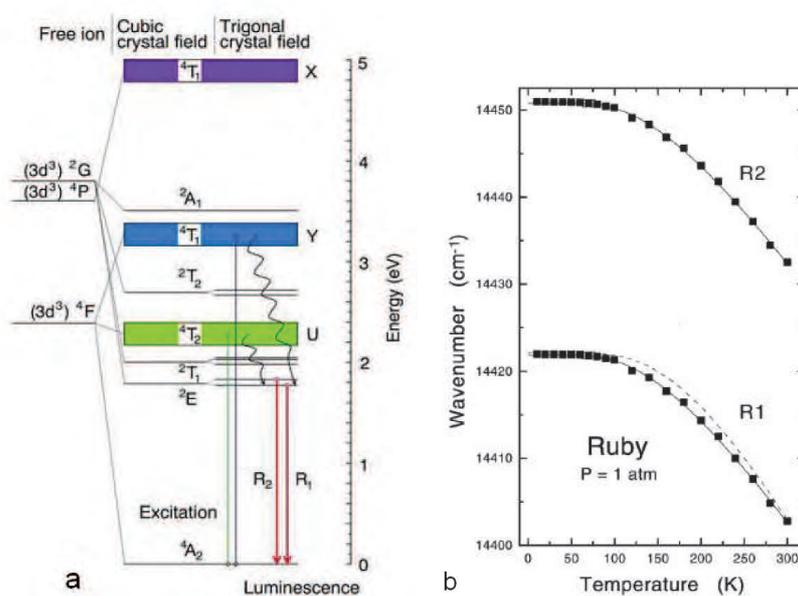


FIGURE 3.16 – a) Structure électronique du rubis. b) Dépendance en température du doublet R. (de [119] d'après [121])

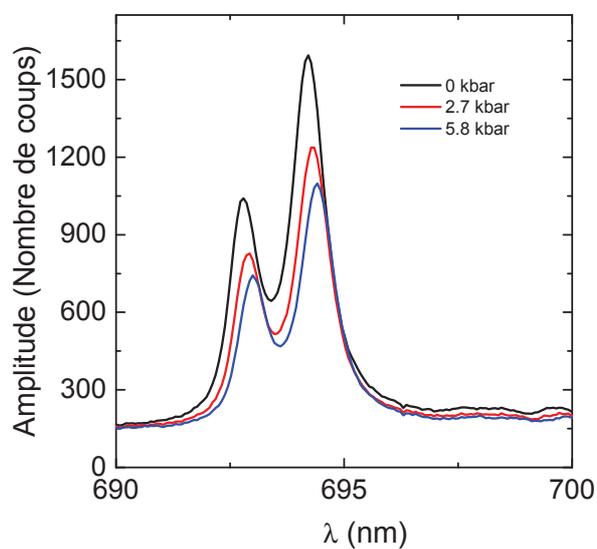


FIGURE 3.17 – Mesure des raies du rubis avec notre cellule de pression.

Ensuite, nous avons testé l'influence de l'épaisseur du joint. Pour cela, des mesures avec du KGH et du carbure de silicium ont été réalisées en changeant l'épaisseur du joint (figure 3.18 b) (fibre optique) et 3.12 (manganin)). Ces tests ont montré que l'épaisseur du joint n'est pas un

paramètre important pour les pressions primaires faibles mais devient importante à plus haute pression où un phénomène de saturation apparaît. En effet, si le joint est trop fin, le joint sera complètement écrasé et ne pourra plus fluer vers l'intérieur de la chambre de compression ce qui entraîne le phénomène de saturation observé.

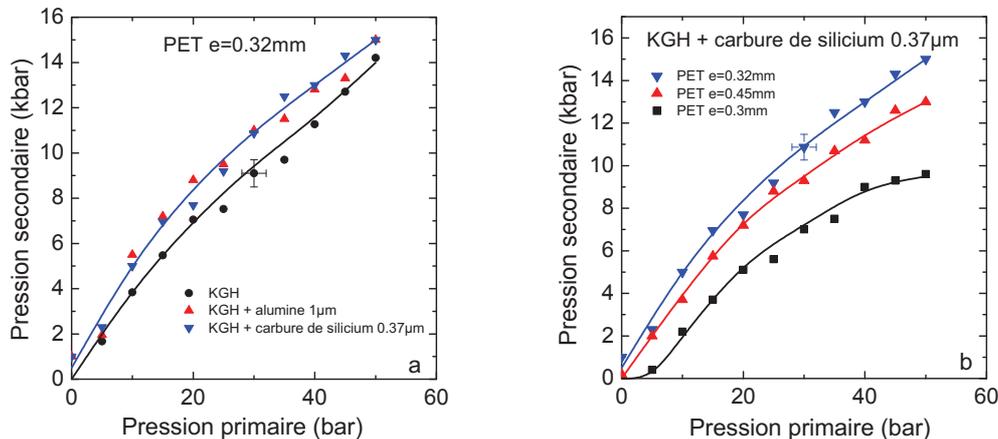


FIGURE 3.18 – a) Mesure de la pression avec un joint plastique de 0.32 mm d'épaisseur pour différents liquides transmetteurs. b) Mesure de la pression pour différentes épaisseur de joints plastiques. Les lignes servent de guides pour les yeux.

Nous nous sommes également intéressés à la matière du joint. La figure 3.19 a) montre les tests réalisés avec différents joints (de propriétés différentes). Ces tests avaient pour objectif de déterminer les caractéristiques importantes que doit posséder notre joint afin de répondre à nos exigences. Ici, l'épaisseur du joint et son diamètre sont les mêmes pour les différents matériaux. Dans le cas du plomb la pression maximale est rapidement atteinte, alors que dans le cas du cuivre il est nécessaire d'avoir une pression primaire suffisante pour induire une pression dans la chambre de compression. Le rapport pression primaire sur pression secondaire est ensuite le même que dans le cas du PEEK.

Ces mesures ont donc permis de mettre en avant les paramètres qui vont contraindre le choix de la matière du joint :

- Le joint ne doit pas être ni trop dur pour ne pas endommager les pistes de mesure et pour ne pas nécessiter une pression primaire trop élevée ni trop mou pour ne pas s'écraser rapidement ce qui entraîne une saturation prématurée de la pression.
- Le joint doit pouvoir être chauffé sans déformation dans le but de faire des recuits de nos échantillons sous pression.

Nous avons également fabriqué nos propres joints en stycast ou en pyrophyllite. En dépit de quelques bons résultats, ce type de joint a été abandonné car il présentait une étanchéité trop aléatoire.

Le joint ne pouvant pas être métallique nous avons décidé d'utiliser des joints plastiques en PET ou PEEK qui permettent d'atteindre des pressions similaires. Le joint PET étant plus facile à obtenir c'est celui-ci que nous privilégierons dans la plupart des cas, néanmoins lorsqu'il sera

nécessaire de faire un recuit des échantillons nous privilégierons les joints en PEEK qui permettent d'atteindre des températures plus importantes que le PET avant déformation et donc perte de pression.

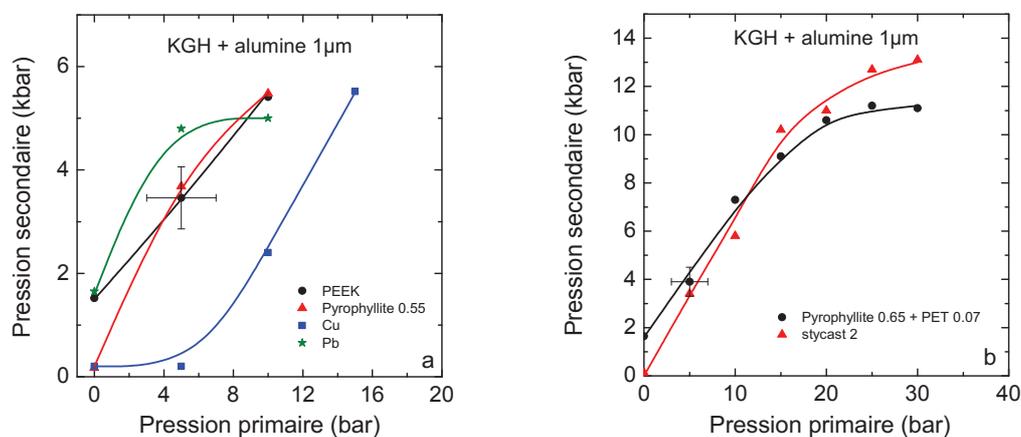


FIGURE 3.19 – a) b) Mesure de la pression pour différents type de joints. Les lignes servent de guides pour les yeux.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les différentes techniques expérimentales qui ont été utilisées pour réaliser les mesures présentées dans la suite de cette thèse. Dans cette thèse nous avons optimisé les mesures de transport sous pression, sous champ magnétique intense 60 T et à basse température 1.5 K. Tout d'abord, nous avons grandement amélioré le rapport signal sur bruit ce qui nous a permis de réaliser des mesures sur des échantillons de faible résistance avec un niveau de bruit comparable aux mesures sans pression. Nous avons également amélioré le rendement de la cellule de pression en augmentant la pression secondaire maximale (de l'ordre de 50 %) tout en réduisant la pression primaire nécessaire pour atteindre cette pression.

Mise en évidence d'une nouvelle fréquence par des mesures d'effet Shubnikov-de Haas dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

Sommaire

4.1 Pourquoi étudier $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$?	88
4.1.1 Structure cristalline	88
4.1.2 Détermination du dopage p	89
4.1.3 Superstructure	90
4.2 Observation d'une nouvelle fréquence dans le spectre oscillatoire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	91
4.2.1 Présentation des échantillons	91
4.2.2 Magnéto transport Shubnikov-de Haas	92
4.2.2.1 Dépendance en température	94
4.2.2.2 Dépendance en angle	95
4.2.3 Effet Seebeck	96
4.3 Les oscillations lentes : une nouvelle poche ?	97
4.3.1 Oscillations lentes de la magnétorésistance dans les métaux quasi-2D	99
4.3.2 Interférences quantiques	99
4.3.3 Poche de trous	102
4.4 Scénarios de reconstruction	104
4.4.1 Ordre de charge bi-axial	105
4.4.2 Quatre poches nodales et ordre de charge bi-axial	108
4.4.3 Modèle de surface de Fermi	112
4.5 Conclusion	112

La présence d'oscillations quantiques de faible fréquence (~ 500 T) associées à un effet Hall et un effet Seebeck négatifs, a été interprétée comme le signe d'une reconstruction de la SF à basse température dans YBCO. L'ordre responsable de cette reconstruction a été mis en évidence par des mesures de RMN [93] qui ont révélé l'émergence d'une modulation de la densité de charge à basse température. Des corrélations de charges statiques ont été observées par des mesures de rayons-X [94, 96], sans champ. Des mesures de vitesse du son [97] ont mis en évidence une signature thermodynamique de l'ordre de charge induit sous champ magnétique. Le spectre des oscillations quantiques dans YBCO pour $p = 0.11$ est composé d'une fréquence principale $F_1 = 540$ T et de deux satellites $F_2 = 450$ T et $F_3 = 630$ T. La présence du bilayer permet d'expliquer facilement la présence de 2 fréquences, néanmoins la présence d'une troisième fréquence nécessite

un ingrédient supplémentaire. Il a été suggéré que la troisième fréquence provienne du gondolement de la SF [114, 122] ou du couplage entre bilayer conduisant à de la rupture magnétique entre les bandes liantes et antiliantes [115]. Ces scénarios sont basés sur une SF composée d'une seule poche d'électrons splittée par l'effet du bilayer, alors que de nombreuses propriétés de transport suggèrent une SF ambipolaire (poches d'électrons et de trous).

Dans ce chapitre, je présenterai des mesures de magnétorésistance axe- c ainsi que des mesures d'effet Seebeck (réalisées par le groupe de L. Taillefer) mettant en évidence une oscillation de très faible fréquence. J'aborderai les différents scénarios pouvant expliquer la présence d'une telle fréquence dans le spectre oscillatoire.

En considérant que cette nouvelle fréquence est associée à une poche de trous, il est possible d'expliquer simplement certaines propriétés de transport de YBCO. Ceci me conduira à présenter certains scénarios de reconstructions basés sur un ordre de charge bi-axial faisant apparaître des poches d'électrons et de trous.

4.1 Pourquoi étudier $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$?

Il existe de nombreux composés dans la famille des cuprates. Tous ont été rapidement découverts à la suite de la découverte du premier (LBCO) par Bednorz et Müller en 1986 [23]. Tous ces matériaux ont une structure similaire composée de plan CuO_2 conducteur. Dans ce chapitre, nous nous sommes particulièrement intéressés à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO). Les raisons pour lesquelles nous avons étudié cette famille plus particulièrement sont : premièrement ils sont chimiquement très purs (99.99 - 99.995 %) comme l'atteste la finesse du pic de rayons-X (rocking curves) [123]. Ceci permet l'élaboration de cristaux d'une très grande qualité. De plus il est possible de faire varier le dopage de YBCO sur une grande gamme allant du composé parent (isolant de Mott) $y = 6$ jusqu'à dépasser légèrement le dopé optimum $y = 7$. Un autre avantage vient du fait que le dopage dans YBCO se fait en contrôlant le taux d'oxygène des chaînes. Il n'y a donc pas de substitution chimique nécessaire pour doper (pas d'impuretés liés au dopage). Nous avons exploité cette propriété pour explorer différents dopages. La température critique maximale de ce composé est de 93 K. Les résultats de ce chapitre reposent sur la très grande qualité des échantillons mesurés fournis par le groupe de Doug Bonn de l'université de Colombie Britannique (UBC), Canada.

4.1.1 Structure cristalline

La figure 4.1 présente la structure cristallographique du composé YBCO pour $y = 7$. La structure est de type pérovskite où nous retrouvons les plans CuO_2 caractéristiques des cuprates. La cellule unité contient deux plans adjacents CuO_2 séparés de 3.2 Å par un plan d'yttrium. Ces plans CuO_2 sont les plans conducteurs et sont représentés par la base des polyèdres. La structure contient également des chaînes CuO (réservoirs de charges) séparées des plans conducteurs par des plans de BaO isolant qui donnent au matériau une structure fortement bi-dimensionnelle. Pour $y = 7$ le composé est orthorhombique comme l'indique les paramètres de mailles a et b de la figure 4.1. Cette orthorhombicité provient du remplissage en oxygène des chaînes, dirigées selon l'axe- b et caractéristique de ce composé. Il est possible de réduire le nombre d'oxygènes des chaînes jusqu'à $y = 6$. Ainsi l'orthorhombicité diminue et la structure devient tétragonale pour $y < 6.4$ [124].

Un problème lié à la présence des chaînes est la formation de domaines où l'axe- a et l'axe- b (orthorhombique) sont permutés alternativement. Ce phénomène est connu sous le nom de macles et peut être observé en utilisant un microscope à lumière polarisée. Il est possible d'appliquer une pression uni-axiale à une température inférieure à la transition structurale tétragonale/orthorhombique (voir figure 4.3) afin de supprimer ces macles.

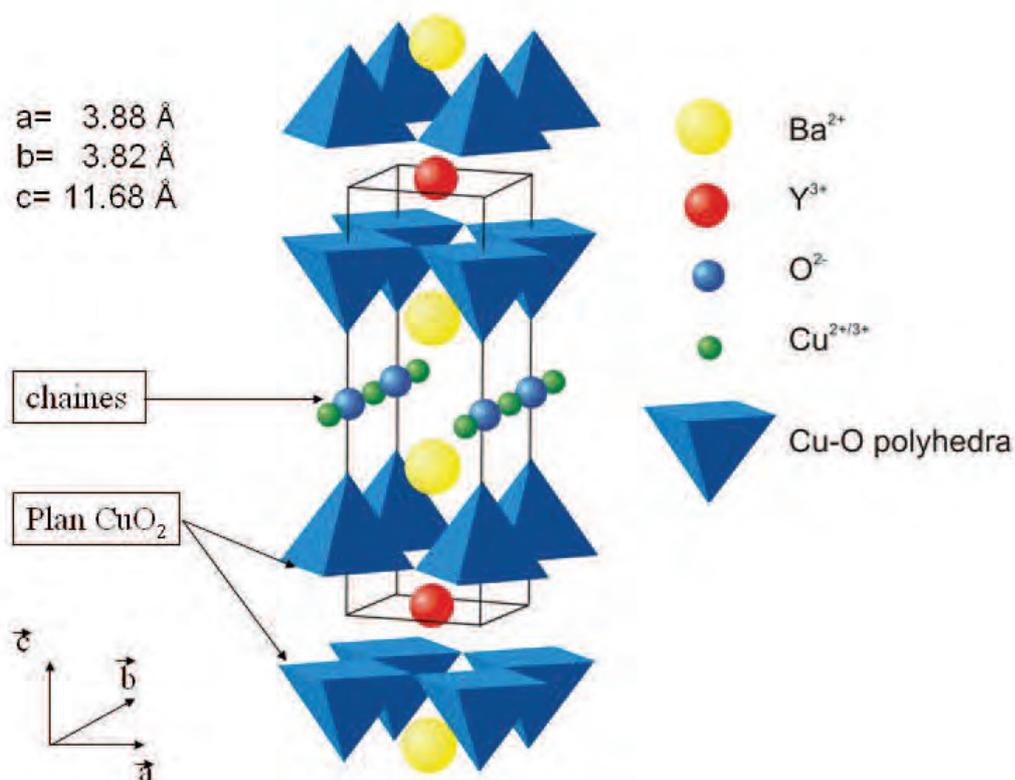


FIGURE 4.1 – Schéma représentant la structure cristalline d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. (d'après [125])

4.1.2 Détermination du dopage p

Un phénomène de vieillissement des échantillons a été observé par Veal et *al.*. Ainsi, un cristal sous oxygéné tel que $y = 6.45$ voyait sa température critique augmenter de $T_c = 39 \text{ K}$ à 46 K après un mois de relaxation à température ambiante [126]. Pour expliquer ce phénomène, Veal et *al.* émirent l'hypothèse que les oxygènes présents dans les chaînes peuvent diffuser dans la structure à des températures supérieures à 0°C . Cette diffusion tend à améliorer l'ordre des chaînes ce qui tend à augmenter la longueur des chaînes avec le temps. Le dopage p (donc la T_c) dans le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ dépend du degré d'oxygénation mais aussi de l'ordre des chaînes CuO . Connaître y n'est donc pas suffisant pour déterminer le dopage. Les cuivres des chaînes du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ sont 'ibridés' Cu^+ . Lorsqu'un oxygène est ajouté, les cuivres adjacents sont alors 'ibridés' Cu^{2+} . Cet oxygène ne participe pas au transfert de charge entre les chaînes et les plans. Maintenant, si un second oxygène est ajouté, de sorte qu'il se positionne dans un site

vacant à côté d'un cuivre Cu^{2+} , celui-ci va participer au transfert de charge entre les plans et les chaînes comme représenté sur la figure 4.2. Ceci rend compliqué la détermination du dopage pour ces échantillons. De même que le dopage, la distance inter-plan c dépend du taux d'oxygénation et de l'ordre des chaînes. Il existe ainsi une relation unique entre p et c ; $p = 11.491x + 5.17 \cdot 10^9 x^6$, avec $x = 1 - c/c_0$ et $c_0 = 1.18447$ nm (à 22°C). Une détermination empirique du dopage a été réalisée par mesures de rayons-X de la distance c [127]. De ces mesures, une dépendance entre p et T_c a pu être déterminée. Pour la suite le dopage des échantillons a été déterminés par la mesure de T_c .

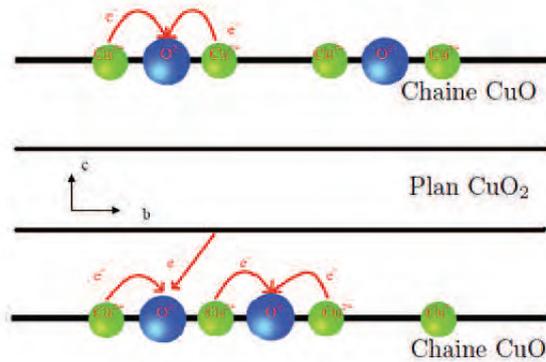


FIGURE 4.2 – Schéma représentant le mécanisme de dopage dans le composé YBCO. [128]

4.1.3 Superstructure

Comme nous venons de le voir, l'ordre des chaînes est important pour la détermination du dopage (Deux composés avec la même concentration en oxygène y n'ont pas forcément la même T_c). Au delà des propriétés de dopage, l'ordre des chaînes va être important pour certaines propriétés électroniques du matériau. Le but sera donc d'avoir des composés avec le minimum de sites d'oxygène vacants. Pour YBCO complètement oxygéné ($y = 7$) les chaînes sont complètement pleines (pas de site d'oxygène vacants). En partant du composé complètement oxygéné et en enlevant des oxygènes de la structure de YBCO, on introduit des sites vacants dans les chaînes. Il existe différentes superstructures qui minimisent le nombre de sites d'oxygènes vacants en fonction de la concentration en oxygène. Les expériences de diffractions ont permis de mettre en évidence des réflexions des superstructures avec une périodicité ma suivant l'axe- a au vecteur du réseau réciproque $\mathbf{Q}=(n/m,0,0)$ ou n et m sont des entiers (m correspond à la périodicité de la superstructure). Des superstructures avec $m = 2, 3, 4, 5, 8$ ont été observées expérimentalement [129]. Ces superstructures sont nommées ortho-II, ortho-III, ortho-IV, ortho-V et ortho-VIII. La périodicité dans l'espace réel correspond à une séquence de chaînes alternativement pleines ou vides (figure 4.4), ce qui signifie que la cellule unité augmente d'un facteur m le long de l'axe- a .

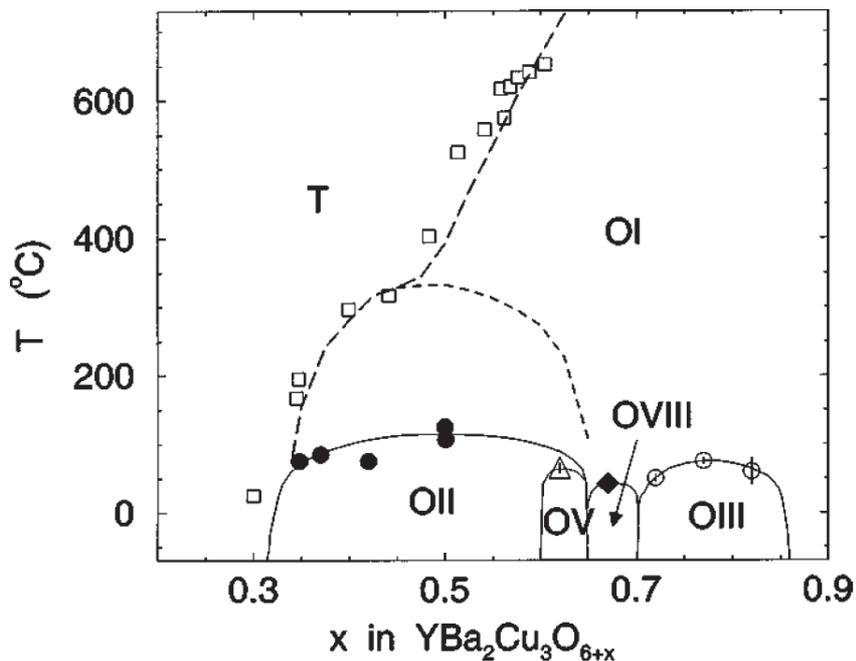


FIGURE 4.3 – Diagramme de phase structural d'YBCO. Les différentes phases sont labellé : T=Tétragonale ; OI=ortho-I ; OII=ortho-II ; OIII=ortho-III ; OV=ortho-V ; OVIII=ortho-VIII. (d'après [129])

4.2 Observation d'une nouvelle fréquence dans le spectre oscillatoire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

Dans ce chapitre, je rapporte l'observation d'une nouvelle fréquence ($F_{slow} \simeq 100$ T) que nous avons observé pour deux échantillons de YBCO par des mesures de magnétorésistance. Elle a également été observée, dans un troisième échantillon, par des mesures d'effet Seebeck réalisées par Doiron-Leyraud et collaborateurs. La découverte de cette nouvelle fréquence est importante et amène à se poser certaines questions. Cette fréquence est-elle liée à une partie de la SF ? Dans ce cas qu'apporte-t-elle comme informations supplémentaires à notre compréhension des données expérimentales ? Sinon, d'où provient-elle et quelles informations nouvelles peut-on en tirer ? Dans ce chapitre, je présenterai les différentes mesures réalisées avant de traiter des origines possibles d'une telle oscillation de faible fréquence.

4.2.1 Présentation des échantillons

Nous avons mesuré la magnétorésistance selon l'axe- c de 2 échantillons de YBCO ($y = 6.62$ et $y = 6.67$) sous champ magnétique jusqu'à 69 T pour $B \parallel c$ et jusqu'à 58 T en faisant varier l'angle θ correspondant à l'angle entre le champ magnétique et l'axe- c du cristal. L'incertitude sur sa valeur est $\Delta\theta \approx 1^\circ$. La température de la transition supraconductrice a été obtenue par la mesure de la résistivité axe- c à champ nul (figure 4.5). Cette mesure a permis de connaître les

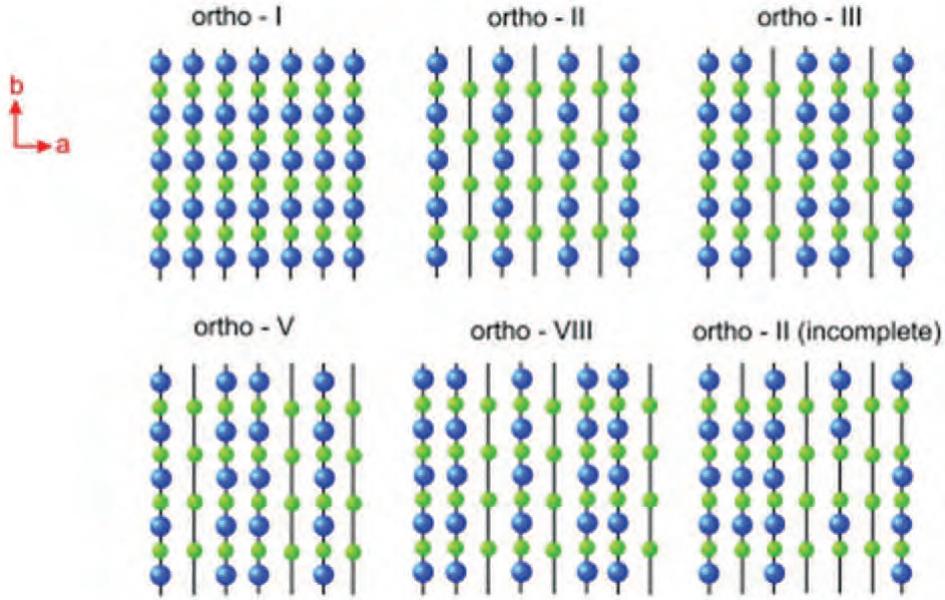


FIGURE 4.4 – Schéma représentant les différentes superstructures des chaînes CuO des composés YBCO observées en rayons-X. (d'après [125])

valeurs des températures critiques $T_c = 62.5$ K et $T_c = 68$ K des deux échantillons ($y = 6.62$ et $y = 6.67$). De ces températures critiques nous pouvons déduire le dopage des échantillons $p = 0.11$ ($T_c = 62.5$ K) et $p = 0.12$ ($T_c = 68$ K). L'observation d'oscillations quantiques dans ces matériaux a été possible de part la haute qualité des échantillons provenant du groupe de UBC.

4.2.2 Magnéto transport Shubnikov-de Haas

Les figures 4.6 a) et b) présentent la magnétorésistance des deux échantillons ($p = 0.11$ et $p = 0.12$ respectivement) pour différentes températures jusqu'à 69 T et $\theta = 0^\circ$. Ces échantillons présentent une forte magnétorésistance qui augmente lorsque la température diminue. A basse température (en dessous de 10 K) des oscillations quantiques sont visibles pour les deux échantillons. L'analyse de ces oscillations conduit à l'observation d'une fréquence principale $F_1 = 550$ T et 2 fréquences satellites $F_2 = 450$ T et $F_3 = 630$ T dans le cas de $p = 0.11$, comme il a été présenté dans le chapitre 2. L'amplitude des oscillations étant plus faible pour l'échantillon $y = 6.67$ il n'est possible de résoudre qu'une seule fréquence $F = 620$ T. Une étude de la dépendance de l'amplitude de la fréquence principale en fonction de la température permet de déduire des masses effectives $m_c = 1.6 \pm 0.1$ et $m_c = 1.8 \pm 0.15$ pour $p = 0.11$ et $p = 0.12$ respectivement. Toutes ces valeurs sont en accord avec des mesures précédentes réalisées sur des échantillons de dopage équivalent [130]. A plus haute température, au dessus de 10 K, ces oscillations disparaissent à cause du facteur de réduction thermique R_T . Une oscillation lente de très faible amplitude est alors visible sur les données brutes pour des températures comprises entre 10 K et 30 K. Pour $p = 0.12$ une légère bosse peut être observée (qui disparaît quand la température augmente) autour de $B \sim 50$ T.

La figure 4.7 présente les dérivés de la figure 4.6 à différentes températures pour les deux

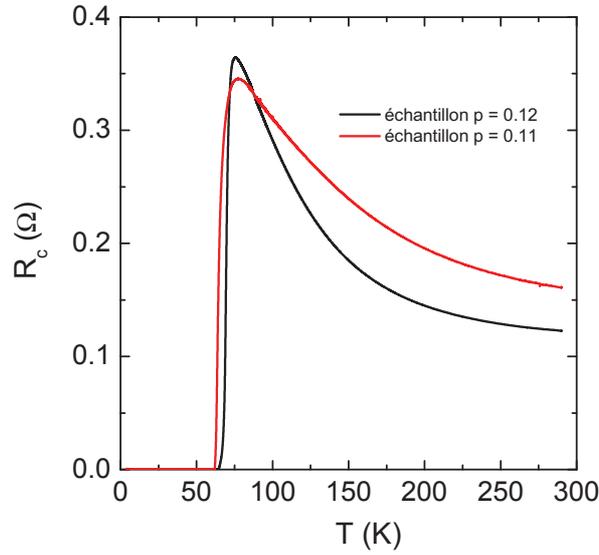


FIGURE 4.5 – Résistance des échantillons mesurée selon l'axe- c en fonction de la température.

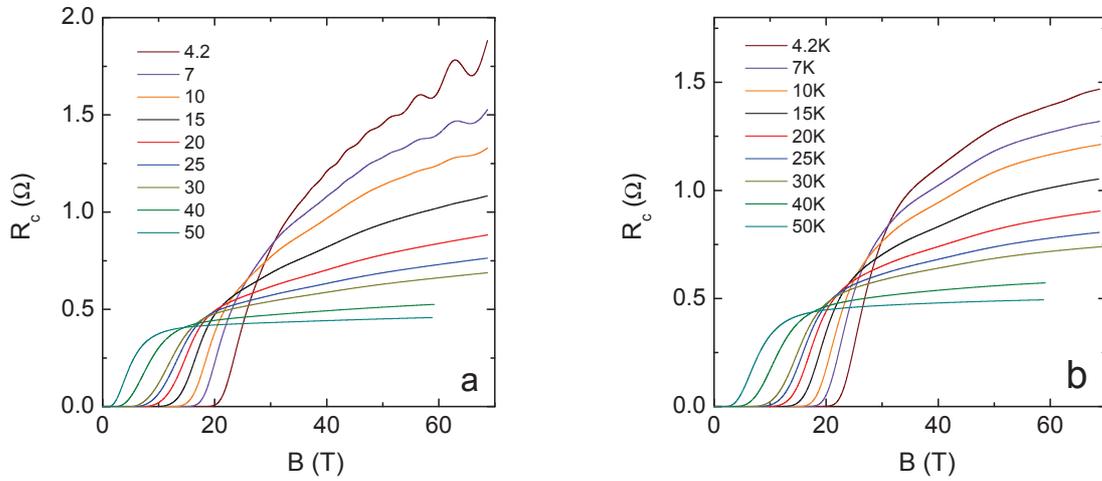


FIGURE 4.6 – Magnéto-résistance de YBCO avec a) $p = 0.11$ et b) $p = 0.12$ pour un courant I et un champ magnétique jusqu'à 68 T le long de l'axe- c ($I \parallel B \parallel c$) pour différentes températures.

échantillons étudiés. Sur cette figure, il apparaît clairement une oscillation de faible fréquence (que nous noterons $F_{slow} = 95 \pm 10\text{T}$ pour $p = 0.11$ et $F_{slow} = 120 \pm 15\text{T}$ pour $p = 0.12$) dont l'amplitude est beaucoup plus faible que celle des fréquences F_1 , F_2 et F_3 . A basse température, ces oscillations sont toujours présentes mais masquées par les autres fréquences. L'étude

de cette fréquence sera donc réalisée à plus hautes températures où les fréquences principales disparaissent. Nous allons ici essayer de comprendre l'origine de cette oscillation. Pour cela nous allons étudier la dépendance de cette fréquence en fonction de la température puis pour une température donnée en fonction de différents angles.

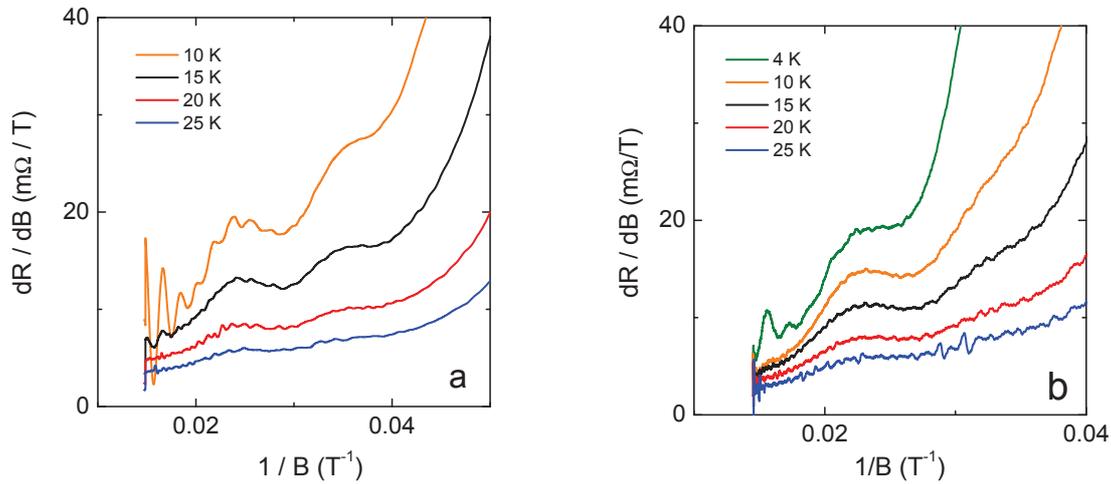


FIGURE 4.7 – Dérivés des courbes de la figure 4.6 pour a) $p = 0.11$ et b) $p = 0.12$.

4.2.2.1 Dépendance en température

Dans cette partie, je présenterai la dépendance en température des deux échantillons ($p = 0.11$ et $p = 0.12$). Dans le but d'étudier cette nouvelle oscillation, nous avons choisi de soustraire la partie monotone à l'aide d'un polynôme d'ordre 3 tout en prenant des précautions pour ne pas induire d'artefacts liés à la soustraction de la partie monotone de la magnétorésistance du fait de la faible amplitude des oscillations (seulement 0.1 % du signal brut). La figure 4.8 présente ces oscillations lentes à différentes températures pour les deux échantillons. Ces oscillations semblent périodiques en $1/B$ comme les oscillations Shubnikov-de Haas. Ces oscillations sont visibles jusqu'à une température de 30 K ce qui permet de les observer sans être gêné par les autres fréquences qui disparaissent à plus basse température à cause de leur plus grande masse.

La masse, pour cette nouvelle fréquence, a été déduite de la dépendance de l'amplitude des oscillations en fonction de la température en utilisant la formule de Lifshitz-Kosevich (figure 4.9). On trouve des masses faibles comme attendu du fait de la présence à haute température de ces oscillations ($m_c = 0.45 \pm 0.15 m_e$ et $m_c = 0.4 \pm 0.1 m_e$ pour $p = 0.11$ et $p = 0.12$ respectivement). Cette première observation est une indication que F_{slow} peut correspondre à une petite surface de Fermi. Une autre indication provient de la dépendance angulaire de cette fréquence.

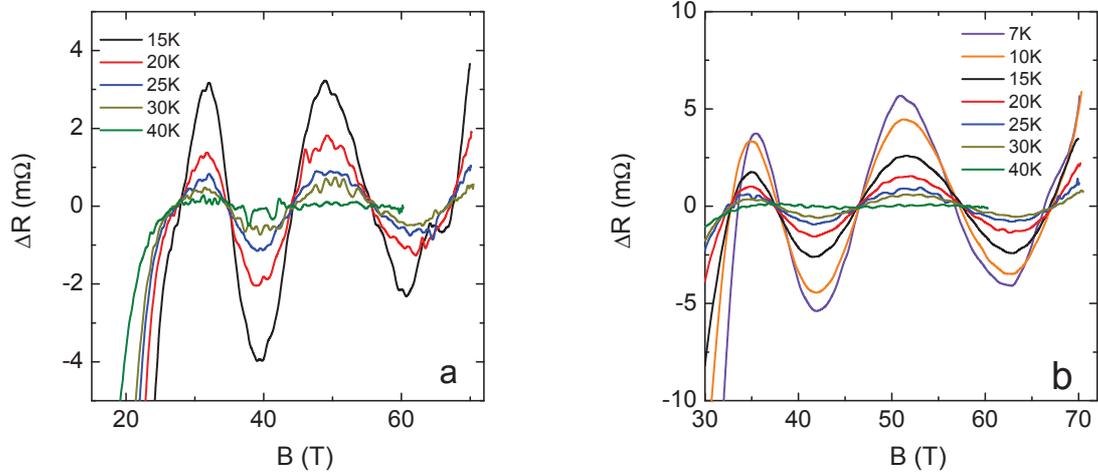


FIGURE 4.8 – Partie oscillatoire des courbes de la figure 4.6 après avoir soustrait un polynôme d'ordre 3, pour a) $p = 0.11$ et b) $p = 0.12$.

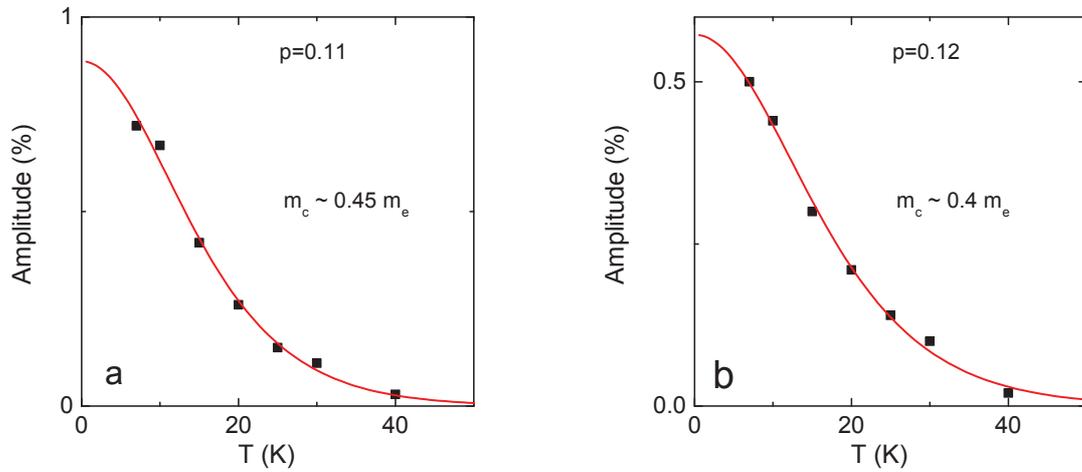


FIGURE 4.9 – Dépendance de l'amplitude des oscillations en fonction de la température pour a) $p = 0.11$ et b) $p = 0.12$. La ligne rouge correspond à un ajustement par la formule LK.

4.2.2.2 Dépendance en angle

Je présenterai, dans cette partie, les mesures de dépendance angulaire que nous avons réalisées pour ces deux échantillons. Les mesures sont effectuées à une température de 15 K, permettant un bon compromis entre une amplitude d'oscillation relativement forte (sans contamination de F_1) et un champ irréversible faible. La partie oscillatoire de la magnétorésistance axe- c , à 15 K,

est tracée sur la figure 4.10 en fonction de $B\cos(\theta)$ pour $p = 0.11$ et $p = 0.12$.

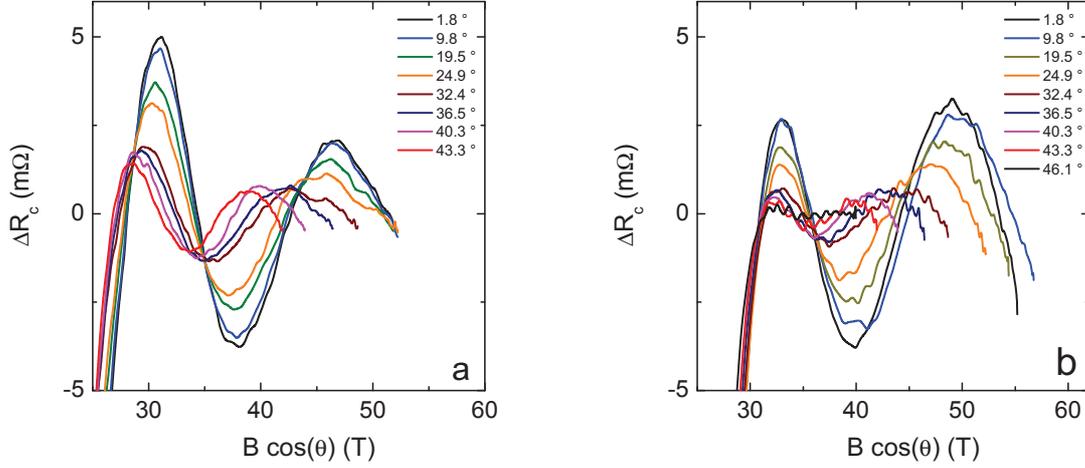


FIGURE 4.10 – Partie oscillatoire à $T = 15$ K en fonction de $B\cos(\theta)$ à différents angles et jusqu'à 58 T, pour a) $p = 0.11$ et b) $p = 0.12$. Un polynôme d'ordre 2 a été soustrait des données brutes.

La dépendance angulaire de la fréquence F_{slow} est tracée sur la figure 4.11 a) pour l'échantillon $p = 0.11$. Une dépendance similaire est observée pour l'échantillon $p = 0.12$. Pour cet échantillon, à cause de la faible amplitude des oscillations, la partie oscillatoire est très sensible à la soustraction de la partie monotone. Aux forts angles, F_{slow} dévie de l'ajustement en $1/\cos(\theta)$ (caractéristique d'un système 2D) ce qui est attendu dans le cas d'un système quasi-2D. La figure 4.11 b) montre la dépendance angulaire de l'amplitude des oscillations pour l'échantillon $p = 0.11$. De même que pour la fréquence l'amplitude des oscillations dans le cas de l'échantillon $p = 0.12$ dépend fortement de la soustraction de la partie monotone. En réalisant un ajustement de l'amplitude des oscillations en fonction de l'angle par la formule de R_s , présentée dans le chapitre 1, il est possible de déduire une valeur pour gm_b^*/m_e (où g est le facteur de Landé, m_e la masse de l'électron libre et m_b^* la masse de l'électron renormalisée par les interactions électron-électron). On déduit donc une valeur de $gm_b^*/m_e = 0.83$ qui conduit à $m_b^*/m_e \simeq 0.41 \simeq m_c/m_e$ (en prenant $g = 2$). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, $m_c = m_b^*(1 + \lambda_{ep})$. La valeur de m_c déduite de la dépendance en température des oscillations quantiques étant égale à m_b^* , on en déduit que les interactions électron-phonon sont négligeables.

4.2.3 Effet Seebeck

Les mesures d'effet Seebeck et d'effet Nernst réalisées par Doiron-Leyraud et collaborateurs [131] sur un échantillon de haute qualité mono-cristallin de YBCO ($y = 6.54$) sont présentées sur la figure 4.12. La température critique de l'échantillon $T_c = 61.3$ K correspond à un dopage $p = 0.11$. Les coefficients Seebeck ($S \equiv -V_x/\Delta T$) et Nernst ($\nu \equiv N/H \propto -(V_y/\Delta T)/H$) ont été mesurés en présence d'un gradient de température ΔT longitudinal le long de l'axe- a , avec un champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan CuO_2 . V_x et V_y sont respectivement les différences de potentiel longitudinal et transverse. A basse température, l'effet Seebeck et

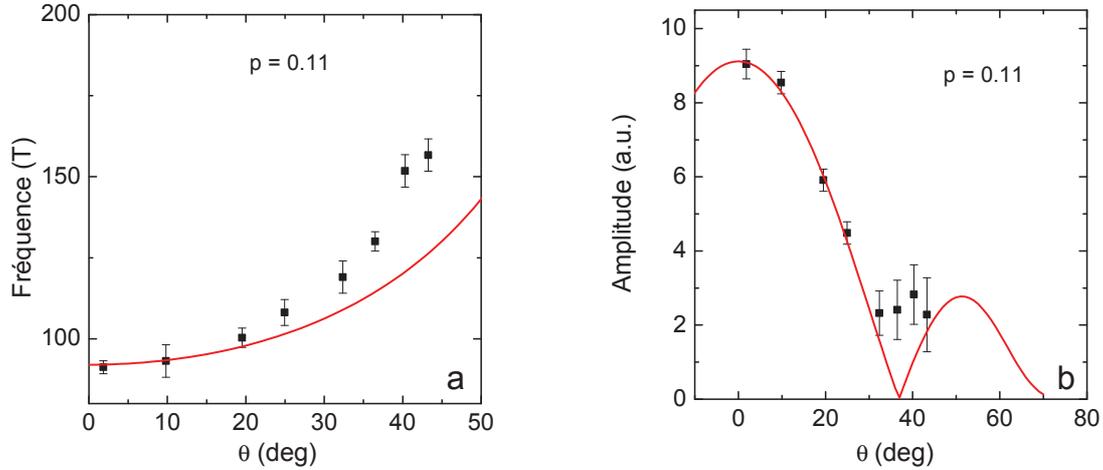


FIGURE 4.11 – a) Dépendance de F_{slow} en fonction de l’angle. La ligne rouge correspond à un ajustement en $\cos(\theta)$. b) Dépendance de l’amplitude des oscillations en fonction de l’angle. La ligne rouge correspond à un ajustement par la formule de $R_S(\theta)$ (chapitre 1).

l’effet Nernst montrent des oscillations quantiques avec une fréquence dominante $F_1 = 530$ T et un battement dû à la présence de plusieurs fréquences proches, en accord avec nos mesures de magnétorésistance et de précédentes mesures [114, 132, 133]. En plus de ces fréquences ‘rapides’ usuelles, l’effet Seebeck montre une oscillation lente qui est révélée en augmentant la température (figure 4.12). En soustrayant par un ajustement linéaire les données brutes à 18 K, la partie oscillatoire du signal est mise en évidence (figure 4.12). Ces oscillations sont périodiques en $1/B$ avec une fréquence $F = 95 \pm 10$ T équivalente à celle que nous avons observée dans les mesures de magnétorésistance. Le fait que ces oscillations persistent à haute température est en accord avec une faible valeur de la masse déduite des mesures de magnétorésistance.

4.3 Les oscillations lentes : une nouvelle poche ?

L’oscillation de faible fréquence F_{slow} présente les caractéristiques principales d’oscillations quantiques liées à une poche de la SF (oscillation périodique en $1/B$, la dépendance en température compatible avec la formule LK et dépendance en angle quasi-2D). La valeur de la fréquence F_{slow} est égale à la valeur de la différence entre les fréquences principales ($\Delta F \simeq F_1 - F_2 \simeq F_3 - F_1$). A cause de cette égalité d’autres scénarios peuvent expliquer la présence d’oscillations de fréquence lente. Il faudra donc infirmer ces scénarios pour conclure que cette fréquence correspond bien à une poche. En prenant en compte l’effet du bilayer dans YBCO, la présence de deux fréquences peut être facilement comprise. Sans prendre en compte la présence de la fréquence lente il n’est pas possible de justifier la présence d’une troisième fréquence sans faire appel à d’autres hypothèses, présentées dans le chapitre 2, comme un gondolement de la SF, [114, 122] ou de la rupture magnétique entre le bilayer [115]. Partant de l’hypothèse que les trois fréquences F_1 , F_2 et F_3 proviennent du bilayer et du gondolement de la SF l’observation d’une oscillation

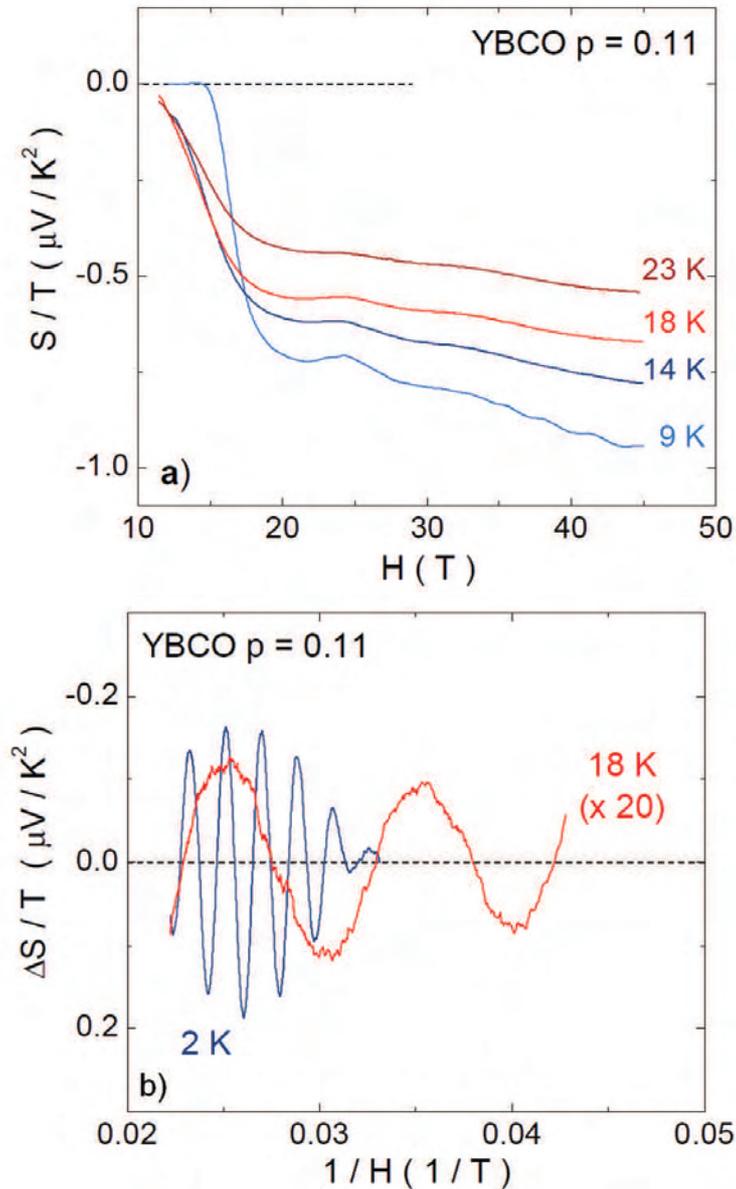


FIGURE 4.12 – a) Coefficient Seebeck, tracé comme S/T en fonction du champ magnétique. b) Partie oscillatoire du coefficient Seebeck, tracée comme $\Delta S/T$ à deux températures différentes. ΔS correspond à la différence entre les données brutes et une partie monotone linéaire. (d'après [131])

de fréquence lente dans la magnétorésistance axe- c peut être une conséquence du caractère particulier du transport axe- c dans les métaux quasi-2D [134]. Partant de la seconde hypothèse, où les trois fréquences F_1 , F_2 et F_3 proviennent de rupture magnétique entre le bilayer [115], la présence de F_{slow} peut s'expliquer par un scénario d'interférences quantiques (ou effet Stark [19]) entre le bilayer. Je présenterai donc ces scénarios qui permettent de donner une explication à la

présence de F_{slow} avant de donner des arguments permettant de les infirmer. Enfin, une fois ces scénarios écartés, nous considérerons que cette oscillation provient d'une nouvelle poche de trous. En faisant cela nous verrons qu'il est possible d'expliquer certaines propriétés de transport.

4.3.1 Oscillations lentes de la magnétorésistance dans les métaux quasi-2D

Dans le cas de composés quasi-2D, un léger gondolement de la SF fait apparaître un battement dans les oscillations. Ce battement provient de la différence entre les fréquences F_n et F_b correspondant aux aires extrémales de la SF (*'neck' et 'belly' en anglais*) liées au gondolement. Il a été montré, dans le composé organique quasi-2D β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ [134], qu'une fréquence lente supplémentaire correspondant à la différence $F_n - F_b$. Celle-ci apparaît dans la magnétorésistance axe- c (figure 4.13a)). Cette fréquence lente ne provient donc pas d'une petite orbite cyclotron mais trouve ses origines dans le gondolement de la surface de Fermi. Cette interprétation est basée sur une dépendance particulière de cette fréquence en fonction de l'angle. En effet, comme il a été évoqué dans le chapitre 1, pour certains angles, appelés angle de Yamaji [16], les fréquences F_n et F_b sont identiques. La valeur de la fréquence lente sera alors nulle pour ces angles particuliers. C'est ce qui arrive dans le cas du composé β -(BEDT-TTF)₂IBr₂. Cette fréquence lente a été reproduite par un calcul de la conductivité inter-plan en utilisant les équations de Boltzmann [134]. Comme dans notre cas, cette fréquence persiste à des températures pour lesquelles les autres fréquences ont totalement disparu. La fréquence lente que nous venons de présenter pourrait donc provenir du caractère particulier du transport axe- c comme pour le composé organique quasi-2D β -(BEDT-TTF)₂IBr₂. Néanmoins dans notre cas, la dépendance angulaire est totalement différente. En effet dans YBCO, la fréquence principale est $F_1 = 550$ T, ce qui correspond à $k_F = 1.29 \text{ nm}^{-1}$. Connaissant k_F il est possible de calculer la valeur de l'angle de Yamaji (θ_Y) qui est de $\theta_Y \sim 57^\circ$. Si la fréquence lente que l'on observe correspondait à la différence entre les fréquences principales F_1 et F_2 alors une dépendance en fréquence similaire à celle du composé organique β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ devrait être observée avec une disparition de cette fréquence pour $\theta_Y \sim 57^\circ$. Dans le cas de YBCO, la valeur de la fréquence lente augmente plus vite qu'en $1/\cos(\theta)$ jusqu'à des valeurs de $\theta = 45^\circ$ sans aucun signe de saturation. Ce scénario faisant intervenir le gondolement de la SF pour expliquer la présence d'une fréquence lente dans le spectre oscillatoire n'est pas compatible avec nos mesures dans YBCO.

De plus, la présence de F_{slow} dans les mesures Seebeck (mesure dans le plan qui ne dépend pas de la conductivité selon l'axe- c) infirme un peu plus ce scénario.

Un autre scénario basé sur un scénario d'interférences quantiques pourrait également expliquer la présence d'une fréquence lente. C'est ce scénario que nous allons traiter dans la suite.

4.3.2 Interférences quantiques

Pour observer des interférences quantiques, il est nécessaire d'avoir de la rupture magnétique entre différentes poches. Partant du scénario de rupture magnétique proposé par S. Sebastian et al. [115], présenté dans le chapitre 2, basé sur la reconstruction de la SF par un ordre de charge bi-axial faisant apparaître deux poches de fréquences $F \pm 2\Delta F$ liées au bilayer, il est possible de faire apparaître les 3 fréquences F_1 , F_2 et F_3 observées par les mesures d'oscillations quantiques en invoquant de la rupture magnétique entre les surfaces liées au bilayer. De plus, en partant de ces deux poches, il est possible d'observer de l'interférence quantique avec une fréquence ΔF (correspondant à la valeur de F_{slow} partie hachurée figure 4.14 a)) et périodique en $1/B$. Le

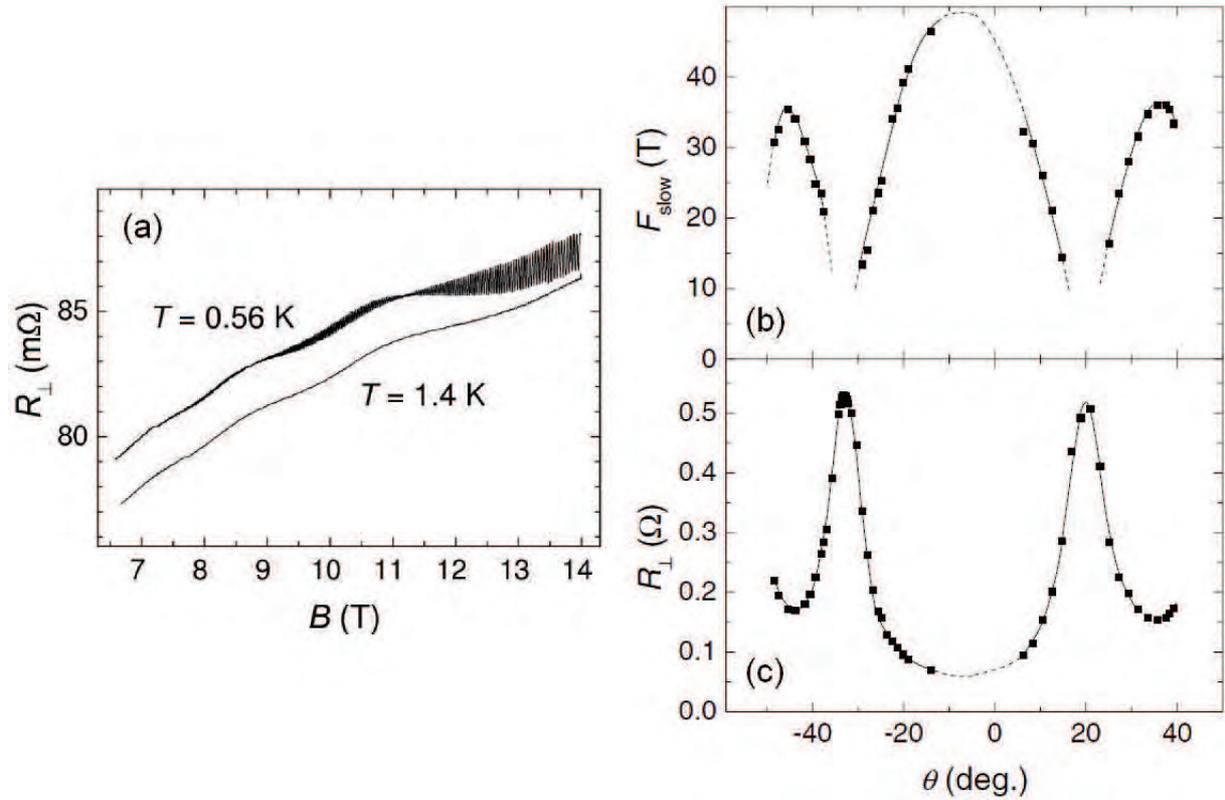


FIGURE 4.13 – a) Résistance inter plan de $\beta\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{IBr}_2$ en fonction du champ magnétique. Les courbes aux différentes températures sont décalées dans un soucis de clarté. b) Dépendance angulaire de l'oscillation lente observée. c) Résistance à $B = 14\text{ T}$ et $T = 0.44\text{ K}$ à différents angles. Les lignes sont des guides pour les yeux. [134]

phénomène d'interférence quantique, présenté plus en détail dans le chapitre 1, provient du fait que les électrons ont deux chemins accessibles équivalents pour se rendre du point 1 au point 4 (soit en passant par 2 et 3 ou par 2' et 3' figure 4.14 a)). Un tel scénario est susceptible d'expliquer la présence de cette oscillation quantique de faible fréquence et de masse faible. Néanmoins, dans ce scénario les fréquences $F_2 = F_0 - \Delta F$ et $F_3 = F_0 + \Delta F$ font intervenir le même nombre de transmissions et de réflexions aux travers des jonctions de rupture magnétique. Ceci a pour conséquence que l'amplitude relative de ces deux fréquences doit être identique quelque soit la gamme de champ disponible et la sonde utilisée. La figure 4.14 b) présente la transformée de Fourier de nos mesures de transport pour YBCO ($p = 0.11$) jusqu'à 70 T. Sur cette figure est également tracée la transformée de Fourier correspondant au scénarios de rupture magnétique reporté dans [115] (trait gris). Dans ce cas, les amplitudes des fréquences F_2 et F_3 sont identiques en contradiction avec nos données de magnétotransport pour $p = 0.11$, qui montrent que l'amplitude de F_2 est environ la moitié de celle de F_1 . Par contre, celle de F_3 est quasiment inexistante. Cette asymétrie ne peut pas être expliquée par ce scénario de rupture magnétique.

De plus, ce modèle fait intervenir deux autres fréquences $F \pm 2\Delta F$ qui ne sont pas observées expérimentalement, ce qui nécessite un champ de rupture magnétique faible ($B_{MB} = 4\text{ T}$ qui

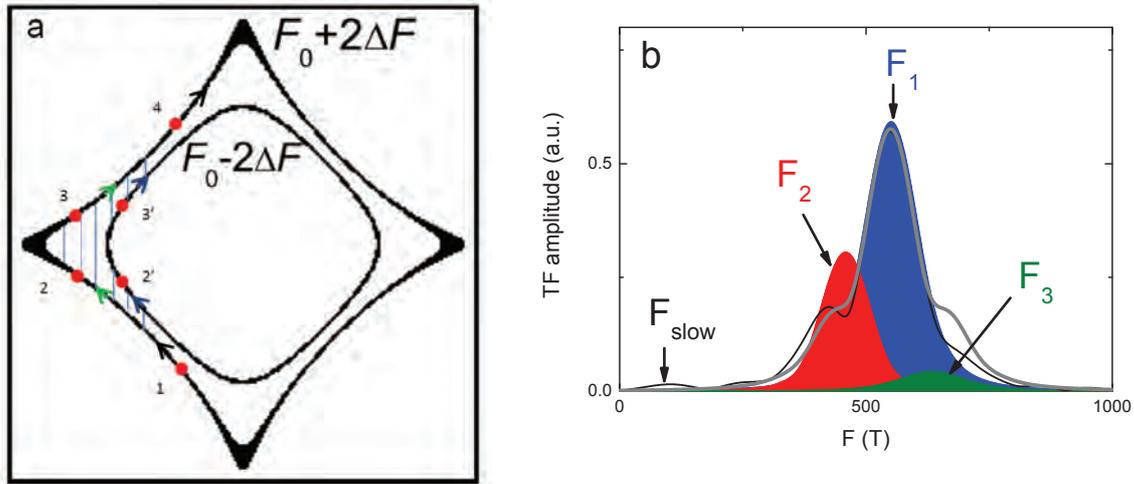


FIGURE 4.14 – a) Schéma de la surface de Fermi reconstruite par un ordre de charge bi-axial conduisant à une poche d'électrons située aux noeuds et séparée en deux sous l'effet du bilayer pour YBCO sous-dopé. Dans le cas d'interférence quantique, l'électron peut se rendre du point 1 à 4 par deux chemins différents. Ceci conduit à des oscillations de la résistance périodique en $1/B$. La fréquence des oscillations est donnée par l'aire comprise entre les deux trajets possibles (correspondant à l'aire hachurée). (d'après [115]). b) Transformé de Fourier des oscillations quantiques de YBCO ($p = 0.11$) sur une gamme de champ $B = [30 \text{ T} ; 65 \text{ T}]$ (trait noir). La dépendance en amplitude des différentes fréquences F_1 , F_2 et F_3 est obtenue en réalisant un ajustement des oscillations en fonction du champ par la formule LK. Le trait gris représente une TF (sur la même gamme de champ) d'une simulation du modèle de rupture magnétique de [115] pour une valeur de champ de rupture magnétique $B_{MB} = 4 \text{ T}$.

correspond à une faible valeur de gap $\Delta_g \simeq 1.7 \text{ meV}$ entre les surfaces de Fermi provenant du couplage bilayer) pour ne pas observer ces fréquences. Cette très faible valeur de gap n'est pas en accord avec la valeur de gap mesurée par l'ARPES ($\Delta_g \simeq 16 \text{ meV}$ [135]).

Ce modèle de rupture magnétique n'est donc pas adapté à la description de la dépendance en champ des différentes fréquences observées. S'il n'y a pas de rupture magnétique entre les surfaces de Fermi provenant du couplage entre le bilayer, alors aucune interférence quantique ne peut être observée dans ce modèle. De plus, cette oscillation lente est visible dans les mesures d'effet Seebeck pour lequel aucun phénomène d'interférence quantique n'a encore été observé. L'amplitude de la fréquence principale observée en effet Nernst est plus importante que celle observée par effet Seebeck. Dans le cas d'un modèle d'interférences quantiques, on s'attend alors à ce que la fréquence F_1 génère une oscillation F_{slow} d'amplitude plus forte dans l'effet Nernst que dans l'effet Seebeck. Aucune oscillation lente n'est cependant observé dans l'effet Nernst.

Par contre, si F_{slow} provient d'une partie de la SF il est facile d'expliquer pourquoi F_{slow} n'est pas visible dans l'effet Nernst. En effet, celui-ci étant proportionnel à l'effet Seebeck et à la mobilité des porteurs ($\nu \propto \mu S$), une poche de faible mobilité de porteurs conduira à une très faible amplitude de F_{slow} dans l'effet Nernst.

Dans la suite, je présenterai ce qu'apporte la présence d'une nouvelle poche à la compréhension

des données des cuprates. Je présenterai également un scénario de reconstruction basé sur un ordre de charge bi-axial pour expliquer la présence de ces différentes poches de type de porteurs différents.

4.3.3 Poche de trous

Maintenant que nous avons infirmé les autres scénarios, il apparaît naturel d'associer F_{slow} à une poche provenant de la SF reconstruite distincte de F_1 . Nous allons discuter l'apport d'une nouvelle poche à la compréhension des propriétés de transport de YBCO. Par exemple, le changement de signe de l'effet Hall en fonction du champ magnétique comme indiqué sur la figure 4.15 ne peut pas être interprété par un modèle à une bande. En effet dans le cas d'un modèle à une bande, $R_H = 1/ne$ est indépendant de B . Si maintenant on considère un modèle à deux bandes (comme il a été présenté dans le chapitre 1, en prenant deux types de porteurs de charges différents électrons et trous) il est possible d'expliquer ce changement de signe comme il a été reporté pour Y124 [136] et pour $\text{Ca}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ [137]. De même, l'évolution du coefficient Seebeck, présentant le même type de dépendance en champ, peut également être expliqué par un modèle à deux bandes. Le fait que l'effet Hall sature à une valeur négative à fort champ signifie que les porteurs majoritaires sont de types électrons.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la magnétorésistance dans le cas d'un modèle à une bande est indépendante du champ magnétique (cas d'une SF isotrope) où proportionnelle à B^2 dans un cas non isotrope. Il n'est donc pas possible d'expliquer une magnétorésistance linéaire (figure 4.15) à l'aide d'un modèle simple à une bande. Par contre, le modèle à 2 bandes permet d'expliquer une telle dépendance linéaire. Ceci a été montré dans la magnétorésistance de l'axe- c [130] et dans la magnétorésistance dans le plan dans Y124 [136].

Une autre indication du caractère ambipolaire de la SF de YBCO sous-dopé est l'observation d'oscillations quantiques de large amplitude dans l'effet Hall [107, 111]. Les oscillations quantiques dans les propriétés de transport ne sont pas directement affectées par les oscillations du potentiel thermodynamique comme pour l'aimantation. Dans le cas du transport, les oscillations quantiques proviennent du taux de diffusion τ qui est proportionnel à la densité d'état. Dans un modèle à une bande, aucune oscillation n'est attendue dans ρ_{xy} qui est indépendant de τ . Par contre, un modèle à deux bandes permet expliquer la présence d'oscillations quantiques dans ρ_{xy} . Un tel modèle a été proposé par Kikugawa et al. [137] pour expliquer la présence d'oscillations quantiques ainsi que le changement de signe observé dans ρ_{xy} dans un mono-cristal de $\text{Ca}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ de grande qualité. A l'aide d'un modèle simple à deux bandes comme il a été présenté dans le chapitre 1 et en s'intéressant à des cas limites les auteurs ont montré que les propriétés principales peuvent être expliquées :

- a) Dans le cas de différentes pulsations cyclotron $\omega_{ch} \neq \omega_{ce}$ et un même taux de diffusion ρ_{xy} change de signe quand $\sqrt{\omega_{ch}\omega_{ce}}\tau = 1$.
- b) Dans le cas où seulement le taux de diffusion diffère. Si $\omega_{ch} = \omega_{ce}$ alors ρ_{xy} s'écrit :

$$\rho_{xy} = \frac{\tau_e - \tau_h}{\tau_e + \tau_h} \frac{B}{ne} \quad (4.1)$$

où τ_e et τ_h correspondent au taux de diffusion des électrons et des trous respectivement. De cette équation, il apparaît que $\rho_{xy} \propto \tau$, ce qui rend possible la présence d'oscillations quantiques dans

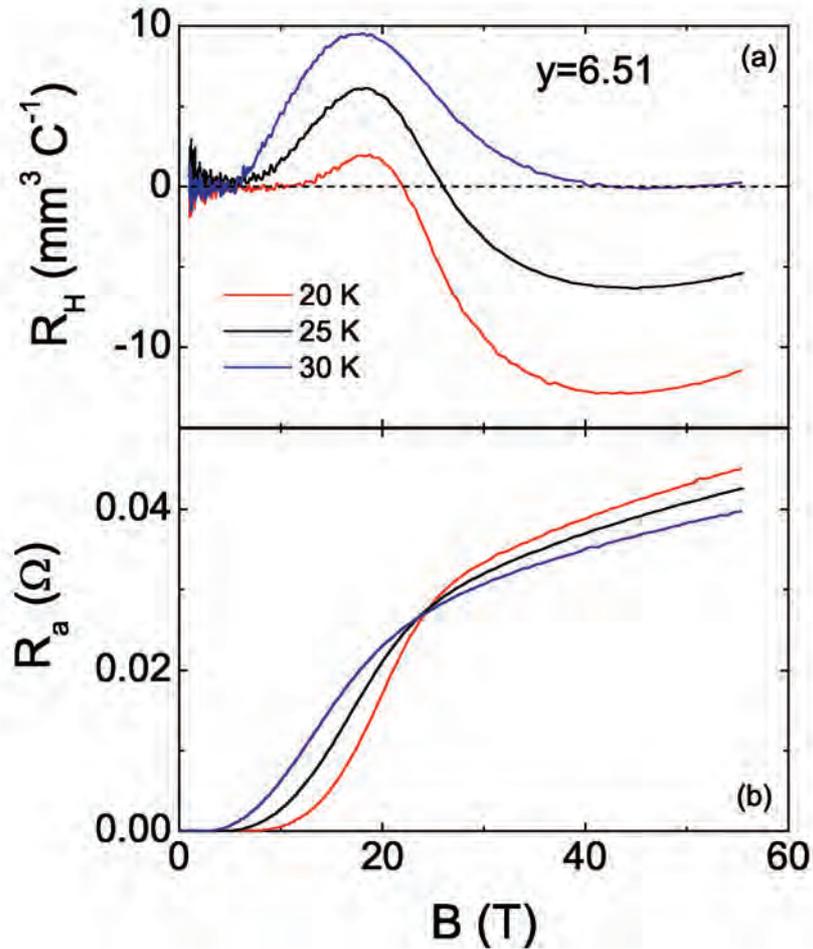


FIGURE 4.15 – a) Coefficient de Hall pour un échantillon de YBCO sous-dopé ($p = 0.10$) en fonction du champ magnétique à différentes températures. b) Dépendance en champ de la résistance dans le plan pour le même échantillon et les mêmes températures.

l'effet Hall.

Grâce à ce modèle simple, les auteurs ont réussi à décrire la présence d'oscillations dans leur composé ainsi que le changement de signe en fonction du champ. Le comportement de l'effet Hall dans YBCO possède les mêmes caractéristiques que celui observé dans $\text{Ca}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$. La grande ressemblance entre les mesures de magnétorésistance dans ces deux composés nous ont conduit à la conclusion qu'un tel modèle à deux bandes peut être utilisé pour expliquer les mesures de transports observées dans YBCO.

De même, le coefficient des mesures Seebeck ne peut pas être expliqué simplement par un modèle à une seule poche d'électrons. Le coefficient Seebeck est donné par la formule :

$$\frac{S}{T} = -\frac{\pi^2 k_B}{3} \frac{1}{e T_F} \left(\frac{3}{2} + \zeta \right) \quad (4.2)$$

où $T_F = (e\hbar/k_B)(F/m_c)$ est la température de Fermi et k_B la constante de Boltzmann. La valeur extrapolée pour $T = 0$ de $S/T \simeq -1.0 \mu\text{V}/\text{K}^2$ pour YBCO à $p = 0.11$. $\zeta = 0$ lorsque le temps de relaxation est indépendant de l'énergie et $\zeta = -1/2$ lorsque c'est le libre parcours moyen qui est indépendant de l'énergie. Dans ce cas une poche d'électrons peut expliquer cette valeur. Néanmoins, lorsqu'on s'intéresse à la dépendance en dopage de S/T à $T = 0$, on s'aperçoit (figure 4.16) que S/T devient moins négatif à mesure que p diminue, impliquant une augmentation de T_F . Cependant, les mesures d'oscillations quantiques ont mis en évidence que la fréquence principale diminue avec le dopage, de $F_1 = 600 \text{ T}$ à $p = 0.12$ à $F_1 = 500 \text{ T}$ à $p = 0.09$ et que m_c augmente fortement (environ un facteur 3 entre $p = 0.11$ et $p = 0.09$). Ces observations impliquent que T_F diminue à mesure que p diminue. Dans le cas d'un modèle simple, ne faisant intervenir qu'une poche d'électrons, il n'est pas possible d'expliquer l'évolution du coefficient Seebeck. Pour cela, il est nécessaire d'introduire une poche de trous.

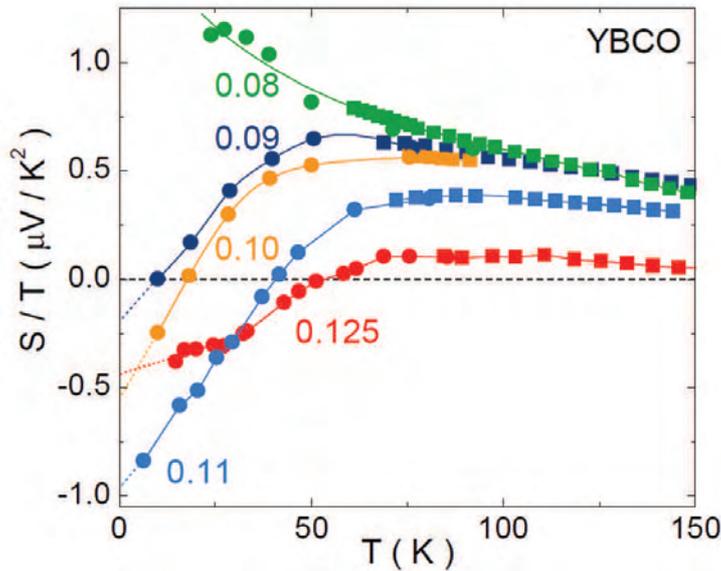


FIGURE 4.16 – Coefficient Seebeck de YBCO dans l'état normal en fonction de la température et pour différents dopages. Les carrés et les ronds sont respectivement des données sans champ magnétique et à 28 T. Les lignes pointillées sont des extrapolations de S/T quand $T \rightarrow 0$. [113]

Toutes ces propriétés de transport indiquent que la SF est constituée de porteurs de types électrons et trous. Comme les oscillations quantiques ne donnent que des informations sur les aires extrémales de la SF, nous proposons que la fréquence lente F_{slow} correspond à une petite poche de trou. La suite de ce chapitre traite de la possibilité de faire apparaître une SF composée de poche d'électrons et de trous à partir de scénarios de reconstruction basés sur un ordre de charge bi-axial.

4.4 Scénarios de reconstruction

Nous avons déjà évoqué le fait que la présence d'oscillations de faible fréquence ($\sim 500 \text{ T}$) en association avec un effet Hall et Seebeck négatif provient d'une reconstruction de la SF qui

fait apparaître au moins une poche d'électron. Différents type de scénarios de reconstruction (faisant intervenir différents ordres) ont été évoqués aux cours des années dans le but d'expliquer la présence de cette poche d'électrons.

Un ordre antiferromagnétique a été proposé pour expliquer une telle reconstruction. L'idée d'un tel ordre provient de la proximité de la phase supraconductrice avec la phase isolant de Mott antiferromagnétique. Ce type de reconstruction basé sur un ordre antiferromagnétique permet d'expliquer la reconstruction de la SF observée dans les composés dopé en électrons [138].

Un autre ordre faisant intervenir un ordre de charge et un ordre de spin (appelé ordre de stripe [79, 139]) a également été proposé pour être à l'origine de la reconstruction de la SF dans les cuprates dopés en trous. Ce type d'ordre a été observé dans certaines familles de composé comme $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ [140], Nd-LSCO [141, 142], Eu-LSCO [143] et $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [144]. Dans le cas de YBCO, les mesures de RMN fort champ [93] n'ont pas mis en évidence d'ordre de spin invalidant ces deux scénarios. Partant d'un ordre de charge uniaxial (et sans intervention d'un autre ingrédient) il n'est pas possible de rendre compte de la reconstruction de la SF qui a lieu dans YBCO (impossible de faire apparaître la poche d'électrons observée par les mesures d'oscillations quantiques). C'est pourquoi S. Kivelson a proposé un modèle prenant en compte un ordre de charge uni-axial associé à de la nématicité [145], pour rendre compte de la reconstruction observée dans YBCO, en se basant sur des mesures de STM [146, 147] qui suggèrent la présence de nématicité. Les derniers développements expérimentaux ont montré que l'ordre de charge est bi-axial, invalidant ainsi ce scénario. Je présenterai, dans la suite, des scénarios de reconstruction basé sur un ordre de charge bi-axial.

4.4.1 Ordre de charge bi-axial

• Présentation du modèle

Peu de temps avant la mise en évidence de l'ordre de charge bi-axial dans YBCO, N. Harrison et S.E. Sebastian ont proposé un modèle de reconstruction de la SF, basé sur ce type d'ordre [148], permettant de faire apparaître une poche d'électrons. Ce modèle prend donc en compte un ordre de charge associé à deux vecteurs d'onde, $\mathbf{Q}_a = (\frac{2\pi}{\lambda_a a}, 0, 0)$ et $\mathbf{Q}_b = (0, \frac{2\pi}{\lambda_b b}, 0)$ (où λ correspond à la périodicité de l'ordre de charge), correspondant à la modulation de l'ordre de charge. Les auteurs de [148] parte d'une SF d'un cuprate sous-dopé (pour un dopage de 8 %) avant de réaliser la reconstruction liée à l'ordre de charge (figure 4.17 a)). La surface de Fermi initiale est obtenue par l'équation de dispersion :

$$\varepsilon(k) = \varepsilon_0 + 2t_{10} [\cos(ak_x) + \cos(bk_y)] + 2t_{11} [\cos(ak_x + bk_y) + \cos(ak_x - bk_y)] + 2t_{20} [\cos(2ak_x) + \cos(2bk_y)] \quad (4.3)$$

où ε_0 est le potentiel chimique, t_{10} , t_{11} , t_{20} sont respectivement les termes de sauts premiers, seconds et troisièmes voisins, a et b sont les paramètres de maille du réseau suivant les directions x et y respectivement et k_x et k_y les vecteurs d'ondes.

Les valeurs utilisées pour les termes de sauts sont $t_{10} = -380$ meV, $t_{11} = 120$ meV, $t_{20} = -60$ meV, extrait de [149].

La reconstruction de cette SF par un ordre de charge bi-axial avec les vecteurs d'onde \mathbf{Q}_a et \mathbf{Q}_b (avec $\lambda_{a,b} \simeq 4$), donne notamment naissance à une poche d'électrons située aux noeuds de la

SF (figure 4.17 b)) provenant de la partie nodale de la SF initiale.

Cette reconstruction est réalisée dans un cas simple où les effets du bilayer et du gondolement de la SF ne sont pas pris en compte.

Les auteurs de [148] ont proposé un modèle prenant en compte les effets du bilayer. L'effet du bilayer a pour conséquence de scinder en deux sous bandes (les bandes liante et antiliante) la SF. 2 vecteurs de nesting décrivent alors la bande liante et antiliante de tel sorte que $|Q_a^B| = |Q_b^B|$ et $|Q_a^{AB}| = |Q_b^{AB}|$ ne sont pas forcément équivalents (figure 4.18 a)). Les indices B et AB correspondent aux bandes liantes (*Bonding en anglais*) et antiliante (*AntiBonding en anglais*) respectivement. D'après Garcia-Aldea et Chakravarty [150] on obtient l'équation de dispersion :

$$\varepsilon(k)^{B,AB} = \varepsilon(k) \mp \sqrt{t_{\perp}(k)^2 + t_c^2 + 2t_{\perp}t_c \cos(ck_z)} \quad (4.4)$$

où

$$t_{\perp}(k) = \frac{t_{\perp 0}}{4} [\cos(ak_x) - \cos(bk_y)]^2 \quad (4.5)$$

et t_c représentent le couplage intrabilayer et interbilayer, respectivement. La figure 4.18 a) représente la SF obtenue en utilisant cette dispersion. Les valeurs de $t_{\perp 0} = 190$ meV et $t_c = 47.5$ meV sont choisies pour obtenir une dispersion similaire à celle obtenue par les calculs de structure de bandes [109, 151] mais avec un gap réduit aux noeuds ($e_g \sim 2t_c$) en accord avec les mesures d'ARPES [135]. Après reconstruction de la SF par un ordre de charge bi-axial (en prenant $\lambda_{a,b}^B =$

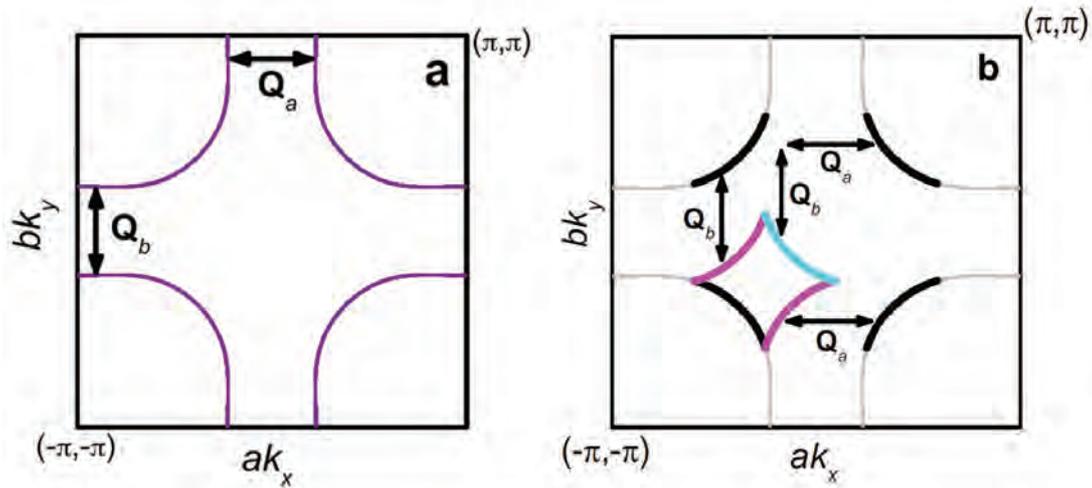


FIGURE 4.17 – a) Surface de Fermi avant reconstruction sans prendre en compte l'effet du bilayer et du gondolement de la SF. Q_a et Q_b font références aux différentes directions de la cellule orthorhombique. b) Schéma montrant la poche d'électrons en forme de diamant après la translation des parties nodales de la SF initiales par les vecteurs Q_a et Q_b . [148]

3.30 et $\lambda_{a,b}^{AB} = 4.05$), les auteurs de [148] obtiennent la surface reconstruite présentée sur la figure

4.18 b). Deux poches d'électrons sont situées aux noeuds de la SF provenant des SF liante (rouge) et antiliante (bleue). Du fait de l'incommensurabilité des vecteurs Q_a^B , Q_b^B , Q_a^{AB} et Q_b^{AB} avec le réseau, l'hamiltonien est 'infini' (c'est à dire qu'un très grand nombre de translations de la SF initiale sont nécessaires pour retrouver la périodicité du réseau) ce qui oblige à ne considérer que les couplages au premier ordre entre les différentes bandes. Ceci peut expliquer l'apparition des bandes supplémentaires (gris) sur la figure 4.18 b). Néanmoins il n'est pas évident que toutes les bandes vont disparaître en considérant les couplages supplémentaires.

Dans ce scénario les auteurs ont pris en compte l'effet du bilayer pour leur calcul ainsi que des vecteurs d'ondes $|Q_{a,b}^B|$ et $|Q_{a,b}^{AB}|$ de périodicités différentes. Néanmoins, aucune preuve expérimentale ne justifie l'utilisation de deux vecteurs d'onde différents. Nous remarquons que le bilayer a pour conséquence de faire apparaître 2 poches d'électrons, au niveau des noeuds de la SF, de tailles différentes au lieu d'une seule poche quand l'effet du bilayer n'est pas pris en compte.

Dans la suite, dans un soucis de simplicité, nous ne prendrons pas en compte l'effet du bilayer et du gondolement de la SF ($t_c = t_\perp = 0$). De plus nous choisirons de prendre une périodicité pour l'ordre de charge $\lambda = 3$ (équivalent à $Q = 0.33$) proche de la valeur mesurée par rayons-X ($Q_{X-ray} = 0.327$ [106]). Ceci nous permettra de nous placer dans un cas commensuré et ainsi réaliser un calcul exact de reconstruction de la SF.

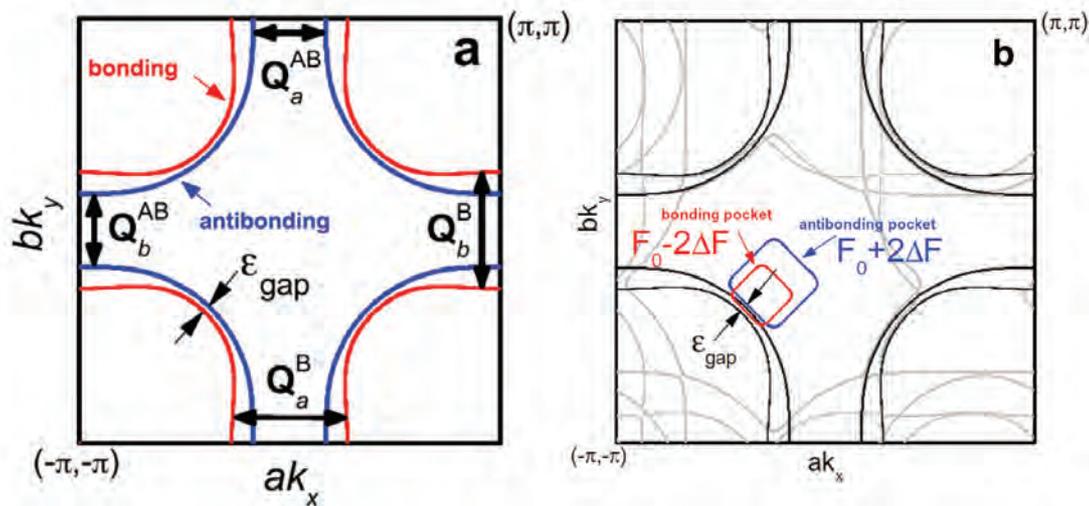


FIGURE 4.18 – a) Surface de Fermi avant reconstruction en considérant l'effet du bilayer. Les lignes rouges et bleues correspondent aux bandes liantes et antiliantes respectivement. Q^B et Q^{AB} font référence aux vecteurs de nesting des bandes liantes et antiliantes respectivement tandis que Q_a et Q_b font références aux différentes directions de la cellule orthorhombique. ϵ_{gap} correspond à l'énergie du gap. b) Reconstruction de la SF de 4.18 a) par un ordre de charge bi-axial. Les poches rouges et bleues correspondent aux poches d'électrons. Les lignes grises représentent les parties non reconstruites de la SF provenant du fait que seuls les premiers termes de couplage sont pris en compte. [148]

- **Reconstruction de la SF par un ordre de charge biaxial**

La figure 4.19 a) présente la SF d'un cuprate sous-dopé pour un dopage de 11 % avant reconstruction de la SF, obtenue en utilisant l'équation 4.3. Le vecteur de nesting idéal (Q_{ideal}) ainsi que le vecteur mesuré par rayons-X (Q_{X-ray}) sont représentés sur cette figure. La reconstruction de la SF par un ordre de charge bi-axial de vecteur d'onde Q_{ideal} donne naissance à une poche d'électrons située aux noeuds de la SF et dont la taille est comparable à celle déduite des oscillations quantiques.

Maintenant, si nous nous intéressons à la reconstruction de la SF liée à un ordre de charge bi-axial en prenant le vecteur d'onde mesuré par rayons-X, qui est proche de la commensurabilité ($Q_{X-ray} = 0.327$ [106]) il est possible de construire un hamiltonien 9 par 9 et de le résoudre exactement en prenant en compte toute les possibilités $nQ_x + mQ_y$ avec $n = 0,1,2$ et $m = 0,1,2$:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(\mathbf{k}) & V & V & V & 0 & 0 & V & 0 & 0 \\ V & \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}_x) & V & 0 & V & 0 & 0 & V & 0 \\ V & V & \varepsilon(\mathbf{k}+2\mathbf{Q}_x) & 0 & 0 & V & 0 & 0 & V \\ V & 0 & 0 & \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}_y) & V & V & V & 0 & 0 \\ 0 & V & 0 & V & \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}_y+\mathbf{Q}_x) & V & 0 & V & 0 \\ 0 & 0 & V & V & V & \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}_y+2\mathbf{Q}_x) & 0 & 0 & V \\ V & 0 & 0 & V & 0 & 0 & \varepsilon(\mathbf{k}+2\mathbf{Q}_y) & V & V \\ 0 & V & 0 & 0 & V & 0 & V & \varepsilon(\mathbf{k}+2\mathbf{Q}_y+\mathbf{Q}_x) & V \\ 0 & 0 & V & 0 & 0 & V & V & V & \varepsilon(\mathbf{k}+2\mathbf{Q}_y+2\mathbf{Q}_x) \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

En faisant cela on obtient la figure 4.19 b). Deux bandes croisent le niveau de Fermi (conduisant à quatre SF distinctes : deux de type électrons rouge et deux de type trous bleu) ce qui est inconsistant avec la faible valeur de chaleur spécifique mesurée par [110]. La poche d'électrons située au niveau des noeuds possède une aire trop petite pour rendre compte de la fréquence des oscillations mesurées. De plus, les poches de trous ont une taille trop importante pour correspondre à la fréquence lente (F_{slow}) que nous venons de présenter. Enfin, si on prend en compte l'effet du bilayer, des bandes supplémentaires vont croiser le niveau de Fermi et la seconde poche d'électrons située au niveau des noeuds aura une aire encore plus petite. Néanmoins, il est courant dans ce type de simulation qu'un faible décalage du potentiel chimique soit nécessaire pour rendre compte de la réalité. Dans notre cas il est nécessaire de décaler la valeur du potentiel chimique d'environ 200 meV, pour que les tailles des poches d'électrons et de trous correspondent aux mesures d'oscillations quantiques. Un décalage aussi grand du potentiel chimique ne peut cependant pas être expliqué physiquement.

Ceci nous autorise à conclure que cette approche n'est pas satisfaisante pour décrire la reconstruction de la SF.

4.4.2 Quatre poches nodales et ordre de charge bi-axial

Dans le but d'obtenir un accord satisfaisant entre les calculs de reconstruction de la SF et les mesures expérimentales, nous avons choisi de partir d'une autre surface de Fermi initiale. Pour cela, nous prenons en compte l'impact du pseudogap sur les propriétés électroniques à haute température. Nous allons partir de 4 poches nodales de trous, prédites par différents scénarios [86, 152, 153, 154]. Nous utiliserons le modèle Yang-Zhang-Rice (YZR) car la formule analytique est disponible et nous permet de paramétrer notre SF initiale constitué de quatre poches nodales. Néanmoins, tout autres scénarios conduisant à quatre poches nodales devrait donner des résultats similaires.

La dispersion des bandes a été paramétrée en utilisant le modèle de YZR pour un dopage

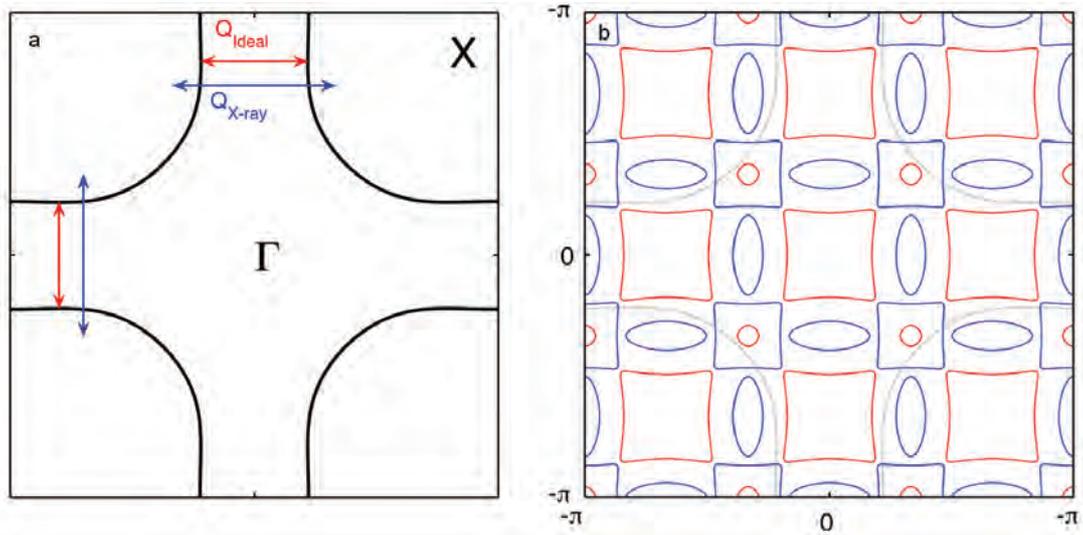


FIGURE 4.19 – a) SF d'un cuprate sous-dopé pour un dopage de 11 % avant reconstruction de la SF, où sont représentés les vecteurs de nesting Q_{ideal} (rouge) et Q_{X-ray} (bleu). b) SF reconstruite par un ordre de charge bi-axial commensuré $Q_a = (0.33, 0, 0)$ et $Q_b = (0, 0.33, 0)$ en partant de la SF non reconstruite (grise) correspondant à un dopage de 11% pour YBCO. Des poches d'électrons (rouges) et de trous (bleues) croisent le niveau de Fermi.

de 10 % [86] qui conduit à une SF constituée de 4 poches de trous situées aux noeuds (traits blancs sur la figure 4.21). Pour un dopage x , la fonction de Green (modèle YZR) qui permet de remonter au poids spectral est donnée par :

$$G(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{\alpha=\pm} \frac{g_t(x) W_{\mathbf{k}}^{\alpha}}{\omega - E_{\mathbf{k}}^{\alpha} - \Delta_{sc}^2 / (\omega + E_{\mathbf{k}}^{\alpha})} \quad (4.7)$$

où $g_t(x)$ est le facteur de renormalisation de Gutzwiller donné par $g_t(x) = 2x/(1+x)$ et x le dopage. Les deux branches d'énergie et de poids sont données par :

$$E_{\mathbf{k}}^{\pm} = \frac{1}{2}(\xi_{\mathbf{k}} - \xi_{\mathbf{k}}^0) \pm E_{\mathbf{k}} \quad (4.8)$$

et

$$W_{\mathbf{k}}^{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\tilde{\xi}_{\mathbf{k}}}{E_{\mathbf{k}}} \right) \quad (4.9)$$

où $E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\tilde{\xi}_{\mathbf{k}}^2 + \Delta_{pg}^2}$, $\tilde{\xi}_{\mathbf{k}} = \frac{\xi_{\mathbf{k}} + \xi_{\mathbf{k}}^0}{2}$, $\xi_{\mathbf{k}}^0 = -2t(x)(\cos k_x + \cos k_y)$ et

$$\xi_{\mathbf{k}} = \xi_{\mathbf{k}}^0 - 4t'(x)\cos k_x \cos k_y - 2t''(x)(\cos 2k_x + \cos 2k_y) - \mu_p \quad (4.10)$$

μ_p est le potentiel chimique déterminé par la règle de somme de Luttinger. Les termes de saut sont $t(x) = g_t(x)t_0 + (3/8)g_s(x)J\chi$, $t'(x) = g_t(x)t'_0$ et $t''(x) = g_t(x)t''_0$, où $g_s(x) = 4/(1+x)^2$ est un autre facteur de renormalisation de Gutzwiller, $J = t_0/3$, $\chi = 0.338$, $t'_0 = -0.3t_0$ et $t''_0 = 0.2t_0$. Δ_{sc} et Δ_{pg} sont respectivement les échelles d'énergies du gap supraconducteur et du pseudogap. Les deux sont pris avec une symétrie d donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta_{sc} &= \frac{\Delta_{sc}^0(x)}{2}(\cos k_x - \cos k_y) \\ \Delta_{pg} &= \frac{\Delta_{pg}^0(x)}{2}(\cos k_x - \cos k_y) \end{aligned} \quad (4.11)$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta_{sc}^0(x) &= 0.14(1 - 82.6(x - 0.2)^2) \\ \Delta_{pg}^0(x) &= 0.6(1 - x/0.2) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Ces valeurs de $\Delta_{sc}^0(x)$ et $\Delta_{pg}^0(x)$ miment le diagramme de phase des cuprates figure 4.20. Nous travaillons ici en unité de $\hbar = 1$ et toutes les énergies sont en unité de t_0 (l'amplitude de saut plus proche voisin).

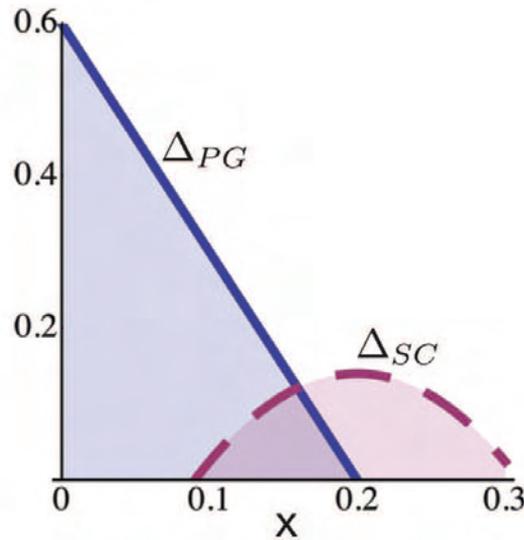


FIGURE 4.20 – Diagramme de phase pour le modèle YZR. Le point critique quantique à partir d'où le pseudogap émerge est pris à $x = 0.2$, ce qui correspond à la valeur du dopage optimum. [155]

De la fonction de Green on obtient la densité spectrale :

$$A(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi g_t(x) \sum_{\alpha=\pm} W_{\mathbf{k}}^{\alpha} [(u^{\alpha})^2 \delta(\omega - E_s^{\alpha}) + (v^{\alpha})^2 \delta(\omega + E_s^{\alpha})] \quad (4.13)$$

où $E_s^{\alpha} = \sqrt{E_{\mathbf{k}}^{\pm 2} + \Delta_{sc}^2}$, $u^{\alpha} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \frac{E_{\mathbf{k}}^{\alpha}}{E_s^{\alpha}})}$ et $v^{\alpha} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 - \frac{E_{\mathbf{k}}^{\alpha}}{E_s^{\alpha}})}$ sont respectivement les énergies et les amplitudes des quasiparticules.

La figure 4.21 présente la SF de YBCO paramétrée en utilisant le modèle de YZR. Les poches nodales (traits blancs) proviennent du terme $E_{\mathbf{k}}^{-}$. Le poids spectral associé à ces poches est obtenu grâce à $A(\mathbf{k}, \omega)$. Les couleurs chaudes représentent une forte densité spectrale conduisant à des arcs de Fermi, comme il a été vu en ARPES. Partant de cette surface de Fermi constituée de 4 poches nodales (type trous) nous avons calculé la surface de Fermi après reconstruction par un ordre de charge bi-axial dans le cas commensuré ($Q_1 = (0.33, 0, 0)$ et $Q_2 = (0, 0.33, 0)$). Si nous ne prenons pas en compte le poids spectral, la SF reconstruite est constituée d'une poche d'électrons (diamant) située aux noeuds, de 4 poches de trous aux coins du diamant et d'une dernière poche de trous entourant les autres poches (figure 4.22 de gauche). Si le poids spectral est pris en compte, alors la SF reconstruite n'est plus constituée que de la poche d'électrons avec un fort poids spectral et des 4 poches de trous avec un poids spectral moindre (figure 4.22 de droite). La grosse poche de trous possède un poids spectral quasiment nul.

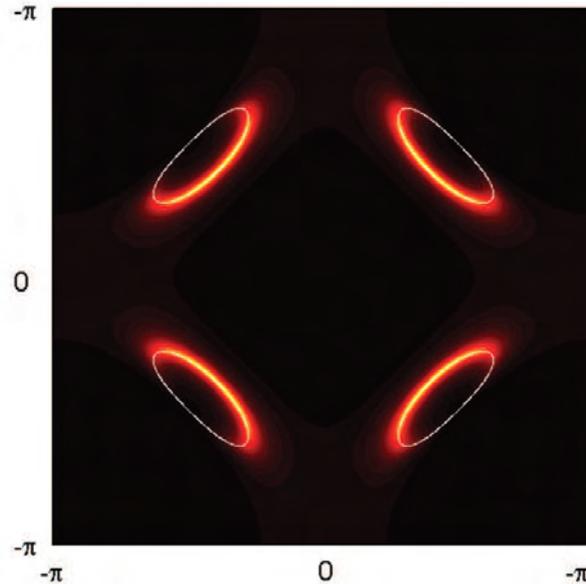


FIGURE 4.21 – SF pour YBCO sous-dopé (dopage de 10%) avant reconstruction et en prenant en compte l'impact du pseudogap par le modèle de YZR. Les effets du bilayer et du gondolement ne sont pas pris en compte.

Dans ce modèle nous avons choisi d'ignorer l'effet du bilayer et du gondolement de la SF. En prenant en compte ces effets, un calcul plus réaliste conduirait à deux poches d'électrons (diamants) de tailles différentes, chacune associées à quatre poches de trous. Dans la suite nous

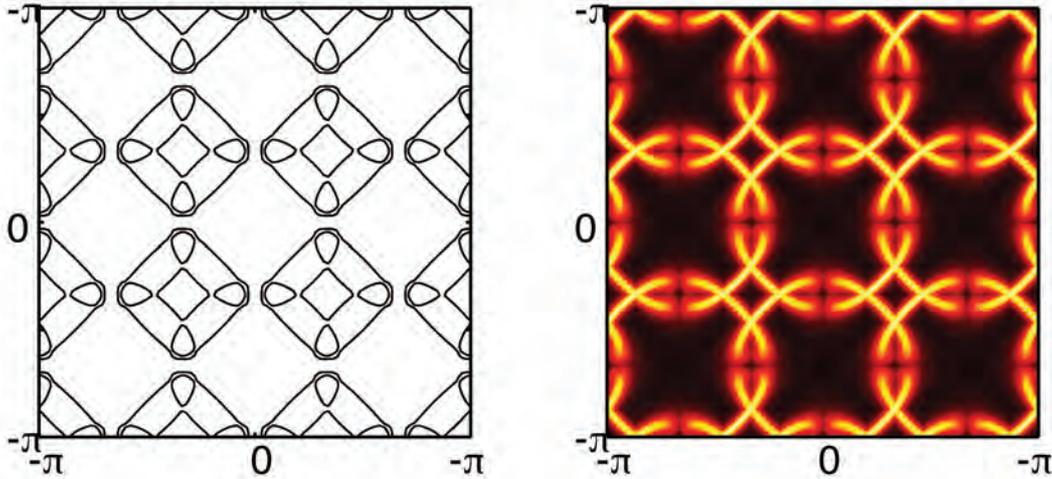


FIGURE 4.22 – Surface de Fermi reconstruite par un ordre de charge bi-axial commensuré $Q_a = (0.33,0,0)$ et $Q_b = (0,0.33,0)$ en partant de la SF non reconstruite présenté sur la figure 4.21. **Gauche** : Le poids spectral n'est pas pris en compte. **Droite** : Le poids spectral est pris en compte.

présenterons un modèle où nous considérons les poches d'électrons comme correspondant aux fréquences F_1 et F_2 associées aux poches de trous correspondant à F_{slow} .

4.4.3 Modèle de surface de Fermi

La figure 4.23 présente un sketch de SF constituée de 2 poches d'électrons (diamant, une poche par bilayer) et de petites poches de trous. En supposant que les poches d'électrons correspondent aux fréquences F_1 et F_2 et que les poches de trous correspondent à F_{slow} et invoquant de la rupture magnétique entre les poches d'électrons et les poches de trous (faible gap entre les poches de trous et d'électrons) il est possible de rendre compte du spectre oscillatoire de YBCO. En effet, dans le régime champ faible il n'y a pas de rupture magnétique possible et les seules fréquences présentes sont F_1 , F_2 et F_{slow} . Lorsque le champ sera suffisamment fort pour induire de la rupture magnétique, une nouvelle fréquence va apparaître au détriment de F_1 et F_{slow} ($F_3 = F_1 + F_{slow}$). Ceci implique une diminution des amplitudes de F_1 et F_{slow} . Néanmoins, l'amplitude de F_1 sera augmentée par la rupture magnétique entre F_2 et F_{slow} ($F_1 = F_2 + F_{slow}$). Ceci indique, que dans une gamme de champ intermédiaire, la fréquence dominante sera F_1 et l'amplitude de F_2 sera supérieure à celle de F_3 et F_{slow} . Ceci est en accord avec le spectre oscillatoire obtenu à partir de nos mesures de magnétorésistance (figure 4.14 b)).

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté la découverte d'une nouvelle oscillation de fréquence lente ($F_{slow} = 90 \pm 10$ T) de masse faible ($m_c = 0.45 \pm 0.15 m_e$) qui a été observée dans YBCO pour trois échantillons différents et à l'aide de deux sondes différentes. Différents scénarios possibles

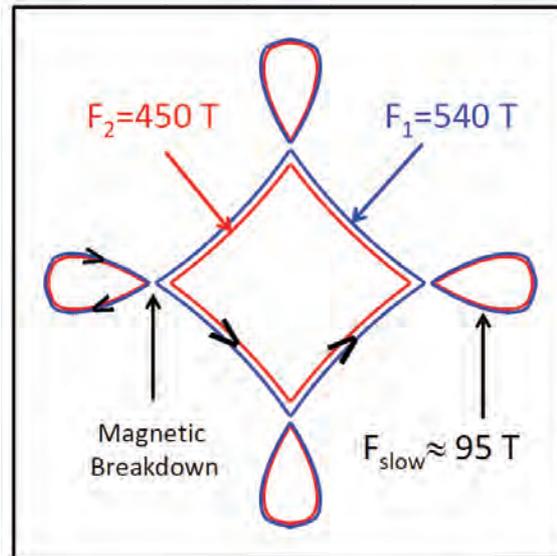


FIGURE 4.23 – SF phénoménologique pour YBCO sous-dopé à basse température.

pouvant expliquer la présence d'une telle fréquence ont été présentés conduisant à la conclusion que cette nouvelle fréquence est caractéristique d'une nouvelle poche distincte. En assumant que cette nouvelle fréquence provienne d'une poche de trou, il a été possible de donner une interprétation des propriétés de transport dans YBCO, en se basant sur un modèle à deux bandes comme il a été proposé par [136, 137]. Différents scénarios de reconstruction basés sur un ordre de charge bi-axial (récemment mis en évidence dans YBCO par des mesures de RMN [93] de rayons-X [94, 96, 106] et d'ultrason [97]) ont été présentés afin de tenter de réconcilier les mesures expérimentales et les calculs de reconstructions de la SF. Le modèle de reconstruction de la surface de Fermi partant de 4 poches nodales permet d'expliquer qualitativement certaines mesures de transports de YBCO. Néanmoins, la taille des poches obtenues après reconstruction ne permet pas un accord quantitatif avec l'aire déduite des mesures d'oscillations quantiques. En effet, les surfaces obtenues par le calcul sont trop petites. Cette approche a tout de même permis de poser la question du choix de la SF initiale à partir de laquelle la reconstruction se produit et qui permettrait de trouver un accord quantitatif avec les oscillations quantiques.

Étude de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ sous pression

Sommaire

5.1	Effet de la pression sur les supraconducteurs	116
5.2	Mesures sous pression	116
5.2.1	Effet de relaxation	116
5.2.2	Effet de la pression sur un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$	119
5.3	Récapitulatif des échantillons mesurés	122
5.4	Comparaison des effets de la pression sur les différents échantillons . .	126
5.4.1	Effet de la pression en absence de champ magnétique	126
5.4.2	Effet de la pression en présence d'un champ magnétique	127
5.5	Comparaison avec une évolution en dopage	130

La pression est une grandeur thermodynamique qu'il est possible de faire varier expérimentalement. Par exemple, la pression (ou la variation de composition chimique) est notamment utilisée comme un moyen de déterminer la valeur de T_c maximale d'un composé. Une large valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ donne l'espoir d'obtenir des valeurs de T_c supérieures en effectuant des substitutions chimiques. On peut citer par exemple les mesures hautes pressions réalisées par le groupe de Chu [24] sur $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (La124) ; la grande valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ ($+ 8 \text{ K GPa}^{-1}$) a conduit à la substitution de La^{3+} par Y^{3+} et à la découverte du premier supraconducteur possédant une valeur de T_c supérieure à la valeur de la température de l'azote liquide, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. Depuis la découverte des cuprates, de nombreuses études en pression ont été menées sur ces matériaux. Elles ont notamment permis d'atteindre la plus haute température de transition $T_c \simeq 160 \text{ K}$ dans $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ (Hg-1223) sous 30 GPa [156]. L'autre intérêt d'appliquer de la pression sur YBCO sous-dopé réside dans la possibilité de stabiliser/déstabiliser l'ordre de charge en compétition avec la supraconductivité comme cela a été observé dans de nombreux matériaux quasi-1D comme NbSe_3 [157] ou dans certains composés organiques comme TTF-TCNQ [158, 159]. Dans ces matériaux, la pression a pour effet de détériorer les conditions de l'emboîtement des surfaces de Fermi (nesting).

Dans cette partie, je présenterai les mesures de pression réalisées au cours de cette thèse sur des échantillons de YBCO. Les objectifs étaient de suivre l'évolution de la fréquence en fonction de la variation de dopage induit par la pression et de réordonner un échantillon d'une phase ortho-VIII vers une phase ortho-III afin d'observer des oscillations quantiques à ce dopage. Je présenterai également les études importantes pour comprendre et compléter nos mesures. De plus, je détaillerai les différents modèles proposés pour rendre compte de l'effet de la pression sur ces matériaux et notamment sur T_c .

5.1 Effet de la pression sur les supraconducteurs

La dépendance de T_c en fonction de la pression donne des informations sur le mécanisme de la supraconductivité elle-même. Comme pour l'effet isotopique, la décroissance universelle de T_c avec la pression, dans les métaux simples supraconducteurs, met en évidence l'importance du couplage électron-phonon. Dans le cas des métaux de transitions supraconducteurs, l'interprétation de la variation de T_c , en fonction de la pression, est plus complexe car les changements dans les propriétés du réseau et les propriétés électroniques ont une grande contribution.

Dans le cas des supraconducteurs à haute température critique tel que YBCO, l'interprétation est encore plus compliquée. En effet, pour ces composés, la température critique dépend de nombreux paramètres comme le nombre de porteurs, le désordre dans les chaînes et la distance axe- c . La variation de la pression ou de la température affecte la mobilité et le degré de mise en ordre des oxygènes de manière différente. L'augmentation de pression (température) se traduit par une augmentation (diminution) de l'ordre et une diminution (augmentation) de la mobilité. On ne peut donc interpréter l'influence de la pression dans les composés YBCO que si l'on est capable de quantifier ces différents effets (effet de dopage seul, effet de la mise en ordre et effet intrinsèque).

5.2 Mesures sous pression

Je détaillerai tout d'abord l'approche expérimentale que nous avons utilisée puis les mesures réalisées sur un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ avant de comparer les effets de la pression sur les différents échantillons.

5.2.1 Effet de relaxation

Les effets de relaxation des oxygènes apparaissent lorsque la pression est appliquée à haute température (supérieure à 200 K [160]). La figure 5.1 présente une série de mesures de la T_c en fonction de différents cycles de compression et de relaxation [160]. Comme on le voit sur cette figure, l'effet de la pression et de la mise en ordre des oxygènes est complètement réversible lorsque la pression est supprimée. De plus, on remarque sur la figure 5.1 que lorsque la pression est appliquée à température ambiante mais que l'échantillon est mis à froid relativement rapidement (l'échantillon est conservé sous pression $P = 0.65$ GPa à une température de 298 K pendant une heure puis descendu à basse température en 2 heures) la valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ est d'environ 3 K/GPa. La valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ donnée par les auteurs de [160], pour cet échantillon, lorsque la pression est appliquée à basse température (où les effets de relaxations peuvent être négligés) est de 2.1 K/GPa alors qu'elle est de 20 K/GPa lorsque la pression est appliquée à température ambiante et que l'on laisse l'échantillon relaxer pendant plus de 150 h. De cette observation, il apparaît que si l'échantillon est mis à froid directement après la mise en pression, la mise en ordre des oxygènes peut être négligée.

Dans notre cas, après avoir appliqué la pression à température ambiante, il nous faut environ 20 minutes pour connecter la cellule de pression sur la canne de mesure et insérer la canne dans le cryostat. L'échantillon est ensuite refroidi à 2K/min. Nos échantillons ont donc peu de temps pour permettre la relaxation des oxygènes des chaînes. Sur la figure 5.2 sont reportées les valeurs

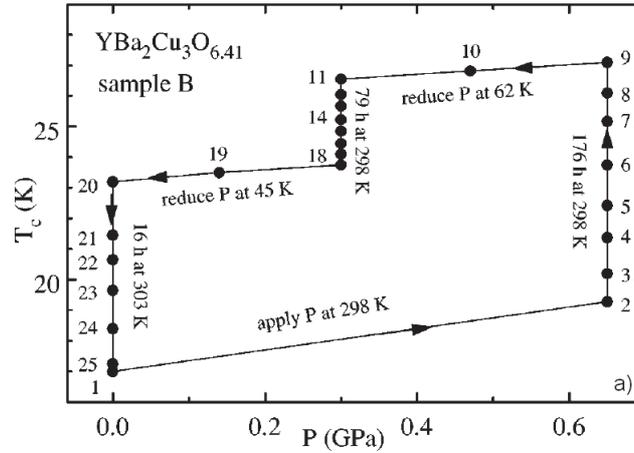


FIGURE 5.1 – Dépendance de T_c pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$ sous pression hydrostatique dans un système He-gaz, illustrant le phénomène de relaxation. Les nombres donnent l'ordre des mesures. Les lignes sont des guides pour les yeux. Le point 1 correspond à l'application d'une pression de 0.65 GPa à température ambiante pendant une heure (l'échantillon est refroidi en 2 heures). L'échantillon est ensuite réchauffé jusqu'à 298 K et réordonné pendant différents temps pour un total de 176 heures (points 3-9). La pression est ensuite réduite à 0.41 GPa (point 10) puis à 0.26 GPa (point 11) à une température de 62 K. L'échantillon est ensuite réchauffé pour le laisser relaxer à 298 K pendant différents temps pour un total de 76 heures (points 11-18). Enfin la pression est réduite à 0.13 GPa à une température de 45 K (point 19) puis à 1 bar à une température de 303K. Différentes mesures de T_c sont réalisées (points 20-25) pour un temps total de 16 heures. (d'après [160]).

de $\frac{dT_c}{dP}$ provenant de différentes publications [160, 161, 162, 163, 164, 165]. Les valeurs $\frac{dT_c}{dP}$ ont été mesurées pour des pressions appliquées à basse température (pas d'effet de relaxation, triangles noirs) et à haute température (relaxation possible, ronds noirs). Nos valeurs de $\frac{dT_c}{dP}$ (triangle rouge) sont en accord avec les valeurs de $\frac{dT_c}{dP}$ obtenues à basse température ce qui semble bien indiquer que les effets de relaxation sont négligeables dans notre cas. Sur cette figure, on remarque également que la valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ maximale est légèrement décalée entre nos mesures et les mesures plus anciennes. Ce décalage est sûrement lié à la détermination du dopage que nous n'avons pas pu estimer précisément pour les anciennes mesures (la valeur de T_c à $P = 0$ n'est pas toujours indiquée dans les publications contrairement au taux d'oxygène).

Il est également possible de suivre la variation de T_c , en fonction du temps, due à la mise en ordre des oxygènes sous pression à température ambiante. L'équation 5.1 permet de déduire la constante de temps τ de relaxation des oxygènes [166].

$$T_c(t) = T_c(\infty) - [T_c(\infty) - T_c(0)] \exp\left\{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\alpha\right\} \quad (5.1)$$

avec $\alpha=0.6$. De la même façon que T_c , la résistivité électrique ρ varie également en fonction

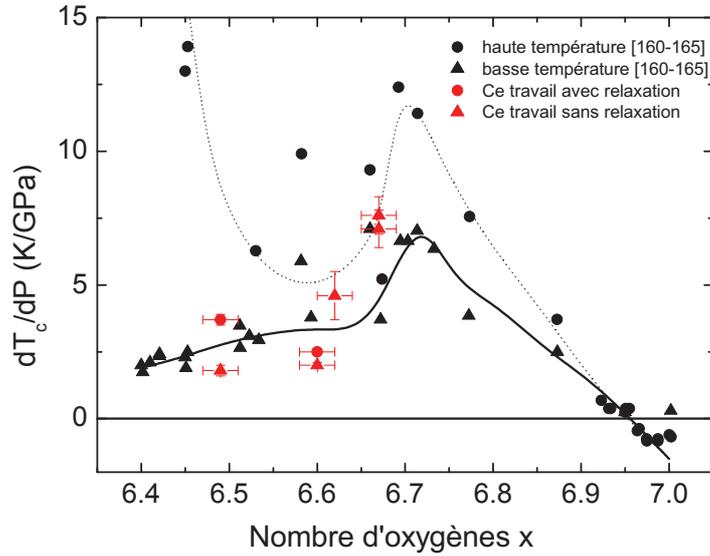


FIGURE 5.2 – dT_c/dP pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ à différents dopage lorsque la pression est appliquée à $T < 200$ K (triangles) et $T = 298$ K (ronds). Les symboles noirs correspondent aux données des références [160, 161, 162, 163, 164, 165]. Les points rouges correspondent aux données de ce travail.

du temps sous pression (figure 5.3 gauche). Suivre la variation de ρ , plutôt que celle de T_c , permet d’observer les effets de la relaxation sans avoir besoin de refroidir l’échantillon. De plus, un nombre plus important de points peuvent être mesurés pour chaque pression. On peut écrire une équation similaire à l’équation (5.1) pour la variation de ρ en fonction du temps [160] :

$$\rho(t) = \rho(\infty) - [\rho(\infty) - \rho(0)] \exp\left\{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\alpha\right\} \quad (5.2)$$

où $\rho(\infty)$ et $\rho(0)$ sont, respectivement, les résistivités de l’échantillon pour un temps infini et avant que le phénomène de relaxation débute. Dans le cas de notre étude en pression, nous avons suivi le phénomène de relaxation de nos échantillons en mesurant la résistance en fonction du temps comme le montre la figure 5.3 de droite. De cette évolution, nous avons déduit un temps de relaxation $\tau = 100 \pm 10$ h (en prenant $\alpha = 0.6$) pour notre échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$. Ce temps de relaxation est 5 fois plus grand que celui d’un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$ (figure 5.3 de gauche) et 10 fois plus grand que dans un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.66}$ [160] mesuré dans les mêmes conditions expérimentales. L’origine de cette différence est probablement liée à la qualité initiale de nos échantillons pour lesquels les oxygènes des chaînes sont déjà presque ordonnés. Ces grandes valeurs de τ indiquent donc également que les effets de relaxation sont négligeables dans notre protocole de mesure.

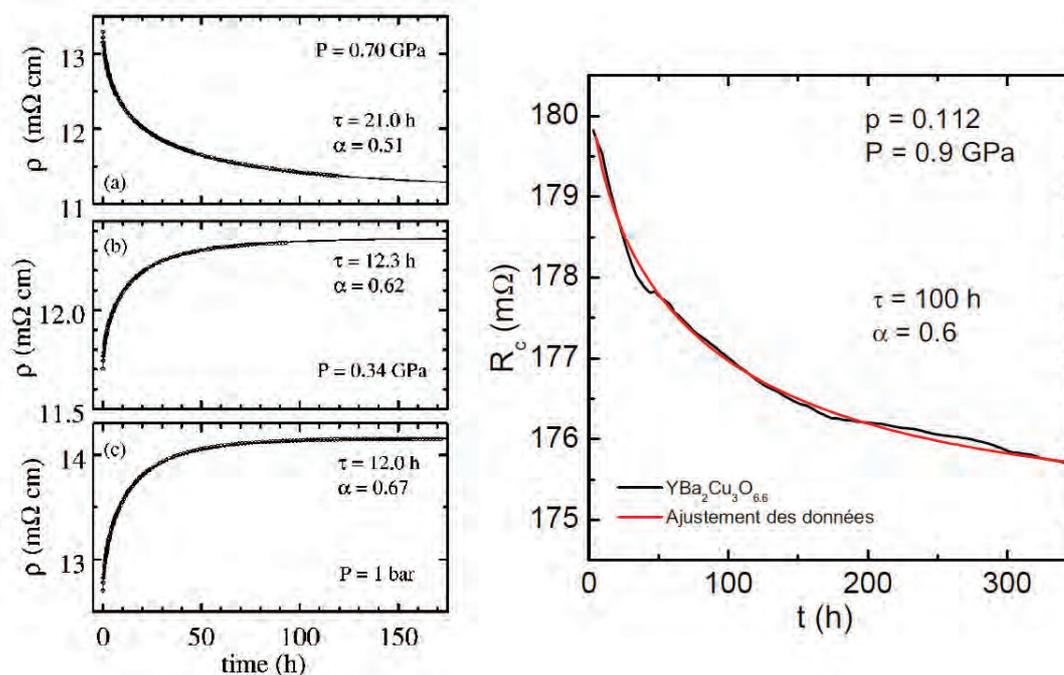


FIGURE 5.3 – **Gauche** : Dépendance de la résistivité à température ambiante en fonction du temps de relaxation pour un échantillon à un dopage $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$ à 298 K. a) application de 0.7 GPa puis b) réduction de la pression à 0.34 GPa. c) la pression est complètement supprimée à 1 bar. (d’après [160]). **Droite** : Dépendance de la résistance à 40°C en fonction du temps de relaxation pour notre échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ à une pression de 0.9 GPa. Pour les deux figures, les lignes correspondent à l’ajustement des données par l’équation 5.2.

5.2.2 Effet de la pression sur un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$

Ce paragraphe présente (en prenant comme exemple $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$) le protocole de mesure et d’analyse des données que nous avons appliqué à l’ensemble de nos échantillons. La figure 5.4 présente l’évolution de la résistivité de cet échantillon à pression ambiante en fonction du champ magnétique pour différentes températures. A basse température, des oscillations quantiques sont visibles dans les données brutes. De l’analyse de ces oscillations (figure 5.4 b)) nous avons pu déduire la fréquence principale des oscillations ($F = 540 \pm 15$ T) ainsi que la masse cyclotron ($m_c = 1.6 \pm 0.1 m_e$) en utilisant les méthodes présentées dans le chapitre 1.

• Effet de la pression en absence de champ magnétique

Cet échantillon a été étudié de la même manière mais à différentes pressions : 6 kbar et 9 kbar sans laisser de temps pour la relaxation des oxygènes puis après avoir laissé l’échantillon à 40 °C dans un four pendant 20 jours sous une pression de 9 kbar (que nous nommerons 9 kbar-relaxé).

La figure 5.5 a) présente les courbes de résistivité de l’échantillon en fonction de la température pour les différentes pressions étudiées. Il apparaît que la température critique augmente lors de l’augmentation de pression ou lors de la relaxation. On remarque également que la résistivité de

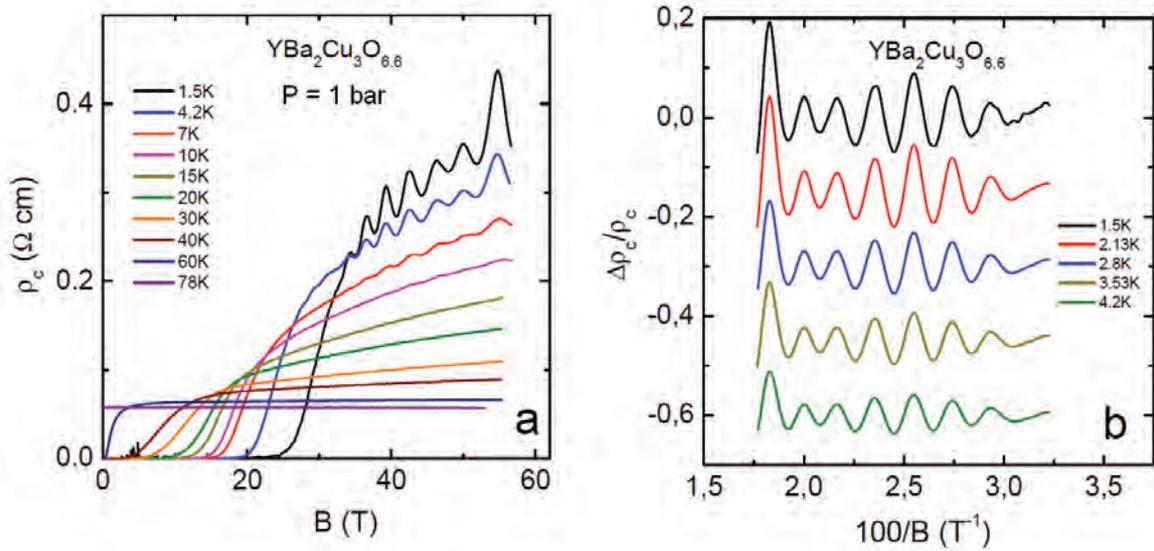


FIGURE 5.4 – a) Magnétorésistance de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ pour différentes températures à pression ambiante. b) Partie oscillatoire de la magnétorésistance à différentes températures.

l'échantillon diminue avec la pression.

Comme on le voit la figure 5.5, l'application de la pression ne change pas la forme de la transition supraconductrice contrairement à l'effet de la relaxation qui a tendance à élargir la transition.

• Effet de la pression en présence d'un champ magnétique

Dans un même temps, une étude de la magnétorésistance sous pression a été réalisée. La dépendance en champ de la résistivité de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ à $T = 4.2$ K et pour différentes pressions est tracée sur la figure 5.6 a). Sur cette figure, on remarque un effet important de la pression et de la mise en ordre des oxygènes sur la résistance de l'échantillon. En effet, celle-ci diminue de 30% entre la pression ambiante et 9 kbar et de 40% entre la pression ambiante et 9 kbar-relaxé. Sur la figure 5.6 a) on remarque également que le B_{irr} augmente avec l'application de la pression alors que la mise en ordre des oxygènes ne semble pas avoir d'effet sur B_{irr} (les valeurs de B_{irr} à 9 kbar et 9 kbar-relaxé sont identiques).

La figure 5.6 b) montre les parties oscillatoires. On remarque que les oscillations se déphasent (signe que les fréquences changent) et que l'évolution de l'amplitude de ces oscillations en fonction de la pression est faible. La diminution de l'amplitude après relaxation semble plus importante.

La figure 5.7 a) présente la transformée de Fourier de ces oscillations réalisée sur la gamme de champ $B = [33 \text{ T} : 56 \text{ T}]$ pour les différentes pressions. Cette figure met en évidence que l'amplitude des oscillations diminue de moins de 10 % entre la pression ambiante et 9 kbar alors qu'elle diminue de plus de 30 % entre la pression ambiante et 9 kbar-relaxé. Nous avons vu sur la figure 5.6 a) que la transition supraconductrice devient plus large pour la pression 9 kbar-relaxé alors qu'elle reste inchangée pour les autres pressions. Ceci peut être dû à une réorganisation des oxygènes des chaînes entraînant du désordre électrostatique ou des inhomogénéités de dopage

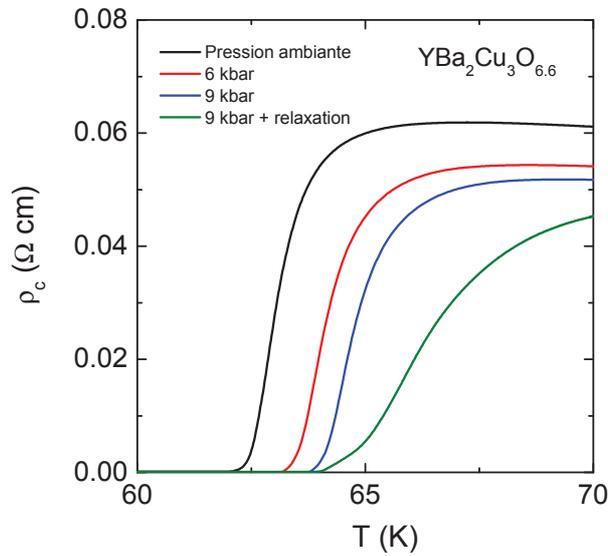


FIGURE 5.5 – Résistivité de l'échantillon $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ pour les différentes pressions en fonction de la température.

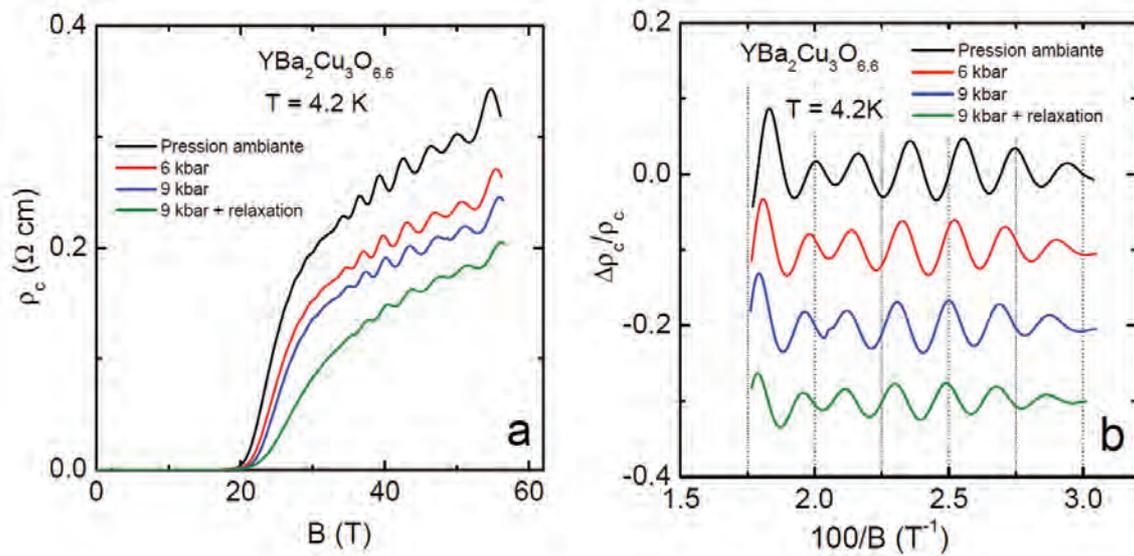


FIGURE 5.6 – a) Courbes de magnétorésistance pour différentes pressions à 4.2 K. b) Parties oscillatoires de la conductivité pour différentes pressions à 4.2 K.

dans les plans CuO_2 . Ceci peut également expliquer la chute observée dans l'amplitude des oscillations pour 9 kbar-relaxé. L'insert de la figure 5.7 a) présente l'évolution de la masse cyclotron associée à la fréquence principale en fonction de la pression. Notons que m_c diminue quand la

pression augmente et augmente après relaxation.

Nous avons évoqué que le déphasage observé entre les différentes pressions sur la figure 5.6 b) était lié à un changement de fréquence. Nous avons donc réalisé un tracé d'Onsager (figure 5.7 b)) afin de suivre l'évolution de la fréquence principale en fonction de la pression. On constate que la fréquence principale augmente légèrement lors de l'application de la pression (insert de la figure 5.7 b)).

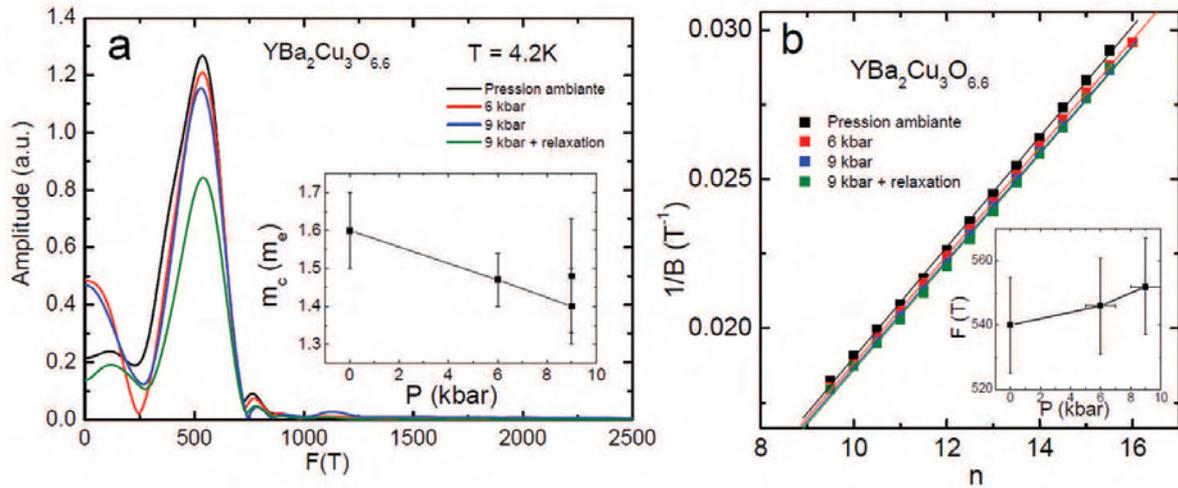


FIGURE 5.7 – a) Transformée de Fourier des oscillations de la figure 5.6 b) réalisée sur la gamme de champ $B = [33\text{ T} : 56\text{ T}]$ pour les différentes pressions et à $T = 4.2\text{ K}$. L'insert montre la dépendance en pression de la masse cyclotron. b) Tracé d'Onsager pour les différentes pressions. L'insert montre la dépendance en pression de la fréquence des oscillations.

5.3 Récapitulatif des échantillons mesurés

Le tableau 5.1 résume l'ensemble des mesures dans différents échantillons et les différentes conditions expérimentales. Pour tous les échantillons, le dopage à pression ambiante est déduit de la mesure de la température critique T_c [127].

Dans le cas de l'échantillon $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67a}$, nous l'avons placé dans un four à 70°C pendant 7 jours sous 10 kbar afin d'ordonner les oxygènes des chaînes. Néanmoins, la valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ obtenue ($7.1 \pm 0.7\text{ K/GPa}$) est en parfait accord avec les mesures à basse température ($7.1 \pm 0.2\text{ K/GPa}$ [160]) et avec la valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ d'un échantillon non relaxé. Nous pouvons donc en conclure que cet échantillon n'a pas subi de relaxation dans le four.

La figure 5.8 a) présente la variation de la température critique en fonction de la pression pour les différents dopages. On remarque que l'effet de la pression (sans prendre en compte les effets de relaxation) est plus importante pour les échantillons $y = 6.67$. Cette observation est en accord avec le pic dans la valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ à 6.7 présenté sur la figure 5.2. La dépendance de T_c en fonction de la pression pour différents dopages a été très étudiée pour YBCO [160, 161, 162, 163, 164, 165]

et différents modèles ont été proposés pour tenter de donner une explication à l'évolution de T_c en fonction du dopage.

nom de l'échantillon	Pression	T_c (± 0.2 K)	ΔT_c (K)	B_{irr} (± 0.5 T)
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.49} $p_{initial} = 10.2$	ambiante	58.5	-	28
	5 kbar	59	0.5	28.5
	10 kbar	60.3	1.8	29.3
	10 kbar relaxé T = 300 K, t = 15 jours	62.2	3.7	28
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.6} $p_{initial} = 11.2$	ambiante	62.3	-	17.5
	6 kbar	63.5	1.2	17.9
	9 kbar	64	1.7	18.35
	9 kbar relaxé T = 310 K, t = 20 jours	64.5	2.2	18.35
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.62} $p_{initial} = 11.2$	ambiante	62.4	-	18.2
	13 kbar	67.6	5.2	21
	18 kbar	70.8	8.4	23.2
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.67a} $p_{initial} = 12.3$	ambiante	67	-	19.8
	10 kbar relaxé T = 340 K, t = 7 jours	74.1	7.1	25.1
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.67b} $p_{initial} = 12.2$	ambiante	66.7	-	20.5
	10 kbar	74.3	7.6	27.5

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des différents échantillons mesurés à différentes pressions.

La dépendance de T_c , dans les supraconducteurs à haute température critique, en fonction de la concentration en nombre de porteurs n suit une dépendance inversement parabolique, donnée par la formule empirique :

$$T_c(n) = T_c^{max} [1 - \beta(n - n_{opt})^2] \quad (5.3)$$

où $\beta \simeq 82.6$ et $n_{opt} \simeq 0.16$ [28, 167]. Ce modèle phénoménologique (dit de 'Tallon') ne prend pas en compte l'anomalie dans la valeur de T_c autour de $1/8$. Cette équation décrit l'augmentation de T_c du côté sous-dopé, de 0 K à $n \simeq 0.05$ passant par une valeur maximale T_c^{max} au dopage optimal $n_{opt} \simeq 0.16$ pour finalement atteindre 0 K pour $n \simeq 0.27$ du côté sur-dopé (dans le cas de Tl-2201 la supraconductivité a été mesurée jusqu'à $n = 0.3$). Les données présentées sur la figure 5.8 b) ont été obtenues à suffisamment basse température pour ne pas être perturbées par les effets de relaxation. Comme n augmente avec la pression ($dn/dP > 0$) dans la majorité des cuprates étudiés (mesures effet Hall) [168, 169], incluant YBCO, il a été proposé un 'modèle simple de transfert de charge' pour lequel la dépendance de T_c en fonction de la pression provient de n . On peut alors écrire :

$$\frac{dT_c}{dP} = \left(\frac{dT_c}{dn} \right) \left(\frac{dn}{dP} \right) = -2\beta T_c^{max} (n - n_{opt}) \left(\frac{dn}{dP} \right) \quad (5.4)$$

Un tel modèle prévoit que :

(1) $T_c(P)$ doit suivre une dépendance inversement parabolique, augmentant avec la pression pour

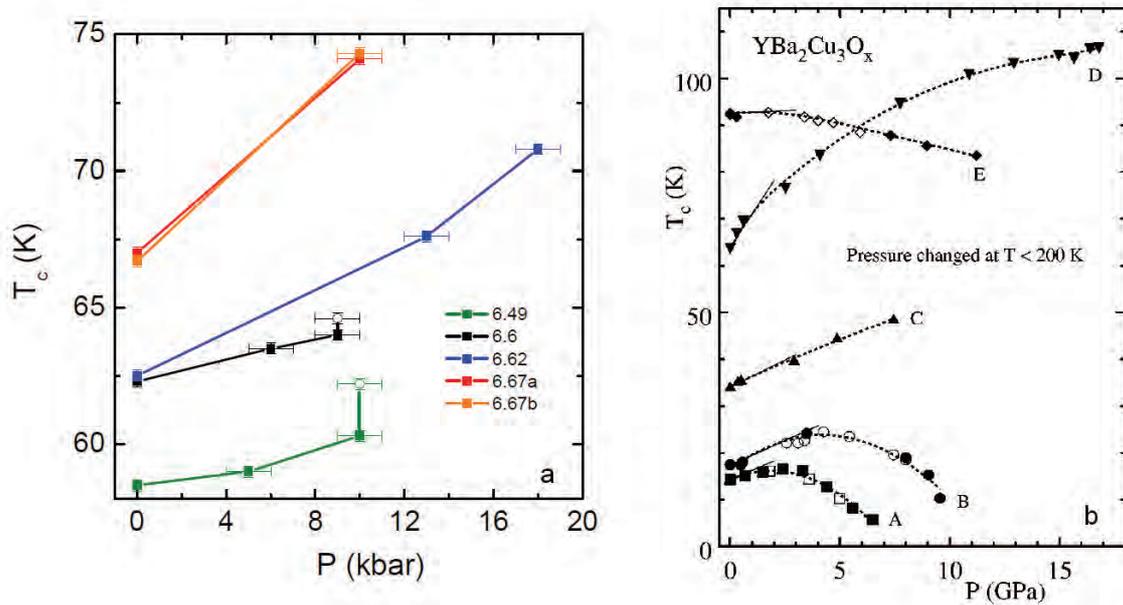


FIGURE 5.8 – a) Évolution de la température critique T_c en fonction de la pression pour nos échantillons de YBCO (symboles pleins). Les symboles vides correspondent à l'évolution de T_c liée à la relaxation des échantillons sous pression (cf. tableau 5.1). b) Évolution de la température critique T_c en fonction de la pression pour différents échantillons de YBCO lorsque la pression est appliquée à basse température. (d'après [160])

un échantillon sous dopé, passant par un maximum puis décroître à 0.

(2) Pour un échantillon sous dopé, plus le dopage est proche du dopage optimum plus la pente initiale (dT_c/dP) est faible. La pression pour atteindre la valeur maximale de T_c sera également plus faible.

(3) La valeur maximale de T_c doit être indépendante du dopage initial.

(4) Pour un échantillon dopé optimum, la pente initiale $\frac{dT_c}{dP}$ doit être nulle et doit être négative pour un échantillon sur-dopé.

Toutes ces prévisions basées sur un modèle simple de transfert de charge sont en désaccord avec les données de la figure 5.8 b) et avec les mesures de $\frac{dT_c}{dP}$ (figure 5.2). En effet, on remarque,

sur ces figures, que la valeur de $\frac{dT_c}{dP}$ est maximale autour d'un dopage de 6.7 en contradiction avec le point (2). On remarque également que T_c^{max} pour un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ sous pression dépasse la valeur de T_c maximale atteinte sans pression, en contradiction avec le point (3) (figure 5.8 b)). Enfin, la pente initiale pour un échantillon dopé optimum n'est pas nulle ($\frac{dT_c}{dP} = 0.24$ K/GPa) [160]. De plus, dans de nombreux SHTC, la pente initiale pour les composés dopés optimums n'est pas nulle mais positive. Pour expliquer cette pente positive pour les composés dopés optimums, Neumeier et Zimmermann [170] ont proposé un 'modèle de transfert de charge modifié'. En supposant que le changement de pression dans T_c provient de deux contributions :

(1) la contribution du modèle simple à transfert de charge. (2) une contribution 'intrinsèque', reflétant le fait que les changements induits par la pression sur T_c proviennent uniquement de la variation des paramètres du réseau (on ne considère pas les effets de relaxation, de pression non hydrostatique, de changement dans la concentration en porteur de charge ou de transition structurale). On obtient alors l'expression :

$$\left(\frac{dT_c}{dP}\right) \equiv \left(\frac{dT_c}{dP}\right)_{intrinsic} + \left(\frac{dT_c}{dn}\right) \left(\frac{dn}{dP}\right) \quad (5.5)$$

où le premier terme correspond à la variation intrinsèque liée à la pression et le second terme au modèle simple à transfert de charge. Une expression plus explicite peut être obtenue en introduisant l'équation 5.3. On obtient alors :

$$\left(\frac{dT_c}{dP}\right) = \left(\frac{dT_c^{max}}{dP}\right) [1 - \beta(n - n_{opt})^2] - 2\beta T_c^{max}(n - n_{opt}) \left(\frac{dn}{dP}\right) \quad (5.6)$$

où T_c^{max} est la valeur maximale de T_c lorsque seulement n varie. Cette équation permet de rendre compte de la pente positive pour les composés dopés optimums mais ne permet pas de rendre compte de l'évolution de $T_c(P)$ sur une grande gamme de dopage de manière quantitative. En effet, ce modèle étendu conduit aux mêmes conclusions (1) et (2) que le modèle simple. Nous avons vu précédemment que la conclusion (2) n'est pas en accord avec les mesures. De plus, pour un tel modèle, la valeur de T_c pour un échantillon fortement sous-dopé sous pression devrait dépasser T_c du dopage optimum ce qui n'est pas le cas des échantillons A et B présentés sur la figure 5.8 b). L'incapacité de ce modèle à décrire ces résultats peut provenir de différents paramètres. Tout d'abord, la variation de $(dT_c/dP)_{intrinsic}$ peut dépendre du dopage de l'échantillon. De plus, la dépendance de $T_c(n)$ ne suit pas une fonction inversement parabolique, comme le prédit l'équation 5.3 mais possède un plateau autour de $y = 6.6$.

La dépendance de T_c pour des pressions uni-axiales a été déterminée à partir de mesures d'expansion thermique et de la relation d'Ehrenfest pour différents dopages [171, 172, 173, 174], puis confirmée pour le dopage optimal par des mesures de pression uni-axiale [175]. Ces mesures indiquent, que dans le cas où la pression est appliquée selon l'axe- c , l'évolution de T_c en fonction de la pression peut être expliquée par un modèle simple à transfert de charge comme nous venons de le présenter avec $\frac{1}{n} \left(\frac{dn}{dP_c}\right) = 0.6\%/GPa$ (figure 5.9).

Dans le cas de pression hydrostatique (diffraction de neutron sur poudre [176], substitution chimique [170], modèle phénoménologique [165], calculs numériques [177, 178, 179, 180, 181]), $\frac{1}{n} \left(\frac{dn}{dP}\right)$ varie entre 0.5% et 1.4%/GPa selon le dopage.

L'évolution en dopage liée à la pression semble donc essentiellement due au changement du paramètre de maille selon l'axe- c .

Dans la suite, nous allons considérer que la pression appliquée à nos échantillons induit un changement de dopage de $\frac{1}{n} \left(\frac{dn}{dP}\right) = 1\%/GPa$.

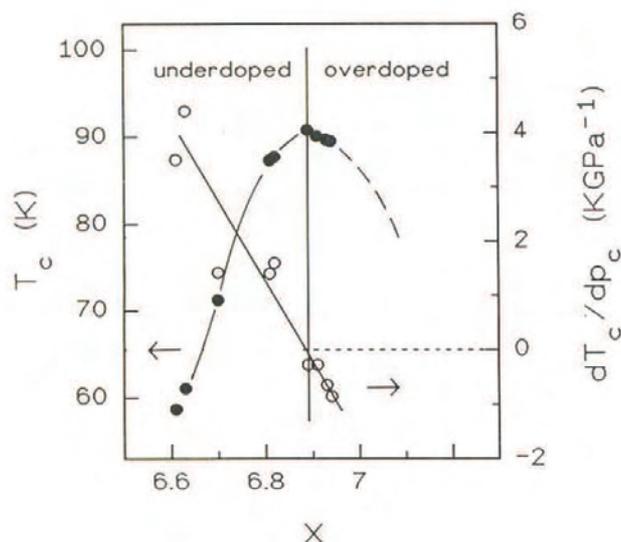


FIGURE 5.9 – Dépendance de T_c et de dT_c/dP_c (pression uni-axiale selon l'axe- c) en fonction de la concentration en oxygène x dans YBCO. La valeur de T_c montre la même dépendance en dopage que les SHTC : T_c augmente puis passe par un maximum à $x \simeq 6.9$ pour finalement décroître. Ce comportement se reflète dans le comportement de dT_c/dP_c . La valeur de dT_c/dP_c décroît linéairement avec le dopage et est en accord avec un modèle de transfert de charge induit par la pression avec $dn_h/dP_c \simeq 0.006$ trous/GPa. [173]

5.4 Comparaison des effets de la pression sur les différents échantillons

Ce paragraphe présente les changements induits par la pression sur les différents échantillons que nous avons mesurés. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux changements dans les propriétés en absence de champ magnétique, puis dans un second temps, en présence de champ magnétique.

5.4.1 Effet de la pression en absence de champ magnétique

La figure 5.10 présente l'évolution en dopage de T_c de YBCO à différentes pressions. La courbe noire représente la valeur de T_c en fonction du dopage à pression ambiante (d'après la réf. [127]). Pour placer les différentes valeurs de T_c obtenues lors de notre étude, nous avons pris en compte la variation de porteur induite par la pression ($\frac{1}{n} \left(\frac{dn}{dP} \right) = 1\%/GPa$). La courbe en pointillé rouge est un guide pour les yeux représentant T_c interpolée à une pression de 1 GPa en fonction du dopage .

On définit $\rho_c(0)$ en prenant la valeur maximale de ρ_c au dessus de T_c à pression ambiante et $\rho_c(P)$ sous pression. La figure 5.11 présente l'évolution de $\frac{\Delta\rho_c}{\rho_c(0)}$ pour différentes pressions et différents dopages (avec $\Delta\rho_c = \rho_c(P) - \rho_c(0)$). On remarque que $\frac{\Delta\rho_c}{\rho_c(0)}$ diminue avec la pression.

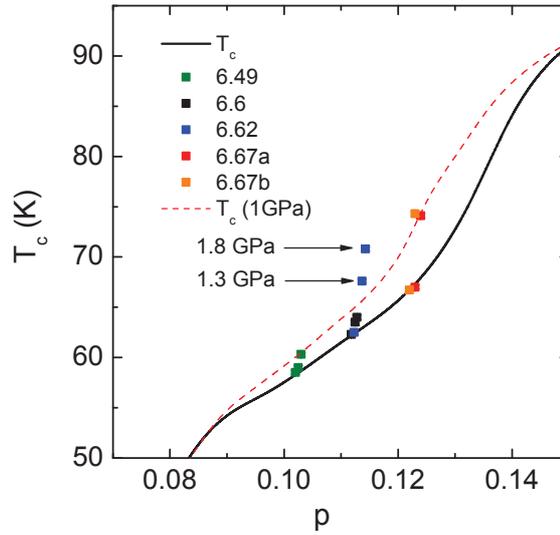


FIGURE 5.10 – Évolution de T_c en fonction du dopage pour nos échantillons à différentes pressions (voir tableau 5.1). La courbe noire représente la valeur de T_c en fonction du dopage à pression ambiante. La courbe en pointillé rouge est un guide pour les yeux de la valeur de T_c en fonction du dopage pour une pression de 1 GPa.

Dans le cas d'un modèle simple à une bande, comme il a été présenté dans le chapitre 1, ρ dépend de n , τ et m_c selon l'équation $\rho = \frac{m_c}{n e^2 \tau}$. La variation de n étant faible en fonction de la pression ($\sim 1\%$ /GPa), celle-ci ne peut pas expliquer la variation de ρ observée ($> 10\%$ /GPa). Comme nous l'avons vu pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$, m_c diminue avec la pression mais ne peut pas expliquer complètement la variation de ρ . C'est donc le temps de diffusion τ qui semble augmenter sous pression. On peut invoquer la diminution des interactions électrons-phonons, comme c'est le cas dans les métaux simples. Dans le paragraphe 4.5, nous discuterons du fait que la pression peut déstabiliser l'ordre de charge et que ceci peut avoir des répercussions importantes sur τ .

Le fait important à retenir de la figure 5.11 est que l'effet de la diminution de ρ_c est plus important à un dopage de 6.67, tout comme le maximum observé dans $\frac{dT_c}{dP}$.

5.4.2 Effet de la pression en présence d'un champ magnétique

La figure 5.12 montre l'évolution de la fréquence principale des oscillations quantiques pour différents échantillons de YBCO en fonction de la pression. L'augmentation de la fréquence en fonction de la pression est faible ($\frac{dF}{dP} \sim 1.5$ T/kbar). En étudiant la dépendance en dopage de la fréquence présentée dans [15], on trouve que l'évolution de la fréquence liée au dopage induit par la pression devrait être de $\frac{dF}{dP} \sim 0.65$ T/kbar. On ne peut donc pas expliquer la variation de la fréquence observée sous pression par une simple évolution du dopage liée à la pression.

La figure 5.13 présente l'évolution de la masse m_c déduite de la dépendance en température

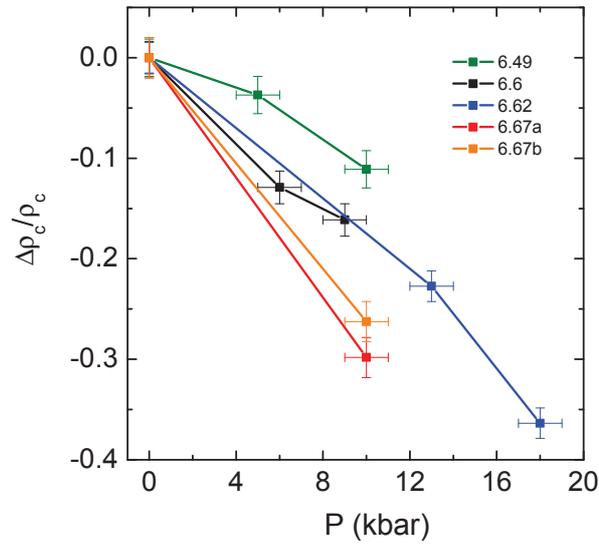


FIGURE 5.11 – Évolution de $\frac{\Delta\rho_c}{\rho_c(0)}$ en fonction de la pression pour nos échantillons.

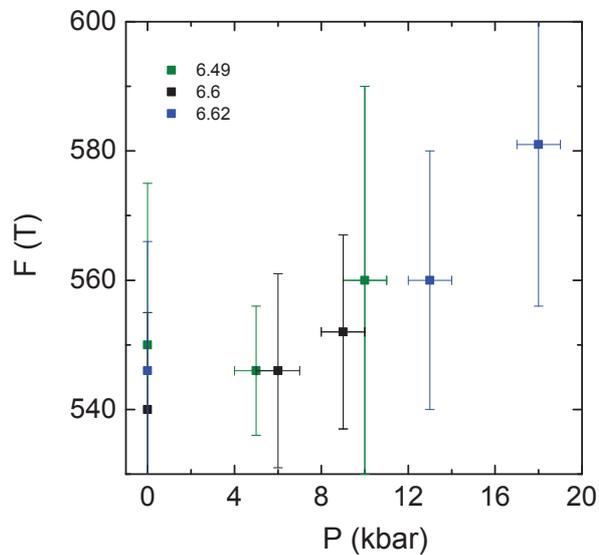


FIGURE 5.12 – Évolution de la fréquence principale des oscillations quantiques, déterminée à l'aide d'un plot de Onsager, pour nos échantillons.

de la fréquence principale des oscillations quantiques pour différents échantillons de YBCO. On remarque une diminution importante de la masse en fonction de la pression. La masse effective

est renormalisée à la fois par le couplage électron-électron et électron-phonon. Il est difficile de statuer lequel de ces facteurs joue un rôle prépondérant pour expliquer la diminution de la masse sous pression. Cependant, il est utile de noter que dans les supraconducteurs conventionnels, la diminution de la température critique sous pression peut être expliquée par une diminution du couplage électron-phonon sous pression due à un décalage du spectre des phonons vers les hautes fréquences. Ceci permet également d'expliquer la diminution de la résistivité sous pression des métaux simples [182]. On remarque également que le phénomène de relaxation induit une diminution de la masse dans le cas de l'échantillon $y = 6.49$ alors qu'il induit une augmentation de la masse dans le cas de l'échantillon $y = 6.6$. Les effets de relaxation s'apparentant à une augmentation du dopage, cette différence peut s'expliquer par le fait que l'évolution de la masse en fonction du dopage présente un minimum autour de $y = 6.6$ [15].

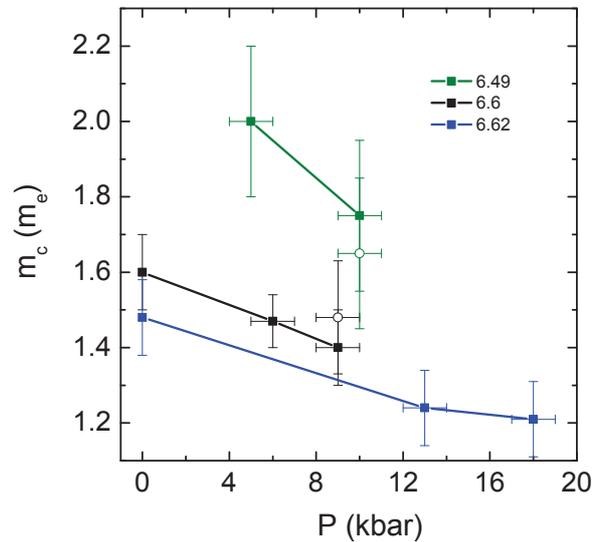


FIGURE 5.13 – Évolution de m_c en fonction de la pression, pour nos échantillons, déterminée à partir de la dépendance en température de la fréquence principale des oscillations quantiques (symboles pleins). Les symboles vides correspondent à l'évolution de m_c liée à la relaxation des échantillons sous pression (cf. tableau 5.1). Les lignes entre les données servent uniquement de guide pour les yeux.

La figure 5.14 décrit l'évolution du champ irréversible (B_{irr}). Ce champ augmente lorsque la pression est appliquée. Pour les échantillons relaxés, on remarque que B_{irr} diminue dans le cas de $y = 6.49$ et reste constant dans le cas de $y = 6.6$. L'évolution de B_{irr} liée à la relaxation peut également être expliquée par une évolution en dopage de B_{irr} qui présente un minimum autour de $y = 6.6$. Comme pour les variations de $\frac{dT_c}{dP}$ et de ρ_c en fonction de la pression, l'augmentation de B_{irr} est maximale pour $y = 6.67$.

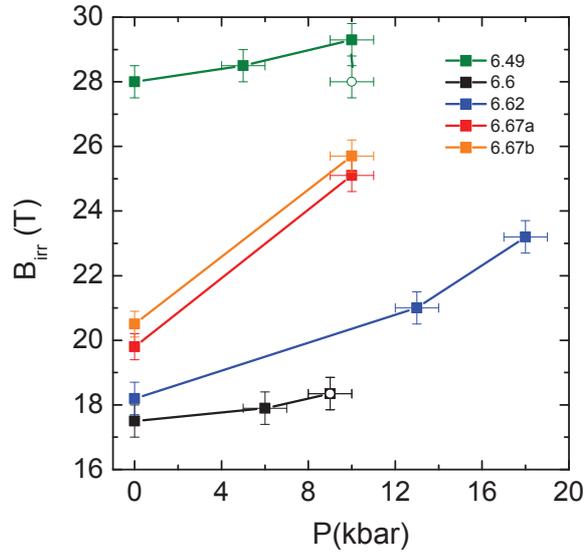


FIGURE 5.14 – Évolution du champ irréversible en fonction de la pression pour nos échantillons (symboles pleins). Les symboles vides correspondent à l'évolution de B_{irr} liée à la relaxation des échantillons sous pression (cf. tableau 5.1). Les lignes entre les données servent uniquement de guide pour les yeux.

5.5 Comparaison avec une évolution en dopage

Dans le cas de YBCO, nous savons désormais qu'un ordre de charge est présent dans une gamme de dopage autour de 12%. C'est également dans cette gamme de dopage que les anomalies dans les valeurs de B_{irr} (minimum autour de 12%) et de T_c (plateau autour de 12%) sont présentes (figure 5.15 a)). Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction de ce chapitre, l'application de la pression peut stabiliser/déstabiliser l'ordre de charge comme c'est le cas dans certains matériaux quasi-1D. Pour estimer l'effet de la pression sur l'ordre de charge dans notre étude, nous avons tracé l'évolution de B_{irr} à pression ambiante et 1 GPa en fonction du dopage pour les différents échantillons que nous avons mesurés (figure 5.15 b)). Les valeurs de B_{irr} à 1 GPa pour les échantillons $y = 6.6$ et $y = 6.62$ ont été obtenues en réalisant une extrapolation linéaire des données de la figure 5.14. Pour placer les valeurs de B_{irr} à 1 GPa, nous avons pris en compte la variation de porteur induite par la pression : $\frac{1}{n} \left(\frac{dn}{dP} \right) = 1\%/GPa$. Sur la figure 5.15 b) les lignes verte et orange sont des guides pour les yeux permettant de suivre l'évolution de B_{irr} en fonction du dopage à pression ambiante et 1 GPa respectivement. Les symboles vides rouges correspondent aux échantillons relaxés à 1 GPa.

Nous avons également tracé l'évolution de la température critique en fonction du dopage pour YBCO à différentes pressions (figure 5.16 a)). La variation de T_c en fonction du dopage à pression ambiante est donnée par la courbe noire. Les valeurs de T_c en fonction du dopage à 1 GPa (carrés rouges), 5 GPa (triangles bleus) et 10 GPa (ronds verts) proviennent de l'interpolation

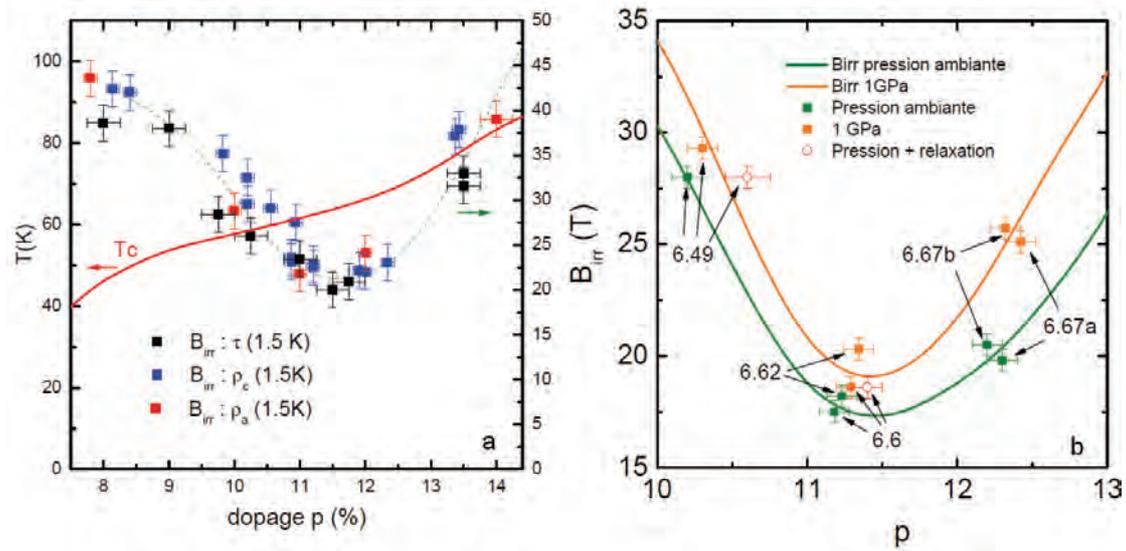


FIGURE 5.15 – a) La courbe rouge représente l'évolution de T_c en fonction du dopage (axe de gauche). Dépendance en dopage de B_{irr} obtenue à 1.5 K avec différentes sondes (axe de droite). Les points noirs ont été obtenus par des mesures d'aimantation par cantilever. Les points bleus et rouges ont été obtenus par les mesures de transport selon l'axe- c et l'axe- a respectivement. La courbe en pointillé vert est un guide pour les yeux représentant la variation de B_{irr} en fonction du dopage. (D'après [15]) b) Dépendance en dopage de B_{irr} obtenue à 4.2 K pour les différents échantillons du tableau 5.1 à pression ambiante (symboles vert) et à 1 GPa (symboles orange). Les valeurs de B_{irr} à 1 GPa pour les échantillons $y = 6.6$ et 6.62 sont obtenues par une extrapolation linéaire des données de la figure 5.14. Les symboles vides rouges correspondent aux échantillons relaxés à 1 GPa. Les courbes verte et orange sont des guides pour les yeux représentant la variation de B_{irr} en fonction du dopage respectivement à pression ambiante et à 1 GPa.

des données des références [160, 161, 163, 183, 184]. Nos données sont tracées en étoiles bordeaux. Comme pour B_{irr} , pour placer les valeurs de T_c , nous avons pris en compte la variation de porteur induite par la pression.

On constate, sur les figures 5.15 b) et 5.16 a), que l'application de la pression induit une augmentation de B_{irr} et T_c conduisant à la disparition progressive des anomalies autour de 12%. Pour les fortes pressions le plateau de T_c autour de 12% a totalement disparu. La valeur de T_c^{max} s'est décalée vers un dopage autour de 12%. De plus, c'est dans cette gamme de dopage que les effets de pression que nous avons observés précédemment sont maximal. On associe donc ces effets de la pression sur YBCO à la déstabilisation de l'ordre de charge comme dans le cas des matériaux quasi-1D. Néanmoins, nous savons que dans le cas de YBCO, l'ordre de charge n'est pas lié à des effets de nesting mais plus probablement aux interactions électrons-électrons. L'origine de la déstabilisation de l'onde de densité de charge liée à l'application de la pression reste à déterminer.

De plus, cet effet de la pression rappelle la situation rencontrée dans LBCO. En effet, dans le cas de LBCO (comme dans le cas de YBCO) une anomalie dans la valeur de T_c est présente à un

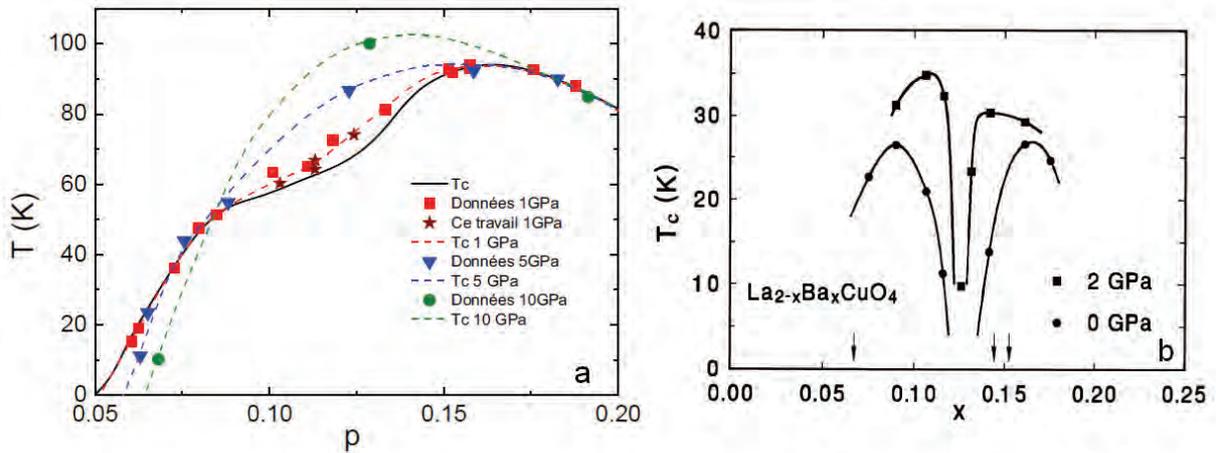


FIGURE 5.16 – a) Dépendance de la température critique pour YBCO en fonction du dopage à différentes pressions. La courbe noire représente l'évolution de T_c en fonction du dopage à pression ambiante. Les carrés rouges, triangles bleus et ronds verts proviennent de l'interpolation de données de différentes publications [160, 161, 163, 183, 184] à 1 GPa, 5 GPa et 10 GPa respectivement. Les pentagones bordeaux sont les données interpolées de ce travail. Les courbes rouge, bleu et verte sont des représentations du dôme supraconducteur pour des pressions de 1 GPa, 5 GPa et 10 GPa respectivement. b) Dépendance de T_c pour LBCO en fonction du dopage à pression ambiante et 2 GPa. (D'après [185])

dopage autour de 12.5% (T_c tombe à zéro, figure 5.16 b)). Cette anomalie est liée à la présence d'un ordre de stripe lié à la phase LTT qui apparaît à basse température. L'application de la pression (2GPa) supprime cette phase entraînant la déstabilisation de l'ordre de stripe accompagné par une augmentation de T_c (figure 5.16 b)). Ceci conduit à la réduction de l'anomalie comme nous l'avons observé dans YBCO.

Le pic dans la valeur de $\frac{dT_c}{dP}$, reporté par les mesures de pression antérieures à la mise en évidence de l'ordre de charge, peut maintenant être expliqué par la déstabilisation de l'ordre de charge au profit de la supraconductivité. La déstabilisation de l'ordre de charge par la pression permet également de comprendre les effets de pression uni-axiale reportés dans [171, 172, 173, 174, 175]. En effet, cette onde de densité de charge est présente dans le plan ab . Si on néglige le couplage suivant l'axe- c (la longueur de corrélation mesurée en neutron correspond à 2 plans CuO_2 suivant l'axe- c) l'application d'une pression uni-axiale selon l'axe- c ne doit donc pas déstabiliser cette onde de densité de charge, ce qui est en accord avec la valeur de $\frac{dT_c}{dP_c}$ (pression uni-axiale selon l'axe- c) qui ne présente aucune anomalie.

Les mesures présentées dans ce chapitre indiquent donc une compétition entre l'ordre de charge et la supraconductivité. Comme nous venons de le voir, contrairement au champ magnétique, la pression a pour effet de stabiliser la supraconductivité au détriment de l'ordre de charge.

Magnéto-résistance dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$

Sommaire

6.1	Présentation du composé	133
6.1.1	Structure cristalline et surface de Fermi $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$	133
6.1.2	Pourquoi réaliser des mesures dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$?	135
6.1.3	Effet Hall et effet Seebeck dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$	136
6.2	Oscillations quantiques dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$	139
6.2.1	Présentation des échantillons	139
6.2.2	Mesures en champ pulsé, oscillations quantiques	139
6.3	Reconstruction de la surface de Fermi	142
6.3.1	Présentation du modèle	142
6.3.2	Analyses	143
6.3.3	Quatre poches nodales et ordre de charge bi-axial	147
6.4	Conclusion	147

Dans les chapitres précédents de cette thèse, nous avons étudié le composé YBCO. Nous avons vu qu'une reconstruction de la surface de Fermi est nécessaire pour expliquer l'effet Hall et l'effet Seebeck négatif observés dans YBCO ainsi que les oscillations quantiques de fréquences de l'ordre de 500 T. Cette reconstruction est liée à un ordre de charge bi-axial qui a été récemment observé par des mesures de RMN [93], de rayon X [94, 96] et d'ultrason [97]. De même, l'existence d'un ordre de stripe dans les composés Nd-LSCO et Eu-LSCO est bien établi. Cet ordre entraîne une reconstruction de la surface de Fermi. Du fait de la structure orthorhombique de YBCO, il existe une direction préférentielle qui peut alors stabiliser l'ordre observé. Dans le but de vérifier que cet ordre n'est pas lié à la structure, il est nécessaire d'étudier un composé qui ne présente pas de distorsion. C'est ce que nous avons réalisé dans ce chapitre lors de mesures de transport dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ (Hg1201) qui peut être considéré comme un matériau modèle. En effet, ce composé possède une structure tétragonale avec un seul plan CuO_2 par maille élémentaire (figure 6.1) et la plus haute T_c pour un composé mono plan ($T_c = 98$ K au dopage optimal) [186]. De plus, comme pour le composé YBCO, le dopage de l'échantillon se fait par oxygénation ce qui permet d'obtenir des échantillons moins désordonnés que par du dopage par substitution chimique. Ceci se traduit par des échantillons possédant moins d'impuretés.

6.1 Présentation du composé

6.1.1 Structure cristalline et surface de Fermi $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$

De tous les cuprates, Hg1201 est l'un des composés les plus prometteur pour réaliser des expériences systématiques. En effet ce composé possède une structure tétragonale de haute symétrie

(figure 6.1) et une cellule unité relativement simple composée de peu d'atomes. La cellule unité contient un seul plan CuO_2 (où la supraconductivité est attendue), avec des oxygènes apicaux en dessus et en dessous des ions de Cu. Les ions Ba forment avec les oxygènes apicaux des plans BaO au dessus et en dessous du plan CuO_2 . Ces 3 plans forment une structure de base. Entre ces structures, les atomes de Hg forment une liaison covalente forte avec les oxygènes apicaux de chaque structure de base. Ceci limite les déformations structurales, ce qui n'est pas le cas pour les autres composés de la famille des cuprates. Le dopage de ces composés se fait par l'ajout ou la suppression d'oxygène dans le plan HgO, ce qui est plus propre qu'une substitution chimique. Ces réservoirs de charges sont situés loin des plans CuO_2 et donc ne perturbent pas trop ces derniers.

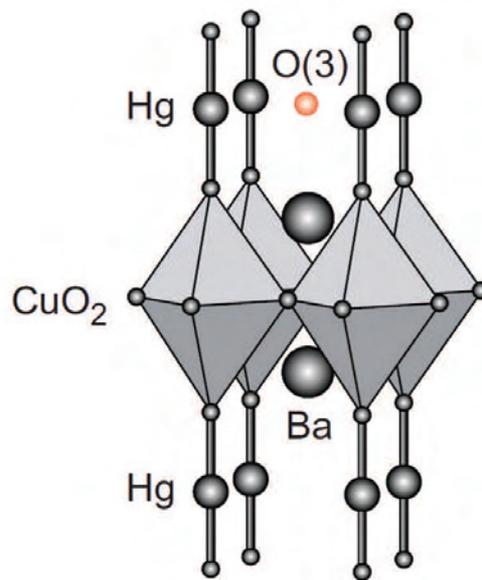


FIGURE 6.1 – Structure tétragonale de Hg1201 incluant la position des oxygènes dopant O(3). [187]

La figure 6.2 a) présente la structure de bande du composé Hg1201 calculé par LDA (approximation de la densité locale). Une seule bande croise le niveau de Fermi contrairement à YBCO. La surface de Fermi correspondante est représentée sur la figure 6.2 b). Comme pour les autres cuprates, les calculs prédisent une grande poche de trous centrée en (π, π) avec une faible dispersion selon l'axe- c [188].

La figure 6.3 a) montre des courbes de résistivité dans le plan en fonction de la température pour des échantillons de Hg1201 issus d'un même batch [187]. Comme pour les autres cuprates sous-dopés la résistivité dans le plan est linéaire à haute température puis dévie de la linéarité à T^* . La figure 6.3 b) montre les valeurs de T_c mesurées pour une gamme de dopage allant de 4 % à 21 %. Les valeurs de T_c forment un dôme centré à 16 % pour un T_c optimal de 98 K. Le dôme supraconducteur présente un plateau autour de 9 % ($T_c = 70$ K) similaire à celui observé dans YBCO $T_c = 60$ K.

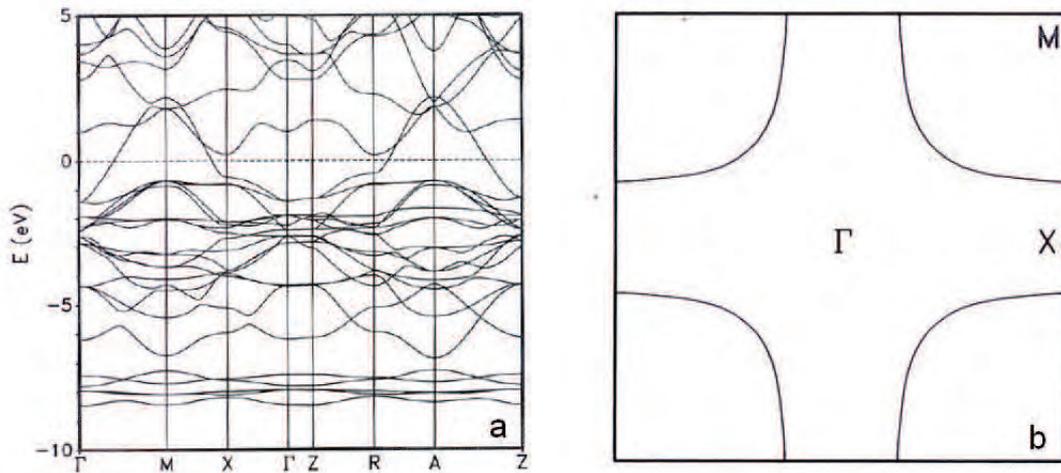


FIGURE 6.2 – a) Structure de bande de Hg1201. Une seule bande croise le niveau de Fermi qui est représenté par la ligne horizontale en pointillé. b) SF correspondante à la structure de bande. Celle-ci est représentée dans la première zone de Brillouin. [188]

6.1.2 Pourquoi réaliser des mesures dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$?

L'observation d'oscillations quantiques, du côté sous-dopé, dans les composés YBCO et Y124 [107, 191, 192], démontre l'existence d'une surface de Fermi conventionnelle. La petite poche couvrant seulement 2% de la PZB obtenue à partir des oscillations quantiques dans les composés sous-dopés met en évidence un changement drastique de la surface de Fermi (en comparaison avec la large SF observée dans $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ [36]). A cause de la grande complexité structurale de ces composés (deux plans CuO_2 par maille élémentaire, la présence de chaînes ou la faible symétrie structurale) il n'est pas évident de déterminer avec certitude l'origine des oscillations dans ces matériaux. Un scénario propose que cette petite poche provient de l'hybridation des plans BaO avec les chaînes CuO [109, 151] et a été invoqué pour expliquer les mesures de chaleurs spécifiques [110] comme nous l'avons abordé dans le chapitre 2.

Un autre scénario invoque une brisure de la symétrie dans les plans CuO_2 conduisant à une reconstruction de la surface de Fermi à basse température (voir chapitre 2). Un ordre de charge dans les plans CuO_2 , responsable de cette reconstruction, a récemment été mis en évidence par des mesures de RMN [93], de rayons-X [94, 96] et d'ultrason [97]. Du fait de la présence des chaînes CuO dans les composés à base d'Yttrium qui impose une direction préférentielle, l'onde de densité de charge peut être stabilisée par la structure orthorhombique de ces matériaux. Des lors, un débat est ouvert pour savoir si cette reconstruction de la surface de Fermi, dans ces matériaux, est liée à leurs structures unidirectionnelles ou si elle est générique des cuprates.

Dans ce chapitre, nous avons étudié le composé Hg1201 qui ne possède pas de chaîne et possède une structure tétragonale de haute symétrie. De plus, ce composé possède un seul plan par maille élémentaire. L'étude de ce composé a montré de grande similitude avec YBCO. Dans un premier temps, nous reporterons les mesures d'effet Hall et d'effet Seebeck réalisées sur ce matériau. Puis nous présenterons les mesures de magnétotransport que nous avons réalisées et

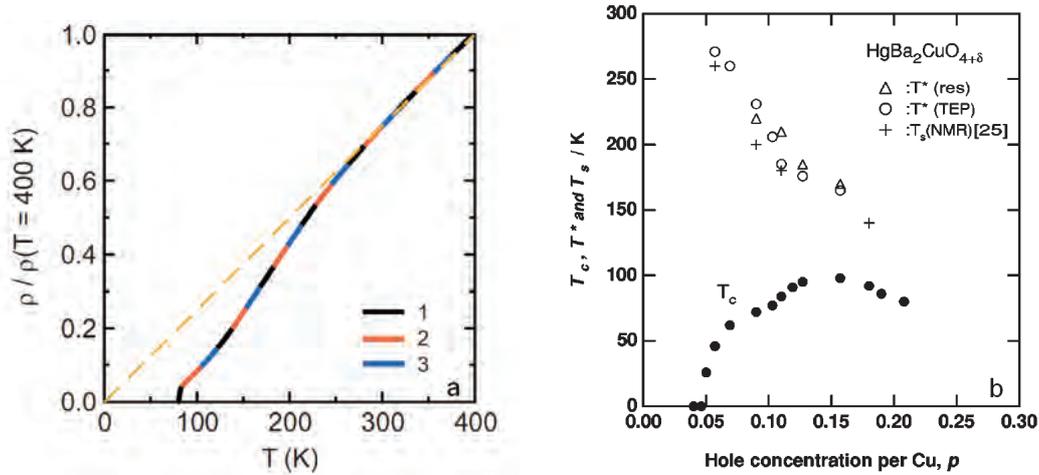


FIGURE 6.3 – a) Résistivité de trois échantillons différents provenant du même batch. La ligne pointillée est un fit linéaire de la résistivité à haute température. La déviation à cette linéarité apparaît à T^* . (d’après [187]) b) Dépendance de la température critique (T_c) et de la température caractéristique (T^*) en fonction du dopage ($p = 0.04$ à 0.21). La température critique a été déterminée par des mesures de susceptibilité dc. La température T^* a été déterminée de deux manières différentes à l’aide de mesure de pouvoir thermo-électrique et des mesures de résistivité [189]. La température du gap de spin déterminée par les mesures de RMN est également tracée [190].

qui mettent en évidence la présence d’oscillations quantiques.

6.1.3 Effet Hall et effet Seebeck dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$

La figure 6.4a) présente les coefficients de Hall (R_H) dans l’état normal en fonction de la température pour trois cuprates sous-dopés : un échantillon de YBCO ($p \simeq 0.10$) et deux échantillons de Hg1201 notés A et B ($p \simeq 0.075$) [193]. Ces valeurs de R_H sont obtenues à l’aide d’un champ magnétique suffisamment fort pour détruire la supraconductivité et atteindre l’état normal. De même, la figure 6.4b) présente les coefficients Seebeck (S/T) dans l’état normal en fonction de la température pour les composés YBCO ($p \simeq 0.10$) et Hg1201 A ($p \simeq 0.075$) [193]. Les coefficients R_H et S/T sont positifs à haute température comme attendu pour les matériaux dopés en trous. Par contre, en dessous d’une température $T \simeq 50$ K, ces coefficients diminuent pour finalement devenir négatifs à basse température et une forte similitude dans le comportement des coefficient de Hall et Seebeck est observée pour ces deux matériaux (figure 6.4). Dans le cas de YBCO, ces coefficients de Hall et Seebeck négatifs (associés à la présence d’oscillations quantiques de fréquences faibles) proviennent d’une petite poche d’électrons. Du fait de la grande similitude entre les comportements de l’effet Hall et de l’effet Seebeck de ces deux composés, nous pouvons déduire que la SF de Hg1201 possède également une poche d’électrons. Ceci implique une reconstruction de la surface de Fermi à basse température en comparaison avec la grosse poche de trous observée du côté sur dopé dans le composé mono plan $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ à un dopage $p = 0.27$ ou 0.30 [33, 36]. Dans le cas de YBCO, cette reconstruction est liée à un ordre de charge

qui a récemment été identifié par des mesure de RMN [93]. Sur la figure 6.4 a) est reproduit le splitting de raie observé en RMN dans YBCO ($p \simeq 0.10$) et à 28 T qui révèle l'ordre de charge observé en dessous de $T_{CO} \simeq 50$ K. La température à laquelle l'ordre de charge est observé en RMN correspond à la température à laquelle l'effet Hall commence à diminuer.

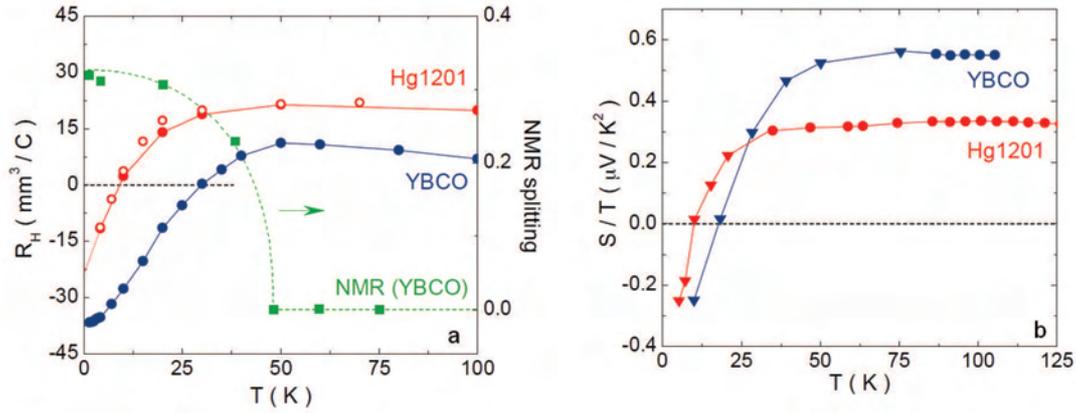


FIGURE 6.4 – a) Coefficient de Hall de l'état normal en fonction de la température. Les cercles rouges correspondent aux données de Hg1201 ($p = 0.075$). Les cercles pleins correspondent aux valeurs d'un échantillon à un champ $B = 53$ T et les ouverts à un autre échantillon à un champ $B = 68$ T. Les points bleus correspondent aux données de YBCO à un dopage $p = 0.10$ et un champ $B = 55$ T [111]. De plus, les données de RMN, d'un échantillon de YBCO à un dopage $p = 0.10$ et un champ $B = 28.5$ T, sont reproduites sur cette figure (carrés verts, d'après [93]). Ces données révèlent l'existence d'un ordre de charge en dessous d'une température $T_{CO} \simeq 50$ K. b) Coefficient Seebeck S/T , dans l'état normal en fonction de la température, pour Hg1201 à $B = 28$ T (cercle rouge) et $B = 45$ T (triangle rouge). Les données correspondantes à YBCO sont également tracées pour $B = 0$ T (cercle bleu) et $B = 28$ T (triangle bleu [113]). (D'après [193])

La figure 6.5 présente les diagrammes de phase de YBCO et de Hg1201 avec les différentes températures caractéristiques obtenues à partir des données d'effet Hall comme T_{max} qui est la température à laquelle $R_H(T)$ est maximum et T_H la température à laquelle $R_H(T)$ dévie de son comportement à haute température ou encore T_0 la température à laquelle l'effet Hall change de signe. Dans le cas de Hg1201, $T_{max} \simeq 100$ K et $T_H \simeq 240$ K. Pour YBCO, $T_{max} \simeq 100$ K et $T_H \simeq 120$ K à $p = 0.12$. D'autres températures caractéristiques du système sont également tracées sur ces diagrammes de phases comme T_c (température de la transition supraconductrice), T^* (température de pseudogap), T_{mag} (température à laquelle un ordre magnétique ($\mathbf{q} = 0$) est détectée par des mesures de diffraction de neutron polarisé en spin), T_{CO} (température à laquelle l'ordre de charge est observé en RMN sous champ magnétique) et les températures auxquelles les fluctuations de l'ordre de charge à champ nul ont été observées par les mesures de rayons-X. La dépendance en dopage de T^* et T_{mag} est similaire dans les deux composés. Dans YBCO, il y a de nombreuses évidences que les coefficients R_H et S/T négatifs à basse température proviennent d'une petite poche d'électrons correspondant à la fréquence des oscillations quantiques observées à basse température. Par analogie, Hg1201 doit donc également subir le même type de reconstruction de la SF, aboutissant à la création d'une poche d'électrons. L'ob-

servation d'une petite fréquence d'oscillations quantiques est donc absolument nécessaire pour confirmer de manière définitive cette hypothèse. Nous présenterons dans la suite de ce chapitre les mesures de magnétorésistance réalisées sur Hg1201 au LNCMI-T dans le but de mettre en évidence ces oscillations.

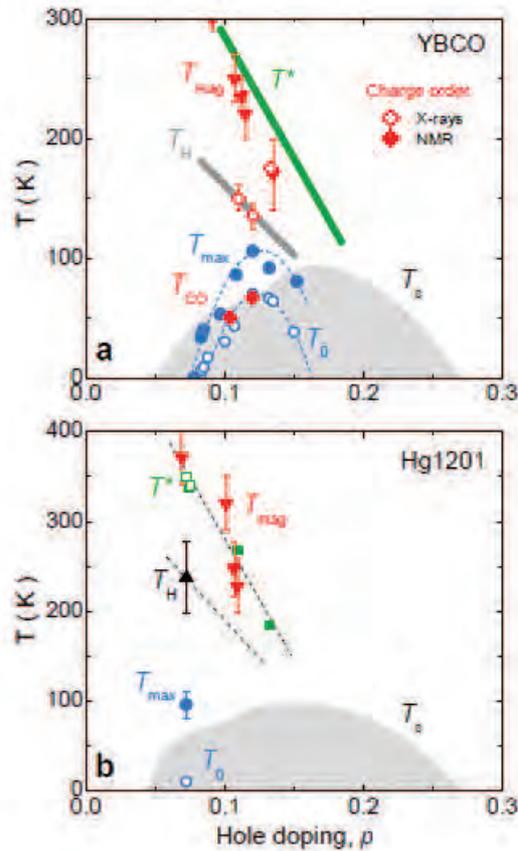


FIGURE 6.5 – a) Diagramme de phase température dopage de YBCO. Le dome gris représente la phase supraconductrice en dessous de T_c (d'après [127]). La température T_{mag} (triangle rouge [99]) est la température où les mesures de neutrons polarisés ont détecté un ordre magnétique à $q = 0$. D'autres températures caractéristiques des propriétés de transport sont également montrées : la ligne verte correspond à la température de pseudogap T^* (obtenue à partir des mesures de résistivité et Nernst [194]) et T_H , T_0 et T_{max} des données d'effet Hall [195]. La figure montre également la température T_{CO} de l'ordre de charge observé en RMN (diamants pleins [93]) ainsi que l'apparition de la modulation de charge des mesures de rayons-X (diamants ouverts [94, 96, 98]). b) Diagramme de phase température dopage de Hg1201. Le dome gris représente la phase supraconductrice en dessous de T_c [189]. Cette figure montre également les températures T_{mag} [196, 197] et T^* [196, 197, 187]. Les températures caractéristiques T_{max} (cercles pleins) et T_0 (cercles vides) des mesures d'effet Hall sont également montrées. Les lignes en pointillé sont des guides pour les yeux dans les deux cas. (D'après [193])

6.2 Oscillations quantiques dans HgBa₂CuO₄

6.2.1 Présentation des échantillons

Nous avons mesuré la magnétorésistance de deux échantillons de Hg1201 sous-dopés sous champ magnétique jusqu'à 80 T. Leurs températures de transition supraconductrice $T_c = 71$ K, correspond à un dopage $p = 0.09$. Ce dopage est proche de celui où les premières oscillations quantiques ont été observées dans YBCO. Pour observer des oscillations quantiques, il faut que l'échantillon possède un taux de diffusion faible (i.e. que l'échantillon soit faiblement désordonné). De plus, il faut également avoir accès à un champ magnétique important. La première condition est atteinte du fait de la grande qualité des échantillons synthétisés par le groupe de Martin Grevin à l'université du Minnesota, la deuxième condition est atteinte grâce aux champs magnétiques très intenses disponibles au LNCMI. La valeur de T_c est déduite de la mesure de la résistance en fonction de la température des deux échantillons présentés sur la figure 6.6 a). De cette courbe il est possible de définir une autre température caractéristique du système $T^{**} \approx 150$ K qui est définie comme la température en dessous de laquelle la résistivité dans le plan est quadratique et retrouve un comportement type liquide de Fermi. Dans le cas de YBCO, cette température correspond également à la température à laquelle les fluctuations de l'ordre de charge apparaissent. La figure 6.6 b) présente la magnétorésistance mesurée dans le plan des deux échantillons, à une température $T = 1.5$ K. Le courant est appliqué dans l'échantillon parallèlement aux plans CuO₂, alors que le champ magnétique est appliqué perpendiculairement aux plans ($B//c$). Au dessus d'un champ irréversible ($B_{irr} = 20 - 30$ T), la magnétorésistance devient non nulle. Des oscillations quantiques sont visibles sur les données brutes pour les deux échantillons. La courbe rouge correspondant à l'échantillon 1 a été divisée par un facteur 4 pour pouvoir être comparée à celle de l'échantillon 2. La résolution des oscillations est donc bien moindre dans le cas de l'échantillon 2, c'est pourquoi dans ce chapitre nous avons focalisé notre attention sur l'échantillon 1. Dans le but de mieux observer les oscillations quantiques de ces deux échantillons, la dérivée des courbes brutes est tracée dans l'insert de la figure 6.6 b).

6.2.2 Mesures en champ pulsé, oscillations quantiques

Les mesures, de l'échantillon 1, réalisées en champ pulsé jusqu'à 80 T, pour quatre différentes températures entre 1.5 K et 4.2 K, sont présentées sur la figure 6.7 a). Sur cette figure, des oscillations de faibles amplitudes sont présentes à fort champ (au dessus de 60 T). La dérivée des courbes brutes est présentée dans l'insert de la figure 6.7 a). Dans le but d'étudier ces oscillations il est nécessaire de soustraire une partie monotone.

Les oscillations obtenues (tracées en fonction de $1/B$) après la soustraction de la partie monotone sont présentées sur la figure 6.7 b) (symboles). Cette figure présente la dépendance en température des oscillations observées. De la même manière que pour YBCO, un plot de Onsager a été utilisé pour déterminer la fréquence des oscillations de Hg1201 ($F = 840 \pm 30$ T, figure 6.8 a)). De plus la transformée de Fourier, dans la gamme de champ où les oscillations sont visibles [62 T - 81 T], montre un pic centré à $F = 840$ T, en accord avec la valeur déduite du plot de Onsager (figure 6.8 b)). En accord avec la relation de Onsager, $F = \phi_0 A_k / 2\pi$, où ϕ_0 est le quantum de flux, l'aire de la surface de Fermi perpendiculaire au champ appliqué (A_k) correspond à environ 3% de la PZB. En supposant que la surface de Fermi est strictement 2D, le théorème de Luttinger donne la densité de porteurs par plan $n_{2D} = 2A_k / (2\pi)^2 = F / \phi_0 = 0.061$

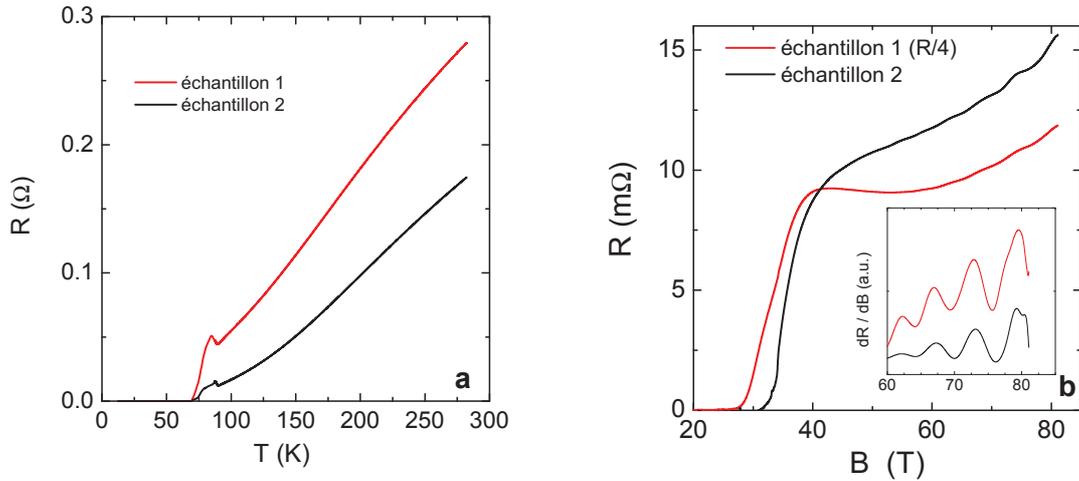


FIGURE 6.6 – a) Résistance des échantillons mesurée dans le plan en fonction de la température. La température de transition supraconductrice mesurée est $T_c = 71$ K. b) Courbe de magnétorésistance des deux échantillons mesurés à 1.5 K. La résistance de l'échantillon 1 a été divisée par un facteur 4. L'insert montre la dérivée des courbes de magnétorésistances pour les deux échantillons.

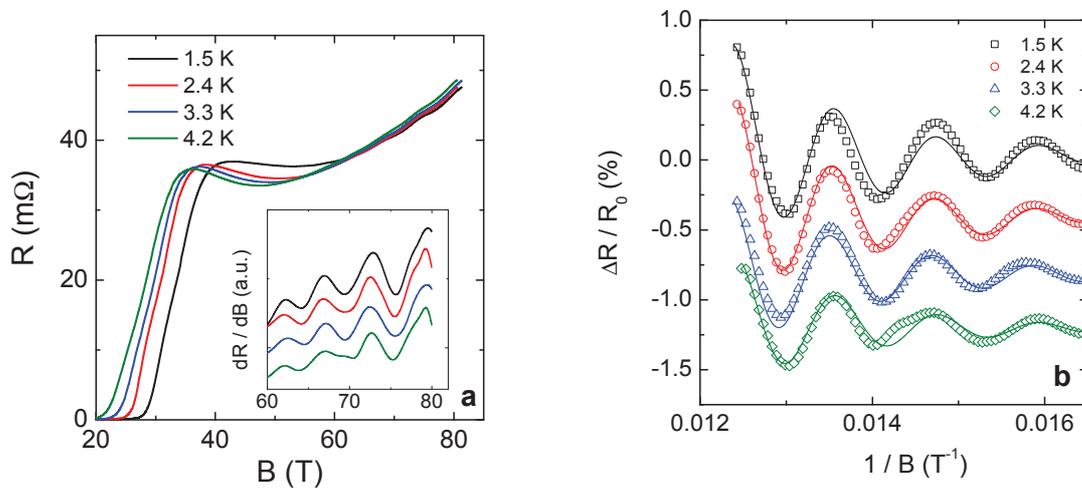


FIGURE 6.7 – a) Courbes de magnétorésistance de Hg1201 jusqu'à 80 T à différentes températures pour l'échantillon 1. L'insert montre la dérivée de ces courbes. b) Tracé des oscillations quantiques (points) observées après la soustraction de la partie monotone des courbes de a). Les oscillations sont tracées en fonction de $1/B$. Les courbes en trait plein correspondent à un ajustement des données par la formule LK.

± 0.002 porteurs par poches. Cette densité de porteur permet dans un modèle à une bande, de calculer le coefficient de Hall qui est donné par $R_H = 1/n_{3D}e$ ($n_{3D} = n_{2D}/c$), ce qui conduit à $R_H = 14.7 \pm 0.6 \text{ mm}^3/\text{C}$, ce qui est en très bon accord avec les mesures d'effet Hall [193], qui conduisent à $R_H = 15 \pm 5 \text{ mm}^3/\text{C}$ dans des échantillons dont la T_c est similaire. Ceci suggère qu'une seule poche d'électrons constitue la SF. Néanmoins, dans les cas de SF 2D, la forme de la surface a une influence sur la valeur de l'effet Hall (cf chapitre 1), d'autres poches peuvent donc être présentes mais être masquées par la géométrie de la SF.

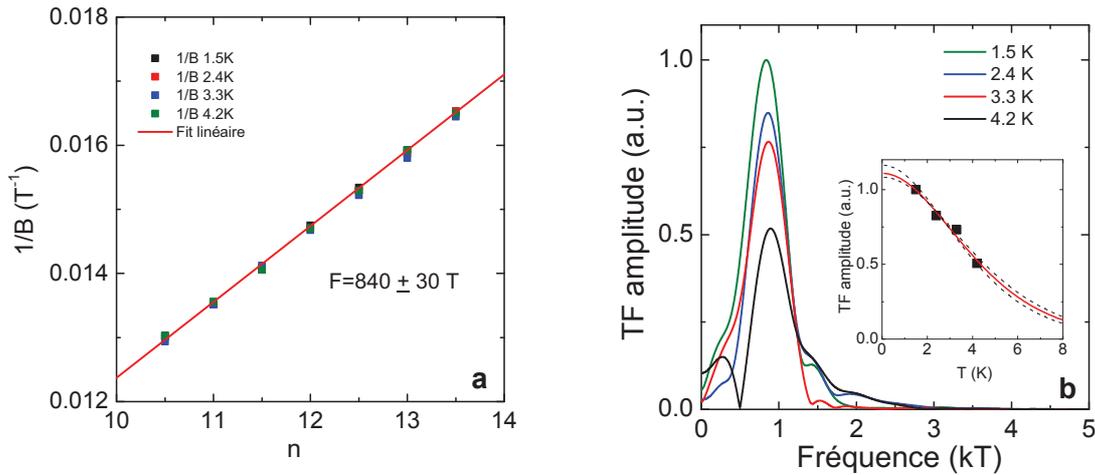


FIGURE 6.8 – a) Tracé de Onsager permettant de déduire la fréquence des oscillations. La courbe rouge est un ajustement linéaire utilisant la formule de Onsager qui permet de déduire la fréquence des oscillations. b) Transformée de Fourier des oscillations de la figure 6.7. L'insert montre l'amplitude des transformées de Fourier en fonction de la température. La ligne rouge est un ajustement de R_T permettant de déduire la masse cyclotron.

La dépendance en température de l'amplitude des oscillations de la figure 6.7 b) permet de déterminer une masse cyclotron $m_c = 2.45 \pm 0.15 m_0$ (insert de la figure 6.8 b)). En réalisant un ajustement des données, en fonction du champ, en utilisant la formule LK (figure 6.7 b) traits plein) il est possible d'extraire une valeur de la température de Dingle $T_D = 18 \text{ K}$ de cet échantillon. Cette valeur correspond à un libre parcours moyen $l \approx 5 \text{ nm}$, plus faible que le libre parcours moyen de YBCO $l \approx 16 \text{ nm}$. Cette différence peut expliquer que l'amplitude des oscillations dans Hg1201 soit plus faible que dans YBCO.

Nos mesures de magnétorésistance ont mis en évidence la présence d'oscillations quantiques dans le composé Hg1201. La présence d'oscillations, de fréquences comparables à celles qui ont été observées dans YBCO, dans un composé dont la structure cristallographique est simple, permet d'associer, sans équivoque, ces oscillations quantiques au plan CuO_2 . De plus, la présence d'un effet Hall et Seebeck négatif en association avec ces faibles fréquences implique une reconstruction de la SF. Dans la suite, nous allons discuter un modèle de reconstruction permettant de faire apparaître une petite poche d'électrons à la fréquence observée dans Hg1201.

6.3 Reconstruction de la surface de Fermi

Nous venons de voir que les oscillations quantiques dans YBCO et Hg1201 sont observées pour la même gamme de dopage, de température et de champ magnétique avec des masses effectives et des fréquences similaires. De plus nous avons également vu que la dépendance en température de l'effet Hall et de l'effet Seebeck a un comportement similaire dans Hg1201 et dans YBCO. En effet, dans ces deux composés les coefficients de Hall et Seebeck changent de signe (deviennent négatif) à basse température (en dessous d'une température appelée T_0). Ceci traduit le fait que les porteurs majoritaires à basse température sont de type électrons. Ces données suggèrent la présence de petites poches d'électrons en contradiction avec les calculs de structure de bandes qui prédisent une grande poche de trous et supporte le scénario de reconstruction de la SF. Partant de la grande similitude entre les mesures dans YBCO et dans Hg1201, nous allons utiliser un modèle de reconstruction de la surface de Fermi, basé sur un ordre de charge bi-axial (similaire à celui observé dans YBCO), pour reconstruire la surface de Fermi de Hg1201 dans le but de faire apparaître une petite poche d'électrons en accord avec les mesures d'oscillations quantiques.

6.3.1 Présentation du modèle

Pour réaliser une reconstruction de la SF, il est nécessaire d'avoir accès à la SF initiale qui sera modélisée par une équation analytique. Nous avons donc utilisé deux modèles de liaison forte ainsi que les données d'ARPES de Hg1201 présentées dans la réf. [198]. De ces modèles et des données d'ARPES nous avons accès à la SF non reconstruite de Hg1201 autour du dopage optimal. Notre échantillon ayant un dopage d'environ 9 %, il sera nécessaire d'ajuster le potentiel chimique pour obtenir une SF correspondant à notre dopage. Nous ajusterons donc le potentiel chimique μ de sorte que la surface de Fermi non reconstruite couvre une aire correspondant au dopage souhaité. Un dopage p doit produire une aire couvrant $(50 + p/2)$ % de la première zone de Brillouin. Les modèles de liaison forte utilisés sont donnés par :

$$0 = \frac{\mu}{t} - 2(\cos k_x + \cos k_y) + 4\frac{t'}{t}\cos k_x \cos k_y, \quad (6.1)$$

où seuls les termes de saut plus proche voisin et second voisin t et t' dans les plans CuO_2 sont considérés et μ le potentiel chimique. Un raffinement de ce modèle a également été utilisé en prenant en compte le terme de saut au troisième voisin t'' qui est ajouté à l'équation 6.1, ce qui conduit à :

$$0 = \frac{\mu}{t} - 2(\cos k_x + \cos k_y) + 4\frac{t'}{t}\cos k_x \cos k_y - 2\frac{t''}{t}(\cos 2k_x + \cos 2k_y), \quad (6.2)$$

Dans le cas de l'équation 6.1, la valeur reportée dans la réf. [198] est $t'/t = 0.408$. Dans le cas de l'équation 6.2, les auteurs reportent la valeur $t'/t = 0.249$ en prenant $t''/t' = 0.5$. Par contre aucune information sur la valeur de μ utilisée pour les ajustements n'est donnée. Pour réaliser notre étude, nous avons utilisé ces valeurs extraites des mesures d'ARPES pour t' et t'' , dans le cas des deux équations de modèle de liaison forte, en prenant $t = 1$. Dans la suite, nous noterons les différentes variables (t' , μ et V) en unité de t .

Afin de rendre compte de la reconstruction liée a un ordre de charge bi-axial incommensuré

nous utilisons l'Hamiltonien [148] qui ne fait intervenir que les premiers termes de couplage :

$$H = \begin{pmatrix} \varepsilon(\mathbf{k}) & V & V & 0 \\ V & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_x) & 0 & V \\ V & 0 & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_y) & V \\ 0 & V & V & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_y + \mathbf{Q}_x) \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

où \mathbf{k} est un vecteur d'onde de la PZB, \mathbf{Q}_x et \mathbf{Q}_y sont les vecteurs d'onde associés à l'ordre de charge selon la direction x et y respectivement et V le potentiel de couplage constant. Nous utiliserons $|\mathbf{Q}_x| = |\mathbf{Q}_y| = 0.28$ en accord avec une étude préliminaire de diffraction de rayons-X qui a mis en évidence l'ordre de charge dans Hg1201 [199].

Partant des paramètres $t' = 0.408$ (avec $t'' = 0$) et $t' = 0.249$ (avec $t''/t' = 0.5$) utilisés dans [198] et en ajustant le potentiel chimique μ de telle manière que la SF initiale corresponde à un dopage de 9%, on obtient, après reconstruction de la SF par un ordre de charge bi-axial, une poche d'électrons située aux noeuds de la SF et correspondant à des fréquences d'oscillations de 857 T et 790 T respectivement, avec $V = 0.001$. Dans la suite, tout en conservant $|\mathbf{Q}_x| = |\mathbf{Q}_y| = 0.28$ fixe, nous discuterons l'influence des différents paramètres sur la reconstruction de la surface de Fermi.

6.3.2 Analyses

Nous venons de voir que les paramètres donnés par [198] conduisent, après reconstruction de la SF, à des fréquences proches de la fréquence mesurée en oscillations quantiques, pour un potentiel V très faible. Afin de comprendre si ce modèle de reconstruction est robuste, nous allons imposer Q (valeur mesurée en rayons-X), et faire varier les paramètres de la dispersion électronique (μ , t' et t''), afin d'obtenir une poche d'électrons ($F = 840$ T) pour des potentiels V (de 0.001 à 0.2) fixés.

La figure 6.9 présente la SF non reconstruite (trait bleu) obtenue en utilisant les paramètres $\mu = 0.75$ et $t' = 0.235$ en prenant $t''/t' = 0.5$ dans l'équation 6.2. Après reconstruction de la SF par l'ordre de charge bi-axial (en prenant un potentiel $V = 0.001$ très faible), on obtient une poche d'électrons (trait rouge) dont l'aire est compatible avec une fréquence $F = 840$ T en accord avec les mesures d'oscillations quantiques. Ces poches rouges, situées aux noeuds proviennent du croisement des parties nodales de la surface de Fermi initiale. D'autres poches et bandes 1D apparaissent également des suites de la reconstruction de la large SF à haute température par l'ordre de charge mais ne sont pas tracées sur cette figure. Nous aborderons plus loin l'origine de ces poches.

Dans la suite, nous allons augmenter la valeur de V et trouver les paramètres μ et t' permettant de conserver une SF en accord avec les mesures d'oscillations quantiques. Nous discuterons également de l'effet de V sur la reconstruction et notamment de l'effet sur la fréquence.

• Présentation des différentes SF à $p = 9$ % conduisant à $F = 840$ T

Afin d'obtenir des poches d'électrons correspondant à une fréquence de 840 T, pour différentes valeurs du potentiel V , il est nécessaire de faire varier les valeurs de t' et μ car la valeur de Q est imposée par les mesures de rayons-X [199]. La figure 6.10 présente la surface de Fermi du composé parent déduite des calculs de structure de bande (trait noir [188]) ainsi que les données d'ARPES

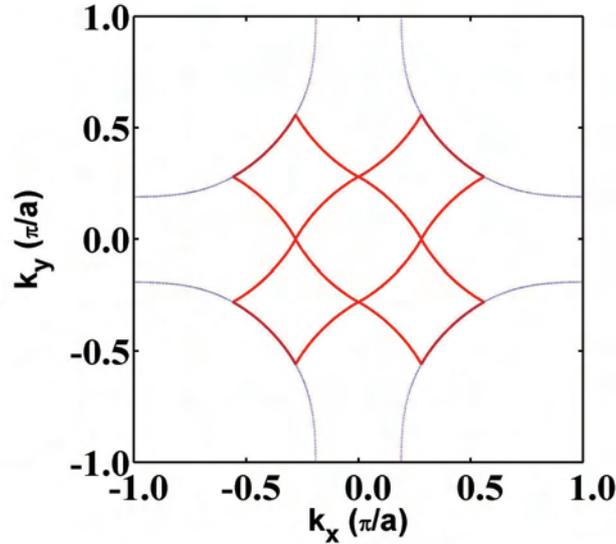


FIGURE 6.9 – Surface de Fermi non reconstruite correspondant à un dopage $p \simeq 0.09$, en utilisant $\mu = 0.75$, $V = 0.001$ et $t' = 0.235$ en prenant $t''/t' = 0.5$ (trait pointillé bleu). Les poches rouges sont obtenues après reconstruction de la surface de Fermi par un ordre de charge bi-axial en prenant $|Q_x| = |Q_y| = 0.28$. Ces poches correspondent à une surface de Fermi qui donne lieu à une fréquence de 840 T. Les autres poches et bandes 1D qui apparaissent suite à la reconstruction ne sont pas tracées.

pour le composé dopé optimum [198] (cadrant en haut à droite). Le trait noir de l'encadré correspond à l'ajustement des données d'ARPES en utilisant les paramètres de la publication (a) pour $t'' = 0$ et b) $t'' = 0.5 t'$). La SF représenté en trait rouge a été obtenue en utilisant les mêmes termes de saut et en variant μ pour avoir un dopage de 9%. Le trait bleu correspond à la surface de Fermi qui donne naissance à une fréquence de 840 T (après reconstruction) pour un potentiel $V = 0.2$ où nous avons ajusté μ et t' : (a) $t'' = 0$ et b) $t'' = 0.5 t'$). Nous traçons sur cette figure la valeur pour $V = 0.2$ car c'est celle qui diffère le plus de la valeur donnée par la publication.

• Effet de V sur la SF reconstruite

La figure 6.11 présente différentes reconstructions pour t' et μ constant en faisant varier V entre 0.001 à 0.2. La taille de la poche diminue, passant d'une aire correspondant à une fréquence de 840 T à 720 T, lorsque V augmente de 0.001 à 0.2. Pour conserver une poche correspondant à une fréquence de 840 T, il est donc nécessaire de faire varier les paramètres μ et t' en même temps que le potentiel V . En faisant cela nous obtenons différentes valeurs de μ et t' (correspondantes à $F = 840$ T) pour les différentes valeurs de V utilisées (ces valeurs sont reportées dans le tableau 6.1).

En conclusion, moyennant de faibles changements du paramètre t' (conduisant à des modifications mineures de la surface de Fermi initiale) le modèle de reconstruction invoquant un ordre

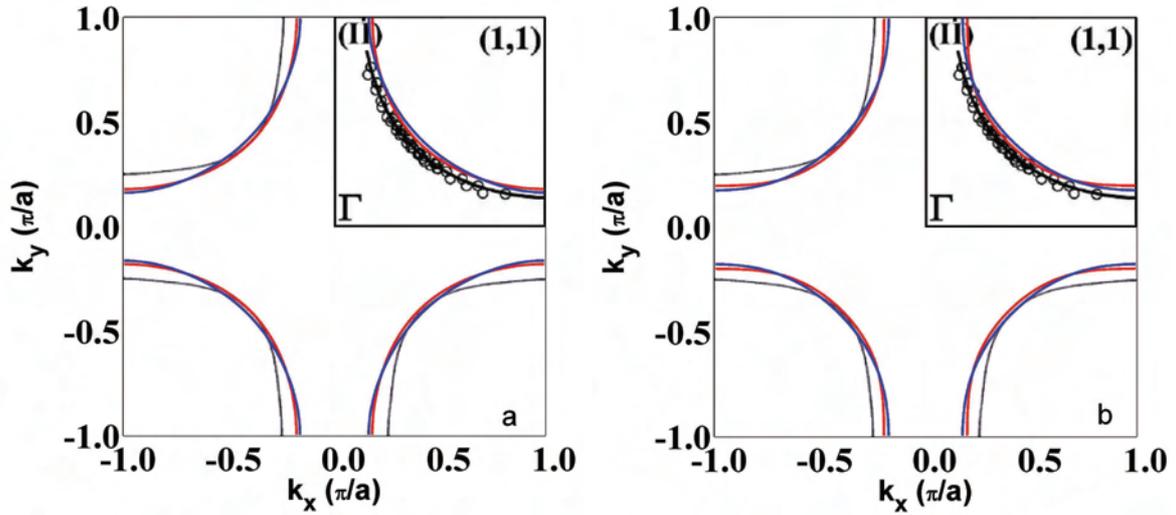


FIGURE 6.10 – a) Surfaces de Fermi calculées à partir du modèle 6.1. La SF représentée en rouge est obtenue en utilisant la valeur de t' reportée dans [198] et en ajustant μ pour avoir un dopage de 9%. La SF représentée en bleu a été obtenue en modifiant t' et μ afin d'obtenir une poche d'électrons de 840 T après reconstruction avec un potentiel $V = 0.2$. La surface de Fermi du composé parent déduite des calculs de structure de bandes [188] est tracée en noir. Les données d'ARPES de Hg1201 à dopage optimal [198] sont reproduites dans le quadrant en haut à droite (cercles noirs) avec l'ajustement au modèle 6.1 présenté en noir. b) Identique à a) en utilisant le modèle 6.2.

			$t'' = 0$		$t'' = 0.5 t'$	
			μ	t'	μ	t'
$p = 0.086$		V				
	1	0.001	1.08	0.414	0.75	0.235
	2	0.05	1.07	0.408	0.745	0.23
	3	0.1	1.04	0.39	0.74	0.225
	4	0.2	0.965	0.35	0.7	0.205

TABLE 6.1 – tableau récapitulatif des différents paramètres utilisés pour réaliser les reconstructions de la SF conduisant à une SF reconstruite couvrant 3 % de la PZB en accord avec les mesures d'oscillations quantiques pour un dopage $p = 0.086$. Les valeurs de t'/t et de μ/t sont ajustées afin de conserver une aire de SF reconstruite correspondant à une fréquence $F = 840$ T en fonction des différentes valeurs de potentiels utilisées.

de charge bi-axial (justifié par la grande similarité avec les mesures de YBCO) et en prenant $|Q_x| = |Q_y| = 0.28$ (en accord avec des mesures préliminaires) permet de rendre compte de la fréquence des oscillations quantiques observées ($F = 840$ T). Néanmoins, d'autres poches et bandes 1D sont présentes.

- Les autres poches et bandes 1D

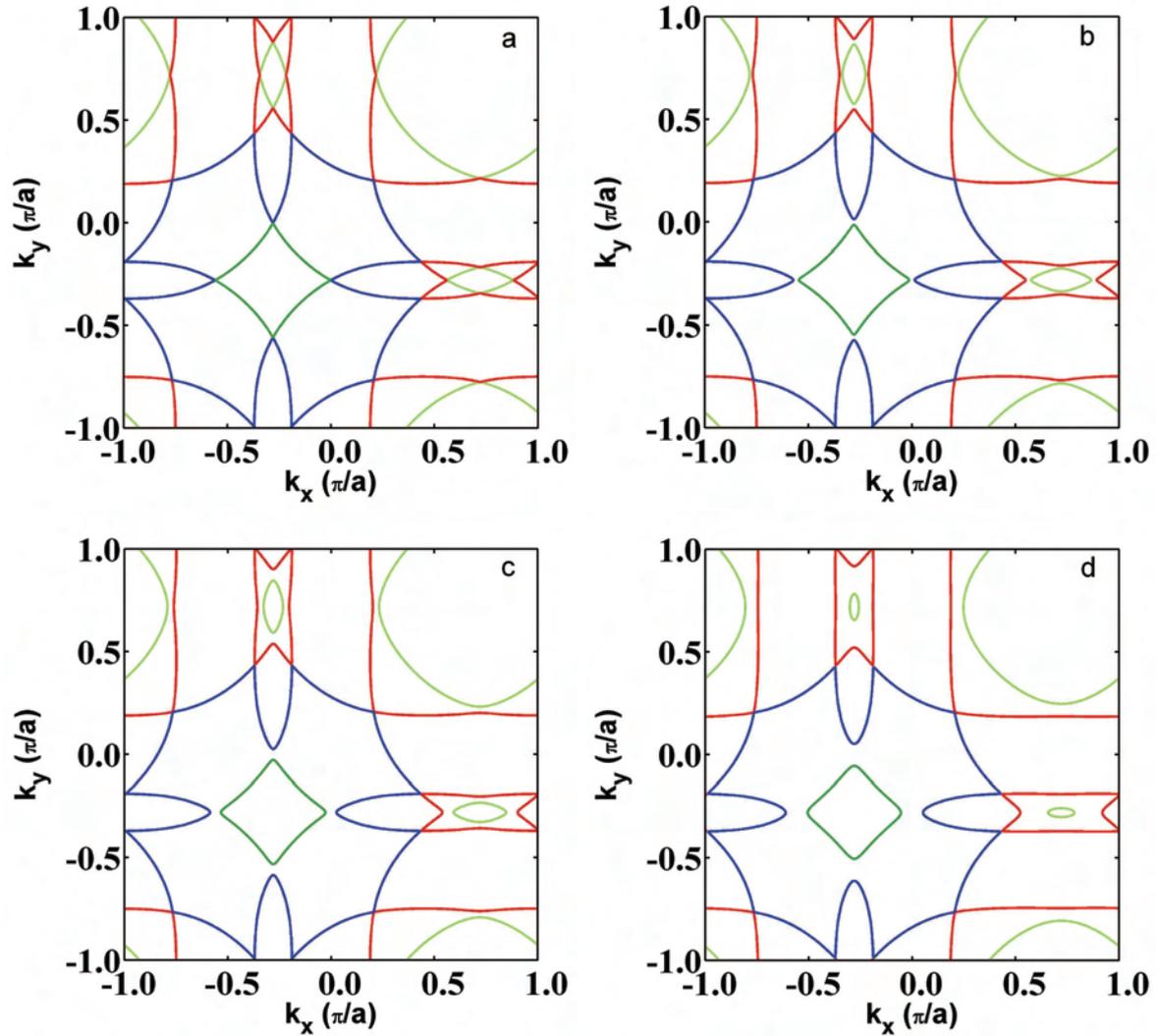


FIGURE 6.11 – Représentation de la surface de Fermi obtenue après reconstruction en utilisant différents potentiels V . La surface de Fermi de départ (non reconstruite) est la même que celle de la figure 6.9. a) $V = 0.001$, b) $V = 0.05$, c) $V = 0.1$, d) $V = 0.2$.

Sur la figure 6.11, en plus de la poche d'électrons, d'autres poches apparaissent suite à la reconstruction de la SF par l'ordre de charge bi-axial. Ces poches supplémentaires proviennent de la partie antinodale de la SF initiale. Certaines de ces poches supplémentaires peuvent être un artefact lié au fait que nous reconstruisons la SF en ne considérant que les premiers termes de couplages. Néanmoins, il n'est pas évident que toutes ces poches disparaissent quand on considère les autres termes de couplages. De plus, on remarque sur la figure 6.11 que 4 bandes croisent le niveau de Fermi (chaque bande correspond à une couleur différente).

Afin de s'affranchir des poches et des bandes 1D provenant de la partie antinodale nous avons choisi de reproduire la même approche que dans le cas de YBCO. C'est à dire qu'au lieu de partir

de la large SF à haute température nous prenons en compte l'effet du pseudogap sur celle-ci : une SF composée d'arcs de Fermi (mesures d'ARPES) ou une SF composée de 4 poches nodales de type trous. Comme dans le cas de YBCO (présenté dans le chapitre 4) nous avons choisi de paramétrer la dispersion en utilisant le modèle de YZR [86]. Dans la suite nous nous intéresserons à ce dernier modèle et à ces conséquences sur la reconstruction de la SF.

6.3.3 Quatre poches nodales et ordre de charge bi-axial

De même que pour YBCO dans le chapitre 4, nous allons considérer l'effet du pseudogap sur la SF à haute température avant de réaliser la reconstruction par l'ordre de charge bi-axial. Nous utilisons le même modèle que précédemment (le modèle de YZR [86]) qui conduit à l'apparition de 4 poches nodales (contour blanc sur la figure 6.12 de gauche). Le poids spectral de ces 4 poches est représenté sur cette même figure à l'aide d'une échelle de couleur. Pour représenter le poids spectral nous avons utilisé les équations présentées dans le chapitre 4. Après reconstruction par l'ordre de charge bi-axial incommensuré présenté plus haut, on obtient la SF présentée sur la figure 6.12. Sur cette figure on observe 2 poches situées au niveau d'un noeud. La petite poche correspond à une poche d'électrons (dont l'aire est en accord avec la fréquence observée par les mesures d'oscillations quantiques) et provient de la partie possédant un fort poids spectral. La seconde poche est une poche de trous et provient de la partie possédant un faible poids spectral (figure 6.12 gauche). Les autres parties de la SF proviennent des parties non reconstruites dues à l'incommensurabilité de l'ordre de charge utilisé pour la reconstruction contrairement au cas de YBCO pour lequel un calcul exact a pu être mené. Néanmoins, contrairement à la reconstruction de la SF partant de la large SF à haute température, ici les motifs semblent se répéter et en considérant des termes de couplage à des ordres plus élevés on devrait faire disparaître ces poches supplémentaires en faveur des poches d'électrons et de trous. De plus, dans ce cas une seule bande croise le niveau de Fermi (une seule couleur sur la figure 6.12 droite). Si on remplaçait la SF initiale constituée de 4 poches nodales par les arcs de Fermi, seule la poche d'électron subsisterait.

6.4 Conclusion

L'observation d'oscillations quantiques dans YBCO et Hg1201 apparaît dans des gammes de dopages, températures et champs magnétiques similaire. Les poches déduites de ces oscillations ont des masses effectives très similaires et une fréquence cyclotron comparable. De plus, la dépendance en température et la valeur absolue de l'effet Hall et du pouvoir thermo-électrique sont très similaires pour YBCO et Hg1201 au dopage de 9%. L'observation d'un coefficient de Hall et Seebeck négatif à basse température dans ces deux composés soutient le scénario d'une reconstruction de la surface de Fermi conduisant à une petite poche d'électrons. Du fait de la grande similitude entre ces deux composés, et du fait que le seul point commun dans la structure de ces composés est la présence de plans CuO_2 , le mécanisme de cette reconstruction doit être lié à ces plans. Dans YBCO, un ordre de charge bi-axial est responsable de la reconstruction de la surface de Fermi conduisant à la petite poche d'électron. Dans le cas de Hg1201 des mesures supplémentaires sont nécessaires afin de mieux caractériser l'ordre responsable de cette reconstruction. Néanmoins, en utilisant les mêmes reconstructions que dans le cas de YBCO, basé sur un ordre de charge bi-axial, nous avons réussi à faire apparaître une poche d'électrons en accord avec les mesures d'oscillations quantiques et des effets Hall et Seebeck.

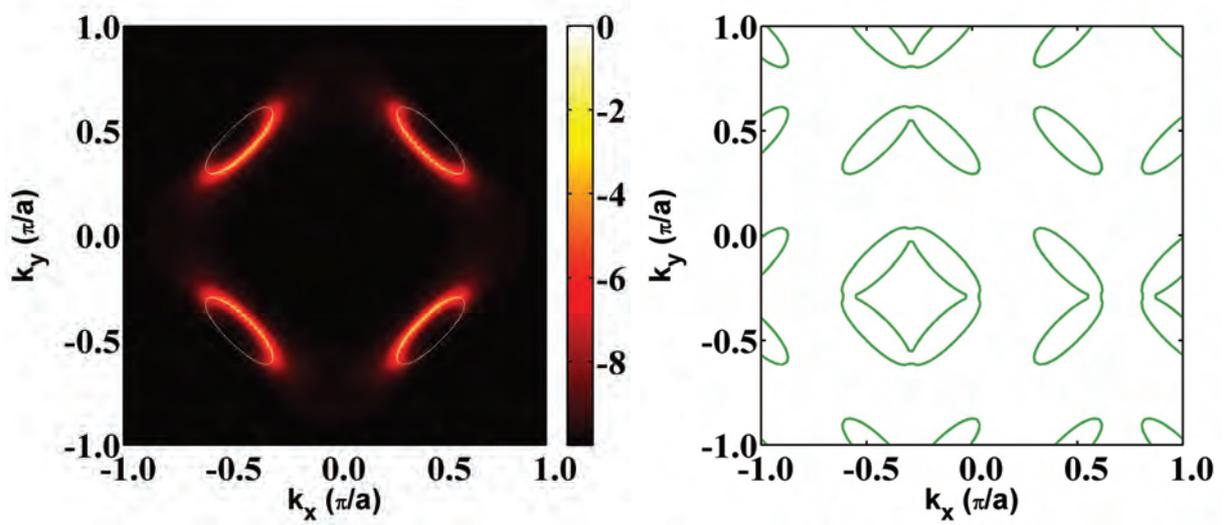


FIGURE 6.12 – **Gauche** : SF pour Hg1201 sous-dopé ($p = 0.09$) avant reconstruction et en prenant en compte l'impact du pseudogap par le modèle YZR (les poches de trous sont représentées en traits blancs). Le poids spectral est représenté par une échelle de couleurs. **Droite** : SF après reconstruction par un ordre de charge incommensuré $Q_x(0.28,0,0)$ et $Q_y(0,0.28,0)$ en partant de la SF non reconstruite présentée sur la figure 6.12 de gauche.

Discussion générale

En 2007, l'observation d'oscillations quantiques, à basse température, dans YBCO un cuprate sous-dopé [107] a clairement mis en évidence la présence d'une SF fermée. Cette observation, en contradiction avec la présence d'arcs de Fermi observés par les mesures d'ARPES [68] à haute température, traduit le fait qu'un comportement type liquide de Fermi est présent dans ces matériaux à basse température. La faible valeur de la fréquence correspond à une SF couvrant 2% de la PZB en contradiction avec les calculs de structure de bande et avec la large SF, couvrant 65% de la PZB, du côté sur-dopé du diagramme de phase, mise en évidence par les mesures d'ARPES [33], d'AMRO [34] et d'oscillations quantiques [36]. De plus, les coefficients de Hall [111] et Seebeck [112, 113] négatifs mesurés du côté sous-dopé indiquent la présence de porteur de type électrons dans des matériaux dopés en trou.

• État normal

Savoir si ces oscillations quantiques et ce changement de signe de l'effet Hall et de l'effet Seebeck étaient des propriétés de l'état normal à basse température a longtemps été discuté. Les premières mesures d'effet Hall [200] avaient été interprétées en se basant sur des travaux de Dorsey [201] et Kopnin et *al.* [202] qui attribuent la conductivité de Hall à la somme de deux contributions, l'une positive et linéaire en champ due aux quasiparticules et l'autre négative et inversement proportionnelle au champ, due aux vortex. Ceci a conduit les auteurs de [200] à conclure que le signe négatif de l'effet Hall provenait d'effet de flux-flow.

Cependant, des mesures d'effet Hall à plus fort champ qui montrent que T_0 [111] (température de changement de signe de l'effet Hall) devient indépendant du champ ont suggéré que le changement de signe de l'effet Hall n'était pas lié à un effet de flux-flow. Plus récemment, des mesures de conductivité thermique ont permis de réaliser une mesure directe de la valeur de B_{c2} dans YBCO [203]. Ces mesures indiquent que l'état normal est restauré pour des champs magnétiques $B \leq 30$ T dans la gamme de dopage où les oscillations quantiques ont été observées. Il est maintenant reconnu que le changement de signe de l'effet Hall et de l'effet Seebeck ainsi que les oscillations quantiques sont des propriétés de l'état normal à basse température.

• Topologie de la surface de Fermi reconstruite

Le passage de la large surface de type trou, observée du côté sur-dopé à la petite poche d'électrons observée entre 9 et 14 % du côté sous-dopé implique un changement drastique de la SF en fonction du dopage. La présence d'un point critique quantique séparant ces deux phases métalliques semble nécessaire pour comprendre ce changement de la SF entre 14 et 27%.

Cette reconstruction est due à une brisure de symétrie qui a été observée pour la première fois, en 2011, par des mesures de RMN sous champ magnétique dans YBCO sous-dopé [93]. Ces mesures ont conclu à un ordre de type ordre de charge. Des mesures de rayons-X ont montré la présence d'un ordre de charge à haute température ($T \leq 150$ K) en l'absence de champ magnétique [94, 96]. Enfin, des mesures de vitesse ultrasonore ont mis en évidence le caractère biaxial de cet ordre [97].

La question de l'universalité de cette reconstruction de la SF dans les cuprates s'est également posée. Nos mesures d'oscillations quantiques dans Hg1201 (voir chapitre 6) ainsi que le comportement de l'effet Hall et de l'effet Seebeck similaire dans YBCO et Hg1201 [193, 195] ont permis de le montrer.

Peut-on maintenant établir une corrélation directe entre les mesures d'oscillations quantiques et une reconstruction de la SF induite par l'ordre de charge ? Il convient tout d'abord de connaître la topologie exacte de cette SF.

Les oscillations quantiques permettent seulement de connaître l'aire extrême de la SF mais ne donnent aucune indication quant à leur position, leur nombre ou le type de porteur. Est-ce que la SF est seulement constituée de poches d'électrons ou possède-t-elle un caractère ambipolaire (constituée de poches d'électrons et de trous) et de combien de poches est-elle constituée ? Dans les chapitres 4 et 6, nous avons reconstruit la SF par l'ordre de charge vu en rayons-X en partant de la large surface de Fermi à haute température. Cela conduit à une SF composée de poches d'électrons et de trous mais le nombre et la taille des poches ne sont pas en accord avec les mesures de chaleur spécifique [110] et d'oscillations quantiques. Afin de résoudre ces problèmes, nous avons proposé que la surface de Fermi soit reconstruite en deux temps. Dans un premier temps, le pseudogap fait disparaître la surface de Fermi aux antinœuds conduisant à 4 poches nodales ou aux arcs de Fermi vu en ARPES. Dans un second temps, cette nouvelle surface de Fermi est reconstruite par l'ordre de charge détecté par les mesures de rayons-X. En réalisant notre reconstruction en deux temps, nous avons ainsi pu réduire le nombre de poches présentes dans la SF et du même coup augmenter l'aire des poches afin d'obtenir des SF comparables à celles déduites des oscillations quantiques. Dans le cas simple de Hg1201, cette approche semble convenir. Dans le cas de YBCO, on obtient un accord qualitatif (présence de poches d'électrons et de trous en accord avec les mesures de transport mais dont la taille est trop petite d'un facteur 2) mais la topologie exacte de la SF reste encore à préciser. De plus, si on calcule la valeur du terme électronique γ de la chaleur spécifique en considérant une SF constituée de 2 poches d'électrons (une poche par plan CuO_2 de masse $m_c = 1.6 m_e$) et de quatre poches de trous (deux par plan CuO_2 de masse $m_c = 0.45 m_e$) on obtient une valeur de $\gamma \sim 7.3 \text{ mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$. Celle-ci est légèrement supérieure à la valeur déduite des mesures de chaleur spécifique à fort champ $\gamma(45\text{T}) = 5.3 \text{ mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$ mais reste raisonnable compte tenu de l'incertitude sur cette valeur notamment à cause des nombreux termes qui doivent être soustraits des données brutes.

• Diagramme de phase

La figure 6.13 présente un diagramme de phase des cuprates qui prend en compte les lignes de crossover et/ou de transition en température dans l'état normal de YBCO en fonction du dopage (voir légende). La valeur de B_{c2} est également tracée en fonction du dopage déduite de mesures de conductivité thermique [203].

i) Anomalie autour de $p = 12\%$

Les oscillations quantiques ont été observées à basse température et pour des dopages compris entre 10 et 14 % (zone rouge) pour YBCO et Y124 et plus récemment à un dopage de 9% dans Hg1201. Ces oscillations ont pu être observées grâce à des échantillons de haute qualité dans cette gamme de dopage et à un minimum dans la valeur de B_{c2} qui nous permet d'accéder à

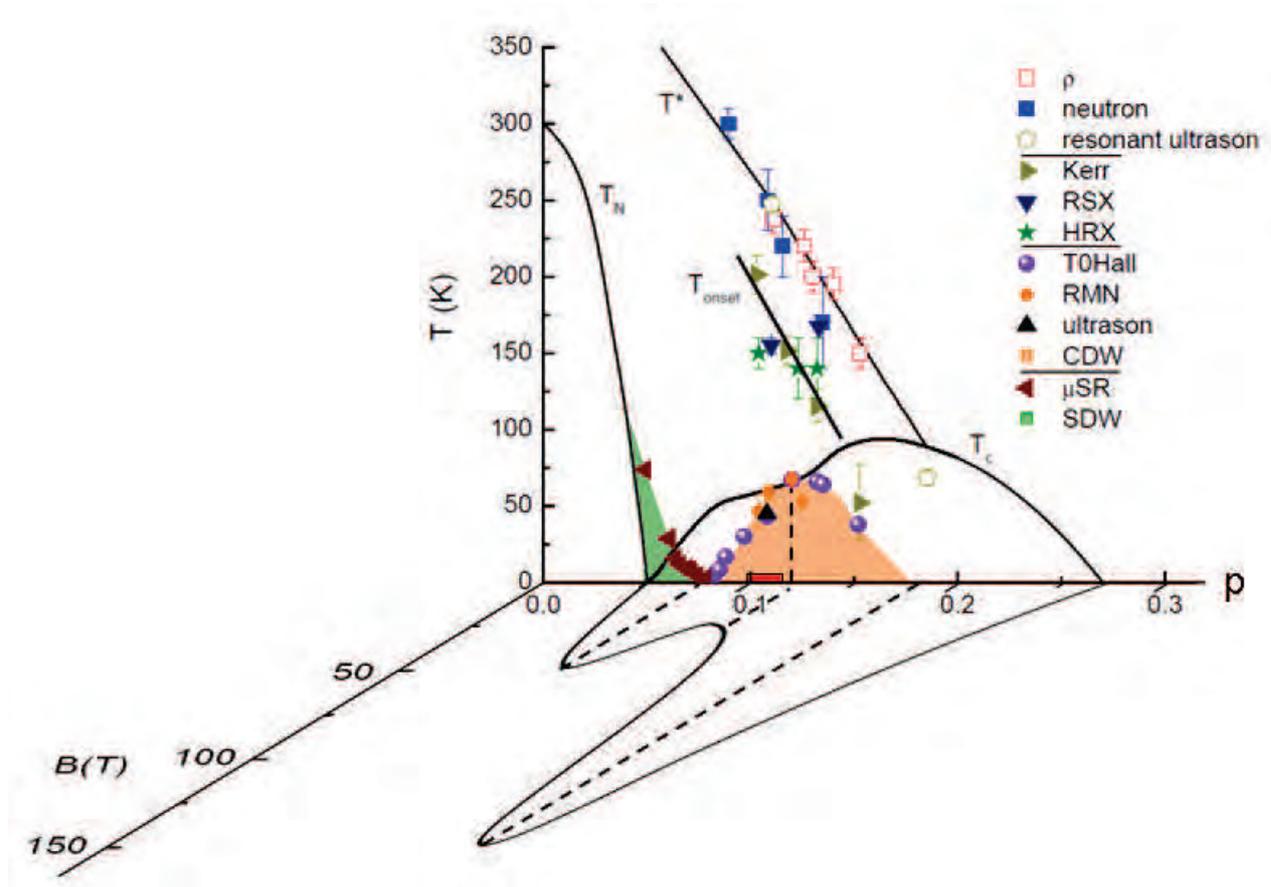


FIGURE 6.13 – Diagramme de phase température-champ magnétique-dopage. Dans le plan température dopage sont représentées les différentes lignes de transitions et/ou de crossover du diagramme de phase de YBCO provenant de différentes mesures. La ligne de pseudogap T^* est définie par les mesures de résistivité [194] (carrés rouges), de neutron [99] (carrés bleus) et d’ultrason résonants [204] (pentagone jaune). Dans la phase pseudogap, une deuxième ligne est définie par les mesures d’effet Kerr [205] (triangles jaunes), et de rayons-X [94, 96, 106] (HRX étoiles vertes, RSX triangles bleus). Le dôme orange à l’intérieur du dôme supraconducteur est défini par le changement de signe de l’effet Hall (T_0) [195] (ronds violets). Les mesures de RMN [93, 206] (ronds oranges) et d’ultrason [97] (triangle noir) qui ont détecté un ordre de charge sous champ magnétique sont également représentées (dans le plan $B = 0$ T). La zone verte correspond à l’ordre de spin qui a été mis en évidence par des mesures de μ SR [207] (triangles bordeaux). Dans la troisième dimension est représentée la valeur de B_{c2} en fonction du dopage [203].

l’état normal.

Dans une gamme de dopage légèrement plus étendue (8 et 15 %) un changement de signe de l’effet Hall a été observé (points violets). La transition vers l’ordre de charge sous champ magnétique mise en évidence par les mesures de RMN et d’ultrason apparaît à une température similaire à la température de changement de signe de l’effet Hall (T_0). Dans un souci de simplicité, nous avons tracé la projection de ces données sur le diagramme dopage température.

Cette gamme de dopage correspond également au plateau observé dans la valeur de T_c . La température T_0 est maximale autour de 12 %. Ce maximum correspond au minimum de B_{c2} et au plateau dans la valeur de T_c . Cette anomalie dans T_c autour de 12 % a également été observée dans d'autres composés de la famille des cuprates (Hg1201 et dans les composés à base de La). Dans LBCO et Eu-LSCO, cette anomalie de T_c est plus prononcée et elle correspond au maximum de l'ordre de stripe qui est stabilisé à un dopage de 1/8. Même si les ordres observés dans ces différents matériaux semblent différents, le mécanisme à l'origine de cette anomalie doit avoir un lien commun pour expliquer que les mesures d'effet Seebeck dans YBCO et dans Eu-LSCO ont des comportements similaires [113]. Il y a deux manières d'interpréter cette anomalie à 1/8. Tout d'abord, dans un scénario d'ordre en compétition, la supraconductivité serait déstabilisée par l'ordre de charge (ou de stripe) ce qui expliquerait le plateau dans T_c observé pour les composés YBCO et Hg1201 (ou le minimum dans LBCO et Eu-LSCO). Le minimum observé dans B_{c2} est dans ce cas une conséquence de la compétition entre la supraconductivité et l'ordre de charge. La seconde façon d'interpréter ce plateau dans T_c et ce minimum dans B_{c2} est d'invoquer le croisement de deux dômes [203] provenant de deux points critiques quantiques situés à des dopages $p_1 = 0.08$ et $p_2 \sim 0.18$ comme dans le cas du fermion lourd CeCuSi_2 où deux dômes dans le diagramme de phase T-P ont été révélés par l'ajout d'impureté [208]. p_2 pourrait être le dopage pour lequel la SF est reconstruite de la large SF de type trous du côté sur-dopé à la petite poche d'électrons observée du côté sous-dopé. Des mesures complémentaires permettant d'établir la présence de ces points critiques quantiques sont nécessaires.

C'est dans cette même région du diagramme de phase ($9\% < p < 13.3\%$) que les mesures de rayons-X [94, 96, 98, 106] ont mis en évidence une CDW en dessous de la température T_{onset} , qui est inférieure à celle du pseudogap. C'est également autour de T_{onset} qu'apparaît un signal dans l'effet Kerr [205]. Rappelons que l'effet Kerr a d'abord été interprété comme une transition de phase accompagnée d'une brisure de symétrie par renversement du temps. Mais récemment, Hosur et *coll.* [209] ont montré qu'un ordre de charge 'gyrotropique' (qui brise à la fois les symétries d'inversion et de miroir) pouvait être à l'origine d'un effet Kerr non nul sans invoquer une brisure de symétrie par renversement du temps.

ii) Ordre de spin pour $p < 8\%$

Nous avons évoqué que l'effet Hall est négatif à basse température pour des dopages compris entre 8 et 15 %. Dans YBCO à un dopage $p = 0.078$, l'effet Hall reste positif à toutes les températures et augmente de manière monotone jusqu'à $T \rightarrow 0$ [195]. Rappelons que les oscillations quantiques ont été observées dans une gamme de dopage comprise entre 9 et 14 %, dans Hg1201, YBCO et Y124. Le passage d'un effet Hall négatif à positif (en dessous de p_1) a été attribué à la disparition de la poche d'électrons induite par le changement dans la topologie de la SF. Ceci correspond également à la valeur de dopage en dessous de laquelle un ordre de spin 'incommensuré' a été détecté par des mesures de μSR ('muon spin relaxation' en anglais) [207] (zone verte) et de RMN [210]. Ceci suggère qu'à un dopage inférieur 8%, la surface de Fermi est reconstruite avec un vecteur d'onde différent (proche du vecteur d'onde antiferromagnétique) de celui mesuré pour l'onde de charge. Cet ordre coexiste avec la phase supraconductrice jusqu'à un dopage de 5 % en dessous duquel apparaît un ordre AF. Nous aborderons plus loin la question du lien entre cet ordre et la supraconductivité.

• Lien entre les mesures de rayons-X, de RMN et d'ultrason

Les mesures de rayons-X ont mis en évidence l'ordre de charge en absence de champ magnétique et à haute température en apparence contradiction avec les mesures de RMN et d'ultrason qui ont mis en évidence l'ordre de charge à basse température en présence d'un champ magnétique. Néanmoins, toutes ces mesures semblent indiquer que l'ordre de charge est stabilisé par l'application d'un champ magnétique au détriment de la supraconductivité. Dans le chapitre 5, nous avons montré que la pression a l'effet inverse, c'est à dire qu'elle déstabilise l'ordre de charge au profit de la supraconductivité.

L'ordre de charge étant détecté sous des conditions différentes en fonction de la sonde utilisée (RMN et ultrason vs rayons-X), qu'apporte cette observation comme nouvelle information et comment peut-on expliquer cette différence ?

La première hypothèse avancée pour expliquer la différence entre les sondes a été de dire que les mesures de diffraction de rayons-X observent des corrélations dynamiques (résolution en énergie insuffisante pour dire si la CDW est statique ou dynamique). Néanmoins, des mesures de IXS (rayons-X inélastiques) dont la résolution est de l'ordre de 1.5 meV [211, 212] semblent montrer que l'ordre de charge détecté par rayons-X est statique à courte portée.

En effet, les mesures de IXS ont mis en évidence la présence de nanodomains de CDW à des températures au dessus de T_c . La nucléation graduelle des nanodomains de CDW peut expliquer l'absence de singularité dans les mesures de rayons-X. Deux autres scénarios ont été proposés pour expliquer cette différence. Le premier est qu'une transition additionnelle à basse température vers une CDW 'gelée', a lieu et est détectée par la RMN et les ultrasons. Ce type de transition pourrait correspondre à une augmentation progressive en nombre et en taille de domaines de CDW jusqu'à percolation. Le second scénario est la possibilité d'une transition 'lock-in' d'un ordre de charge incommensuré vers un ordre commensuré. Ces transitions existent dans certains systèmes CDW [213] et sont accompagnées par des anomalies dans les constantes élastiques [214]. Néanmoins, les rayons-X, ont mis en évidence que l'ordre de charge était stabilisé par l'application d'un champ magnétique (en accord avec un scénario d'ordre en compétition) sans changement de vecteur d'onde jusqu'à 17 T à basse température [96]. Ces mesures ne semblent donc pas indiquer la présence d'une transition 'lock-in'.

• Discussion

Sur la figure 6.13 est également tracée la ligne de pseudogap définie par les mesures de neutrons [99], de résistivités [194] et d'ultrasons résonnants (USR) [204]. Les mesures de neutrons indiquent que la symétrie de translation n'est pas brisée avec l'apparition du pseudogap. Par contre, la symétrie par renversement du temps est brisée. Jusqu'à présent, aucune sonde thermodynamique ne permettait de dire si le pseudogap était une phase distincte ou correspondait plutôt à une évolution continue des propriétés physiques lors du refroidissement. Les mesures d'USR permettent d'obtenir les constantes élastiques qui sont des dérivées secondes de l'énergie libre. Ces mesures sont donc sensibles aux transitions de phase, sans pour autant pouvoir donner des informations sur la nature du paramètre d'ordre. Les récentes mesures de Shekhter et coll. [204] ont mis en évidence une anomalie des constantes élastiques à une température proche de celle du pseudogap suggérant que la ligne de pseudogap correspond à une transition de phase.

La question principale qui ressort de ce diagramme de phase est le lien entre toutes les phases (Pseudogap/CDW/Supraconductrice/Antiferromagnétique). Deux types de scénarios ont été proposés pour expliquer la présence du pseudogap. Les deux scénarios ont été présentés dans le chapitre 2 (scénario de paires préformées et scénario d'ordre en compétition). L'observation récente d'un ordre de charge en compétition avec la supraconductivité indique que le second type de scénario est plus susceptible de décrire correctement le diagramme de phase des cuprates.

En partant de la présence d'un point quantique critique antiferromagnétique sous le dôme supraconducteur, certaines théories ont montré qu'il est possible de faire naturellement apparaître un pseudogap à haute température et de la supraconductivité d -wave en compétition avec un ordre de charge à basse température [215, 216]. Efetov et *al.* ont récemment proposé une version modifiée d'un modèle 'spin-fermion' dans un modèle d'électrons itinérants à deux dimensions en présence de fluctuations antiferromagnétiques [217]. Ici, le pseudogap est vu comme la superposition de fluctuation d'ordre de charge quadrupolaire et supraconductrice de type- d . Cet ordre quadrupolaire correspond à un ordre de charge pur sans ordre de spin, à la différence de l'ordre de stripes. Cette théorie prédit donc un ordre de charge en compétition avec de la supraconductivité de type- d comme il a été observé dans YBCO. Cependant, dans ce modèle, le vecteur d'onde n'est pas en accord avec les mesures de rayons-X.

D'autres théories [218, 219, 220] partant également des interactions antiferromagnétiques effectives électron-électron conduisent à une supraconductivité de type- d avec un ordre en compétition (ou en coexistence). La phase pseudogap est vue ici comme une fluctuation du paramètre d'ordre entre toutes les autres phases. Cependant, malgré le fait que ces scénarios parviennent à expliquer la présence de supraconductivité de type- d à proximité d'un ordre AF et la présence d'un ordre en compétition, certaines caractéristiques de cet ordre (comme le vecteur d'onde) ne sont pas en accord avec celui qui a été mesuré.

Enfin, les théories doivent être complétées afin de rendre compte des dernières mesures expérimentales. Les expériences réalisées ces dernières années ont donc permis de réelles avancées sur la compréhension des propriétés des cuprates et notamment sur la présence d'un ordre en compétition avec la supraconductivité et sur l'universalité de la reconstruction de la SF. Pourtant, de nombreuses questions essentielles restent encore sans réponse comme celles du lien entre toutes les phases présentes dans le diagramme de phase ou encore l'origine de la supraconductivité dans ces matériaux. Plus de 20 ans après leur découverte, des études expérimentales et théoriques complémentaires sont donc encore nécessaires pour parvenir à une compréhension globale de la physique de ces composés.

Mouvement dans un champ magnétique

Dans cette annexe nous allons nous intéressés aux effets d'un champ magnétique \mathbf{B} uniforme dirigé suivant z , sur des porteurs de charges (électrons, trous). Nous allons raisonner sur un électron libre. Dans un premier temps nous ignorerons les effets quantiques, l'équation du mouvement est alors :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} = \hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} \quad (\text{A.1})$$

où \mathbf{F} est la force de Lorentz, q la charge de l'électron ($-e$), \mathbf{v} la vitesse de l'électron et \mathbf{k} le vecteur d'onde de l'électron. La vitesse \mathbf{v} est reliée à l'énergie de l'électron par :

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} \varepsilon \quad (\text{A.2})$$

Comme la force de Lorentz est perpendiculaire à \mathbf{v} , on déduit que l'énergie $\varepsilon(\mathbf{k})$ est constante. De plus \mathbf{k} et \mathbf{v} vont évoluer dans le plan normal à \mathbf{B} . La particule sera donc en mouvement circulaire dans le plan perpendiculaire à \mathbf{B} . La particule est libre de se déplacer parallèlement à \mathbf{B} . On peut alors poser $K = k_{\perp}$ et $l = r_{\perp}$. D'où :

$$q \frac{d\mathbf{l}}{dt} \wedge \mathbf{B} = \hbar \frac{d\mathbf{K}}{dt} \quad (\text{A.3})$$

En intégrant cette équation on obtient :

$$q\mathbf{l} \wedge \mathbf{B} = \hbar\mathbf{K} \quad (\text{A.4})$$

Cette équation traduit le fait que le passage de l'espace réciproque vers l'espace réel se fait par une homothétie (de coefficient $\frac{\hbar}{2q}$) et une rotation de $\frac{\pi}{2}$. Si dans l'espace des vecteurs d'onde \mathbf{k} il existe une orbite à énergie constante $E(K)$ alors il lui correspond une orbite dans l'espace réel. Les particules vont avoir des trajectoires circulaires.

L'équation A.3 montre que la vitesse tangentielle est :

$$\frac{d\mathbf{K}}{dt} = \frac{q}{\hbar} \frac{d\mathbf{l}}{dt} \mathbf{B} \quad (\text{A.5})$$

Considérons deux trajectoires voisines d'énergie ε et $\varepsilon + d\varepsilon$. En tout point leur distance mesurée suivant la normale commune est :

$$dK = \frac{d\varepsilon}{|\nabla_K \varepsilon|} \quad (\text{A.6})$$

où ∇_K est le gradient dans le plan de la trajectoire. L'aire dA comprise entre les 2 trajectoires est balayée à la vitesse :

$$\frac{dA}{dt} = \frac{dK}{dt} dK = \frac{e}{\hbar^2} B d\varepsilon \quad (\text{A.7})$$

On arrive à cette expression en utilisant les équations précédentes. Cette vitesse est constante et indépendante de la trajectoire (loi des aires). La loi précédente est valable quel que soit le type de trajectoire dans l'espace réciproque (ouverte ou fermée). Dans le cas où la trajectoire est fermée le mouvement est périodique et la période est :

$$T = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{dK}{\frac{dK}{dt}} \quad (\text{A.8})$$

De plus on peut écrire la surface totale de l'anneau compris entre les deux trajectoires ε et $\varepsilon + d\varepsilon$ sous la forme :

$$dA = \left(\frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \right)_{k_z} d\varepsilon \quad (\text{A.9})$$

Cette aire étant balayée avec une vitesse constante on peut réécrire la période sous la forme :

$$T = \frac{dA}{\frac{eB}{\hbar^2} d\varepsilon} = \frac{\hbar^2}{eB} \left(\frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \right)_{k_z} \quad (\text{A.10})$$

on peut également définir la pulsation cyclotron :

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi eB}{\hbar^2} \left(\frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \right)_{k_z}^{-1} \quad (\text{A.11})$$

Par analogie avec les électrons libre, on peut définir la masse cyclotron :

$$m_c = \frac{eB}{\omega_c} = \frac{\hbar^2}{2\pi} \left(\frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \right)_{k_z} \quad (\text{A.12})$$

La masse cyclotron ne dépend alors que de l'aire et de l'énergie.

Quantification des orbites dans un champ magnétique

Dans cette annexe, nous allons nous intéresser à la quantification du mouvement de l'électron. En présence d'un champ magnétique la quantité de mouvement \mathbf{p} de l'électron est donnée par :

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{cin} + \mathbf{p}_{champ} = \hbar\mathbf{k} + q\mathbf{A} \quad (\text{B.1})$$

où \mathbf{p}_{cin} est la quantité de mouvement purement cinétique, \mathbf{p}_{champ} est le moment du champ et \mathbf{A} le potentiel vecteur défini par $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$.

Dans le modèle semi-classique les orbites sont quantifiées suivant la condition de Bohr-Sommerfeld :

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = 2\pi\hbar(n + \gamma) \quad (\text{B.2})$$

où \mathbf{p} est la quantité de mouvement présentée dans l'équation B.1, \mathbf{r} la position (\mathbf{p} et \mathbf{r} sont des variables conjuguées), n est un entier et γ une constante comprise entre 0 et 1 (correction de phase égale à 0.5 pour l'électron libre). En utilisant B.1 dans B.2 on peut réécrire l'intégrale sur \mathbf{p} de la manière suivante :

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = \hbar \oint \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r} + q \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{B.3})$$

En utilisant une intégration de A.1 (à une constante additive près sans influence sur le résultat) et une permutation circulaire, il est possible de réécrire le premier terme de droite de l'équation B.2 comme suit :

$$\hbar \oint \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r} = \oint q\mathbf{r} \wedge \mathbf{B}d\mathbf{r} = -q\mathbf{B} \oint \mathbf{r} \wedge d\mathbf{r} = -2q\phi \quad (\text{B.4})$$

avec $\phi = \mathbf{B}\mathbf{S}$ le flux magnétique contenu dans l'orbite de l'espace réel. En ce qui concerne le second terme de droite de l'équation B.2 elle peut être réécrite de la manière suivante en appliquant le théorème de Stokes :

$$q \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} = q \int \int \mathbf{B}d\mathbf{S} = q\phi \quad (\text{B.5})$$

Au final en utilisant les résultats de B.4 et de B.5 on trouve pour B.2 :

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = -q\phi = 2\pi\hbar(n + \gamma) \quad (\text{B.6})$$

Par conséquent l'orbite d'un électron est quantifiée de telle manière que le flux qui traverse son orbite dans l'espace réel est donné par :

$$\phi_n = \frac{2\pi\hbar}{e}(n + \gamma) \quad (\text{B.7})$$

En d'autres mots, le mouvement est quantifié de telle sorte que le flux soit quantifié à l'intérieur de l'orbite r . Pour passer dans l'espace réciproque il suffit de remplacer la valeur de l'aire dans l'espace réel (A_n) par celle de l'espace réciproque (S_n) dans ϕ_n (sachant que $A_n = \left(\frac{\hbar}{eB}\right)^2 S_n$) :

$$\phi_n = \left(\frac{\hbar}{e}\right)^2 \frac{S_n}{B} = \frac{2\pi\hbar}{e}(n + \gamma) \quad (\text{B.8})$$

On aboutit ainsi à la condition d'Onsager :

$$S_n = (n + \gamma) \frac{2\pi e}{\hbar} B \quad (\text{B.9})$$

qui traduit le fait que seules les surfaces ayant pour aire S_n sont permises. Ceci est clair lorsque l'on calcule la différence entre l'aire du niveau n et $n+1$ ($\Delta S = S_{n+1} - S_n$) :

$$\Delta S = \frac{2\pi e B}{\hbar} \quad (\text{B.10})$$

Autrement dit, seules les aires qui diffèrent d'une quantité ΔS sont permises.

Dans les expériences sur les surface de Fermi on est souvent intéressé par l'accroissement ΔB pour lesquels deux orbitales successives (n et $n+1$) ont la même surface dans l'espace des \mathbf{k} sur SF. On observe deux surfaces identiques quand :

$$S \left(\frac{1}{B_{n+1}} - \frac{1}{B_n} \right) = \frac{2\pi e}{\hbar} \quad (\text{B.11})$$

Ce résultat traduit le fait que des augmentations égales à $1/B$ correspondent à des orbites identiques. Cette périodicité en $1/B$ est une caractéristique des effets magnéto-oscillatoires dans les métaux (comme la résistivité effet Schubnikov-de Haas). On pourra ainsi, grâce à la fréquence des oscillations remonter à l'aire de la SF par la relation :

$$F = \frac{\hbar}{2\pi e} S \quad (\text{B.12})$$

où F est la fréquence des oscillations et S l'aire de la SF.

Bibliographie

- [1] C. Kittel. *Physique de l'état solide*. Dunod, 2005. (Cité en pages 3 et 4.)
- [2] W. Mercurioff. *La surface de Fermi des métaux*. Masson & Cie, 1967. (Cité en pages 3 et 12.)
- [3] D. Shoenberg. *Magnetic oscillations in metals*. Cambridge University Press, 1984. (Cité en page 3.)
- [4] Mark V. Kartsovnik. *Chemical Reviews*, 104(11) :5737–5782, 2004. PMID : 15535667. (Cité en pages 3 et 29.)
- [5] G. Gruner. *Density waves in solids*. Perseus Publishing, 1994. (Cité en pages 3 et 14.)
- [6] G. Grosso and G. P. Parravicini. *Solid State Physics*. Academic Press, London, U.K., 2000. (Cité en page 3.)
- [7] G. D. Mahan. *Many-particle physics*. Springer, 2000. (Cité en page 3.)
- [8] <http://www.phys.ufl.edu/fermisurface/>. (Cité en page 5.)
- [9] Andrea Damascelli, Zahid Hussain, and Zhi-Xun Shen. *Rev. Mod. Phys.*, 75 :473–541, Apr 2003. (Cité en pages 6, 7 et 35.)
- [10] N. P. Ong. *Phys. Rev. B*, 43 :193–201, Jan 1991. (Cité en page 12.)
- [11] J. Levallois. *Oscillations quantiques et magnéto-transport des systèmes à fortes corrélations électroniques*. PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2008. (Cité en page 14.)
- [12] Pierre Monceau. *Advances in Physics*, 61(4) :325–581, 2012. (Cité en page 16.)
- [13] C. Bergemann, A. P. Mackenzie, S. R. Julian, D. Forsythe, and E. Ohmichi. *Advances in Physics*, 52(7) :639–725, 2003. (Cité en pages 17 et 26.)
- [14] I. M. Lifshitz and A. M. Kosevich. *Zh. eksp. teor. Fiz.*, 29 :730, 1955. (Cité en page 21.)
- [15] Stéphane Lepault. *Etude de la reconstruction de la surface de Fermi des cuprates supraconducteurs dopés en trous*. PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2013. (Cité en pages 26, 56, 127, 129 et 131.)
- [16] Kunihiko Yamaji. *J. Phys. Soc. Japan*, 58(5) :1520–1523, 1989. (Cité en pages 27, 28 et 99.)
- [17] L. M. Falicov and Henryk Stachowiak. *Phys. Rev.*, 147 :505–515, Jul 1966. (Cité en page 28.)
- [18] R. W. Stark and C. B. Friedberg. *Phys. Rev. Lett.*, 26 :556–559, Mar 1971. (Cité en page 29.)
- [19] R.W. Stark and C.B. Friedberg. *Journal of Low Temperature Physics*, 14(1-2) :175–194, 1974. (Cité en pages 29 et 98.)
- [20] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. *Phys. Rev.*, 108 :1175–1204, Dec 1957. (Cité en pages 33 et 43.)
- [21] F. Steglich, J. Aarts, C. D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franz, and H. Schäfer. *Phys. Rev. Lett.*, 43 :1892–1896, Dec 1979. (Cité en pages 33 et 48.)

- [22] D. Jérôme, A. Mazaud, M. Ribault, and K. Bechgaard. *J. Physique Lett.*, 41 (4) :95 – 98, 1980. (Cité en pages 33 et 48.)
- [23] J.G. Bednorz and K.A. Müller. *Z. Phys. B - condensed matter*, 64 :189–193, 1986. (Cité en pages 33 et 88.)
- [24] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :908–910, Mar 1987. (Cité en pages 33 et 115.)
- [25] L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert, and H. K. Mao. *Phys. Rev. B*, 50 :4260–4263, Aug 1994. (Cité en page 33.)
- [26] J. Fink, N. Nucker, H.A. Romberg, and J.C. Fuggle. *IBM Journal of Research and Development*, 33 :372, 1989. (Cité en page 36.)
- [27] L. F. Mattheiss. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :1028–1030, Mar 1987. (Cité en page 36.)
- [28] M.R. Presland, J.L. Tallon, R.G. Buckley, R.S. Liu, and N.E. Flower. *Physica C : Superconductivity*, 176(13) :95 – 105, 1991. (Cité en pages 37 et 123.)
- [29] B. Vignolle, D. Vignolles, D. LeBoeuf, S. Lepault, B. Ramshaw, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, N. Doiron-Leyraud, A. Carrington, N. Hussey, and L. Taillefer. *Comptes rendus de Physique*, 12 :446, 2011. (Cité en page 37.)
- [30] S. Uchida, T. Ido, H. Takagi, T. Arima, Y. Tokura, and S. Tajima. *Phys. Rev. B*, 43 :7942–7954, Apr 1991. (Cité en page 38.)
- [31] Masatoshi Imada, Atsushi Fujimori, and Yoshinori Tokura. *Rev. Mod. Phys.*, 70 :1039–1263, Oct 1998. (Cité en page 39.)
- [32] Cyril Proust, Etienne Boaknin, R. W. Hill, Louis Taillefer, and A. P. Mackenzie. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :147003, Sep 2002. (Cité en page 40.)
- [33] M. Platé, J. D. F. Mottershead, I. S. Elfimov, D. C. Peets, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Chiuzbaian, M. Falub, M. Shi, L. Patthey, and A. Damascelli. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :077001, Aug 2005. (Cité en pages 40, 41, 136 et 149.)
- [34] N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie, and L. Balicas. *Nature*, 425(6960) :814–817, October 2003. (Cité en pages 40, 41 et 149.)
- [35] D.J. Singh and W. Pickett. *Physica C*, 203 :193, 1992. (Cité en pages 40 et 41.)
- [36] B. Vignolle, A. Carrington, R. A. Cooper, M. M. J. French, A. P. Mackenzie, C. Jaudet, D. Vignolles, Cyril Proust, and N. E. Hussey. *Nature*, 455(7215) :952–955, October 2008. (Cité en pages 40, 135, 136 et 149.)
- [37] J.W. Loram, K.A. Mirza, J.M. Wade, J.R. Cooper, and W.Y. Liang. *Physica C : Superconductivity*, 235240, Part 1(0) :134 – 137, 1994. (Cité en page 40.)
- [38] A. F. Bangura, P. M. C. Rourke, T. M. Benseman, M. Matusiak, J. R. Cooper, N. E. Hussey, and A. Carrington. *Phys. Rev. B*, 82 :140501, Oct 2010. (Cité en page 40.)
- [39] S. Nakamae, K. Behnia, N. Mangkorntong, M. Nohara, H. Takagi, S. J. C. Yates, and N. E. Hussey. *Phys. Rev. B*, 68 :100502, Sep 2003. (Cité en page 41.)
- [40] H. Takagi, B. Batlogg, H. L. Kao, J. Kwo, R. J. Cava, J. J. Krajewski, and W. F. Peck. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :2975–2978, Nov 1992. (Cité en page 42.)
- [41] B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :2012–2015, Mar 1993. (Cité en page 42.)

- [42] V. J. Emery and S. A. Kivelson. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3253–3256, Apr 1995. (Cité en page 42.)
- [43] P. Fournier, P. Mohanty, E. Maiser, S. Darzens, T. Venkatesan, C. J. Lobb, G. Czjzek, R. A. Webb, and R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :4720–4723, Nov 1998. (Cité en page 42.)
- [44] B. Wuyts, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede. *Phys. Rev. B*, 53 :9418–9432, Apr 1996. (Cité en page 42.)
- [45] H. Y. Hwang, B. Batlogg, H. Takagi, H. L. Kao, J. Kwo, R. J. Cava, J. J. Krajewski, and W. F. Peck. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :2636–2639, Apr 1994. (Cité en page 42.)
- [46] Romain Bel, Kamran Behnia, Cyril Proust, Peter van der Linden, Duncan Maude, and Sergey I. Vedeneev. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :177003, Apr 2004. (Cité en page 43.)
- [47] Leon N. Cooper. *Phys. Rev.*, 104 :1189–1190, Nov 1956. (Cité en page 43.)
- [48] John Bardeen. *Phys. Rev.*, 80 :567–574, Nov 1950. (Cité en page 43.)
- [49] H. Frohlich. *Phys. Rev.*, 79 :845–856, Sep 1950. (Cité en page 43.)
- [50] H. A. Leupold and H. A. Boorse. *Phys. Rev.*, 134 :A1322–A1328, Jun 1964. (Cité en page 44.)
- [51] P. Townsend and J. Sutton. *Phys. Rev.*, 128 :591–595, Oct 1962. (Cité en page 44.)
- [52] M. Tinkham. *Introduction to superconductivity*. Dover publications, 1996. (Cité en page 47.)
- [53] Daniel S. Fisher, Matthew P. A. Fisher, and David A. Huse. *Phys. Rev. B*, 43 :130–159, Jan 1991. (Cité en page 47.)
- [54] 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, and C. H. Park. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :1553–1556, Mar 1993. (Cité en page 46.)
- [55] H. Aubin, K. Behnia, M. Ribault, R. Gagnon, and L. Taillefer. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :2624–2627, Mar 1997. (Cité en page 46.)
- [56] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sun, and M. B. Ketchen. *Phys. Rev. Lett.*, 73 :593–596, Jul 1994. (Cité en page 46.)
- [57] T.Y. Chen, S.X. Huang, Z. Tesanovic, R.H. Liu, X.H. Chen, and C.L. Chien. *Physica C : Superconductivity*, 469(912) :521–528, 2009. Superconductivity in Iron-Pnictides. (Cité en page 47.)
- [58] D. Esteve, J.M. Martinis, C. Urbina, G. Devoret, M. and Collin, M. Monod, P. and Ribault, and A. Revcolevschi. *Europhys. Lett.*, 3 :1237, 1987. (Cité en page 47.)
- [59] C. E. Gough, M. S. Colclough, E. M. Forgan, R. G. Jordan, M. Keene, C. M. Muirhead, A. I. M. Rae, N. Thomas, J. S. Abell, and S. Sutton. *Nature*, 326(6116) :855–855, April 1987. (Cité en page 47.)
- [60] S. E. Barrett, D. J. Durand, C. H. Pennington, C. P. Slichter, T. A. Friedmann, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg. *Phys. Rev. B*, 41 :6283–6296, Apr 1990. (Cité en page 47.)
- [61] S. S. P. Parkin, E. M. Engler, R. R. Schumaker, R. Lagier, V. Y. Lee, J. C. Scott, and R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.*, 50 :270–273, Jan 1983. (Cité en page 48.)
- [62] W. W. Warren, R. E. Walstedt, G. F. Brennert, R. J. Cava, R. Tycko, R. F. Bell, and G. Dabbagh. *Phys. Rev. Lett.*, 62 :1193–1196, Mar 1989. (Cité en pages 48 et 49.)

- [63] H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels. *Phys. Rev. Lett.*, 63 :1700–1703, Oct 1989. (Cité en pages 48 et 49.)
- [64] Tom Timusk and Bryan Statt. *Reports on Progress in Physics*, 62(1) :61, 1999. (Cité en page 49.)
- [65] T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :3995–3998, Jun 1993. (Cité en page 48.)
- [66] Yoichi Ando, Seiki Komiya, Kouji Segawa, S. Ono, and Y. Kurita. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :267001, Dec 2004. (Cité en page 50.)
- [67] S. Uchida. *Physica C : Superconductivity*, 282–287, Part 1(0) :12–18, 1997. Materials and Mechanisms of Superconductivity High Temperature Superconductors V. (Cité en page 51.)
- [68] M.R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J.C. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchik, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, and D.G. Hinks. *Nature*, 392 :157, 1998. (Cité en pages 52 et 149.)
- [69] Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, and Ø. Fischer. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :149–152, Jan 1998. (Cité en page 53.)
- [70] J. L. Tallon and J. W. Loram. *Physica C*, 349 :53, 2001. (Cité en page 53.)
- [71] S. Hufner, M.A. Hossain, A. Damascelli, and G.A. Sawatzky. *Reports on Progress in Physics*, 71(6) :062501, 2008. (Cité en page 53.)
- [72] Masatoshi Imada, Atsushi Fujimori, and Yoshinori Tokura. *Rev. Mod. Phys.*, 70 :1039–1263, Oct 1998. (Cité en page 51.)
- [73] Elbio Dagotto. *Rev. Mod. Phys.*, 66 :763–840, Jul 1994. (Cité en page 51.)
- [74] Patrick A. Lee, Naoto Nagaosa, and Xiao-Gang Wen. *Rev. Mod. Phys.*, 78 :17–85, Jan 2006. (Cité en pages 51 et 55.)
- [75] J. Orenstein and A. J. Millis. *Science*, 288(5465) :468–474, 2000. (Cité en page 51.)
- [76] M. R. Norman, D. Pines, and C. Kallin. *Advances in Physics*, 54(8) :715–733, 2005. (Cité en page 51.)
- [77] Subir Sachdev. *Nat Phys*, 4(3) :173–185, March 2008. (Cité en page 51.)
- [78] Philipp Gegenwart, Qimiao Si, and Frank Steglich. *Nat Phys*, 4(3) :186–197, March 2008. (Cité en page 51.)
- [79] S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganessian, J. M. Tranquada, A. Kapitulnik, and C. Howald. *Rev. Mod. Phys.*, 75 :1201–1241, Oct 2003. (Cité en pages 51, 58 et 105.)
- [80] N. D. Mathur, F. M. Grosche, S. R. Julian, I. R. Walker, D. M. Freye, R. K. W. Haselwimmer, and G. G. Lonzarich. *Nature*, 394(6688) :39–43, July 1998. (Cité en page 51.)
- [81] A. Yeh, Yeong-Ah Soh, J. Brooke, G. Aeppli, T. F. Rosenbaum, and S. M. Hayden. *Nature*, 419(6906) :459–462, October 2002. (Cité en page 51.)
- [82] Naoto Nagaosa and Patrick A. Lee. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :2450–2453, May 1990. (Cité en page 51.)
- [83] P. W. Anderson. *Mater. Res. Bull.*, 8 :153160, 1973. (Cité en page 52.)
- [84] P. Fazekas and P. W. Anderson. *Phil. Mag.*, 30 :423–440, 1974. (Cité en page 52.)

- [85] P. W. Anderson. *Science*, 235 :1196–1198, 1987. (Cit  en page 54.)
- [86] Kai-Yu Yang, T. M. Rice, and Fu-Chun Zhang. *Phys. Rev. B*, 73 :174501, May 2006. (Cit  en pages 54, 55, 108, 109 et 147.)
- [87] F. C. Zhang and T. M. Rice. *Phys. Rev. B*, 37 :3759–3761, Mar 1988. (Cit  en page 55.)
- [88] V. J. Emery and S. A. Kivelson. *Nature*, 374(6521) :434–437, March 1995. (Cit  en page 56.)
- [89] Marcel Franz. *Nat Phys*, 3(10) :686–687, October 2007. (Cit  en page 56.)
- [90] Stephen Blundell. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford Master series in Condensed Matter Physics, 2001. (Cit  en page 56.)
- [91] F. Coneri, S. Sanna, K. Zheng, J. Lord, and R. De Renzi. *Phys. Rev. B*, 81 :104507, Mar 2010. (Cit  en page 57.)
- [92] J. M. Tranquada, N. Ichikawa, and S. Uchida. *Phys. Rev. B*, 59 :14712–14722, Jun 1999. (Cit  en page 57.)
- [93] Tao Wu, Hadrien Mayaffre, Steffen Kramer, Mladen Horvatic, Claude Berthier, W. N. Hardy, Ruixing Liang, and D. A. Bonn. *Nature*, 477 :191, 2011. (Cit  en pages 57, 58, 61, 63, 87, 105, 113, 133, 135, 137, 138, 149 et 151.)
- [94] 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, and L. Braicovich. *Science*, 337(6096) :821–825, 2012. (Cit  en pages 57, 58, 61, 63, 87, 113, 133, 135, 138, 149, 151 et 152.)
- [95] J. Chang, Ch. Niedermayer, R. Gilardi, N. B. Christensen, H. M. R nnow, D. F. McMorrow, M. Ay, J. Stahn, O. Sobolev, A. Hiess, S. Pailhes, C. Baines, N. Momono, M. Oda, M. Ido, and J. Mesot. *Phys. Rev. B*, 78 :104525, Sep 2008. (Cit  en page 57.)
- [96] 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, and S. M. Hayden. *Nat Phys*, 8(12) :871–876, December 2012. (Cit  en pages 57, 58, 61, 63, 87, 113, 133, 135, 138, 149, 151, 152 et 153.)
- [97] David LeBoeuf, S. Kramer, W.N. Hardy, Ruixing Liang, D.A. Bonn, and Cyril Proust. *Nat Phys*, 9 :79, 2013. (Cit  en pages 57, 58, 62, 63, 87, 113, 133, 135, 149 et 151.)
- [98] A. J. Achkar, R. Sutarto, X. Mao, F. He, A. Frano, S. Blanco-Canosa, M. Le Tacon, G. Ghiringhelli, L. Braicovich, M. Minola, M. Moretti Sala, C. Mazzoli, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, B. Keimer, G. A. Sawatzky, and D. G. Hawthorn. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :167001, Oct 2012. (Cit  en pages 57, 138 et 152.)
- [99] B. Fauqu , Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailh s, C. T. Lin, X. Chaud, and P. Bourges. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :197001, May 2006. (Cit  en pages 57, 58, 138, 151 et 153.)
- [100] C. M. Varma, P. B. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams, and A. E. Ruckenstein. *Phys. Rev. Lett.*, 63 :1996–1999, Oct 1989. (Cit  en page 57.)
- [101] Sudip Chakravarty, R. B. Laughlin, Dirk K. Morr, and Chetan Nayak. *Phys. Rev. B*, 63 :094503, Jan 2001. (Cit  en pages 57 et 58.)
- [102] C. M. Varma. *Phys. Rev. B*, 73 :155113, Apr 2006. (Cit  en pages 57 et 58.)

- [103] Victor Baledent. *Paramètre d'ordre magnétique dans la phase de pseudogap des oxydes de cuivre supraconducteurs à haute température critique*. PhD thesis, Université Paris XI, 2010. (Cité en page 58.)
- [104] R. Daou, Nicolas Doiron-Leyraud, David LeBoeuf, S. Y. Li, Francis Laliberte, Olivier Cyr-Choiniere, Y. J. Jo, L. Balicas, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough, and Louis Taillefer. *Nat Phys*, 5(1) :31–34, January 2009. (Cité en page 58.)
- [105] Andrew J. Millis and M. R. Norman. *Phys. Rev. B*, 76 :220503, Dec 2007. (Cité en page 58.)
- [106] E. Blackburn, J. Chang, M. Hücker, A. T. Holmes, N. B. Christensen, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, U. Rütt, O. Gutowski, M. v. Zimmermann, E. M. Forgan, and S. M. Hayden. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :137004, Mar 2013. (Cité en pages 58, 107, 108, 113, 151 et 152.)
- [107] Nicolas Doiron-Leyraud, Cyril Proust, David LeBoeuf, Julien Levallois, Jean-Baptiste Bonnemaïson, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, and Louis Taillefer. *Nature*, 447(7144) :565–568, May 2007. (Cité en pages 59, 102, 135 et 149.)
- [108] 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, and Cyril Proust. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :187005, May 2008. (Cité en page 59.)
- [109] A. Carrington and E. A. Yelland. *Phys. Rev. B*, 76 :140508, Oct 2007. (Cité en pages 59, 60, 106 et 135.)
- [110] Scott C. Riggs, O. Vafek, J. B. Kemper, J. B. Betts, A. Migliori, F. F. Balakirev, W. N. Hardy, Ruixing Liang, D. A. Bonn, and G. S. Boebinger. *Nat Phys*, 7(4) :332–335, April 2011. (Cité en pages 60, 61, 64, 108, 135 et 150.)
- [111] 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, and Louis Taillefer. *Nature*, 450(7169) :533–536, November 2007. (Cité en pages 61, 62, 102, 137 et 149.)
- [112] 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, and Louis Taillefer. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :057005, Feb 2010. (Cité en pages 61 et 149.)
- [113] 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, and Louis Taillefer. *Nat Commun*, 2 :432–, August 2011. (Cité en pages 61, 104, 137, 149 et 152.)
- [114] Alain Audouard, Cyril Jaudet, David Vignolles, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, Louis Taillefer, and Cyril Proust. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :157003, Oct 2009. (Cité en pages 62, 64, 88 et 97.)
- [115] Suchitra E. Sebastian, N. Harrison, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, C. H. Mielke, and G. G. Lonzarich. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :196403, May 2012. (Cité en pages 62, 63, 65, 88, 97, 98, 99, 100 et 101.)

- [116] M. Eremets. *High pressure experimental methods*. Oxford science, 1996. (Cité en pages 74, 75, 79 et 80.)
- [117] Jean-Claude Chervin and Jean Peyronneau. *Technologie des Hautes Pressions - Conférences et communications*. 1997. (Cité en page 75.)
- [118] David E. Graf, Ryan L. Stillwell, Kenneth M. Purcell, and Stanley W. Tozer. *arXiv :1110.4589*, 2011. (Cité en page 76.)
- [119] Marius Millot. *Spectroscopies sous haute pression et champ magnétique intense*. PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2009. (Cité en pages 76 et 83.)
- [120] M. Nardonne, A. Audouard, D. Vignolles, and L. Brossard. *Cryogenics*, 41 :175–178, 2001. (Cité en pages 76, 77 et 78.)
- [121] K. Syassen. *High Pressure Research*, 28(2) :75–126, 2008. (Cité en page 83.)
- [122] Suchitra E. Sebastian, N. Harrison, P. A. Goddard, M. M. Altarawneh, C. H. Mielke, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, O. K. Andersen, and G. G. Lonzarich. *Phys. Rev. B*, 81 :214524, Jun 2010. (Cité en pages 88 et 97.)
- [123] Ruixing Liang, D.A. Bonn, and W.N. Hardy. *Physica C*, 304 :105, 1998. (Cité en page 88.)
- [124] R.J. Cava, A.W. Hewat, E.A. Hewat, B. Batlogg, M. Marezio, K.M. Rabe, J.J. Krajewski, F.W. Peck Jr., and L.W. Rupp Jr. *Physica C*, 165 :419, 1990. (Cité en page 88.)
- [125] Michael L. Sutherland. *Heat transport by low-energy quasiparticles in YBaCuO : a field and doping dependent study*. PhD thesis, University of Toronto, 2004. (Cité en pages 89 et 92.)
- [126] B. W. Veal, A. P. Paulikas, Hoydoo You, Hao Shi, Y. Fang, and J. W. Downey. *Phys. Rev. B*, 42 :6305–6316, Oct 1990. (Cité en page 89.)
- [127] Ruixing Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy. *Phys. Rev. B*, 73 :180505, May 2006. (Cité en pages 90, 122, 126 et 138.)
- [128] 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*. PhD thesis, Faculté des sciences Université de Sherbrooke, 2009. (Cité en page 90.)
- [129] M. v. Zimmermann, J. R. Schneider, T. Frello, N. H. Andersen, J. Madsen, M. Käll, H. F. Poulsen, R. Liang, P. Dosanjh, and W. N. Hardy. *Phys. Rev. B*, 68 :104515, Sep 2003. (Cité en pages 90 et 91.)
- [130] B. Vignolle, B. J. Ramshaw, James Day, David LeBoeuf, Stéphane Lepault, Ruixing Liang, W. N. Hardy, D. A. Bonn, Louis Taillefer, and Cyril Proust. *Phys. Rev. B*, 85 :224524, Jun 2012. (Cité en pages 92 et 102.)
- [131] N. Doiron-Leyraud and coll. communication privée. (Cité en pages 96 et 98.)
- [132] Suchitra E. Sebastian, N. Harrison, M. M. Altarawneh, C. H. Mielke, Ruixing Liang, D. A. Bonn, and G. G. Lonzarich. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 107(14) :6175–6179, 2010. (Cité en page 97.)
- [133] B. J. Ramshaw, Baptiste Vignolle, James Day, Ruixing Liang, W. N. Hardy, Cyril Proust, and D. A. Bonn. *Nat Phys*, 7(3) :234–238, March 2011. (Cité en page 97.)
- [134] M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, N. D. Kushch, and P. Wyder. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :126802, Aug 2002. (Cité en pages 98, 99 et 100.)

- [135] D. Fournier, G. Levy, Y. Pennec, J. L. McChesney, A. Bostwick, E. Rotenberg, R. Liang, W. N. Hardy, D. A. Bonn, I. S. Elfimov, and A. Damascelli. *Nat Phys*, 6(11) :905–911, November 2010. (Cit  en pages 101 et 106.)
- [136] P. M. C. Rourke, A. F. Bangura, C. Proust, J. Levallois, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, L. Taillefer, S. Adachi, M. L. Sutherland, and N. E. Hussey. *Phys. Rev. B*, 82 :020514, Jul 2010. (Cit  en pages 102 et 113.)
- [137] Naoki Kikugawa, Andreas Winfried Rost, Clifford William Hicks, Andrew John Schofield, and Andrew Peter Mackenzie. *J. Phys. Soc. Japan*, 79(2) :024704, 2010. (Cit  en pages 102 et 113.)
- [138] Jie Lin and A. J. Millis. *Phys. Rev. B*, 72 :214506, Dec 2005. (Cit  en page 105.)
- [139] Matthias Vojta. *Advances in Physics*, 58(6) :699–820, 2009. (Cit  en page 105.)
- [140] M. Fujita, H. Goka, K. Yamada, and M. Matsuda. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :167008, Apr 2002. (Cit  en page 105.)
- [141] J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe, Y. Nakamura, and S. Uchida. *Nature*, 375(6532) :561–563, June 1995. (Cit  en page 105.)
- [142] N. Ichikawa, S. Uchida, J. M. Tranquada, T. Niem ller, P. M. Gehring, S.-H. Lee, and J. R. Schneider. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :1738–1741, Aug 2000. (Cit  en page 105.)
- [143] A. W. Hunt, P. M. Singer, A. F. Cederstr m, and T. Imai. *Phys. Rev. B*, 64 :134525, Sep 2001. (Cit  en page 105.)
- [144] Y. S. Lee, R. J. Birgeneau, M. A. Kastner, Y. Endoh, S. Wakimoto, K. Yamada, R. W. Erwin, S.-H. Lee, and G. Shirane. *Phys. Rev. B*, 60 :3643–3654, Aug 1999. (Cit  en page 105.)
- [145] Hong Yao, Dung-Hai Lee, and Steven Kivelson. *Phys. Rev. B*, 84 :012507, Jul 2011. (Cit  en page 105.)
- [146] C. Howald, H. Eisaki, N. Kaneko, M. Greven, and A. Kapitulnik. *Phys. Rev. B*, 67 :014533, Jan 2003. (Cit  en page 105.)
- [147] J. E. Hoffman, E. W. Hudson, K. M. Lang, V. Madhavan, H. Eisaki, S. Uchida, and J. C. Davis. *Science*, 295(5554) :466–469, 2002. (Cit  en page 105.)
- [148] N. Harrison and S.E. Sebastian. *New Journal of Physics*, 14 :095023, 2012. (Cit  en pages 105, 106, 107 et 143.)
- [149] O.K. Andersen, A.I. Liechtenstein, O. Jepsen, and F. Paulsen. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 56(12) :1573 – 1591, 1995. Proceedings of the Conference on Spectroscopies in Novel Superconductors. (Cit  en page 105.)
- [150] David Garcia-Aldea and Sudip Chakravarty. *New Journal of Physics*, 12(10) :105005, 2010. (Cit  en page 106.)
- [151] I. S. Elfimov, G. A. Sawatzky, and A. Damascelli. *Phys. Rev. B*, 77 :060504, Feb 2008. (Cit  en pages 106 et 135.)
- [152] N. Harrison, R. D. McDonald, and J. Singleton. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :206406, 2007. (Cit  en page 108.)
- [153] A. V. Chubukov and D. K. Morr. *Phys. Rep.*, 288 :355, 1997. (Cit  en page 108.)

- [154] P. A. Lee. *Rep. Prog. Phys.*, 71 :012501, 2008. (Cit  en page 108.)
- [155] Phillip E. C. Ashby and J. P. Carbotte. *Phys. Rev. B*, 87 :184514, May 2013. (Cit  en page 110.)
- [156] L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert, and H. K. Mao. *Phys. Rev. B*, 50 :4260–4263, Aug 1994. (Cit  en page 115.)
- [157] Syuma Yasuzuka, Keizo Murata, Tsutomu Fujimoto, Masahiro Shimotori, and Kazuhiko Yamaya. *Journal of the Physical Society of Japan*, 74(6) :1782–1786, 2005. (Cit  en page 115.)
- [158] Syuma Yasuzuka, Keizo Murata, Taro Arimoto, and Reizo Kato. *Journal of the Physical Society of Japan*, 76(3) :033701, 2007. (Cit  en page 115.)
- [159] Keizo Murata, Keiichi Yokogawa, Sonachalam Arumugam, and Harukazu Yoshino. *Crystals*, 2 :1460–1482, 2012. (Cit  en page 115.)
- [160] S. Sadewasser, J. S. Schilling, A. P. Paulikas, and B. W. Veal. *Phys. Rev. B*, 61 :741–749, Jan 2000. (Cit  en pages 116, 117, 118, 119, 122, 124, 131 et 132.)
- [161] W.H. Fietz, R. Quenzel, H.A. Ludwig, K. Grube, S.I. Schlachter, F.W. Hornung, T. Wolf, A. Erb, M. Kl aser, and G. M uller-Vogt. *Physica C : Superconductivity*, 270(34) :258 – 266, 1996. (Cit  en pages 117, 118, 122, 131 et 132.)
- [162] W.H. Fietz, J. Metzger, T. Weber, K. Grube, and H.A. Ludwig. *AIP conference Proceedings 309*, Part 1 :703, 1994. (Cit  en pages 117, 118 et 122.)
- [163] R. Benischke, T. Weber, W.H. Fietz, J. Metzger, K. Grube, T. Wolf, and H. W uhl. *Physica C : Superconductivity*, 203(34) :293 – 298, 1992. (Cit  en pages 117, 118, 122, 131 et 132.)
- [164] I.M. D’yakonov, V.P. and Fita, G.G. Levchenko, and V.I. Markovich. *Physics of Solid State*, 38 :458, 1996. (Cit  en pages 117, 118 et 122.)
- [165] C. C. Almasan, S. H. Han, B. W. Lee, L. M. Paulius, M. B. Maple, B. W. Veal, J. W. Downey, A. P. Paulikas, Z. Fisk, and J. E. Schirber. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :680–683, Jul 1992. (Cit  en pages 117, 118, 122 et 125.)
- [166] R. G. Palmer, D. L. Stein, E. Abrahams, and P. W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.*, 53 :958–961, Sep 1984. (Cit  en page 117.)
- [167] J. L. Tallon, C. Bernhard, H. Shaked, R. L. Hitterman, and J. D. Jorgensen. *Phys. Rev. B*, 51 :12911–12914, May 1995. (Cit  en page 123.)
- [168] C. Murayama, Y. Iye, T. Enomoto, N. M ori, Y. Yamada, T. Matsumoto, Y. Kubo, Y. Shimakawa, and T. Manako. *Physica C : Superconductivity*, 183(46) :277 – 285, 1991. (Cit  en page 123.)
- [169] I.D. Parker and R.H. Friend. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 21(11) :L345, 1988. (Cit  en page 123.)
- [170] J. J. Neumeier and H. A. Zimmermann. *Phys. Rev. B*, 47 :8385–8388, Apr 1993. (Cit  en pages 124 et 125.)
- [171] M. Kund and K. Andres. *Physica C : Superconductivity*, 205(12) :32 – 38, 1993. (Cit  en pages 125 et 132.)
- [172] C. Meingast, J. Karpinski, E. Jilek, and E. Kaldis. *Physica C : Superconductivity*, 209(4) :591 – 596, 1993. (Cit  en pages 125 et 132.)

- [173] O. Kraut, C. Meingast, G. Bräuchle, H. Claus, A. Erb, G. Müller-Vogt, and H. Wühl. *Physica C : Superconductivity*, 205(12) :139 – 146, 1993. (Cit  en pages 125, 126 et 132.)
- [174] C. Meingast, T. Wolf, M. Kl aser, and G. M uller-Vogt. *Low Temp. Phys.*, 105(5-6) :1391–1396, 1996. (Cit  en pages 125 et 132.)
- [175] U. Welp, M. Grimsditch, S. Fleshler, W. Nessler, J. Downey, G. W. Crabtree, and J. Guimpe. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :2130–2133, Oct 1992. (Cit  en pages 125 et 132.)
- [176] J.D. Jorgensen, Shiyu Pei, P. Lightfoot, D.G. Hinks, B.W. Veal, B. Dabrowski, A.P. Paulikas, R. Kleb, and I.D. Brown. *Physica C : Superconductivity*, 171(12) :93 – 102, 1990. (Cit  en page 125.)
- [177] Raju P. Gupta and Mich ele Gupta. *Physica C : Superconductivity*, 178(46) :414 – 420, 1991. (Cit  en page 125.)
- [178] Raju P. Gupta and Mich ele Gupta. *Phys. Rev. B*, 51 :11760–11766, May 1995. (Cit  en page 125.)
- [179] Laurens Jansen and Ruud Block. *Physica C : Superconductivity*, 181(13) :149 – 159, 1991. (Cit  en page 125.)
- [180] H. Khosroabadi, M.R. Mohammadi Zadeh, and M. Akhavan. *Physica C : Superconductivity*, 370(2) :85 – 93, 2002. (Cit  en page 125.)
- [181] H. Khosroabadi, M.R. Mohammadi Zadeh, and M. Akhavan. *Physica B : Condensed Matter*, 321(14) :360 – 364, 2002. (Cit  en page 125.)
- [182] J.R. Schrieffer and J.S. Brooks, editors. *High-temperature superconductivity*. Springer, 2007. (Cit  en page 129.)
- [183] M. A. Obolenskii R. V. Vovk and A. V. Bondarenko. *Low Temp. Phys.*, 33 :94, 07. (Cit  en pages 131 et 132.)
- [184] K. Yoshida, A. I. Rykov, S. Tajima, and I. Terasaki. *Phys. Rev. B*, 60 :R15035–R15038, Dec 1999. (Cit  en pages 131 et 132.)
- [185] M. Ido, N. Yamada, M. Oda, Y. Segawa, N. Momono, A. Onodera, Y. Okajima, and K. Yamaya. *Physica C : Superconductivity*, 185:189, Part 2(0) :911 – 912, 1991. (Cit  en page 132.)
- [186] Yong-Chan Cho Guillaume Chabot-Couture Neven Barisic Philippe Bourges Nobuhisa Kaneko Yuan Li Li Lu Eugene M. Motoyama Owen P. Vajk By Xudong Zhao, Guichuan Yu and Martin Greven. *Advanced Materials*, 18 :3243, 2006. (Cit  en page 133.)
- [187] Barisic Neven, Yuan Li, Xudong Zhao, Yong-Chan Cho, Guillaume Chabot-Couture, Guichuan Yu, and Martin Greven. *Phys. Rev. B*, 78 :054518, Aug 2008. (Cit  en pages 134, 136 et 138.)
- [188] David J. Singh. *Physica C*, 212 :228, 1993. (Cit  en pages 134, 135, 143 et 145.)
- [189] Ayako Yamamoto, Wei-Zhi Hu, and Setsuko Tajima. *Phys. Rev. B*, 63 :024504, Dec 2000. (Cit  en pages 136 et 138.)
- [190] Y. Itoh, T. Machi, A. Fukuoka, K. Tanabe, and H. Yasuoka. *J. Phys. Soc. Japan*, 65 :3751, 1996. (Cit  en page 136.)
- [191] 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, and N. E. Hussey. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :047004, Feb 2008. (Cit  en page 135.)

- [192] E. A. Yelland, J. Singleton, C. H. Mielke, N. Harrison, F. F. Balakirev, B. Dabrowski, and J. R. Cooper. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :047003, Feb 2008. (Cité en page 135.)
- [193] Nicolas 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, and Louis Taillefer. *Phys. Rev. X*, 3 :021019, Jun 2013. (Cité en pages 136, 137, 138, 141 et 150.)
- [194] R. Daou, J. Chang, David LeBoeuf, Olivier Cyr-Choiniere, Francis Laliberte, Nicolas Doiron-Leyraud, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, and Louis Taillefer. *Nature*, 463(7280) :519–522, January 2010. (Cité en pages 138, 151 et 153.)
- [195] 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, and Louis Taillefer. *Phys. Rev. B*, 83 :054506, Feb 2011. (Cité en pages 138, 150, 151 et 152.)
- [196] Y. Li, V. Baledent, N. Barisic, Y. Cho, B. Fauque, Y. Sidis, G. Yu, X. Zhao, P. Bourges, and M. Greven. *Nature*, 455(7211) :372–375, September 2008. (Cité en page 138.)
- [197] Yuan Li, V. Balédent, N. Barišić, Y. C. Cho, Y. Sidis, G. Yu, X. Zhao, P. Bourges, and M. Greven. *Phys. Rev. B*, 84 :224508, Dec 2011. (Cité en page 138.)
- [198] W. Meevasana-K.M. Shen D.H. Lu-W.L. Yang X.J.Zhou X. Zhao G. Yu Y. Cho M. Greven Z. Hussain W.S. Lee, T. Yoshida and Z.-X. Shen. *arXiv :0606347*, 2008. (Cité en pages 142, 143, 144 et 145.)
- [199] M. Greven and coll. communication privée. (Cité en page 143.)
- [200] J. M. Harris, Y. F. Yan, O. K. C. Tsui, Y. Matsuda, and N. P. Ong. *Phys. Rev. Lett.*, 73 :1711–1714, Sep 1994. (Cité en page 149.)
- [201] Alan T. Dorsey. *Phys. Rev. B*, 46 :8376–8392, Oct 1992. (Cité en page 149.)
- [202] N.B. Kopnin, B.I. Ivlev, and V.A. Kalatsky. *Journal of Low Temperature Physics*, 90(1-2) :1–13, 1993. (Cité en page 149.)
- [203] G. Grissonnanche, O. Cyr-Choiniere, F. Laliberte, S. Rene de Cotret, A. Juneau-Fecteau, S. Dufour-Beausejour, M.-E. Delage, L. 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, and L. Taillefer. *arXiv :1303.3856v1*, 2013. (Cité en pages 149, 150, 151 et 152.)
- [204] Arkady Shekhter, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, W. N. Hardy, D. A. Bonn, Fedor F. Balakirev, Ross D. McDonald, Jon B. Betts, Scott C. Riggs, and Albert Migliori. *Nature*, 498(7452) :75–77, June 2013. (Cité en pages 151 et 153.)
- [205] Jing Xia, Elizabeth Schemm, G. Deutscher, S. A. Kivelson, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, W. Siemons, G. Koster, M. M. Fejer, and A. Kapitulnik. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :127002, Mar 2008. (Cité en pages 151 et 152.)
- [206] Tao Wu, Hadrien Mayaffre, Steffen Kramer, Mladen Horvatia, Claude Berthier, Philip L. Kuhns, Arneil P. Reyes, Ruixing Liang, W. N. Hardy, D. A. Bonn, and Marc-Henri Julien. *Nat Commun*, 4 :3113, July 2013. (Cité en page 151.)
- [207] V. Hinkov, D. Haug, B. Fauqué, P. Bourges, Y. Sidis, A. Ivanov, C. Bernhard, C. T. Lin, and B. Keimer. *Science*, 319(5863) :597–600, 2008. (Cité en pages 151 et 152.)

- [208] H. Q. Yuan, F. M. Grosche, M. Deppe, C. Geibel, G. Sparn, and F. Steglich. *Science*, 302(5653) :2104–2107, 2003. (Cité en page 152.)
- [209] Pavan Hosur, A. Kapitulnik, S. A. Kivelson, J. Orenstein, and S. Raghu. *Phys. Rev. B*, 87 :115116, Mar 2013. (Cité en page 152.)
- [210] M.-H. Julien, V. Simonet, B. Canals, R. Ballou, A. K. Hassan, M. Affronte, V. O. Garlea, C. Darie, and P. Bordet. *Phys. Rev. B*, 87 :214423, Jun 2013. (Cité en page 152.)
- [211] M. Le Tacon, A. Bosak, S. M. Souliou, G. Della, T. Loew, R. Heid, K-P. Bohnen, G. Ghiringhelli, M. Krisch, and B. Keimer. *Nat Phys*, advance online publication :1745–2481, November 2013. (Cité en page 153.)
- [212] E. Blackburn, J. Chang, A. H. Said, B. M. Leu, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, E. M. Forgan, and S. M. Hayden. *Phys. Rev. B*, 88 :054506, Aug 2013. (Cité en page 153.)
- [213] J.A. Wilson, F.J. Di Salvo, and S. Mahajan. *Advances in Physics*, 24(2) :117–201, 1975. (Cité en page 153.)
- [214] M. Barmatz, L. R. Testardi, and F. J. Di Salvo. *Phys. Rev. B*, 12 :4367–4376, Nov 1975. (Cité en page 153.)
- [215] Ar. Abanov and Andrey V. Chubukov. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :5608–5611, Jun 2000. (Cité en page 154.)
- [216] Subir Sachdev and Takao Morinari. *Phys. Rev. B*, 66 :235117, Dec 2002. (Cité en page 154.)
- [217] K. B. Efetov, H. Meier, and C. Pepin. *Nat Phys*, 9(7) :442–446, July 2013. (Cité en page 154.)
- [218] Subir Sachdev and Rolando La Placa. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :027202, Jul 2013. (Cité en page 154.)
- [219] J.C. Séamus Davis and Dung-Hai Lee. *arXiv :1309.2719*, 2013. (Cité en page 154.)
- [220] Laimei Nie, Gilles Tarjus, and S. A. Kivelson. Quenched disorder and vestigial nematicity in the pseudo-gap regime of the cuprates. *arXiv :1311.5580*, 2013. (Cité en page 154.)

