



Université
de Toulouse

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 *04 Juillet 2013* par :

STÉPHANE LEPAULT

**Étude de la reconstruction de la surface de Fermi des cuprates
supraconducteurs dopés en trous**

JURY

ALAIN SACUTO

CHRISTOPHE MARCENAT

CYRIL PROUST

DAVID VIGNOLLES

PIERRE PUJOL

LOUIS TAILLEFER

Professeur (Université Paris 7)

Chercheur-HDR (CEA-Grenoble)

Directeur de recherche (CNRS)

Professeur (INSA-Toulouse)

Professeur (UPS)

Professeur

(Université de Sherbrooke)

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de Thèse

Co-Directeur de Thèse

Examineur

Président du Jury

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 :

Cyril PROUST et David VIGNOLLES

Rapporteurs :

Alain SACUTO et Christophe MARCENAT

Remerciements

Avant de commencer ce projet, le doctorat se présentait comme une expérience unique qui permettrait à la fois de se plonger dans le monde des sciences et d'y apporter sa modeste contribution. Avec le recul, ces quelques années passées dans le laboratoire à préparer des expériences, à analyser des données et à discuter de leur interprétations m'ont comblé plus que je ne l'aurais imaginé. Outre, ce cadre professionnel privilégié et les résultats obtenus, je retiendrai surtout une formidable aventure humaine. Je tiens à remercier ces personnes qui ont contribué à l'aboutissement du défi que je m'étais lancé.

Je remercie les membres du jury qui ont porté un regard critique et constructif sur cette thèse : Alain Sacuto et Christophe Marcenat, qui ont été les rapporteurs ; Pierre Pujol qui avait été également mon directeur de stage de M2 et qui avait su m'apporter de nombreuses bases de physique théorique ; Louis Taillefer, qui fut à la fois le président de ce jury mais aussi un collaborateur sans qui de nombreuses mesures n'auraient pas été envisageables.

Je remercie les membres du Laboratoire LNCMI-T : tout d'abord, le directeur Geert Rikken, qui m'a permis d'obtenir l'allocation nécessaire pour financer ce doctorat ; l'équipe du secrétariat toujours aussi souriante et efficace dans les nombreuses démarches administratives ; les différents techniciens et ingénieurs qui s'adaptent aux demandes spécifiques des expériences et permettent un travail de grande qualité ; et enfin les doctorants et post-doctorants, avec qui j'ai passé de très bons moments (en particuliers les nombreuses soirées dans les bars pour décompresser).

Cette thèse a été effectuée au sein du groupe FFC et je retiendrai de très bons moments, tant sur le plan professionnel que sur le plan humain. En particulier, je remercie mes encadrants Cyril Proust et David Vignolles qui ont su me guider tout en supportant mon caractère pas toujours très commode ; Baptiste Vignolle, qui a su m'aider pendant les pénibles débuts de la rédaction et dont les conseils avisés m'ont permis d'améliorer de nombreuses compétences ; David Leboeuf et Sven Badoux qui ont été les éléments moteur de la bonne ambiance générale.

Outre mon projet de thèse, j'ai eu la chance de pouvoir côtoyer bon nombre de chercheurs et d'étudiants venant de différents laboratoires. L'ensemble des discussions m'ont été d'une grande utilité pour la compréhension générale. Je tiens ainsi à remercier ces personnes qui de près ou de loin m'ont permis d'élargir ma vision des sciences et mon projet de thèse.

Je remercie mes proches qui ont su me conseiller et m'écouter tout au long de ce projet. Je remercie plus particulièrement, Philippe Boissinot et Alec Elliott, sans qui rien n'aurait été envisageable.

Enfin, je vous souhaite une bonne et agréable lecture en espérant qu'elle vous aide dans votre problématique.

Table des matières

1	Rappels théoriques	3
1.1	Rappels de physique du solide	3
1.1.1	Théorie des bandes	3
1.1.2	Surface de Fermi	4
1.1.3	Liquide de Fermi	5
1.1.4	Signatures expérimentales d'un liquide de Fermi	6
1.1.5	Magnétotransport dans un liquide de Fermi	7
1.1.6	Ondes de densité : reconstruction de la surface de Fermi	10
1.2	Oscillations quantiques	13
1.2.1	Les bases théoriques du phénomène	13
1.2.2	Formalisme de Lifshitz-Kosevich	16
1.2.3	Extensions et déviations	18
1.2.4	Phénomènes oscillatoires supplémentaires	20
2	Etat de l'art des cuprates	23
2.1	Historique et mise en contexte	23
2.2	Présentation du matériau	23
2.2.1	Structure cristallographique	23
2.2.2	Structure électronique : exemple de La_2CuO_4	24
2.2.3	Dopage	25
2.3	Diagramme de phase générique	29
2.3.1	Isolant de Mott	30
2.3.2	Liquide de Fermi	32
2.3.3	Métal étrange	33
2.3.4	Supraconductivité	34
2.3.5	Pseudogap	40
2.4	Théories de la supraconductivité non-conventionnelle	42
2.4.1	Paires préformées	42
2.4.2	Ordres en compétition	45
3	Techniques	47
3.1	Techniques expérimentales	47
3.1.1	La mesure en champ magnétique pulsé	47
3.1.2	Techniques utilisées dans cette thèse	52
3.2	Traitements numériques	57
3.2.1	Présentation générale	57
3.2.2	Traitement des données brutes par détection synchrone	58
3.2.3	Analyse des oscillations quantiques	60
4	Oscillations quantiques dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$	65
4.1	Rappels et mise en contexte	65
4.2	Dépendance en dopage	70
4.2.1	Détermination du dopage	70
4.2.2	Etude du champ irréversible	71
4.2.3	Détermination de la fréquence	74
4.3	Analyse du spectre oscillatoire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.59}$	79

4.3.1	Mesures et parties oscillatoires	79
4.3.2	Harmoniques	81
4.3.3	Comparaison des spectres oscillatoires pour différentes sondes	83
4.3.4	Fréquence lente	85
4.4	Modèle	87
4.5	Scénarii de reconstruction	88
4.5.1	Scénario basé sur un ordre antiferromagnétique	88
4.5.2	Scénarii basés sur l'ordre de stripe	92
4.5.3	Scénario basé sur un ordre de charge bi-axial	96
4.6	Vers une réconciliation entre oscillations quantiques et ordre de charge : simulations numériques	101
4.6.1	Mise en contexte	101
4.6.2	Cas $\lambda = 3$	101
4.6.3	Analyse	102
4.6.4	Comparaisons au modèle	105
4.7	Conclusions et perspectives	107
5	Transport interplan cohérent dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$	109
5.1	Mise en contexte	110
5.1.1	Rappel : transport cohérent et transport incohérent	110
5.1.2	Intégrale de saut t_{\perp} pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$	111
5.1.3	Résistivité axe- a et résistivité axe- c dans les cuprates	112
5.1.4	Mesures sous champ magnétique	113
5.2	Mesures	115
5.2.1	Présentation des différents dopages	115
5.2.2	Mesures sous champ magnétique pulsé	116
5.2.3	Traitement des données	118
5.2.4	Températures de cohérence	122
5.3	Etude de l'anisotropie ρ_c/ρ_a	123
5.3.1	Etude de la surface de Fermi de Sr_2RuO_4	123
5.3.2	Retour à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$	126
5.4	Discussions	128
5.5	Conclusions et perspectives	130
6	Mesures sous champ magnétique intense dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$	131
6.1	Mise en contexte	131
6.2	Mesures expérimentales	133
6.2.1	Aimantation par cantilever	134
6.2.2	Magneto-transport dans le plan	138
6.2.3	Mesures complémentaires d'effet Seebeck	143
6.3	Discussions	144
6.3.1	Comparaisons à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$	144
6.3.2	Conclusions et Perspectives	146
A	Relation de Onsager	149
B	Résumé des mesures sous champs de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$	153
C	Transformée de Fourier appliquée aux oscillations quantiques	155
	Bibliographie	161

Résumé

Cette thèse porte sur l'étude des propriétés électroniques des cuprates, supraconducteurs à haute température critique. Le diagramme de phase de cette famille de composé est très riche. En dopant ces composés, il est possible de changer le nombre de porteurs et ainsi d'explorer leur diagramme de phase. L'une des questions est de caractériser l'état fondamental à basse température dans la partie sous-dopée en trous du diagramme de phase. Ces dernières années, des oscillations quantiques ont été mesurées dans les cuprates, suggérant un état fondamental de type liquide de Fermi. Les oscillations observées dans le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ combinées à des mesures d'effet Hall et de d'effet Seebeck montrent la présence de petites poches d'électron couvrant moins de 2 % de la première zone de Brillouin, 30 fois plus petites que la grande poche de trou prédite par les calculs de structure de bandes. L'approche de cette thèse est de considérer une reconstruction de la surface de Fermi provenant d'un ordre de charge bi-axial, comme le suggèrent de récentes mesures de RMN, de rayons X et d'ultrasons. Des mesures de transport et d'aimantation en champ magnétique pulsé jusqu'à 81 T ont été effectuées dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ à des températures allant de 1.5 K à 300 K. Cette thèse est divisée en trois parties :

D'une part nous présentons des mesures d'oscillations quantiques dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ sous champ magnétique pulsé pour des dopages compris entre 9.8 % et 12.3 %. L'analyse nous a permis de proposer une topologie de la surface de Fermi, qui est constituée de poches de type électron et de poche(s) de type trou. Un lien est établi entre les récentes mesures d'ordre de charge, la reconstruction de la surface de Fermi et la taille des poches mesurées. Ce scénario de reconstruction est également commenté au regard des autres sondes expérimentales et comparé aux autres scénarii envisageables.

Une deuxième partie montre la restauration de la cohérence du transport interplan en dessous d'une température notée T_{coh} sous champ magnétique, pour des échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ dont le dopage est compris entre 8.4 % et 12 %. Cette restauration de la cohérence est interprétée comme une conséquence de la reconstruction de la surface de Fermi.

Enfin la dernière partie est consacrée à des mesures d'effet Hall dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, un système cuprate modèle. Nous avons mesuré un signe négatif de l'effet Hall à basse température et sous champ magnétique intense, mettant en évidence la présence de poches d'électron dans la surface de Fermi de ce composé. Par analogie avec $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, nous avons proposé qu'un mécanisme de reconstruction de la surface de Fermi par une onde de densité apparaît à basse température dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$.

Mots clés (fr) :

supraconductivité - magnéto-transport - oscillations quantiques - cuprates - surface de Fermi - ordre en compétition

Summary

This thesis focuses on the study of the electronic properties of the high temperature cuprate superconductors. The phase diagram of these compounds is very rich. By doping these compounds, it is possible to change the number of carriers and thus explore their phase diagram. One question is to characterize the ground state at low temperature in the underdoped part of the phase diagram. In recent years, quantum oscillations were measured in cuprates, suggesting a Fermi liquid-like ground state. The oscillations observed in the compound $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ combined with Hall effect and Seebeck effect measurements show the presence of small electron pockets covering less than 2 % of the first Brillouin zone, 30 times smaller than the large hole pocket predicted by the band structure calculations. The approach of this thesis is to consider a reconstruction of the Fermi surface by a bi-axial charge density wave, as suggested by recent NMR, X-ray and ultrasound measurements. Transport and magnetization measurements in pulsed magnetic fields up to 81 T were performed in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ and in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ at temperatures ranging from 1.5 K to 300 K. This thesis is divided into three parts :

In the first part, we present measurements of quantum oscillations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ under pulsed magnetic field for doping levels between 9.8 % and 12.3 %. The analysis allowed us to propose a particular topology of Fermi surface, which consists of electron and hole pockets. A link is established between the charge order, the reconstruction of the Fermi surface and the size of the pockets. This scenario of the reconstruction of the Fermi surface is discussed in line with other experimental probes and compared to other possible scenarios.

The second part shows the restoration of the c -axis transport in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ with doping level between 8.4 % and 12 % below a temperature T_{coh} and in a magnetic field. The restoration of the c -axis coherence is interpreted as a consequence of the reconstruction of the Fermi surface.

The last part is devoted to Hall effect measurements in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, a model cuprate. We have measured a negative Hall effect at low temperatures and in high magnetic fields, highlighting the presence of electron pockets in the Fermi surface of this compound. By analogy with $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, we have proposed a mechanism for reconstruction of the Fermi surface with a density wave appearing at low temperature in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$.

Keywords :

superconductivity - magneto-transport - quantum oscillations - cuprates - Fermi surface - competitive order

Préambule

*"Dans le contexte actuel de crise énergétique, la recherche de nouveaux matériaux susceptibles de diminuer notre consommation est essentielle. A ce titre, les supraconducteurs, capables de transporter l'énergie électrique sans aucune perte, paraissent être des candidats idéaux. De surcroît, ces matériaux expulsent les lignes de champ magnétique, conduisant à des phénomènes de lévitation stable. Pour l'instant ces applications sont limitées par le fait que la supraconductivité ne se manifeste que en dessous d'une température critique très basse."*¹

Ces quelques phrases résument l'état d'esprit avec lequel la supraconductivité est perçue, plus de 100 ans après sa découverte. Comme pour tout phénomène physique, une étude fondamentale est nécessaire avant sa mise en application et son optimisation. Malgré tous les efforts, la compréhension de cette supraconductivité reste inachevée. Une théorie portant le nom de BCS (du nom de ses inventeurs : Bardeen, Cooper et Schrieffer), a bien été mise au point en 1957 et décrit correctement les premiers supraconducteurs tel que le mercure ou le plomb ; mais depuis près de 25 ans, de nouveaux supraconducteurs sont apparus rendant cette théorie caduque.

Les cuprates, étudiés dans cette thèse, font parti de ces supraconducteurs non-conventionnels. Au moment de leur découverte en 1986, ces composés ont suscité un grand engouement car leur température critique dépassait les valeurs prédites par la théorie BCS, ravivant la possibilité d'une supraconductivité à température ambiante. Malgré la forte augmentation de la température critique en quelques années, cet objectif n'est toujours pas atteint. Afin de comprendre ces matériaux, une longue démarche de recherche fondamentale a débutée partout dans le monde, pour améliorer les synthèses, perfectionner les mesures et développer de nouvelles théories ...

L'une des approches possibles consiste à déterminer l'état fondamental (c'est-à-dire l'état à température nulle). L'état fondamental d'un système est un peu le point de départ à partir duquel une théorie va pouvoir se développer et permettre de prédire toutes les propriétés du système. Dans le cas des supraconducteurs conventionnels respectant la théorie BCS, la supraconductivité est vue comme une instabilité du liquide de Fermi ; l'état fondamental a un caractère métallique. Pour les cuprates, pendant très longtemps, il n'y a pas eu de consensus. La découverte d'arcs de Fermi a amené une partie de la communauté à penser que l'état fondamental avait un caractère isolant.

Il y a quelques années, la découverte d'oscillations quantiques dans certains de ces cuprates a montré la présence d'une surface de Fermi fermée (et donc d'un caractère métallique) changeant radicalement l'état d'esprit de la communauté. Cependant, ces oscillations restent encore mal comprises au regard des prédictions théoriques, en particulier lorsque ces cuprates sont sous-dopés en trous. Cette thèse s'inscrit dans la continuité des thèses de Julien Levallois, Cyril Jaudet (anciens thésards du LNCMI-T) et de David Leboeuf (ancien thésard dans le groupe de Louis Taillefer à Sherbrooke) qui ont pu mesurer les premières oscillations quantiques ainsi qu'un changement de signe de l'effet Hall dans cette partie du diagramme de phase. A cette époque, l'interprétation de ces données faisait émerger doucement l'idée d'une reconstruction de la surface de Fermi par un ordre en compétition.

Dans ce manuscrit, le but est d'approfondir cette réflexion à partir des mesures en champs intenses effectuées sur les composés $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. Les trois premiers chapitres donnent les

1. d'après l'article "Des champs magnétiques intenses pour sonder les supraconducteurs" de la revue Image de la Physique (2008)

bases et les méthodes qui permettent de mieux comprendre le reste du manuscrit.

Le premier chapitre est une introduction aux oscillations quantiques. Les bases fondamentales du liquide de Fermi et de la surface de Fermi y sont rappelées brièvement afin d'introduire le formalisme de Lifshitz-Kosevich. C'est à partir de ce formalisme que nos mesures seront analysées.

Le deuxième chapitre est une présentation générale des cuprates. Cette partie reprend d'une part la structure cristallographique en se focalisant sur les deux composés étudiés. D'autre part, elle détaille le diagramme de phase des cuprates déduit de différentes sondes expérimentales. Ceci nous amènera à parler de différents concepts théoriques proposés et ainsi d'amener le lecteur à la problématique "d'ordre en compétition" traitée dans la thèse.

Le troisième chapitre regroupe l'ensemble des techniques expérimentales utilisées dans cette thèse. Une première partie traite des informations relatives à la mesure expérimentale des échantillons en champ magnétique pulsé; la deuxième partie reprend les concepts d'analyse numérique qui servent à traiter les courbes et à extraire les informations physiques. Une part importante est dédiée à l'analyse des oscillations quantiques et permet de faire le lien avec ce qui a été vu dans le premier chapitre.

Les trois autres chapitres permettent de rentrer dans le coeur du sujet. Le quatrième chapitre présente l'ensemble des mesures d'oscillations quantiques effectuées sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Au regard de toutes ces mesures, une analyse approfondie du spectre oscillatoire est effectuée et une dépendance en dopage de la fréquence principale est déduite. Ces analyses vont être discutées, afin de proposer une topologie de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ qui convienne aussi à d'autres mesures expérimentales. Ce modèle de surface de Fermi sera argumenté par rapport aux différents scénarii de reconstruction existants.

Le cinquième chapitre présente des mesures de transport interplan à différentes températures et pour différents dopages de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Le but est de montrer qu'à basse température, un comportement métallique s'observe en champ magnétique, montrant la restauration d'un transport interplan cohérent. Un lien sera établi entre cette restauration de cohérence et la reconstruction de la surface de Fermi, afin de renforcer la validité du modèle de surface de Fermi proposé précédemment.

Le sixième chapitre présente des mesures en champ pulsé du composé $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. Ce cuprate a un intérêt fondamental majeur de part sa structure simple, sa haute température critique et son faible désordre. Une partie est consacrée à des mesures exploratoires d'aimantation par cantilever, effectuées dans le but de détecter la présence d'oscillations quantiques. Une deuxième partie traite des mesures d'effet Hall qui montrent un changement de signe à basse température comme dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Cette similarité amène une discussion sur la généralisation de la reconstruction de la surface de Fermi des cuprates sous-dopés en trous.

Rappels théoriques

Ce chapitre a pour but de rappeler les concepts nécessaires à la compréhension de cette thèse. Il va essentiellement aborder le concept de surface de Fermi et celui d'oscillations quantiques. Le but n'est pas de faire une revue, mais d'aborder succinctement les points nécessaires à la compréhension du manuscrit.

1.1 Rappels de physique du solide

Cette partie reprend les bases de physique du solide en s'inspirant des références [1, 2, 3, 4, 5].

1.1.1 Théorie des bandes

Pour modéliser les électrons dans un solide, il suffit de considérer un gaz de fermions sans interaction dans un potentiel périodique dans l'espace réel $U(\mathbf{r})$. La périodicité provient de la structure cristalline du solide et permet de définir la première zone de Brillouin dans l'espace réciproque ainsi que le réseau de Bravais dans l'espace réel à partir de la cellule unité. Les fonctions d'onde solution respectent cette périodicité et s'expriment sous la forme d'ondes de Bloch : $\Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \cdot e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ avec \mathbf{r} le vecteur position, \mathbf{k} le vecteur d'onde et $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ une fonction invariante par translation dans le réseau de Bravais. Ces fonctions d'onde sont invariantes par translation d'un vecteur du réseau réciproque \mathbf{K} et ont pour centre de symétrie l'origine du réseau réciproque. De ce fait, les relations de dispersions respectent les égalités suivantes :

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(-\mathbf{k}) \quad (1.1)$$

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{K}) \quad (1.2)$$

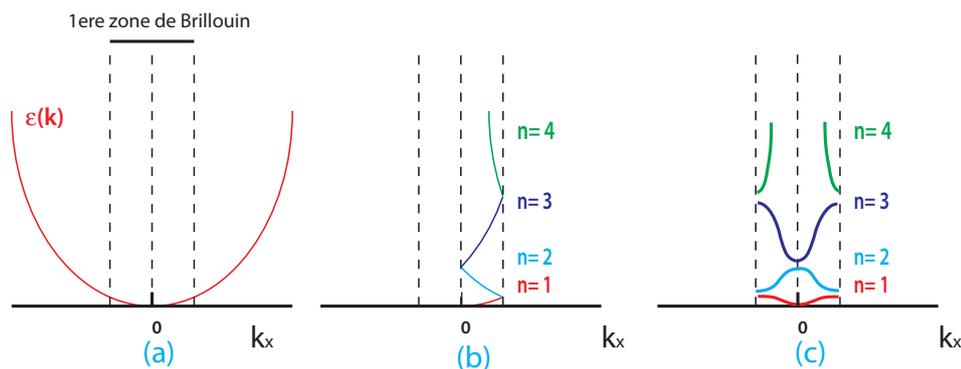


FIGURE 1.1 – (a) : Dispersion en énergie $\varepsilon(\mathbf{k})$ selon la direction k_x : schéma de bandes en zone étendue. (b) : Même dispersion $\varepsilon(\mathbf{k})$, en tenant compte des arguments de symétrie : schéma de bandes en zone réduite. Les bandes sont représentées par un indice n . (c) : Structure de bandes après levée de dégénérescence

La figure 1.1 (a) montre la relation de dispersion $\varepsilon(\mathbf{k})$ pour un système 1D. Pour toute valeur $\varepsilon(\mathbf{k})$ en dehors de la première zone de Brillouin, il est toujours possible de reporter cette énergie à un vecteur d'onde contenu dans la première zone de Brillouin. Les énergies possibles du système peuvent donc toutes être représentées dans la moitié de la première zone de Brillouin : on parle de repliement de bandes. La figure 1.1 (b) montre l'évolution de la structure de bandes sur une moitié de la première zone de Brillouin, une fois ces repliements effectués. Pour chaque vecteur d'onde \mathbf{k} , plusieurs énergies $\varepsilon_n(\mathbf{k})$ sont possibles. n est appelé indice de bande. La figure 1.1 (c) montre qu'en centre de zone et en bord de zone, des gaps s'ouvrent pour séparer ces bandes. Les états correspondants à ces bandes sont remplis en suivant une statistique de Fermi-Dirac. Le dernier niveau occupé est appelé niveau de Fermi (ou énergie de Fermi ε_F) et correspond au potentiel chimique μ .

A partir de cette structure de bandes (qui peut se calculer numériquement), il est possible de prévoir le comportement électronique du matériau. A température nulle, si ce niveau de Fermi correspond au dernier niveau d'une bande et qu'il existe un gap d'énergie avec la bande du dessus, alors le matériau est isolant. Si le niveau de Fermi est au milieu d'une bande, alors il est possible que des excitations électroniques de basse énergie existent, ce qui se traduit par un transport de charge et donc un comportement métallique.

1.1.2 Surface de Fermi

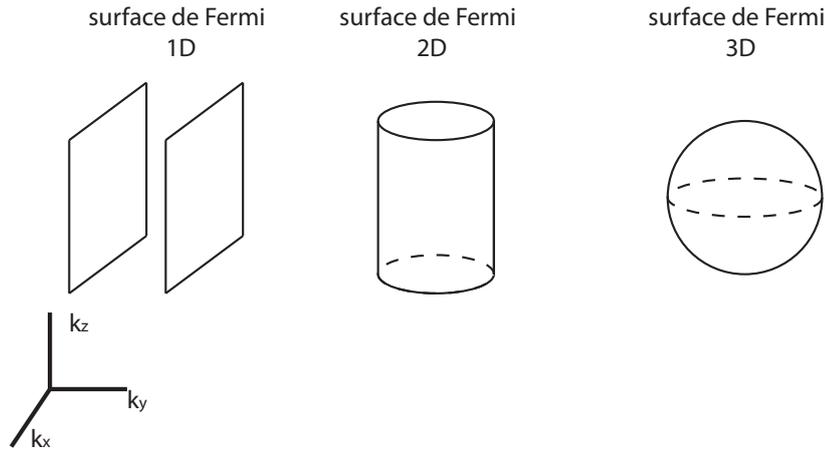


FIGURE 1.2 – Schéma de surface de Fermi ayant une topologie 1D, 2D et 3D.

L'ensemble des états de vecteur d'onde \mathbf{k}_F ayant une énergie ε_F représente la surface de Fermi. Ces états peuvent provenir d'une ou de plusieurs bandes. La topologie de cette surface de Fermi permet de déduire les propriétés électroniques du système. Entre autre, la vitesse de groupe d'un électron représenté par un train d'onde de vecteur d'onde \mathbf{k}_F , s'exprime sous la forme :

$$\mathbf{v}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} \varepsilon_F(\mathbf{k}) \quad (1.3)$$

Cette formule signifie que la vitesse moyenne sera orientée selon la normale à la surface de Fermi. La figure 1.2 montre des exemples de surfaces de Fermi à différentes dimensions. Dans le cas d'un système 1D, la surface de Fermi est constituée de 2 plans (et le transport se fait perpendiculairement à ces plans). Dans le cas d'un système 2D isotrope, la surface de Fermi est un cylindre (et le transport se fera dans toutes les

directions normales à l'axe de révolution). Pour un cas 3D, la surface de Fermi est une sphère de rayon k_F .

Il existe des cas intermédiaires quasi-1D et quasi-2D qui se traduisent par un gondolement supplémentaire (suivant la direction k_z par exemple). En terme de transport, la vitesse ne sera plus nulle suivant cette direction mais elle sera beaucoup plus faible par rapport aux autres, on parle de transport anisotrope. Dans cette thèse, nous serons amené à traiter de surfaces de Fermi de type quasi-2D.

1.1.3 Liquide de Fermi

Les systèmes étudiés dans cette thèse comportent de fortes corrélations électroniques qui ont été négligées dans la partie précédente. Pour en tenir compte, il faut rajouter un terme supplémentaire V dans le hamiltonien qui tient compte des corrélations électroniques et complexifie les calculs. Le tableau 1.1 résume les différences qui apparaissent entre un système d'électrons libres et un système où ces corrélations électroniques sont prises en compte (appelé liquide de Fermi). La fonction spectrale $A(\mathbf{k}, \omega)$ correspond à la densité électronique au vecteur d'onde \mathbf{k} et à l'énergie ω . Elle se déduit à partir de la fonction de Green $G(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n)$. La fonction de Green donne l'amplitude de probabilité qu'il y ait une particule de vecteur \mathbf{k} , de spin σ et d'énergie ω_n (et se déduit de l'équation d'évolution du hamiltonien).

	électrons libres	liquide de Fermi
fonction spectrale $A(\mathbf{k}, \varepsilon)$		
densité d'état		
Z_k	1	< 1
masse effective	m_e	m_e/Z
durée de vie	infinie	finie

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des propriétés d'un système d'électrons libres et d'un système d'électrons corrélés dans le cadre de la théorie du liquide de Fermi. Les électrons libres suivent une statistique de Fermi-Dirac ce qui implique, à $T = 0$, de remplir les niveaux en dessous du niveau de Fermi ($n(k) = 1$) et de laisser les niveaux supérieurs vides. Dans le cas des électrons corrélés, la densité d'état évolue différemment et l'on se retrouve avec une discontinuité de la densité d'état moins prononcée au niveau de Fermi (d'après [6]).

Dans le cas des électrons libres, la fonction spectrale est un pic de Dirac, $A_0(\mathbf{k}, \omega) = \delta(\omega - \varepsilon_k)$. La densité d'état à une énergie ω s'obtient en intégrant la fonction spectrale sur toutes les valeurs de \mathbf{k} . Dans cette situation, seuls les états en dessous de \mathbf{k}_F sont remplis et l'énergie de Fermi est clairement définie.

Dans le cas des systèmes corrélés, la fonction de Green s'obtient à partir de l'équation de Dyson,

$$G(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n) = G_0(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n) + G_0(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n) \cdot \Sigma(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n) \cdot G(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n) \quad (1.4)$$

où Σ est appelée self-énergie et correspond à la contribution de toutes interactions liées à la composante V du hamiltonien. G_0 est la fonction de Green du système sans interaction. La fonction spectrale s'exprime sous la forme d'une Lorentzienne,

$$A(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{-\Sigma''(\mathbf{k}, \omega)}{[\omega - \varepsilon_k - \Sigma'(\mathbf{k}, \omega)]^2 + [\Sigma''(\mathbf{k}, \omega)]^2} \quad (1.5)$$

avec $\Sigma'(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n)$ et $\Sigma''(\mathbf{k}, \sigma; i\omega_n)$, les parties réelles et imaginaires de la self-énergie.

La théorie du liquide de Fermi suppose que le terme contenu dans le dénominateur de la fonction $A(\mathbf{k}, \omega)$ peut se réécrire :

$$\omega - \varepsilon_k - \Sigma'(\mathbf{k}, \omega) \approx (1 - [\frac{\partial \Sigma'(\mathbf{k}, \omega)}{\partial \omega}]_{\omega=E_k - \mu})(\omega) + \dots \quad (1.6)$$

En d'autres termes, l'état fondamental du système de fermions corrélés se déduit de celui du système sans interaction. Les excitations ε_k sont remplacées par de nouvelles particules appelées quasi-particules indépendantes et d'énergie $E_k = \varepsilon_k - \Sigma'(\mathbf{k}, \omega)$. Par analogie au cas des électrons libres, le poids des quasi-particules $Z(\mathbf{k}) = (1 - [\frac{\partial \Sigma'(\mathbf{k}, \omega)}{\partial \omega}]_{\omega=E_k - \mu})^{-1}$ permet de déduire le temps de vie des quasi-particules via le taux de diffusion $\Gamma_k(\omega) = -Z(\mathbf{k}) \cdot \Sigma''(\mathbf{k}, \omega)$ ainsi que la masse effective $m^*/m_e = Z^{-1}$. Le concept de surface de Fermi reste donc utilisable dans les systèmes corrélés en considérant une renormalisation du poids spectral de quasi-particule $Z(\mathbf{k})$.

1.1.4 Signatures expérimentales d'un liquide de Fermi

Expérimentalement, une phase liquide de Fermi comporte une surface de Fermi. Cette surface de Fermi peut se déduire :

- des mesures d'oscillations quantiques (dont nous parlerons plus en détail par la suite)
- des mesures de spectroscopie de photo-émission résolues en angle (ARPES). Cette technique consiste à envoyer des photons de forte énergie ($\varepsilon_e \sim 20 \text{ eV}$) suivant une incidence \mathbf{k}_e sur la surface d'un échantillon afin d'exciter les états en dessous du niveau de Fermi. Ceci produit un photo-électron dont la direction \mathbf{k}_f et l'énergie ε_f sont analysées en sortie. Cette technique permet de déduire la fonction spectrale $A(\mathbf{k}, \omega)$ des états occupés, et donc la surface de Fermi.
- des mesures de dépendance angulaire de la magnétorésistance (AMRO). Cette technique consiste à placer un échantillon dans un champ magnétique statique et de mesurer sa résistance pour différentes orientations du champ magnétique. Pour les composés de basse dimensionnalité, ceci permet de faire apparaître des oscillations dont la position angulaire dépend de la topologie de la surface de Fermi.

Outre la surface de Fermi, un composé ayant un comportement de liquide de Fermi (et n'ayant qu'une bande) vérifie les aspects suivants :

- En optique, les mesures de conductivité présentent un pic de Drude à basse fréquence, qui se traduit par une divergence de l’amplitude spectrale à fréquence nulle, lorsque la température diminue.
- La résistivité a une dépendance quadratique en température : $\rho = \rho_0 + AT^2$, où ρ_0 est la résistivité résiduelle liée aux impuretés. A est un coefficient tenant compte de l’interaction électron-électron qui est proportionnel à $(m^*)^2$.
- La chaleur spécifique électronique C vérifie : $C/T = \gamma = \frac{m^* k_F k_B^2}{3\hbar^2}$. γ étant appelé coefficient de Sommerfeld.
- La susceptibilité de Pauli est indépendante de la température : $\chi = \frac{\mu_0 \mu_B m^* k_F}{\pi^2 \hbar^2}$
- La loi de Wiedemann-Franz est respectée à $T = 0$. C’est à dire que les quasi-particules transportent autant la chaleur que la charge. Ceci se traduit par un rapport de la conductivité thermique κ/T sur la conductivité électrique σ qui reste constant : $\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e^2} = L_0$, où $L_0 = 2.44 \times 10^{-8} \text{W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$ est le nombre de Lorentz.

1.1.5 Magnétotransport dans un liquide de Fermi

Les mesures de transport présentées dans cette thèse, sont effectuées en champ magnétique et reflètent la surface de Fermi du composé. Outre les oscillations quantiques, deux autres aspects vont donner des indications sur la topologie de la surface de Fermi :

- La magnétorésistance c’est à dire variation de résistance en fonction du champ magnétique
- L’effet Hall, qui correspond à la tension mesurée perpendiculairement à la fois au champ magnétique et au courant injecté.

1.1.5.1 Electron dans un champ magnétique

Avant de présenter les propriétés de magnétotransport, il est nécessaire de rappeler comment se comporte un électron soumis à un champ magnétique \mathbf{B} . D’un point de vue semi-classique, l’électron, de charge $-e$, d’énergie ε , de masse m_e peut être considéré comme un train d’onde de position \mathbf{r} et d’impulsion $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} = m_e \mathbf{v}$ (où \mathbf{k} est le vecteur d’onde et \mathbf{v} la vitesse de groupe). Cet électron est soumis à deux lois. La première est le principe fondamental de la dynamique appliqué aux électrons soumis à un champ magnétique \mathbf{B} ,

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.7)$$

et la deuxième est une loi cinématique,

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} \varepsilon \quad (1.8)$$

qui relie la vitesse de groupe à l’énergie. Dans le cas simple où le champ magnétique \mathbf{B} est suivant l’axe- z , il n’y aura pas de variation temporelle de \mathbf{k} suivant cette direction (de part le produit vectoriel). \mathbf{k} et \mathbf{v} vont évoluer dans un plan normal à \mathbf{B} . (\mathbf{k}' et \mathbf{v}' seront les notations des projections).

En intégrant l’équation 1.7 on obtient,

$$\mathbf{k}' = -\frac{e}{\hbar} (\mathbf{r}' \times \mathbf{B}) \quad (1.9)$$

Cette expression montre que dans le cas où l’énergie est constante, la trajectoire des électrons dans l’espace des moments se déduit de celle dans l’espace réel à un facteur d’échelle près ($\frac{\hbar}{eB}$) et en appliquant une rotation de $\pi/2$ autour de l’axe \mathbf{B} . La figure 1.3 illustre le mouvement d’un électron soumis à un champ magnétique \mathbf{B} dans l’espace réel et dans l’espace réciproque. Le mouvement hélicoïdal se décompose en

une translation suivant l'axe du champ magnétique (provenant de la composante p_z constante) et d'un mouvement orbital perpendiculaire au champ magnétique.

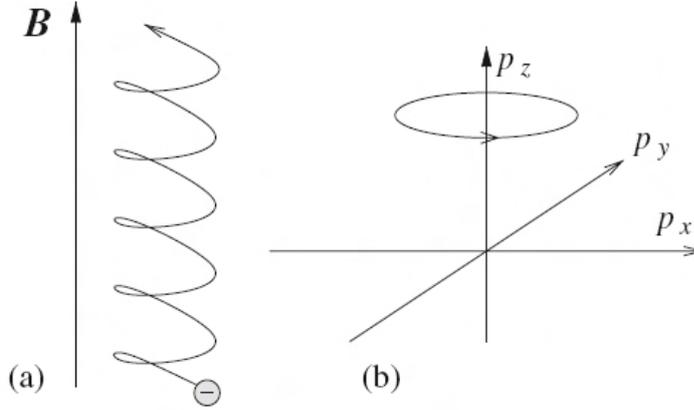


FIGURE 1.3 – (a) : Illustration de la trajectoire hélicoïdale de l'électron soumis à un champ magnétique dans l'espace réel. (b) : Trajectoire dans l'espace des moments (d'après [7]).

Puisque le travail de la force magnétique est nul, l'énergie de l'électron reste constante. Les orbites portent le nom d'orbites cyclotrons et dans le vide elles sont circulaires. Dans un solide, les électrons au niveau de Fermi ε_F vont suivre le contour de la surface de Fermi normal au champ magnétique. De ce fait, la forme de l'orbite cyclotron va dépendre de la forme de la surface de Fermi.

L'orbite cyclotron englobe une aire A dans l'espace des moments. A partir des équations de mouvement, il est possible de montrer que la vitesse de balayage de cette aire est constante et indépendante de la forme de l'orbite. De ce fait, il est possible de déduire une vitesse angulaire constante ω_c (appelée pulsation cyclotron), définie par :

$$\omega_c = \frac{eB}{\hbar^2} \cdot \frac{dE}{dA} \quad (1.10)$$

Dans le cas d'un électron libre, l'énergie est $\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$, ce qui donne $\omega_c = \frac{eB}{m_e}$. Dans un solide, l'expression est la même, en définissant la masse cyclotron effective par :

$$m_c = \frac{\hbar^2}{2\pi} \cdot \left(\frac{dA}{dE} \right) \quad (1.11)$$

1.1.5.2 Magnéto-résistance

L'effet de la force de Lorentz sur l'électron a une incidence sur les propriétés de transport et en particulier sur la résistivité. Dans le cas simple où l'orbite cyclotron est représentée par un cercle, il est possible de définir un rayon de courbure moyen $r_L = \hbar k_F / eB$, appelé rayon de courbure de Larmor. Si ce rayon est très grand par rapport au libre parcours moyen l alors l'électron ne sera que légèrement dévié de sa trajectoire. La variation de la résistivité ρ (à faible champ) sera quadratique en champ :

$$\frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} = \frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} \approx \frac{l^2}{r_L^2} \propto B^2 \quad (1.12)$$

Lorsque $r_L < l$, le moment des électrons va varier considérablement le long de la surface de Fermi. Pour estimer la magnétorésistance, il est nécessaire d'évaluer l'équation de Boltzmann pour calculer le tenseur de conductivité $\sigma_{\alpha\beta}$:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{2e^2\tau}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{df_0}{d\varepsilon} v_\alpha(\mathbf{p}) \overline{v_\beta(\mathbf{p})} d\mathbf{p} \quad (1.13)$$

α et β correspondent aux 3 axes possibles : x , y ou z ; f_0 est la distribution de Fermi, et $\overline{v_\beta(\mathbf{p})}$ est défini par :

$$\overline{v_\beta(\mathbf{p})} = 1/\tau \int_{-\infty}^0 v_\beta(\mathbf{p}, t) e^{-t/\tau} dt \quad (1.14)$$

où τ est la durée de vie de l'électron. Il n'y a pas de solution analytique pour un cas général de surface de Fermi. Il est néanmoins possible de déduire le comportement à fort champ de la magnétorésistance à partir de la topologie de la surface de Fermi.

Lorsque le champ magnétique est suffisamment important ($r_L \ll l$), l'électron effectue plusieurs orbites cyclotrons. Les composantes de vitesse perpendiculaires au champ oscillent très rapidement (par rapport au temps τ) et la valeur moyenne tend vers 0 au fur et à mesure que le champ magnétique augmente. En appliquant un champ magnétique le long de l'axe- z , le tenseur de conductivité prend la forme :

$$\sigma_{\alpha\beta}^{\text{closed}} = \sigma_0 \cdot \begin{pmatrix} \gamma^2 a_{xx} & \gamma a_{xy} & \gamma a_{xz} \\ -\gamma a_{xy} & \gamma^2 a_{yy} & \gamma a_{yz} \\ -\gamma a_{xz} & -\gamma a_{yz} & a_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

avec $\gamma = (\omega_c \tau)^{-1}$. Les coefficients a_{ij} permettent de tenir compte de l'anisotropie du matériau et $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$ est la conductivité à champ nul (n étant la densité d'état). En inversant la matrice, on obtient les résistivités ρ_{xx} , ρ_{yy} , ρ_{zz} qui saturent à fort champ.

Dans le cas d'une surface de Fermi ouverte, il est possible d'orienter le champ de telle sorte que la trajectoire de l'électron le long de la surface de Fermi ne produise pas d'orbite cyclotron fermée. En supposant que cette direction soit selon l'axe- x et que le champ magnétique soit suivant l'axe- z , alors la composante v_y de la vitesse dans l'espace réel, ne va plus osciller autour de 0 et la vitesse moyenne ne va plus tendre vers 0. Les conductivités σ_{yy} et σ_{yz} tendent vers des valeurs finies à fort champ et le tenseur de conductivité s'écrit :

$$\sigma_{\alpha\beta}^{\text{open}(x)} = \sigma_0 \cdot \begin{pmatrix} \gamma^2 a_{xx} & \gamma a_{xy} & \gamma a_{xz} \\ -\gamma a_{xy} & a_{yy} & a_{yz} \\ -\gamma a_{xz} & -a_{yz} & a_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

En inversant la matrice, la résistivité sature à fort champ pour ρ_{yy} et ρ_{zz} , mais pour ρ_{xx} une dépendance B^2 est attendue.

1.1.5.3 Effet Hall

L'effet Hall correspond à la tension perpendiculaire à la fois au courant et au champ magnétique. La résistivité de Hall vaut $\rho_{xy} = B/nq$ dans le cas d'une surface de Fermi sphérique. Cette linéarité en champ permet de définir la constante de Hall :

$$R_H = \frac{\rho_{xy}}{B} = \frac{1}{nq} \quad (1.17)$$

où n est la densité de porteur et q la charge des porteurs. Cette constante est indépendante de la température et du taux de diffusion. Elle permet d'obtenir le signe ainsi que la nombre de porteurs (dans le cas d'une seule poche isotrope).

Dans le cas où le système est constitué de plusieurs bandes de porteurs différents, la constante de Hall ne pourra plus donner le nombre de porteurs de chacune d'entre elles. Son signe va dépendre également de la mobilité ($\mu = e\tau/m$) et de la densité de porteur de chacune des poches. Nous serons amené à reparler de la modélisation de cet effet Hall à travers le modèle à deux bandes.

A noter qu'il existe deux approches qui peuvent mener à un signe de l'effet Hall différent des prédictions classiques. La première est une théorie [8] qui tient compte de la courbure de la surface de Fermi à 2D et qui a permis d'expliquer le signe négatif obtenu dans 2H – NbSe₂ (dont la structure de bandes prévoit des porteurs de type trou). La deuxième approche fait intervenir la physique des vortex. Un vortex est un mouvement circulaire de courant électrique autour d'un centre appelé coeur de vortex. Ces vortex apparaissent dans les supraconducteurs dans une certaine gamme de champ magnétique correspondant à un état appelé liquide de vortex. Le mouvement de ces vortex fait apparaître une tension de Hall qui n'a rien à voir avec celle provenant d'un liquide de Fermi. Nous retiendrons qu'une manière de distinguer cet effet est de suivre la dépendance de la tension de Hall en fonction du champ magnétique. La résistivité ρ_{xy} issue des vortex est proportionnelle à $1/B$ [9], contrairement à la contribution issue de l'état normal qui varie en B .

1.1.6 Ondes de densité : reconstruction de la surface de Fermi

Il peut arriver que la surface de Fermi mesurée soit différente de celle prédite par les calculs de structure de bandes. C'est le cas lorsqu'une transition de phase (structurale ou instabilité du gaz électronique) apparaît à une certaine température. On parle alors de reconstruction de la surface de Fermi. Nous serons amené à discuter de ce point particulier au regard de nos données. Pour mieux comprendre l'origine de ce phénomène, il est nécessaire de reprendre certaines bases concernant les ondes de densité.

1.1.6.1 Rappels sur la susceptibilité du gaz électronique

On parle d'onde de densité quand une densité (de charge ou/et de spin) est modulée spatialement. On parle alors d'onde de densité de charge et d'onde de densité de spin. La modulation périodique dans l'espace réelle peut se représenter par un vecteur d'onde \mathbf{Q} dans l'espace réciproque qui se mesure expérimentalement par diffraction de rayons X ou diffraction de neutrons.

Dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire, un système soumis à une perturbation extérieure $V(\mathbf{Q})$, aura une susceptibilité définie par :

$$\chi_0(\mathbf{Q}) = \frac{\delta\rho(\mathbf{Q})}{V(\mathbf{Q})} \quad (1.18)$$

où $\delta\rho(\mathbf{Q})$ est la modulation de la densité de charge ou de spin. Ceci se traduit par un déplacement d'une partie de la densité d'état au vecteur d'onde \mathbf{k} vers le vecteur $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$. Plus $\chi_0(\mathbf{Q})$ est grand, plus ce déplacement est important. Pour un système de dimension d , cette susceptibilité s'exprime sous la forme de la formule de Lindhart

$$\chi_0(\mathbf{Q}) = \int \frac{d^d\mathbf{k}}{2\pi^d} \frac{f(\mathbf{k}) - f(\mathbf{k}+\mathbf{Q})}{\varepsilon(\mathbf{k}) - \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q})} \quad (1.19)$$

où f est la fonction de Fermi-Dirac. L'intégrale se fait pour tous les vecteurs \mathbf{k} vérifiant $|\mathbf{k}| < |\mathbf{k}_F|$ et $|\mathbf{k}+\mathbf{Q}| > |\mathbf{k}_F|$. Les vecteurs d'onde \mathbf{k} représentent les états occupés et les états $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$ sont vides initialement. Pour un potentiel $V(\mathbf{Q})$ donné, si $\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q})$, la susceptibilité diverge.

En terme de surface de Fermi, la translation par un vecteur \mathbf{Q} s'apparente à un emboîtement (ou *nesting* en anglais) et la divergence de la susceptibilité sera d'autant plus marquée que l'emboîtement est important. La figure 1.4 montre les différents emboîtements possibles (en rouge) à partir des surfaces de Fermi de la figure 1.2. Pour un gaz électronique 1D, la surface de Fermi est définie par deux plans à \mathbf{k}_F et $-\mathbf{k}_F$, de ce fait il y aura divergence de la susceptibilité au vecteur d'onde $\mathbf{Q} = 2\mathbf{k}_F$: on parle d'emboîtement parfait. Pour un cylindre 2D, la translation par un vecteur $\mathbf{Q} = 2\mathbf{k}_F$ ne produit qu'un emboîtement partiel le long d'une droite (parallèle à l'axe de révolution du cylindre) et la susceptibilité montre une discontinuité à $\mathbf{Q} = 2\mathbf{k}_F$. Pour une sphère 3D, l'emboîtement ne se fait que sur un seul point de la surface de Fermi et la susceptibilité à $\mathbf{Q} = 2\mathbf{k}_F$ ne subit qu'une simple inflexion. La divergence de la susceptibilité n'est donc pas possible à 2D ou à 3D. Néanmoins il existe des cas, comme celui du chrome, où la surface de Fermi a une topologie telle qu'elle permet un emboîtement sur une portion non négligeable.

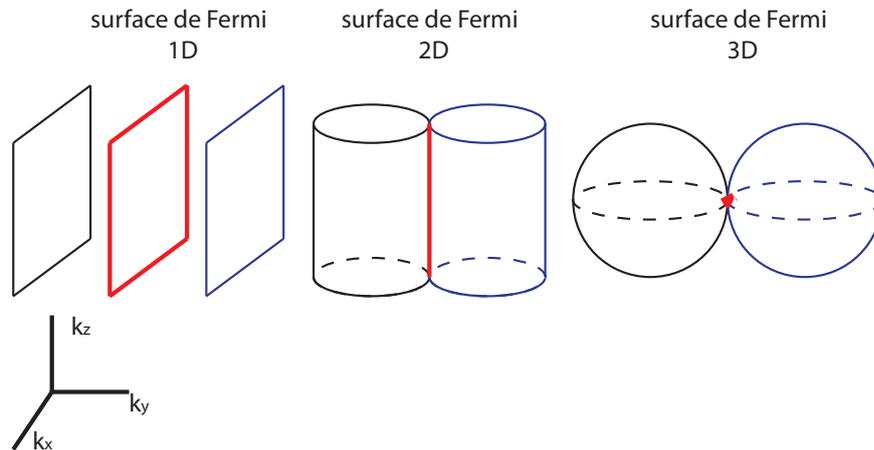


FIGURE 1.4 – Illustration des emboîtements de surfaces de Fermi ayant une topologie 1D, 2D et 3D, après translation par un vecteur $2\mathbf{k}_F$. Les surfaces de Fermi initiales sont en noir, celles traduites sont en bleu et les parties emboîtées sont en rouge.

1.1.6.2 Onde de densité de charge

L'origine des ondes de densité de charge provient de l'interaction avec les phonons (distorsion du réseau). Dans le cas 1D, la divergence de la susceptibilité au vecteur d'onde $2\mathbf{k}_F$ modifie l'état fondamental. La charge est modulée par une nouvelle périodicité de $2\mathbf{k}_F$, ce qui cause une dimérisation des charges de la chaîne 1D, comme illustré sur la figure 1.5. Ceci provoque l'ouverture d'un gap à $\pm\mathbf{k}_F$ et bloque le transport de charge. Cette transition métal-isolant porte le nom de transition de Peierls et fut observée pour la première fois dans TTF-TCNQ [10]. Expérimentalement, il est possible de caractériser la présence de ces ordres de charge (ou de la modulation associée) par des mesures de diffraction de rayons X, de neutrons ou de RMN.

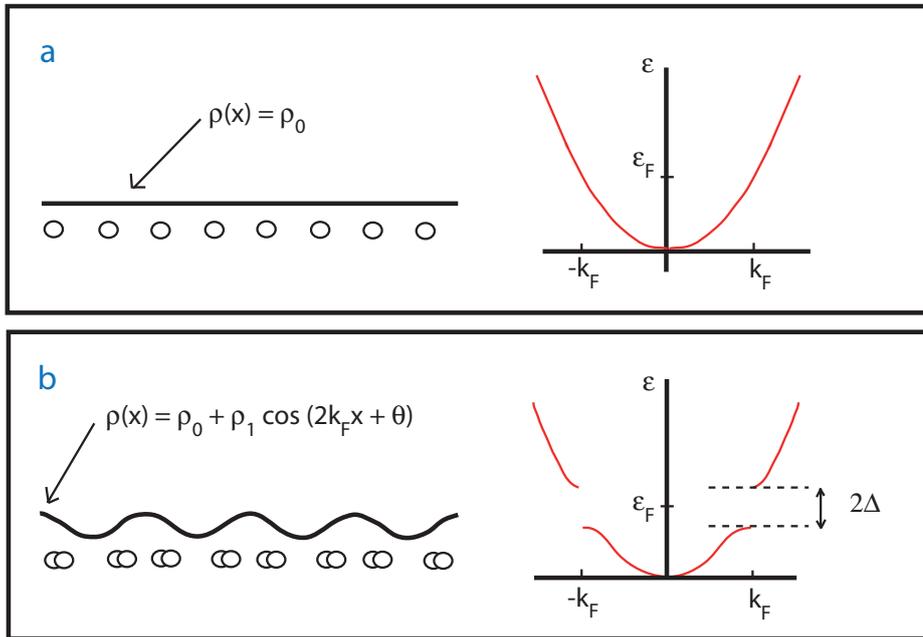


FIGURE 1.5 – (a) : Bande de conduction dans un cas 1D. La position des charges est représentée par des cercles régulièrement espacés, ce qui produit une densité de charge $\rho(x)$ uniforme le long de la chaîne. (b) : Bande de conduction dans un cas 1D en présence d'un ordre de charge (transition de Peierls). La charge est modulée le long de la chaîne. (Adapté de [11])

1.1.6.3 Onde de densité de spin

Dans un gaz électronique, il a été montré que l'état paramagnétique est toujours instable et amène à la formation d'une onde de densité de spin. [12]. Cette modulation apparaît lorsque les interactions électrostatiques sont trop importantes et ne favorisent plus l'onde de densité de charge.

L'instabilité de l'état paramagnétique (par rapport à l'onde de densité de spin) provient du surcote énergétique de l'interaction d'échange entre un électron d'un état occupé et d'un trou de spin anti-parallèle au voisinage du niveau de Fermi. L'état onde de densité de spin va donc coupler ces états séparés par un vecteur d'onde \mathbf{Q} , comme dans le principe d'emboîtement. Cependant, il n'y aura qu'une modulation du spin suivant ce vecteur d'onde et non une modulation de la charge.

Cette modulation du spin peut être vue comme la superposition de deux modulations de charge ayant respectivement les spins up et les spins down selon l'axe- x s'écrivent :

$$\begin{aligned}\rho_{up}(x) &= 1/2[\rho_0 + \rho_1 \cos(2k_F x + \phi)] \\ \rho_{down}(x) &= 1/2[\rho_0 + \rho_1 \cos(2k_F x + \phi + \Theta)]\end{aligned}$$

Pour $\Theta = \pi$, la densité de charge $\rho_{up} + \rho_{down}$ est uniforme et l'aimantation $\rho_{up} - \rho_{down}$ est modulée. L'onde de densité de spin se caractérise par des mesures de diffraction de neutrons ou des mesures de susceptibilité de spin par RMN, SQUID ou RPE. Les mêmes effets de reconstruction de surface de Fermi que ceux des ondes de densité de charge s'appliquent.

1.2 Oscillations quantiques

Le but de cette partie est de familiariser le lecteur aux oscillations quantiques. Certains aspects théoriques fastidieux seront mis de côté pour laisser place à des explications plus qualitatives. Le lecteur peut se référer à [5, 7, 13].

L'idée de ces oscillations a été évoquée pour la première fois en 1930 par Landau. La même année, de Haas et van Alphen observent dans le bismuth les premières oscillations quantiques de l'aimantation. Le caractère singulier du bismuth a rendu difficile la généralisation du phénomène et il a fallu attendre 1947 pour qu'il soit vu dans un autre métal (le zinc). Ces découvertes ont donné naissance à un nouveau pan de la physique appelé fermiologie qui porte sur la caractérisation des métaux (et de leur surface de Fermi) par les oscillations quantiques. D'un point de vue théorique, ceci a amené au développement de la formule analytique de Lifshitz-Kosevich (1955) qui décrit ces oscillations. D'un point de vue expérimental, le développement s'est fait grâce à l'amélioration de la qualité des matériaux, de la sensibilité des mesures, ainsi qu'à l'augmentation des champs magnétiques accessibles. La mesure d'oscillations quantiques, reste à ce jour, un outil puissant pour déduire la surface de Fermi d'un composé.

1.2.1 Les bases théoriques du phénomène

1.2.1.1 Quantification des niveaux d'énergie d'un électron

La condition de quantification de Bohr-Sommerfeld

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = (n + \gamma) \cdot h \quad (1.20)$$

permet d'introduire la quantification de l'énergie des électrons soumis à un champ magnétique. n est un entier et γ un nombre décimal entre 0 et 1. L'impulsion s'exprime par $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} - e\mathbf{A}$ où $\mathbf{B} = \mathbf{Rot}(\mathbf{A})$ est le potentiel vecteur du champ magnétique. Le terme de gauche de l'équation peut s'écrire

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = e \cdot \Phi, \quad (1.21)$$

où Φ est le flux magnétique. Dans l'espace réel, le flux magnétique est quantifié par quanta de valeur $\Phi_0 = h/(2e) \simeq 2.0678 \times 10^{-15} \text{ T} \cdot \text{m}^2$,

$$\Phi_n = \Phi_0 \cdot (n + \gamma). \quad (1.22)$$

De ce fait, à un champ magnétique donné, seules certaines valeurs d'aire de l'orbite cyclotron seront permises. Pour une valeur de champ magnétique B , l'aire correspondant à l'indice n vaudra

$$A_n = \frac{2\pi e B}{\hbar} (n + \gamma) \quad (1.23)$$

Cette relation est connue sous le nom de relation de Onsager¹. En intégrant de l'équation 1.10, l'énergie des électrons vaut

$$\varepsilon_n = \hbar \omega_c (n + \gamma) = \hbar \frac{eB}{m_c} (n + \gamma) \quad (1.24)$$

Les tubes représentant ces énergies ε_n sont appelés tubes de Landau. Pour retrouver l'énergie totale d'un électron, il faut ajouter également l'énergie cinétique ($\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_c}$) provenant de son déplacement suivant l'axe- z .

1. Une démonstration plus rigoureuse de cette relation est présentée en annexe

En pratique, cette quantification des énergies provoque un changement drastique de l'organisation des états occupés dans le système. La figure 1.6 (a) représente la projection d'une surface de Fermi 2D dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Les états occupés sont représentés par des petits cercles contenant deux flèches (deux états de spins). Les états vides correspondent aux cas où l'énergie est supérieure au niveau de Fermi. En appliquant un champ magnétique (figure 1.6 (b)), la surface de Fermi est toujours définie et la délimitation entre états vides et états occupés est toujours possible. En revanche, les états sont réorganisés sur les tubes de Landau dont l'énergie est quantifiée.

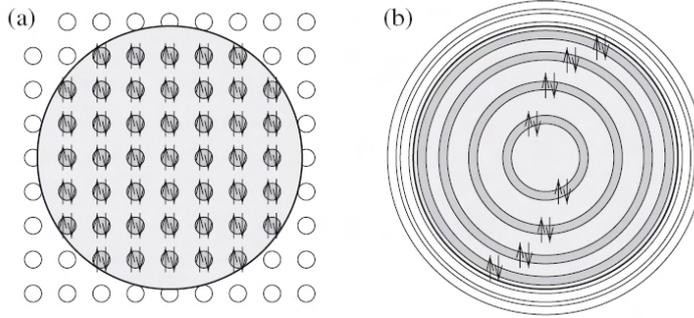


FIGURE 1.6 – Représentation schématique des niveaux occupés/vides dans l'espace des moments. (a) : En l'absence de champ magnétique, les moments correspondant aux états occupés sont tous ceux inclus dans la surface de Fermi. (b) : En présence d'un champ magnétique, les états occupés sont situés à la fois sur les niveaux de Landau et dans la surface de Fermi (d'après [7]).

1.2.1.2 Détermination de la densité d'état

La densité d'état électronique d'un gaz électronique s'exprime sous la forme,

$$N(\varepsilon) = \int_{PZB} \frac{d^N \mathbf{k}}{(2\pi)^N} A(\mathbf{k}, \varepsilon) \quad (1.25)$$

où $A(\mathbf{k}, \varepsilon)$ est la fonction spectrale et où l'intégrale se fait sur toutes les valeurs de \mathbf{k} contenues dans la première zone de Brillouin. Pour mettre en évidence la quantification en niveaux de Landau, il faut résoudre l'équation de Schrödinger, $H\Psi = \varepsilon\Psi$, d'un gaz d'électron libre soumis à un champ magnétique dans une boîte de dimension (L_x, L_y, L_z) . Par principe de correspondance, le hamiltonien sera $H = \frac{1}{2m_e}(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2$. La solution prend la forme d'un oscillateur harmonique,

$$\varepsilon.\psi(x, y, z) = \left[\frac{p_x^2}{2m_e} + \frac{1}{2}m_e\omega_c^2(x - x_0)^2 \right] \psi(x, y, z), \quad (1.26)$$

centré en $x_0 = -\frac{\hbar k_y}{eB}$, de pulsation $\omega_c = eB/m_e$ avec une fonction d'onde de la forme :

$$\psi(x, y, z) = \phi(x).exp(i(k_y.y + k_z.z)) \quad (1.27)$$

Le nombre de niveau accessible se déduit des conditions aux limites qui imposent les valeurs de k_y possibles ($k_y = p.2\pi/L_y$ avec p un entier). Comme l'origine de l'oscillateur harmonique doit se trouver dans la boîte ($x_0 < L_x$), p ne peut dépasser une valeur de $L_x.L_y.\frac{eB}{h}$. Chaque niveau de Landau aura donc une dégénérescence

$$g_{LL} = 2L_x L_y \frac{eB}{h} \quad (1.28)$$

Le facteur 2 provient des deux configurations de spin possibles. L'écart en énergie entre deux niveaux de Landau est $\hbar\omega_c$. La dégénérescence ne dépend pas non plus de l'indice du niveau, elle n'est proportionnelle qu'au champ magnétique. Sur une gamme d'énergie comprise entre ε et $\varepsilon + \hbar\omega_c$, il n'y aura qu'un seul tube, donc le nombre d'état sera g_{LL} . Sur cette même gamme d'énergie, à champs nul, un système 2D aura le même nombre d'état :

$$N(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon + \hbar\omega_c} n(\varepsilon) d\varepsilon = \hbar\omega_c \cdot g_{2D} = \hbar\omega_c \cdot \frac{2\pi}{h^2} \cdot m \cdot L_x \cdot L_y = g_{LL} \quad (1.29)$$

De ce fait, le champ magnétique ne modifie pas le nombre d'état permis mais les réorganise sur les niveaux de Landau.

1.2.1.3 Oscillation de la densité d'état électronique sous champ magnétique

Pour comprendre l'origine du phénomène oscillatoire, il faut calculer la densité d'état électronique à 3D. Puisque chaque tube de Landau porte une quantité g_{LL} d'état disponible, la densité d'état électronique à deux dimensions à l'énergie ε correspond à :

$$\rho_{2D}(\varepsilon) = g_{LL} \cdot \sum_n \delta(\varepsilon - \hbar\omega_c(n + 0.5)) \quad (1.30)$$

où n est l'indice du tube. Pour passer à la densité d'état complète à 3D, il faut tenir compte la dispersion selon l'axe- z . Selon cette direction, la densité d'état (à 1D) s'exprime comme

$$\rho_{1D}(\varepsilon_z) = L_z \cdot \sqrt{\left(\frac{2m}{h^2}\right)} \sum_n \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_z, n}} = L_z \cdot \sqrt{\left(\frac{2m}{h^2}\right)} \sum_n \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \hbar\omega_c(n + 0.5)}}$$

ce qui donne,

$$\rho(\varepsilon) = g_{LL} \cdot \rho_{1D} = \pi \cdot V \cdot \hbar \omega_c \cdot \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} \cdot \sum_n \delta(\varepsilon - \hbar\omega_c(n + 0.5)) \quad (1.31)$$

où $V = L_x \cdot L_y \cdot L_z$. Cette dernière formule montre des divergences de la densité électronique, chaque fois que l'énergie est un demi-entier de $\hbar\omega_c$. Dans un composé, cette divergence est atténuée car il faut tenir compte du temps de relaxation des électrons τ . En appliquant le principe d'incertitude de Heisenberg, il est possible de définir une énergie $\Delta\varepsilon \sim \hbar/\tau$ appelée largeur naturelle qui élargie les pics de Dirac. Pour observer des oscillations quantiques, il faut que la largeur d'un niveau de Landau soit inférieure à la distance entre deux niveaux : $\omega_c \tau \ll 1$.

Pour comprendre la périodicité en $1/B$ de ces oscillations, il suffit de reprendre la relation de Onsager. L'aire correspondant à la surface de Fermi, $A(\varepsilon_F)$ prend la forme : $A(\varepsilon_F) = (n + \gamma) \frac{2\pi e B_n}{h}$. En augmentant le champ magnétique de B_n à B_{n-1} , il est possible de faire passer le tube de Landau d'indice $n - 1$ au niveau de Fermi. L'aire de la surface de Fermi se re-écrit sous la forme : $A(\varepsilon_F) = (n - 1 + \gamma) \frac{2\pi e B_{n-1}}{h}$. De part ces égalités, on déduit que

$$1/B_n - 1/B_{n-1} = \frac{2\pi e}{\hbar A(\varepsilon_F)} \quad (1.32)$$

Le résultat de cette différence ne dépend pas de l'indice de Landau ce qui traduit un phénomène périodique en $1/B$ (caractérisé par une fréquence F exprimée en Tesla). Cette fréquence est reliée à l'aire extrême de la surface de Fermi $A(\varepsilon_F)$:

$$F = \frac{\hbar}{2\pi e} \cdot A(\varepsilon_F) \quad (1.33)$$

1.2.2 Formalisme de Lifshitz-Kosevich

La plupart des propriétés électroniques dépendent de la densité d'état électronique au niveau de Fermi. Nous venons de voir que cette quantité oscille en fonction de l'inverse du champ magnétique. La formule qui permet de rendre compte de ces phénomènes oscillatoires a été développé par Lifshitz et Kosevich en 1955 [14].

Dans sa formulation la plus générale, la formule de Lifshitz-Kosevich s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{G - G_0}{G_0} = \sum_p A(p) \cdot R_T(p) \cdot R_D(p) \cdot R_s(p) \cdot \sin(2\pi p (\frac{F_i}{B} - \gamma)) \quad (1.34)$$

G représente une grandeur comme la conductivité ou l'aimantation, et l'indice 0 la partie monotone de cette grandeur. Dans cette formule, le terme oscillatoire ($G - G_0$) est représenté par une somme de sinus de fréquence F (en Tesla) et de ses harmoniques p . La fréquence fondamentale F ($p = 1$) correspond à l'aire extrême englobée par les orbites cyclotrons perpendiculaires au champ magnétique. Les composantes $p \geq 2$ correspondent à des harmoniques dont l'amplitude est généralement faible par rapport au fondamental.

A et γ dépendent de la sonde et de la dimensionnalité de la surface de Fermi. L'aimantation est une grandeur thermodynamique et donc les oscillations quantiques dépendent directement du potentiel thermodynamique. Dans le cas du transport, il est nécessaire de faire intervenir des approximations sur le taux de diffusion τ . Cependant, il a été montré que ces oscillations pouvaient être décrites de manière satisfaisante en considérant que la probabilité de diffusion est proportionnelle à la densité d'état au niveau de Fermi $D(\varepsilon_F)$ (règle d'or de Fermi). Cette variation de densité d'état sous champ est également reliée à la variation de l'aimantation par la relation :

$$\Delta D(\varepsilon_F) \propto (\frac{m_c B}{F})^2 \frac{\partial \Delta M}{\partial B} \quad (1.35)$$

Parmi les différentes formulations, le produit du terme A et de la composante oscillatoire, peuvent s'écrire suivant les cas 2D ou 3D et suivant si il s'agit d'une courbe d'aimantation (M) ou de transport (σ) :

$$A^{\sigma, 3D} = \frac{m_c B^{1/2}}{(S'')^{1/2}} \cdot \cos[2\pi(\frac{F}{B} - \frac{1}{2}) \pm \frac{\pi}{4}] \quad (1.36)$$

$$A^{M, 3D} = (\frac{e}{2\pi\hbar})^{3/2} \frac{S B^{1/2}}{\pi^2 m_c (S'')^{1/2}} \cdot \sin[2\pi(\frac{F}{B} - \frac{1}{2}) \pm \frac{\pi}{4}] \quad (1.37)$$

$$A^{M, 2D} = -(\frac{e}{2\pi\hbar}) \frac{S}{\pi^2 m_c d} \cdot \sin[2\pi(\frac{F}{B} - \frac{1}{2})] \quad (1.38)$$

Les principales différences sont le déphasage de $\pi/2$ entre transport et aimantation ainsi que la dépendance en champ de l'amplitude des oscillations quantiques. On appelle souvent les oscillations mesurées en aimantation, les oscillations de de Haas-van Alphen, et celles mesurées en transport les oscillations de Shubnikov-de Haas.

Le terme R_T , appelé facteur de réduction thermique, décrit l'évolution en température de l'amplitude des oscillations et s'exprime comme :

$$R_T(p) = \frac{\frac{p \cdot X \cdot T \cdot m_c}{B}}{\sinh(\frac{p \cdot X \cdot T \cdot m_c}{B})} \simeq 2 \exp(\frac{-p \cdot X \cdot T \cdot m_c}{B}) \quad \text{avec } X = \frac{2\pi^2 k_B m_e}{\hbar e} \sim 14.694 (T \cdot K^{-1}) \quad (1.39)$$

où m_c est la masse cyclotron (exprimée en unité de masse de l'électron libre m_e), k_B la constante de Boltzmann, T la température. Ce terme de réduction prend en compte la statistique des électrons. La densité d'état passe d'un delta à ε_F (à $T = 0$) à une Lorentzienne de largeur $\delta\varepsilon_F \sim k_B T$ (à température finie) ce qui engendre une atténuation de l'amplitude des oscillations quantiques. En outre, si la distance entre deux niveaux de Landau successifs $\hbar\omega_c$ n'est pas suffisamment grande par rapport à $k_B T$ alors le phénomène oscillatoire ne sera plus visible, ce qui donne comme critère d'observation des oscillations : $\hbar\omega_c \gg k_B T$.

Le terme R_D est appelé terme de Dingle et vaut

$$R_D(p) = \exp\left(-\frac{p \cdot X \cdot T_D \cdot m_b}{B}\right) \quad (1.40)$$

avec m_b la masse de bande déduite des calculs de structure de bandes (c'est à dire sans tenir compte des interactions électron-électron et électron-phonon). Par analogie avec le terme R_T , il est possible de définir une température de Dingle $T_D = \frac{\hbar}{2\pi k_B \tau}$ où τ est le temps de relaxation. Ce terme prend en compte les effets liés à la diffusion élastique et donc implicitement à la qualité des échantillons. Un autre critère d'observation des oscillations quantiques s'écrit sous la forme : $\omega_c \tau \gg 1$.

Le terme R_s correspond au terme d'atténuation lié au spin. Il est lié à l'effet Zeeman qui produit un écart en énergie entre les électrons de spin up et ceux de spin down sous l'effet d'un champ magnétique. L'écart est noté $\Delta\varepsilon = g\mu_B B$, où g est le facteur de Landé et $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ est le magnéton de Bohr. Un déphasage

$$\phi = 2\pi \frac{\Delta\varepsilon}{\hbar\omega_c} \quad (1.41)$$

va apparaître entre les composantes oscillatoires de ces deux sous-niveaux de Landau. En re-écrivant la somme des composantes oscillatoires

$$\frac{1}{2}(\cos(2\pi \cdot p \cdot \frac{F}{B}) + \cos(2\pi \cdot p \cdot (\frac{F}{B} + \phi))) = \cos(2\pi \cdot p \cdot \frac{F}{B}) \cdot \cos(\pi \cdot p \cdot \phi) \quad (1.42)$$

ce déphasage correspond à une modulation de l'amplitude des oscillations par un facteur :

$$R_s(p) = \cos(\pi \cdot p \cdot \phi) = \cos\left(\frac{\pi \cdot p \cdot g \cdot m^*}{2m_e}\right) \quad (1.43)$$

Dans le cas d'un électron libre, $g \approx 2$ et $\Delta\varepsilon \approx \hbar\omega_c$ et donc R_s vaut $(-1)^p$. Un calcul plus rigoureux montre que la masse m^* utilisée dans cette expression n'est pas sensée tenir compte de l'interaction électron-phonon [15]. Dans la formule, cette masse est donc remplacée par une masse de spin $m_s = \frac{m^*}{1+\lambda}$ où λ est le facteur de couplage électron-phonon.

L'interaction électron-électron est prise en compte dans le terme g et/ou dans la masse suivant la formulation. Ceci explique que les valeurs de g déduites puissent être différentes des valeurs déduites des mesures de résonance électronique de spin (ESR) pour lesquels les corrélations ne sont pas prises en compte.

Ce facteur R_s ne dépend pas du champ. Nous verrons par la suite que la détermination du coefficient $g \cdot m_s$ peut se faire par des mesures d'oscillations quantiques à différentes orientations du champ magnétique.

1.2.3 Extensions et déviations

1.2.3.1 Multiplicité des fréquences : cas des matériaux quasi-2D

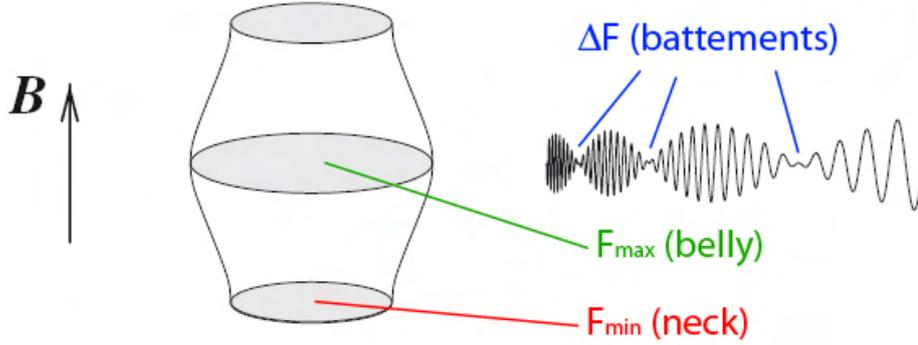


FIGURE 1.7 – **A gauche** : Illustration d'une surface de Fermi quasi-2D comprenant les deux fréquences caractéristiques 'neck' et 'belly'. **A droite** : Oscillations quantiques (tracées en fonction de B) correspondant à cette poche. On peut voir le battement évoqué dans le texte (d'après [7]).

La figure 1.7 montre le schéma d'une surface de Fermi quasi-2D. Elle est composée de deux aires extrémales : un cou (*neck*) et un ventre (*belly*). Deux fréquences F_{min} et F_{max} correspondent à ces deux aires. Dans les mesures d'oscillations quantiques, la somme des deux fréquences correspondant à ces deux aires fait apparaître un battement comme illustré sur la figure 1.7. Les noeuds de ces battements apparaissent périodiquement avec une fréquence $\Delta F = F_{max} - F_{min}$. La différence de fréquence ΔF est reliée à l'intégrale de saut t_{\perp} dans la direction perpendiculaire au plan conducteur.

$$\frac{4t_{\perp}}{\varepsilon_F} = \frac{\Delta F}{F} \quad (1.44)$$

F correspond à la valeur moyenne des deux fréquences $F = (F_{max} + F_{min})/2$. Pour observer ce battement, il faut théoriquement que le gondolement soit plus grand que l'écart des niveaux de Landau, ce qui se traduit par :

$$W_{\perp} \equiv 4t_{\perp} > \hbar\omega_c \quad (1.45)$$

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

$$A_1 \sin(2\pi F_{max}/B) + A_2 \sin(2\pi F_{min}/B) \sim A_3 \sin(2\pi F/B) \cdot R_W \quad (1.46)$$

En particulier, dans les mesures de transport selon l'axe- c , R_W prend la forme d'une fonction de Bessel,

$$R_W = J_0\left(2\pi \frac{2t_{\perp}}{\hbar\omega_c}\right) = J_0\left(2\pi \frac{\Delta F}{2B}\right) \quad (1.47)$$

En effectuant une dépendance angulaire des fréquences des oscillations quantiques, on peut distinguer le cas où deux fréquences sont issues de deux poches différentes ou si les deux fréquences sont issues d'une même poche quasi-2D.

1.2.3.2 Dépendance Angulaire

En changeant la direction du champ magnétique appliqué, pour une surface de Fermi sphérique, le spectre des oscillations reste inchangé. Dans le cas d'une surface 2D, l'aire extrême varie en $1/\cos(\theta)$ et donc la fréquence évolue en $F(\theta) = F(\theta = 0^\circ)/\cos(\theta)$, avec θ l'angle formé entre l'axe du champ magnétique et l'axe de révolution du cylindre.

Dans le cas quasi-2D, les deux fréquences correspondant aux deux aires extrêmes ainsi que la différence de fréquence ΔF , varient de façon non-monotone en 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 suivant l'axe- z), il est possible de définir des valeurs d'angle où ΔF s'annule et où le battement disparaît comme illustré sur la figure 1.8. Ces angles sont appelés angles de Yamaji [16] et sont définis par :

$$\theta_Y = \arctan\left(\frac{\pi(r - 0.25)}{ck_F}\right) \quad (1.48)$$

avec k_F le vecteur d'onde de Fermi moyen et r étant un entier.

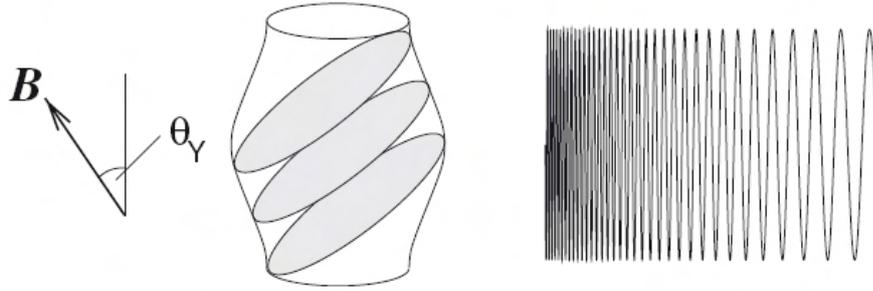


FIGURE 1.8 – Illustration du concept d'angle de Yamaji. La même surface de Fermi gondolée que dans la figure 1.7 est considérée. Les surfaces extrêmes perpendiculaires au champ magnétique ont toutes la même aire ce qui se traduit par une seule fréquence dans les oscillations (d'après [7]).

Pour une surface de Fermi quasi-2D, l'amplitude des oscillations quantiques peut également varier suivant l'angle. Cette évolution provient du terme d'atténuation lié au spin, R_s . En repartant de la formule du déphasage ϕ de l'équation 1.41, le fait d'incliner le champ d'un angle θ ajoute un facteur $\cos(\theta)$ dans le terme $\hbar\omega_c$. Le terme R_s devient

$$R_s(p) = \cos(p\pi\phi) = \cos\left(\frac{p \cdot \pi \cdot g \cdot m_s}{2m_e \cdot \cos(\theta)}\right) \quad (1.49)$$

et s'annule pour un angle θ_k tel que :

$$\cos(\theta_k) = \frac{p \cdot g \cdot m_s}{(2k + 1)m_e} \quad (1.50)$$

avec k un entier relatif. Cet angle est appelé angle de spin-zéro, permet de déterminer le produit $g \cdot m_s$. À noter qu'en passant un angle de spin zéro la phase des oscillations change de π .

1.2.4 Phénomènes oscillatoires supplémentaires

1.2.4.1 Rupture magnétique

Si dans l'espace des moments, deux bandes sont séparées par un petit gap Δ_g , alors il est possible que l'électron passe d'une bande à l'autre par effet tunnel. On appelle ce phénomène la rupture magnétique (*magnetic breakdown*). La probabilité de passage par effet tunnel Y est définie par la relation :

$$Y = \exp(-B_{MB}/B) \quad (1.51)$$

avec B_{MB} le champ de rupture magnétique défini par

$$B_{MB} \approx \frac{m_c \Delta_g^2}{e\hbar \varepsilon_F} \quad (1.52)$$

dans le cas d'une bande parabolique. Si la probabilité de passage par effet tunnel est suffisamment grande (ce qui se produit lorsque $B \gg B_{MB}$), d'autres trajectoires fermées peuvent être décrites par l'électron, ce qui engendre d'autres fréquences dans le spectre des oscillations quantiques. La figure 1.9 (gauche) montre une surface de Fermi constituée de bandes 1D et de poches 2D (notées α). Les jonctions possibles par effet tunnel sont notées par les chiffres 1, 2, 3, 4. Si la probabilité de passage est suffisamment grande l'électron peut ainsi décrire une grande orbite β . La figure 1.9 (droite) montre le spectre oscillatoire de $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ [17] avec la présence de ces deux fréquences.

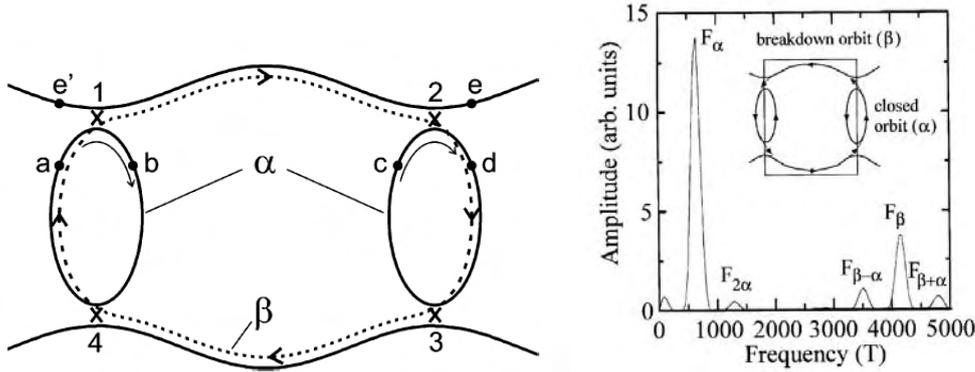


FIGURE 1.9 – **A gauche** : Illustration du chemin de rupture magnétique correspondant à la fréquence β (en pointillé) à travers un exemple de surface de Fermi (d'après [5]). **A droite** : Spectre oscillatoire de $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ respectant cette topologie de surface de Fermi (d'après [17]).

Un formalisme a été établi pour décrire ce phénomène de rupture magnétique et il est possible de quantifier les valeurs de fréquence et d'amplitude en tenant compte des probabilités de passage au niveau des jonctions [18]. La conservation des particules implique un déphasage de $\pi/2$ lorsque l'onde est transmise à travers la jonction et aucun déphasage si l'onde est réfléchi. Il est possible de définir les amplitudes respectives de transmission $i\nu$ (avec $\nu = \sqrt{Y}$) et de réflexion $\xi = \sqrt{1-Y}$. La formule de Lifshitz-Kosevich s'écrit alors

$$R_T.R_D.R_{MB}.\cos\left(2\pi\left(\frac{F}{B} + \phi\right)\right) \quad (1.53)$$

R_T et R_D correspondent aux termes d'atténuation liés à la température et à la température de Dingle. F une fréquence correspondant à la nouvelle orbite. ϕ est un terme de phase supplémentaire de la forme,

$$\phi = \frac{1}{\hbar e B} \int p_x dp_y \quad (1.54)$$

qui permet de tenir compte de la condition de Bohr-Sommerfeld. L'évolution en champ s'exprime sous la forme : $R_{MB} = (i\nu)^{l_t} \xi^{l_r}$, avec l_t et l_r , le nombre de transmission et de réflexion nécessaires.

Le phénomène de rupture magnétique permet d'avoir des orbites plus complexes qui font intervenir plusieurs fois la même jonction et générant ainsi des combinaisons de fréquences de la forme $F_\beta + n.F_\alpha$. Par exemple, il est possible d'obtenir la fréquence $F_\beta + F_\alpha$ en passant par les chemins 1-2-d-3-c-2-d-3-4-a de la figure 1.9.

1.2.4.2 Interférences quantiques

Cette théorie a été proposée pour expliquer la présence d'une fréquence lente dans la magnétorésistance du magnésium. Cette fréquence ne correspond à aucune orbite cyclotron et l'amplitude des oscillations est quasi-indépendante entre 1.5 K et 4.2 K [19]. Le principe s'inspire des interféromètres optiques où un faisceau lumineux est divisé en deux puis réuni en sortie. Suivant les différences de chemins parcourus par les deux ondes, l'amplitude du faisceau en sortie sera modulée (et pourra même s'annuler). Ici l'interférence provient du caractère ondulatoire des électrons.

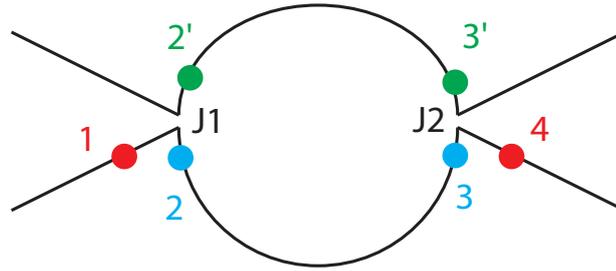


FIGURE 1.10 – Illustration du principe d'interférences quantiques.

La figure 1.10 montre deux chemins sur lesquels les électrons (soumis à un champ magnétique) peuvent se déplacer. Les électrons peuvent passer par effet tunnel d'un chemin à l'autre au niveau des jonctions notées J1 et J2. De ce fait, pour qu'une onde se propage du site 1 au site 4, deux parcours sont possibles : 1-2-3-4 et 1-2'-3'-4.

Au niveau des jonctions, les probabilités de passage et les termes de phase supplémentaires de l'onde sont les mêmes que ceux décrits dans la partie sur la rupture magnétique. La propagation de l'onde entre les sites 2 et 3 ajoute un déphasage de ϕ_{23} et la propagation entre les sites 2' et 3' ajoute un déphasage de $\phi_{2'3'}$. Ce déphasage est lié au potentiel vecteur \mathbf{A} et vaut

$$\phi = \frac{e}{\hbar} \int_L \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} \quad (1.55)$$

où L correspond à la distance parcourue. Les fonctions d'onde relatives aux deux chemins valent :

$$\gamma_1 = \langle 1|2 \rangle \langle 2|3 \rangle \langle 3|4 \rangle = \xi^2 \exp(i(\phi_{23})) \quad (1.56)$$

$$\gamma_2 = \langle 1|2' \rangle \langle 2'|3' \rangle \langle 3'|4 \rangle = -\nu^2 \exp(i(\phi_{2'3'})) \quad (1.57)$$

La probabilité que l'onde se propage du site 1 au site 4 est donnée par :

$$P_{1-4} = (\gamma_1^* + \gamma_2^*) \cdot (\gamma_1 + \gamma_2) = \gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_1 \gamma_2^* + \gamma_2 \gamma_1^* \quad (1.58)$$

Les deux derniers termes correspondent à l'interférence quantique

$$\gamma_1 \gamma_2^* + \gamma_2 \gamma_1^* \propto \cos(\phi_{23} - \phi_{2'3'}) \quad (1.59)$$

D'après la formule 1.55 , $\phi_{23} - \phi_{2'3'} = \frac{e}{\hbar} \cdot B \cdot S$ où S est la surface fermée décrite par le parcours 2-3-3'-2'. Le facteur d'échelle $(\frac{\hbar}{eB})^2$ permet de déduire que l'aire décrite dans l'espace des moments sera proportionnelle à $1/B$ et ainsi de faire apparaître des oscillations périodiques en $1/B$.

Bien que n'étant pas proprement parlé un phénomène d'oscillation quantique, les dépendances en champ et en température y ressemblent. La dépendance en température est de la même forme que le facteur R_T . Elle se déduit de la dépendance en énergie du terme $\phi_{23} - \phi_{2'3'}$. Dans le cas où l'interférence quantique fait intervenir deux orbites cyclotrons, l'amortissement suit une loi en $X/\sinh(X)$ comme dans les oscillations quantiques ; avec une masse effective égale à la différence des masses associées à ce deux orbites. La masse associée à cette interférence est généralement faible, ce qui permet d'observer des oscillations à plus haute température que des oscillations de Shubnikov - de Haas. 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.

Etat de l'art des cuprates

2.1 Historique et mise en contexte

Plus de 25 ans après leur découverte, les supraconducteurs à haute température critique suscitent toujours beaucoup d'intérêt car nombre d'entre eux ont une température critique qui dépasse le seuil fatidique de la température d'ébullition de l'azote liquide, permettant d'envisager des applications à moindre frais. Le premier cuprate $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ fut découvert en 1986 avec une température critique de 30 K [20]. Durant les années qui suivirent cette découverte, de nombreux autres cuprates furent synthétisés. A l'heure actuelle, la température critique maximale est de 164 K pour $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ sous pression [21]. Outre leur supraconductivité non-conventionnelle, ces matériaux ont un diagramme de phase riche. L'une des grandes difficultés dans la compréhension des cuprates vient du fait que la supraconductivité à haute température critique se développe entre une phase isolant de Mott où les corrélations sont très fortes et une phase liquide de Fermi.

La bibliographie de ces cuprates étant très dense tant d'un point de vue expérimental que théorique, nous avons choisi de privilégier les faits marquants ainsi que les aspects nécessaires à la bonne compréhension du reste du manuscrit. Nous commencerons par décrire la structure de ces matériaux. Nous verrons dans une deuxième partie qu'il est possible de considérer l'ensemble de ces cuprates dans un seul diagramme de phase générique. Les différentes phases y sont présentées et nous nous attarderons plus spécifiquement sur l'une d'entre elles encore mal comprise, le pseudogap. Enfin nous discuterons des principales approches théoriques proposées.

2.2 Présentation du matériau

2.2.1 Structure cristallographique

Le terme de cuprate fait référence aux plans de CuO_2 qui les constituent. Ces plans s'étendent suivant les directions cristallographiques a et b . Les plans conducteurs sont séparés par d'autres plans généralement isolants et servant de réservoir de charge. C'est en jouant sur la composition de ces plans isolants et sur le nombre de plans CuO_2 par maille élémentaire que l'on différencie les cuprates entre eux.

La figure 2.1 illustre les structures cristallographiques de certains de ces cuprates : $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Y-123) et $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ (Hg-1201) qui seront étudiés dans cette thèse, ainsi que deux autres cuprates à base de mercure. Le nombre de plans CuO_2 par maille élémentaire varie en fonction des composés : 2 pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ et de 1 à 3 pour les composés au mercure présentés. En règle générale, au sein d'une même famille de cuprate, plus la maille élémentaire contient de plans CuO_2 et plus le cuprate aura une T_c élevée : $T_c = 95$ K pour Hg-1201, $T_c = 120$ K pour Hg-1212 et $T_c = 130$ K pour Hg-1223. Néanmoins au-delà de 3 plans conducteurs par maille élémentaire, ceci n'est plus vrai.

D'autres types d'atome sont également présents dans ces structures. En général, dans les cuprates se trouve au moins un atome de la couche d ou f (mercure, yttrium, lanthane, ...). On note que la présence des oxygènes ne se limite pas aux plans conducteurs. Certains sont situés dans les plans adjacents

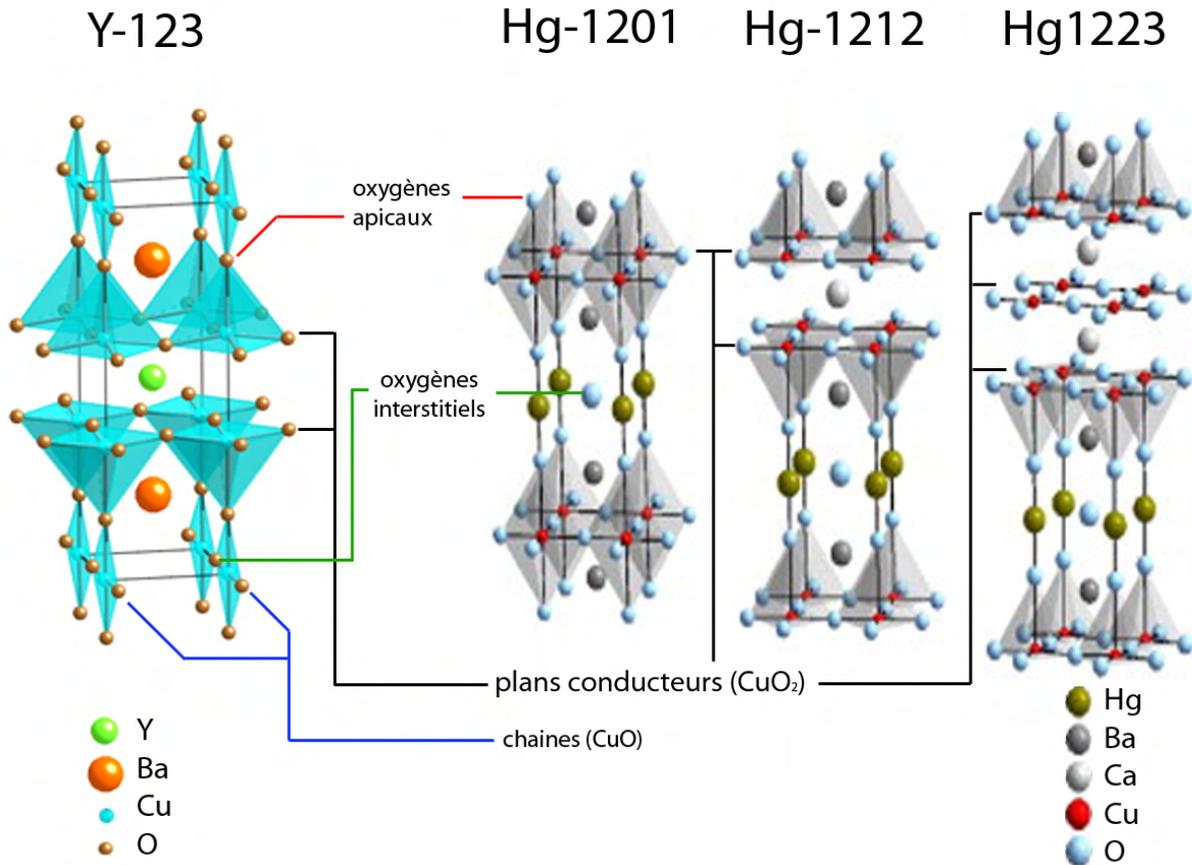


FIGURE 2.1 – Structures cristallographiques de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Y123) (d'après [22]) et de trois cuprates à base de mercure comportant respectivement 1, 2 et 3 plans conducteurs par maille élémentaire

aux plans conducteurs pour former (avec les oxygènes du plan conducteur) des structures pyramidales ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) ou/et tétraédrales ($\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$). Ces oxygènes sont appelés oxygènes apicaux car ils sont situés au dessus de l'atome de cuivre. Des atomes d'oxygène peuvent également se placer dans les sites interstitiels. Dans le cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, ces atomes donnent naissance à des chaînes CuO. Dans les composés à base de mercure, les atomes d'oxygène se placent dans les plans où se situent les atomes de mercure.

2.2.2 Structure électronique : exemple de La_2CuO_4

Nous nous intéressons tout d'abord à la structure d'un composé parent des cuprates : La_2CuO_4 . La neutralité de charge impose les structures atomiques suivantes :

- La^{3+} : $[\text{Xe}]$
- O^{2-} : $[\text{He}]2s^22p^6$
- Cu^{2+} : $[\text{Ar}]3d^9$

La figure 2.2 (gauche) illustre la structure électronique d'un plan CuO_2 . Le champ cristallin issu de l'environnement tétraгонаl des oxygènes a pour effet de lever la dégénérescence des niveaux de Cu^{2+} en

deux sous-niveaux e_g (pour les orbitales $d_{x^2-y^2}$ et $d_{3z^2-r^2}$ qui pointent vers les atomes d'oxygène) et t_{2g} (pour les orbitales d_{xy} , d_{xz} , d_{yz} qui pointent entre les atomes d'oxygène). Compte tenu de l'élongation du tétraèdre dans les directions des oxygènes apicaux, une deuxième levée de dégénérescence augmente l'énergie de l'orbitale x^2-y^2 . Le recouvrement de cette dernière orbitale avec l'orbitale σ de O^{2-} (c'est-à-dire p_x ou p_y suivant l'orientation) va engendrer la formation d'une bande liante et d'une bande anti-liante. Le niveau de Fermi est situé au milieu de la bande anti-liante. La structure électronique prévoit ainsi un état métallique à demi-remplissage.

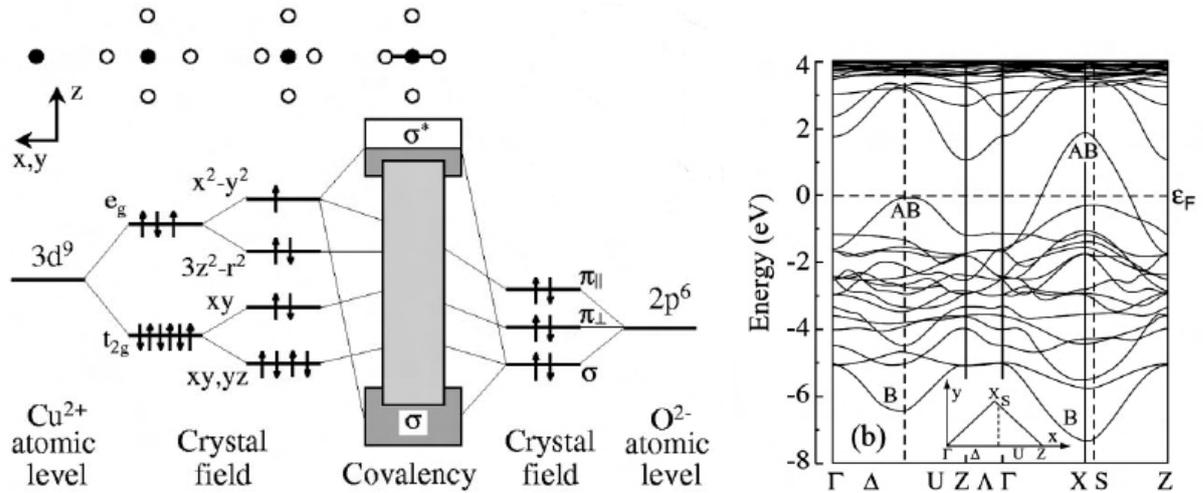


FIGURE 2.2 – **A gauche** : Schéma des levées de dégénérescence et des couplages entre orbitales du cuivre et de l'oxygène des plans conducteurs (d'après [23]). **A droite** : Structure de bandes calculée pour La_2CuO_4 (d'après [24]).

Cette vision, quoi que simpliste, permet de montrer le caractère covalent des liaisons entre cuivre et oxygène dans les plans conducteurs. Elle reste valide même dans les calculs de structure de bandes dont un exemple est montré figure 2.2 (droite). Sur cette figure sont représentées les deux bandes σ liante (notée B) et anti-liante (notée AB) évoquées précédemment, ainsi que les autres bandes issues de l'hybridation des orbitales du cuivre et de l'oxygène. Le niveau de Fermi se trouve bien au milieu de la bande anti-liante, ne coupe aucune autre bande. En réalité La_2CuO_4 est un isolant de Mott anti-ferromagnétique avec une température de Néel de l'ordre 325 K. Pour retrouver un comportement conducteur, il faut doper fortement le matériau.

2.2.3 Dopage

Malgré les prédictions, ces composés sont, à dopage nul, des isolants de Mott avec un gap de l'ordre de l'eV. Les cuprates font parti des composés à transfert de charge, dont le gap de charge qui s'ouvre au niveau de Fermi est de l'ordre de la différence d'énergie entre la bande $3d$ du cuivre et de la bande $2p_{\sigma}$ des oxygènes du plan.

Il est possible d'ajouter ou d'enlever des porteurs de charge dans le matériau. Le dopage en électrons ou en trous s'effectue soit par substitution d'ions de valences différentes, soit par ajout d'oxygènes dans des sites interstitiels. Le principe consiste à changer la densité électronique des plans conducteurs en

jouant sur la valence des différents atomes substitués ou ajoutés autour.

Par exemple :

- pour le cas d'une substitution de lanthane par du baryum dans $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$, on ajoute un trou ($\text{La}^{3+} \rightleftharpoons \text{Ba}^{2+} + \square^+$). Ce qui fait un dopage de p trous par atome de cuivre.
- pour le cas d'une substitution de néodyme par du cérium dans ($\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$) on ajoute un électron ($\text{Ce}^{2+} \rightleftharpoons e^- + \text{Nd}^{3+}$). Ce qui fait un dopage de n électrons par atome de cuivre.
- pour le cas d'une oxygénation, comme dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, l'ajout des oxygènes se fait entre les atomes de mercure. Pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, les oxygènes (O^{2-}) se placent dans les sites entre les atomes de cuivre des chaînes (initialement Cu^+) et forment les liaisons covalentes CuO . Le cuivre ne peut céder qu'un électron à un oxygène pour former la liaison et devenir par la même occasion Cu^{2+} . Au delà d'un certain dopage, un cuivre sera à coté de deux oxygènes et la formation de la liaison nécessitera un électron supplémentaire. Ceci induit un transfert de charge provenant des plans conducteurs qui a pour effet de doper en trous ces derniers. Ceci permet de comprendre que le dopage n'est pas directement proportionnel au nombre d'oxygène inséré et que les terminaisons des chaînes jouent un rôle important dans le mécanisme de dopage.

Le cas qui nous intéresse ici est celui de l'oxygénation du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, qui a été principalement étudié dans cette thèse. Le dopage p (en trous par atome de cuivre) peut varier au sein du diagramme de phase de $p = 0$ pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ à $p \approx 18\%$ pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ en suivant différents protocoles [25].

La disposition des oxygènes varie suivant le taux d'oxygénation, la température et la pression. En ajoutant des oxygènes dans un composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ initialement tétragonal, ces derniers vont pouvoir se placer entre les atomes de cuivre (des chaînes) et former des chaînes CuO . Les chaînes vont pouvoir se constituer suivant l'une des deux directions initialement équivalentes $[1\ 0\ 0]$ ou $[0\ 1\ 0]$. De part la déformation structurale associée au remplissage des chaînes (qui tend à la rendre orthorhombique), le composé présentera des domaines (appelés macles) délimités suivant la direction $[1\ \pm 1\ 0]$. Pour démacler les échantillons, il est possible d'appliquer une pression uni-axiale à une température inférieure à la transition structurale tétragonale/orthorhombique.

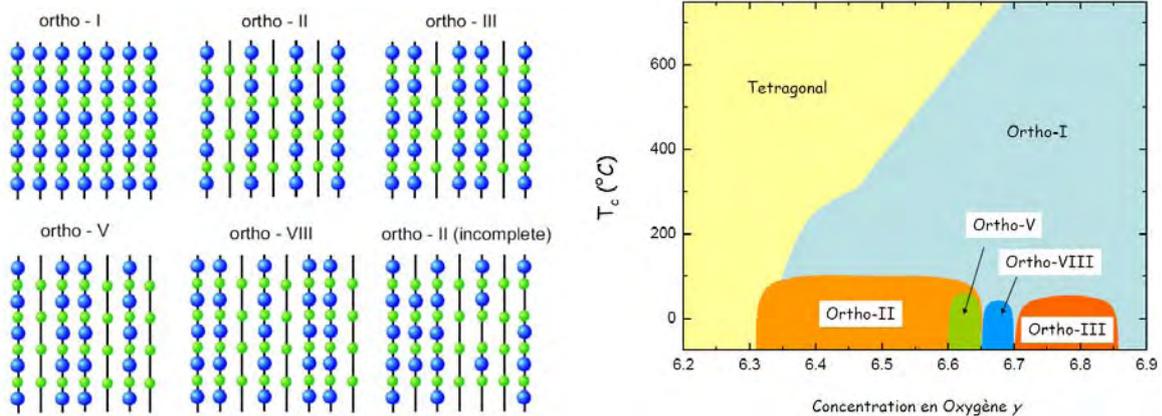


FIGURE 2.3 – **A gauche** : Motifs des superstructures des chaînes de CuO (d'après [26]). **A droite** : Diagramme de superstructure en fonction du dopage et de la température (d'après [27]).

Une fois le composé démaclé, les atomes d'oxygène vont se disposer en chaînes le long de l'axe- b . Suivant le nombre d'atomes oxygène insérés dans le système, la répartition des chaînes suivant l'axe- a

peut s'effectuer de manière régulière comme illustré sur la figure 2.3. Ces motifs sont schématisés par des alternances chaînes pleines d'atomes d'oxygène (en bleu) ou vides (c'est-à-dire avec des lacunes entre les atomes de cuivre en vert). Toutes les superstructures ne sont pas accessibles pour une concentration en oxygène y donnée. Par exemple la structure ortho-I qui correspond à un motif complet ne s'obtient qu'au voisinage $y = 6.9$. En revanche, la structure ortho-II qui correspond à une alternance périodique de chaînes vides puis pleines, s'étend sur une concentration allant de 6.3 à 6.65. Ceci provient du fait que seule une partie de l'échantillon respecte la superstructure. En prenant un taux d'oxygénation un peu plus élevé que ce qui est attendu par la superstructure, on peut cependant faire apparaître la structure souhaitée. On peut citer par exemple l'ordre ortho-III dont la périodicité de deux chaînes pleines, une chaîne vide, ne s'observe qu'à un taux d'oxygénation de 6.75 et non pas à 6.67 [28]. Pour ordonner les chaînes, il a été montré que des recuits sous pressions permettaient d'améliorer l'ordre des oxygènes [25].

La figure 2.4 regroupe pour différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, la T_c mesurée en fonction du taux d'oxygénation (a), de la longueur de la maille élémentaire selon l'axe- c (b) et du dopage (c). Comme expliqué précédemment, il n'y a pas une proportionnalité directe entre le dopage p et le nombre effectif d'oxygène y car le dopage est associé à un transfert de charge et que celui-ci n'est effectif que lorsqu'un cuivre des chaînes est entouré de deux atomes d'oxygène. La figure 2.4 (a) montre que pour un même taux d'oxygénation compris entre 6.3 et 6.5, plusieurs valeurs de T_c sont possibles.

Néanmoins, la figure 2.4 (b) montre que pour une longueur c donnée il n'y a qu'une valeur de T_c correspondante. Comme la distance entre le cuivre du plan conducteur et l'oxygène apical au dessus est sensible au dopage, la longueur c de la maille unitaire sera aussi. Le dopage p peut se déduire de la longueur c en se servant de la dépendance en dopage de T_c issue d'une loi empirique,

$$1 - T_c/T_{c,max} = 82.6(p - 0.16)^2 \quad (2.1)$$

où $T_{c,max} = 94.3$ K pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Ceci permet de déduire la dépendance en dopage de T_c (figure 2.4 (c)). On remarque que la loi empirique est globalement suivie à l'exception d'un plateau autour de 12.5 % dont nous serons amenés à rediscuter. Nous retiendrons pour l'instant que ce plateau est indépendant de la manière avec laquelle le matériau est dopé. Cette dépendance en dopage de la température critique nous servira de référence pour déterminer le dopage des échantillons dans nos mesures.

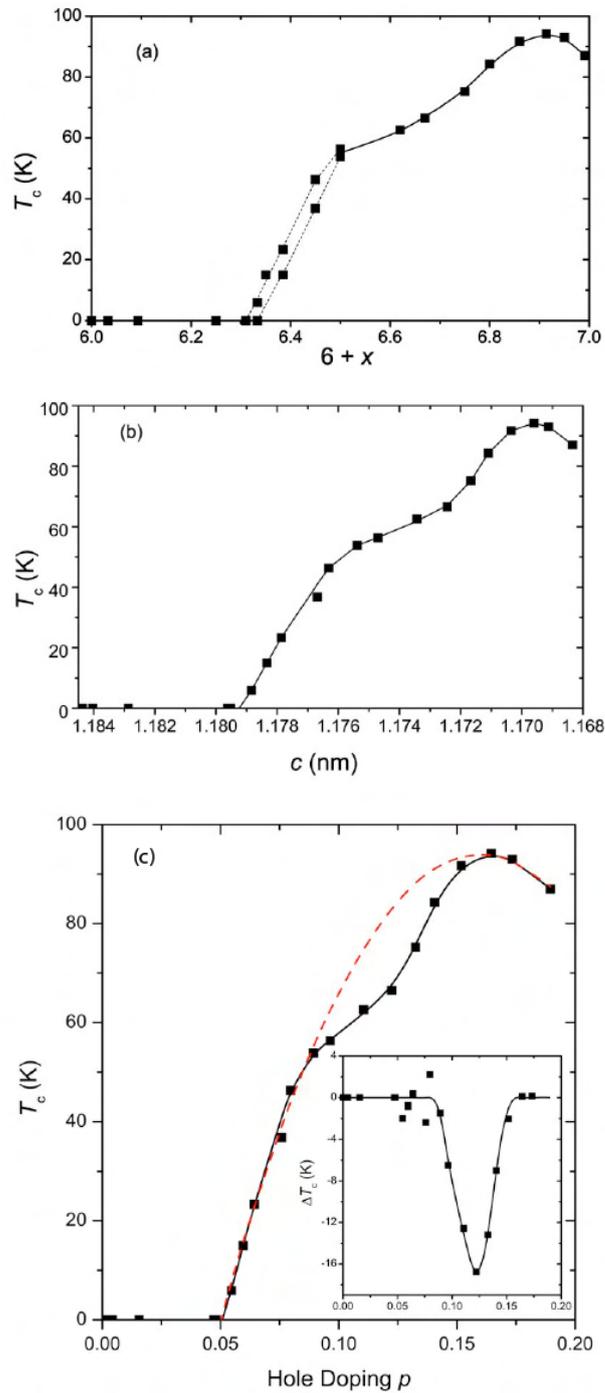


FIGURE 2.4 – Courbes extraites de [29] permettant de faire la correspondance entre : **(a)** : Température critique (T_c) et taux d'oxygénation (x); **(b)** : T_c et la longueur la cellule unité le long de l'axe- c ; **(c)** : T_c et dopage (p). La ligne en pointillé représente la relation empirique de l'équation 2.1 et l'encadré montre la dépendance en dopage de l'écart (ΔT_c) entre la valeur de la formule et la valeur mesurée.

2.3 Diagramme de phase générique

Le changement du nombre de porteurs modifie radicalement les propriétés du matériau et demeure un outil pratique pour étudier les différentes phases des cuprates. Le terme "générique" désigne le fait que tous les cuprates ont une phase supraconductrice prise en sandwich entre un isolant de Mott et un liquide de Fermi au fur et à mesure que le dopage augmente. Ceci a amené à définir un diagramme de phase générique présenté sur la figure 2.5. Nous ne traitons ici que du diagramme de phase des cuprates dopés en trous (celui des dopés en électrons diffère légèrement [30]).

Dans ce diagramme, le dopage 'optimal' (p_{opt}) correspond au dopage où la température critique (T_c) est maximale. Pour des dopages $p > p_{opt}$, le composé est dit surdopé. Pour de très forts dopages ($p > 30\%$), l'état fondamental est de type liquide de Fermi. Pour des dopages $p < p_{opt}$, le composé est dit sous-dopé. Un ordre de Néel apparaît à bas dopage (inférieur à 5%) caractérisant une phase isolant de Mott anti-ferromagnétique. Entre 5 et 20%, se trouve une phase portant le nom de pseudogap, dont la température caractéristique T^* décroît avec le dopage. Entre le pseudogap et le liquide de Fermi, pour des températures supérieures à T_c , se trouve une phase de métal étrange.

Il est important de noter que les valeurs de dopage et de température caractéristique de ces phases peuvent varier légèrement d'un cuprate à un autre. Nous allons présenter brièvement quelques expériences importantes effectuées dans chacune de ces phases.

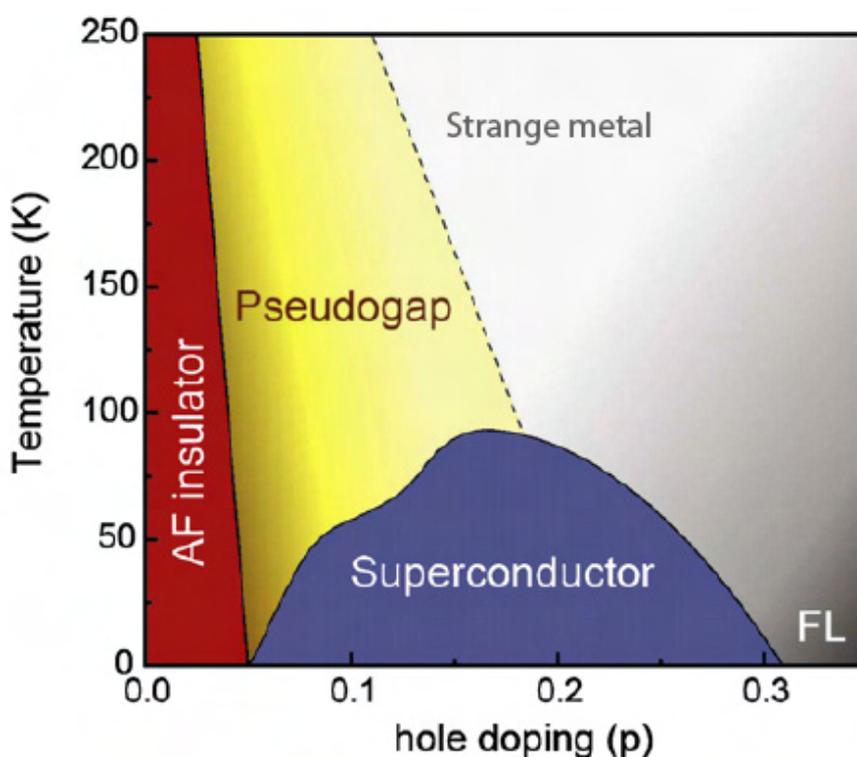


FIGURE 2.5 – Diagramme de phase générique des cuprates dopés en trous (d'après [31]).

2.3.1 Isolant de Mott

Nous avons vu que la théorie des bandes prévoit un état métallique à dopage nul, mais en raison des fortes interactions électron-électron, le transport est bloqué : on est en présence d'un isolant de Mott. Cette phase s'étend jusqu'à un dopage d'environ 5 %. La figure 2.6 illustre ce comportement isolant par des mesures de conductivité optique obtenues dans différents échantillons de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [32]. Pour $x = 0$, l'absence de poids spectral, entre 0 et 1 eV, est caractéristique d'un isolant. Au fur et à mesure que le dopage augmente, le poids spectral est transféré entre la partie supérieure à 1.5 eV vers la partie basse énergie, entraînant l'apparition d'un pic de Drude.

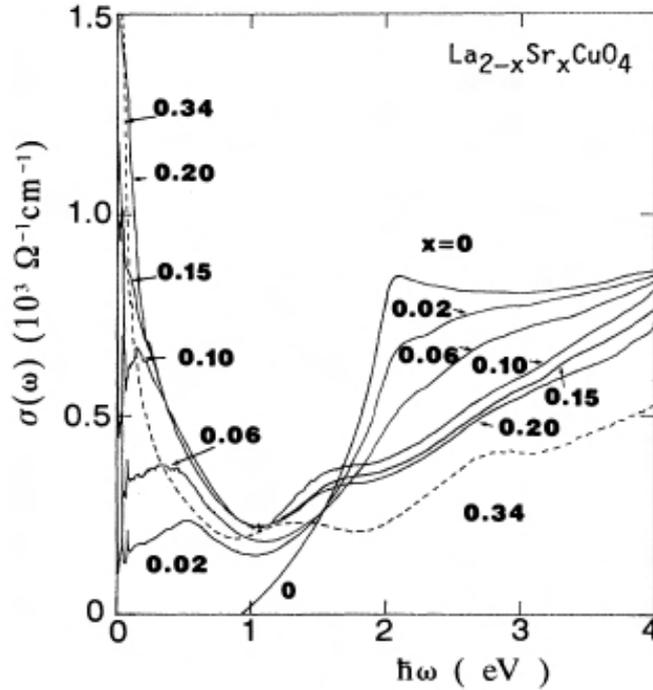


FIGURE 2.6 – Conductivité optique extraite de mesures de réflectivité pour différents échantillons de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (d'après [32]).

Ce comportement est globalement compris en considérant le modèle de Hubbard,

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

pour lequel des fermions (électrons) de spin $\sigma = \uparrow$ ou $\sigma = \downarrow$ peuvent se déplacer sur un réseau carré 2D. Sur chaque site, il peut y avoir 0, 1 ou 2 électrons. Le saut d'un porteur de charge d'un site j à un site i se fait grâce à l'opérateur création c_i^\dagger et à l'opérateur annihilation c_j . t_{ij} correspond à un terme de saut (proportionnel à la largeur de bande W). Le potentiel coulombien U défavorise la double occupation des sites et fait apparaître un gap à demi-remplissage (c'est-à-dire pour un remplissage ayant en moyenne un électron par site). $n_{i,\sigma}$ correspond au nombre d'électrons de spin σ sur le site i . En fonction du nombre d'électrons par site et des valeurs de U et de t , le système pourra être isolant ou métallique. La transition métal-insulant peut donc se faire soit en jouant sur le rapport t/U (par des effets de pression par exemple), on parle de *Band-Control Metal-Insulator-Transition* (BC-MIT) ; soit en jouant sur le remplissage électronique (par l'intermédiaire du dopage, comme pour les cuprates), on parle de : *Filling-Control*

Metal-Insulator-Transition (FC-MIT).

Dans le cas des cuprates, il faut considérer 3 bandes : la bande $3d_{x^2-y^2}$ du cuivre d'énergie ε_d et les bandes $2p$ de l'oxygène d'énergie ε_p . Les fortes interactions électroniques clivent la bande d en deux sous-bandes comme illustré sur la figure 2.7. La phase isolante des cuprates rentre dans la catégorie des isolants à transfert de charge, c'est-à-dire que l'énergie de répulsion coulombienne est beaucoup plus grande que la différence d'énergie entre les bandes du cuivre et de l'oxygène ($\Delta = \varepsilon_d - \varepsilon_p$). Le terme U du hamiltonien de Hubbard (qui sur le schéma est noté gap de charge) est plutôt de l'ordre de Δ . Généralement les valeurs de la répulsion coulombienne U_d sont de l'ordre de 8-10 eV. Le terme de saut entre orbitales p et d , t_{pd} est de l'ordre de 1.3 eV. La différence d'énergie entre les bandes p et d (avant levée de dégénérescence), Δ est de l'ordre de 2.5-3.5 eV [24]. En s'écartant du demi-remplissage (par le dopage en trous ou électrons) le système redevient progressivement métallique car des sites accessibles permettent le transport de charge.

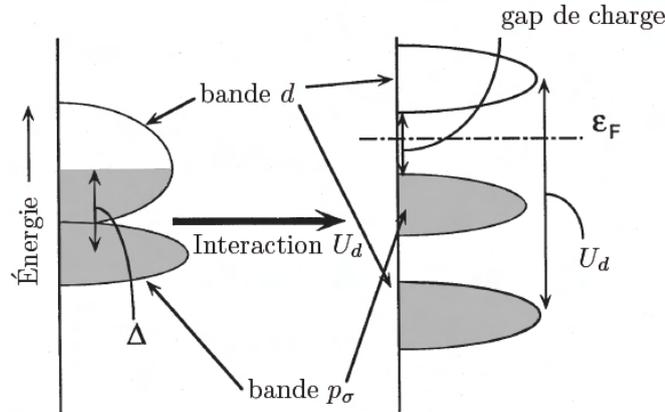


FIGURE 2.7 – Vision schématique des bandes d'énergie sans interaction coulombienne (à gauche) et dans le cas d'un isolant à transfert de charge (à droite) (d'après [33]).

Lorsque le réseau est à demi-remplissage, dans l'approximation champ moyen, l'état fondamental est un isolant anti-ferromagnétique caractérisé par la présence d'un ordre de Néel. Expérimentalement ceci est vérifié par les mesures de diffractions de neutrons [34, 35, 36] et en spectroscopie de muons [37].

Le spectre des excitations magnétiques est relativement bien compris dans cette partie du diagramme de phase. En définissant un modèle sur site qui tient compte des différents couplages entre les spins voisins, il est possible de reconstruire la dispersion en énergie comme illustré sur la figure 2.8 pour La_2CuO_4 . Dans le cas simple où seule l'interaction d'échange J (entre premiers voisins) est considérée, la relation de dispersion des excitations magnétiques reste simple (ressemblant à celle du cadran du bas de la figure). Néanmoins, les mesures montrent que pour tenir compte de la réelle forme, il faut faire intervenir des termes d'ordre supérieur, représentés à gauche sur la figure 2.8. Les ajustements à la courbe de dispersion permettent de déduire des valeurs de J de l'ordre de 100-120 meV, ainsi qu'un terme de couplage circulant sur 4 sites J_c de 35-40 meV [38].

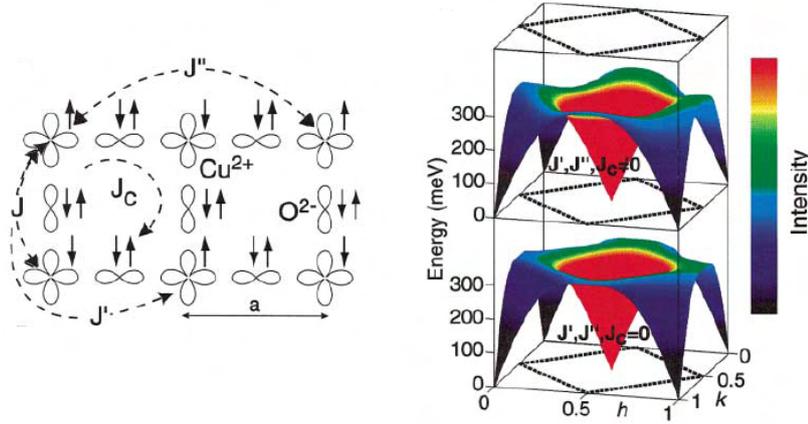


FIGURE 2.8 – **A gauche** : Schéma des termes de couplage entre spins sur un réseau d'orbitales de cuivre (d) et d'oxygène (p) représentant les plans conducteurs. **A droite** : Relations de dispersion des excitations magnétiques. Le cas du haut représente une dispersion qui se rapproche le plus de la mesure, et fait intervenir les termes d'ordre supérieur. La figure du bas est une illustration de la dispersion déduite du modèle d'Heisenberg (ne faisant intervenir que le terme J) (d'après [38]).

2.3.2 Liquide de Fermi

Comme expliqué dans le premier chapitre, le caractère liquide de Fermi implique la présence d'une surface de Fermi. La famille de cuprate qui montre le mieux ce caractère liquide de Fermi dans la partie surdopée du diagramme de phase est celle à base de thallium, en particulier : $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$.

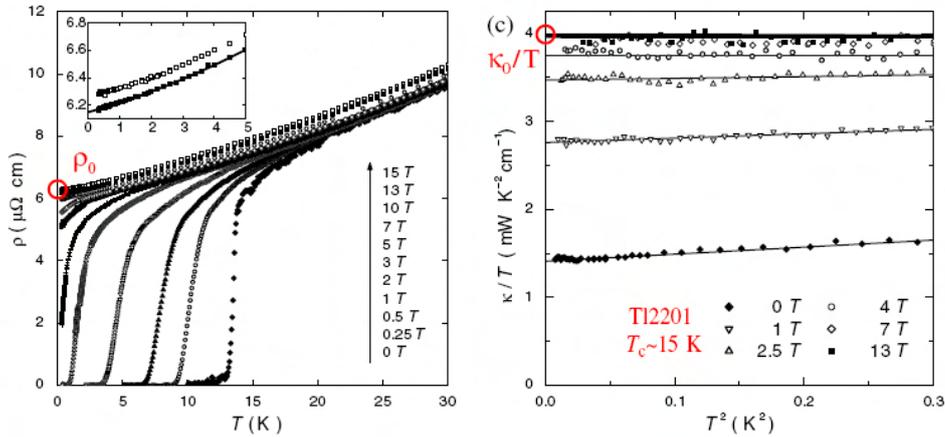


FIGURE 2.9 – **A gauche** : Dépendance en température de la résistivité dans le plan à différents champs magnétiques. **A droite** : Dépendance en température de la conductivité thermique à différents champs magnétiques (d'après [39]).

Tout d'abord la loi de Wiedemann-Franz est respectée. Les particules transportent autant la charge que la chaleur. Il en résulte que le rapport de Lorentz $\frac{\kappa}{\sigma T}$, où κ est la conductivité thermique et σ la conductivité électrique, a une valeur universelle donnée par le nombre de Lorentz $L_0 = 2.44 \times 10^{-8} \text{W} \cdot \Omega \text{K}^{-2}$. La figure 2.9 illustre des mesures de résistivité électrique et de conductivité thermique dans un échantillon

de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ de $T_c = 15$ K dont les valeurs extrapolées à $T = 0$ K de κ et σ montrent que cette loi est vérifiée [39].

Les calculs de structure de bandes prévoient une grande poche de trou quasi-2D couvrant 65 % de la première zone de Brillouin, pour un dopage de $p = 30$ % [40]. Un excellent accord existe entre les mesures d'AMRO (*Angular Magneto-Resistance Oscillations*) [41] et celles d'ARPES (*Angle Resolved Photo Emission Spectroscopy*) [42]. Le théorème de Luttinger qui donne le nombre de porteurs n en fonction de la taille de la poche est respecté confirmant le caractère quasi-bidimensionnel et les valeurs prévues par le dopage ($n = 1 + p$). La constante de Hall qui dans le cas d'une seule bande est inversement proportionnelle au nombre de porteurs est en accord avec la relation $n = 1 + p$ [43].

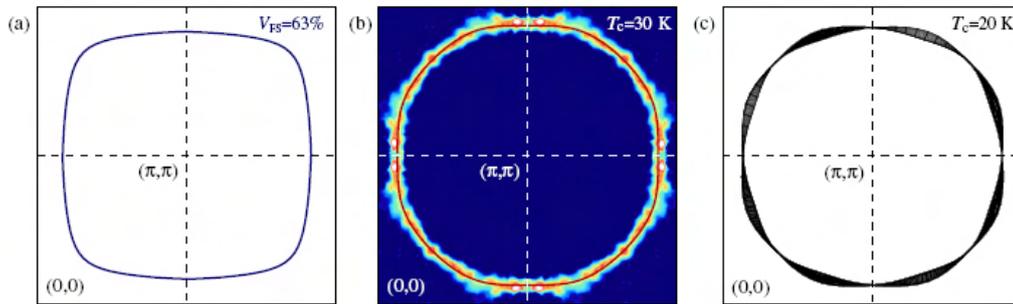


FIGURE 2.10 – (a) : Surface de Fermi de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ obtenue par calculs de structure de bandes en ajustant le potentiel chimique de façon à avoir une aire équivalente aux mesures d'ARPES (d'après [40]). (b) : Mesures d'ARPES montrant la surface de Fermi d'un échantillon de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ de $T_c = 30$ K. (c) : Surface de Fermi déduite des mesures d'AMRO pour un échantillon de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ de $T_c = 20$ K (d'après [42]).

Plus récemment, les mesures d'oscillations quantiques (dont nous reparlerons par la suite) confirment cette topologie de surface de Fermi [44]. Ce caractère de liquide de Fermi se retrouve également dans des composés comme $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($p = 30$ %) car la résistivité est quadratique en température. Cependant, au fur et à mesure que le dopage diminue et que l'on se rapproche du dôme supraconducteur, une composante de la résistivité linéaire en température apparaît [45, 46] et suggère la présence d'une phase métal étrange.

2.3.3 Métal étrange

Le terme de "métal étrange" provient du fait que, outre le caractère métallique de la résistivité en fonction de la température, les propriétés de transport ne sont pas celles prévues par la théorie de liquide de Fermi (comme la dépendance en T^2 à basse température). Dans le diagramme de phase, cette phase apparaît autour du dopage optimal et il n'y a pas de transition de phase proprement dite pour la délimiter, on parle plutôt de cross-over. Le critère principal est la dépendance linéaire en température de la résistivité, qui s'observe jusqu'à très haute température (près de 900 K pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [47]).

Pour les composés sous-dopés, ce cross-over se produit à la température de pseudogap T^* . De plus, la résistivité ne sature pas à la limite de Ioffe-Regel, ce qui traduit un régime de 'mauvais métal' [48]. Cette valeur limite de la résistivité, notée ρ_M , correspond au seuil à partir duquel le libre parcours moyen est plus petit que la distance interatomique. Dans les cuprates, ρ_M est de l'ordre de 1-2 m Ω .cm dans le plan. Dans un liquide de Fermi, il existe une température où la résistivité va saturer à cette valeur. Dans un

mauvais métal, cette saturation apparait à des valeurs de résistivité supérieures à ρ_M , ce qui implique un mécanisme de transport non-conventionnel. Dans le cas de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, pour un dopage de 10 %, la résistivité atteint cette valeur seuil pour une température de l'ordre 500 K et aucune saturation n'est observée jusqu'à 1000 K [49].

Pour les composés surdopés, la résistivité passe progressivement d'une dépendance linéaire en température à une dépendance quadratique, comme l'illustre la figure 2.11 qui montre la dépendance en température de la résistivité dans $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ à différents dopages.

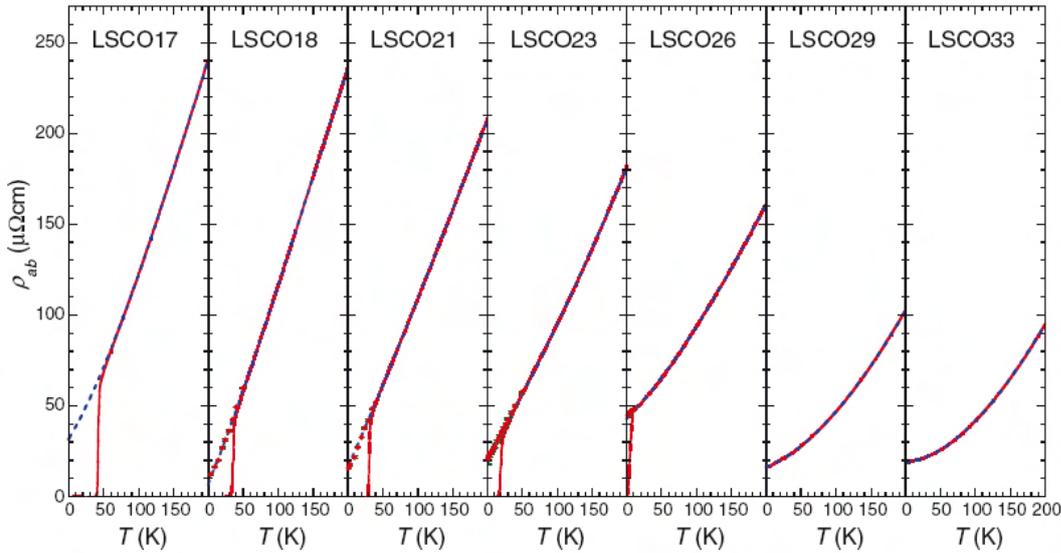


FIGURE 2.11 – Dépendance en température de la résistivité de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ pour différents dopages compris entre $x = 17\%$ (LSCO17) et $x = 33\%$ (LSCO33). Les courbes bleues en pointillé sont des ajustements par un polynôme de degré 2. Les symboles rouges pour $T < T_c$ sont des valeurs déduites par des mesures en champ magnétique. Entre $x = 17\%$ et $x = 23\%$, la résistivité est linéaire. Au delà, on s'approche du régime de liquide de Fermi et progressivement une composante en T^2 apparait (d'après [45]).

2.3.4 Supraconductivité

2.3.4.1 Généralités

La supraconductivité se manifeste par deux propriétés : une résistivité strictement nulle et un diamagnétisme parfait en dessous d'une température critique T_c . La deuxième propriété montre qu'en présence d'un champ magnétique modéré le matériau repousse les lignes de champ magnétique. C'est ce que l'on appelle l'effet Meissner et c'est ce qui permet de distinguer un supraconducteur d'un conducteur parfait (qui conserverait le flux magnétique interne). La supraconductivité peut être déstabilisée soit par une densité de courant (critique) j_c trop importante, soit par un champ magnétique trop élevé (appelé champ critique B_c), soit par une température supérieure à T_c .

La phase supraconductrice est bien décrite par la théorie BCS, pour les éléments simples comme le plomb ou le mercure. Cette théorie BCS part du principe que l'état supraconducteur est une instabilité du liquide de Fermi. Les électrons de vecteurs d'onde opposés (\mathbf{k} et $-\mathbf{k}$) s'apparient avec une probabilité

$|v_k|^2$ pour former des paires de Cooper (dont les spins forment des singulets) sous l'effet d'une interaction attractive électron-phonon V . L'état fondamental qui en découle s'exprime par la fonction d'onde :

$$|\psi_{BCS}\rangle = \prod_{k < k_F} (u_k + v_k c_{k,\uparrow}^\dagger c_{-k,\downarrow}^\dagger) |\psi_0\rangle \quad (2.3)$$

où $|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1$ et $|\psi_0\rangle$ est l'état du vide. Parmi les prédictions importantes de cette théorie, on note :

- le gap Δ , qui correspond à l'écart énergétique entre l'état supraconducteur et le liquide de Fermi, est isotrope; c'est à dire qu'il ne dépend pas de k . On parle de symétrie s . Il est directement lié à la valeur de T_c par la relation :

$$\Delta = 1.764 k_B T_c \quad (2.4)$$

- l'origine phononique de cette interaction a été suggérée grâce à l'effet isotopique dans le mercure [50, 51], qui se caractérise par la dépendance en $M^{-1/2}$ du champ critique et de la température critique (M étant la masse atomique de l'élément). Ce résultat a été confirmé par la suite, par microscopie à effet tunnel [52] et par des mesures de neutrons [53] dans le plomb, qui montrent les pics de phonons responsables de l'appariement.
- La formation des paires de Cooper se produit à une température vérifiant :

$$k_B T_c = 1.13 \hbar \omega_D e^{-1/N(\varepsilon_F)V} \quad (2.5)$$

où $N(\varepsilon_F)$ est la densité d'état au niveau de Fermi et ω_D la fréquence de Debye.

Cette dernière relation suggère qu'un supraconducteur aura une température critique d'autant plus élevée que :

- le couplage électron-phonon est important : c'est à dire dans des matériaux proches d'une transition structurale comme $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$
- la température de Debye est élevée : en étant constitué d'éléments légers comme MgB_2
- la densité d'état est élevée : en étant constitué de métaux de transitions comme Nb_3Ge .

2.3.4.2 Supraconducteurs type II et présence d'un état liquide de vortex

Bien avant la théorie BCS, deux longueurs caractéristiques avaient été suggérées pour comprendre la phase supraconductrice. La première, inspirée des equations de Maxwell, est appelée longueur de pénétration de London :

$$\lambda(T) \approx \lambda(0) [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2} \quad (2.6)$$

avec

$$\lambda(0) = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.7)$$

où m est la masse de l'électron, n_s la densité de paire de Cooper. Elle correspond à la longueur caractéristique sur laquelle le champ magnétique pénètre dans l'échantillon. $\lambda(0)$ est la limite supérieure correspondant à la situation où tous les électrons sont appariés (à $T = 0$ K).

La deuxième longueur caractéristique provient de la théorie de Ginzburg-Landau, qui considère une pseudo-fonction d'onde ψ représentant les électrons appariés dont la densité locale à la coordonnée x est donnée par :

$$n_s = |\psi(x)|^2 \quad (2.8)$$

En utilisant le principe de variation, il est possible d'obtenir une expression analogue à l'équation de Schrödinger :

$$\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - e \cdot \mathbf{A} \right)^2 \psi + \beta |\psi|^2 \psi = -\alpha(T) \psi \quad (2.9)$$

La longueur caractéristique de Ginzburg-Landau, appelée longueur de cohérence,

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{|2m\alpha(T)|^{1/2}} \quad (2.10)$$

représente la distance maximale sur laquelle s'étend la pseudo-fonction d'onde. Ceci permet de définir un rapport $\kappa = \lambda/\xi$, permettant de distinguer deux types de supraconducteurs :

- les supraconducteurs de type I, pour lesquels $\kappa < 1/\sqrt{2}$.
- les supraconducteurs de type II, pour lesquels $\kappa > 1/\sqrt{2}$.

Dans le cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, 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 , donc c'est un supraconducteur de type II extrême.

Pour distinguer les deux types de supraconducteurs, il faut considérer leur comportement sous champ magnétique. Pour les supraconducteurs de type I, on définit une valeur de champ critique B_c à partir de laquelle le champ magnétique pénètre intégralement dans l'échantillon et restaure l'état normal. Pour les supraconducteurs de type II, deux valeurs de champs critiques sont définies : B_{c1} et B_{c2} . B_{c1} correspond au champ seuil à partir duquel l'effet Meissner disparaît. B_{c2} correspond au champ à partir duquel l'état normal est restauré.

Pour B compris entre ces deux valeurs, le champ magnétique pénètre partiellement dans l'échantillon sous la forme de vortex. Ces vortex ont tendance à se fixer autour des défauts, et forment un réseau triangulaire dans l'échantillon. A mesure que le champ magnétique augmente le nombre de vortex augmente. Il est possible de définir une autre valeur de champ, appelé champ irréversible B_{irr} . En dessous de cette valeur la phase est dite 'solide de vortex' car les vortex sont immobiles dans le composé. Pour $B > B_{irr}$, les vortex commencent à se déplacer dans l'échantillon et produisent une résistivité finie linéaire en champ : c'est le régime de liquide de vortex (flux-flow).

Il n'y a pas de transition de phase proprement parlé entre la phase liquide vortex et l'état normal, on parle plutôt de cross-over. Dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, la valeur de B_{c2} prédite est supérieure à 100 T, mais nous verrons que les propriétés de transport de l'état normal sont observables à plus faible champ.

2.3.4.3 Supraconductivité non-conventionnelle

Bien que la formule 2.5 n'impose pas de limite sur la valeur T_c , il est souvent suggéré, à tort, que la théorie BCS possède une limite supérieure de température critique ($T_{c,max} \sim 30$ K). La découverte de MgB_2 ($T_c = 40$ K) est d'ailleurs un contre-exemple car la supraconductivité est médiée par les phonons avec un couplage très fort.

La distinction entre supraconducteur conventionnel et non-conventionnel s'effectue au niveau des brisures de symétrie qui se produisent à la transition supraconductrice. En reprenant le formalisme de Ginzburg-Landau, le paramètre d'ordre qui régie cette phase supraconductrice est de la forme :

$$\psi(r) = |\psi(r)| \cdot \exp(i\phi(r)) \quad (2.11)$$

Ce paramètre d'ordre est nul pour $T > T_c$ et a une valeur finie qui dépend du potentiel vecteur \mathbf{A} contenu dans l'équation 2.9 pour $T < T_c$. Dans la phase supraconductrice la phase $\phi(r)$ prend une valeur constante dans tout l'échantillon, ce qui a pour effet d'imposer une valeur fixe au potentiel vecteur \mathbf{A} . A haute température, la valeur nulle du paramètre d'ordre permet de choisir n'importe quelle phase $\phi(r)$, le potentiel vecteur \mathbf{A} peut avoir une forme arbitraire qui respecte la relation $\mathbf{B} = \mathbf{Rot}(\mathbf{A})$, on parle d'invariance de jauge.

Dans le cas d'un supraconducteur conventionnel, le passage dans la phase supraconductrice se traduit par cette perte d'invariance de jauge et correspond à la brisure de la symétrie notée $U(1)$. Le paramètre d'ordre et le gap supraconducteur doivent donc respecter les symétries de translation et les symétries liées au système (réseau cristallin et spins).

Dans le cas d'un supraconducteur non-conventionnel (et en supposant qu'il n'y ait qu'une seule transition supraconductrice) le passage dans la phase supraconductrice s'accompagne de la brisure d'une symétrie du réseau. Par exemple dans les cuprates, la maille élémentaire a une symétrie C_{4v} qui doit laisser invariant la valeur du gap supraconducteur pour toute rotation de $\pi/2$ autour de l'axe- c . Comme nous allons le voir par la suite, dans les cuprates, la symétrie du gap est $d_{x^2-y^2}$. En appliquant cette rotation sur un gap ayant cette symétrie, on s'attend à un changement de signe de la valeur du gap : le gap supraconducteur $d_{x^2-y^2}$ brise la symétrie du réseau. Les cuprates sont bien des supraconducteurs non-conventionnels. Cet anisotropie du gap s'observe également dans d'autres composés comme les fermions lourds, $l^3\text{He}$ ou les pnictures.

De nombreuses questions sont soulevées sur le mécanisme de supraconductivité non conventionnelle, comme le mode d'appariement ou l'influence d'autres phases à proximité. Pour comprendre ces spécificités, de nombreuses mesures ont été effectuées puis comparées avec les prédictions de la théorie BCS (dans le but d'établir de nouvelles théories). Nous nous proposons de resituer certains des points importants.

2.3.4.4 Gap supraconducteur

Les premières mesures de quantification de flux magnétique dans les cuprates ont rapidement montré que les électrons sont appariés en paires de Cooper [54, 55]. L'appariement des spins est de type singulet, car la transition supraconductrice s'accompagne d'une diminution de la susceptibilité magnétique d'après les mesures de Knight Shift [56], ce qui n'est pas le cas pour des particules appariées en triplet. De ce fait la partie de la fonction associée aux spins est anti-symétrique. Comme la fonction d'onde globale des électrons est anti-symétrique (car composée de fermions), ceci impose que la partie orbitale soit symétrique ce qui exclue la possibilité d'une symétrie de type p .

Pour distinguer la symétrie orbitale de la fonction d'onde, on note que la présence des fortes répulsions coulombiennes rajoute un terme dans l'énergie libre qui s'annule si l'intégrale du gap est nulle sur la zone de Brillouin. Ceci implique des valeurs de gap nulles pour certains vecteurs d'onde, ainsi que des changements de phase du paramètre d'ordre supraconducteur, écartant l'éventualité d'un gap purement s , comme dans BCS. Néanmoins, il est possible de considérer différents harmoniques pour un gap s .

La figure 2.12 illustre les zones où le gap s'annule dans l'espace des moments, pour différentes symétries. En considérant une surface de Fermi constituée d'un cylindre centré en (π, π) , les zones nodales correspondent aux intersections entre la surface de Fermi et les lignes où le gap s'annule. Expérimentalement, dans les cuprates, il a été montré que le gap avait la symétrie $d_{x^2-y^2}$.

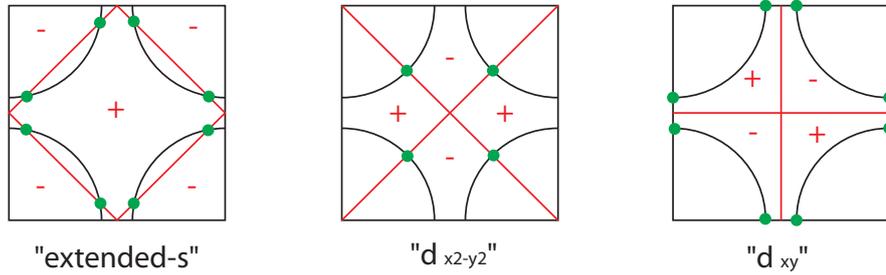


FIGURE 2.12 – Illustrations des lignes nodales (rouge) pour différentes symétries du gap supraconducteur. Les points d'intersection (vert) entre la surface de Fermi (en noir) et les lignes (rouge) correspondent aux vecteurs où le gap s'annule quelque soit la température. Les signes + et - correspondent au signe de la phase du paramètre d'ordre. Le dessin de gauche correspond à l'harmonique de la symétrie s (on parle de symétrie " s -étendue"), celui du milieu correspond à la symétrie $d_{x^2-y^2}$ et celui de droite à d_{xy} . Pour les cuprates ($d_{x^2-y^2}$) les zones nodales sont définies en $(\pm\frac{\pi}{2}, \pm\frac{\pi}{2})$ et les zones anti-nodales en $(0, \pm\frac{\pi}{2})$ et $(\pm\frac{\pi}{2}, 0)$.

Les mesures d'ARPES [57] montrent une dépendance en angle de l'amplitude du gap $|\Delta|$ de la forme,

$$\Delta = \Delta_0(\cos(k_x a) - \cos(k_y b)) \quad (2.12)$$

comme illustré sur la figure 2.13 (gauche).

Pour ce type de symétrie, la densité d'état en énergie doit contenir des excitations de basse énergie dont la dispersion est linéaire, ce qui a été vérifié par la dépendance en température en T^3 de $1/T_1$ (le temps de relaxation de la précession du spin) en RMN [56] et par les mesures de STM [58]. Enfin une symétrie de type d comporte un changement de signe de la phase du paramètre d'ordre de part et d'autre d'un noeud. Ceci a été montré grâce à une expérience à trois cristaux [59]. En effet, une prédiction théorique [60] stipulait que la juxtaposition de 3 cristaux d'orientations différentes (dont les flux magnétiques sont schématisés sur la figure 2.13 (droite)) génèrait un demi-quantum de flux à l'intersection à cause les effets de déphasage associés aux jonctions Josephson.

Certaines mesures comme la spectroscopie Raman, l'ARPES, et la microscopie à effet tunnel STM suggèrent la présence de deux échelles d'énergie dans la partie sous-dopée de la phase supraconductrice et d'une seule dans la partie surdopée; faisant apparaître deux gaps à $T < T_c$ [61]. La figure 2.14 montre l'amplitude des deux gaps mesurés en spectroscopie Raman dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ pour différents dopages. Le gap de plus grande amplitude, noté Ω_{B1g} , décroît avec le dopage (comme le pseudogap) et le deuxième, noté Ω_{B2g} , de plus faible amplitude suit la même tendance du dôme supraconducteur. L'origine et la signification de ces deux gaps reste une question ouverte. Dernièrement, il a été proposé un scénario à seul gap où la température critique T_c serait proportionnelle à $f_c \cdot \Delta_{max}$, avec f_c la fraction cohérente de la surface de Fermi autour des noeuds et Δ_{max} l'amplitude maximale d'un gap d -wave. La perte de poids spectral au anti-noeuds ne produirait qu'à des températures inférieures à T^* . Dans la région sous-dopée, la formation du pseudogap et l'existence de deux échelles d'énergie dans la phase supraconductrice proviendrait de la dichotomie qu'il existe entre les particules nodales et anti-nodales.

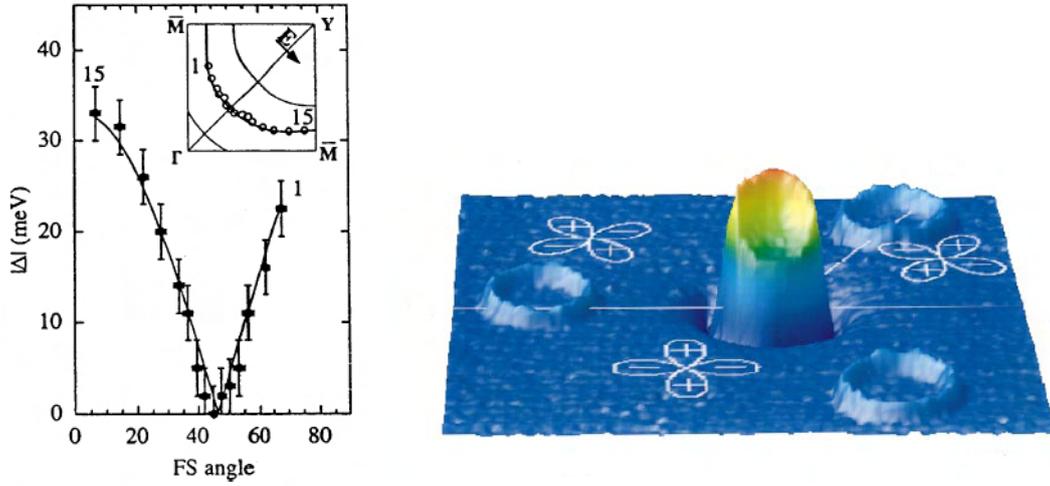


FIGURE 2.13 – **A gauche** : Mesures d'ARPES du gap supraconducteur en fonction de l'angle le long de la surface de Fermi de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212) (d'après [57]). L'encadré montre la position des points de mesure le long de la surface de Fermi. **A droite** : Image 3D du flux magnétique d'un film mince de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ avec 3 orientations différentes, obtenue par une mesure de microscopie par SQUID. Les anneaux correspondent aux boucles de SQUID qui mesurent le flux magnétique. Le pic principal à l'intersection des trois cristaux correspond au demi-quantum de flux mesuré (d'après [59]).

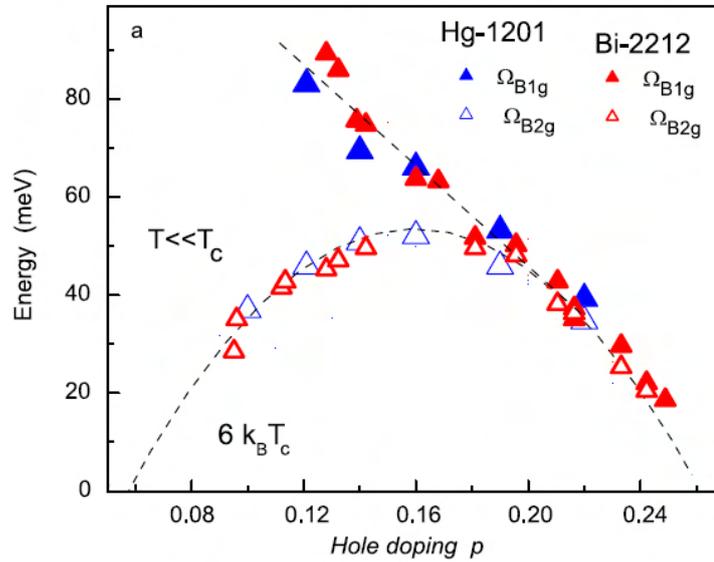


FIGURE 2.14 – Dépendance en dopage de l'amplitude des gaps mesurés dans la phase supraconductrice par des mesures de spectroscopies Raman dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ (Hg-1201) et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212). Les notations Ω_{B1g} et Ω_{B2g} correspondent aux symétries associées à la polarisation de la lumière incidente. C'est à partir de cette polarisation qu'il est possible de mesurer séparément les valeurs des gaps dans les zones nodales et anti-nodales de la première zone de Brillouin (d'après [62]).

2.3.4.5 Mode d'appariement

Pour comprendre la supraconductivité, il faut déterminer le mécanisme d'appariement des paires de Cooper. Dans un formalisme BCS, c'est l'interaction électron-phonon qui est à l'origine du potentiel attractif qui lie les électrons. Cette théorie n'écarte pas la possibilité d'un appariement des paires des Cooper via un autre effet. Cette éventualité avait déjà été discuté bien avant la découverte des cuprates. En particulier, on peut noter l'exemple de :

- l'hélium 3, qui devient superfluide à basse température. L'absence de réseau cristallin ne permet pas de faire intervenir les phonons. Cependant les particules sont des fermions comportant un spin $1/2$ et il a été déduit que l'appariement de type p est médié par les interactions entre les spins.
- les fermions lourds, qui présentent une phase supraconductrice à proximité de phases magnétiques. On peut même noter une phase supraconductrice à proximité d'une phase ferromagnétique comme UGe_2 [63] ou de la supraconductivité ré-entrante sous pression (qui suggère différents mécanismes d'appariement) comme dans CeCu_2Si_2 [64].

Dans le cas des cuprates, l'appariement en paires de Cooper médié par les fluctuations de spins est au centre des débats. Il apparait naturel d'invoquer ce type d'interaction pour expliquer la symétrie du gap, au regard de la proximité de la phase anti-ferromagnétique [65, 66]. Néanmoins, même si l'appariement par les phonons semble à écarter, il n'y pas de preuve direct permettant d'affirmer avec certitude que l'appariement a une origine purement magnétique ; la question reste ouverte.

2.3.5 Pseudogap

Nous présentons très sommairement différentes observations expérimentales qui ont permis d'identifier le pseudogap, dans la partie du diagramme de phase dopé en trous. Pour des détails plus techniques sur l'ensemble des mesures effectuées dans cette phase, le lecteur peut se reporter à [67].

Le pseudogap est la phase mystérieuse des cuprates. La principale difficulté vient du fait que l'ensemble des sondes expérimentales montrent des anomalies. Le pseudogap est délimité par une température notée T^* , qui varie sensiblement d'une sonde à l'autre. Cette incertitude a instauré un doute quant au fait que l'on soit en présence d'une transition de phase ou d'un crossover. Des mesures de neutrons polarisés montrent que lors du passage dans la phase pseudogap, une brisure de symétrie de renversement du temps a lieu [68].

Dans un supraconducteur conventionnel, une diminution abrupte de certaines propriétés comme la susceptibilité magnétique de spin et le Knight-shift à T_c , est associée à la formation des paires de Cooper en singulets. Dans les cuprates, ces effets se manifestent à une température de l'ordre de T^* ($> T_c$) [69, 56, 67].

Habituellement, la valeur du gap Δ croit progressivement au fur et à mesure que la température diminue et la densité d'état aux énergies inférieures à ce gap est nulle. Dans la phase pseudogap, Δ est constant en fonction de la température, et c'est la densité d'état aux énergies inférieures à Δ qui diminue quand la température diminue. C'est cette ouverture progressive d'un gap pour certaines parties de la surface de Fermi qui a donné le nom de pseudogap.

La symétrie du pseudogap fait penser à celle du gap supraconducteur : les mesures d'ARPES dans les composés sous-dopés montrent que pour des températures inférieures à la température de pseudogap, les pics de quasi-particules ne sont définis qu'au voisinage des zones nodales [71]. La surface de Fermi n'est plus définie pour certains vecteurs d'onde ; les portions encore définies forment des arcs appelés arcs de Fermi. Le schéma de la figure 2.15 (gauche) décrit l'évolution de la densité d'état déduite des mesures

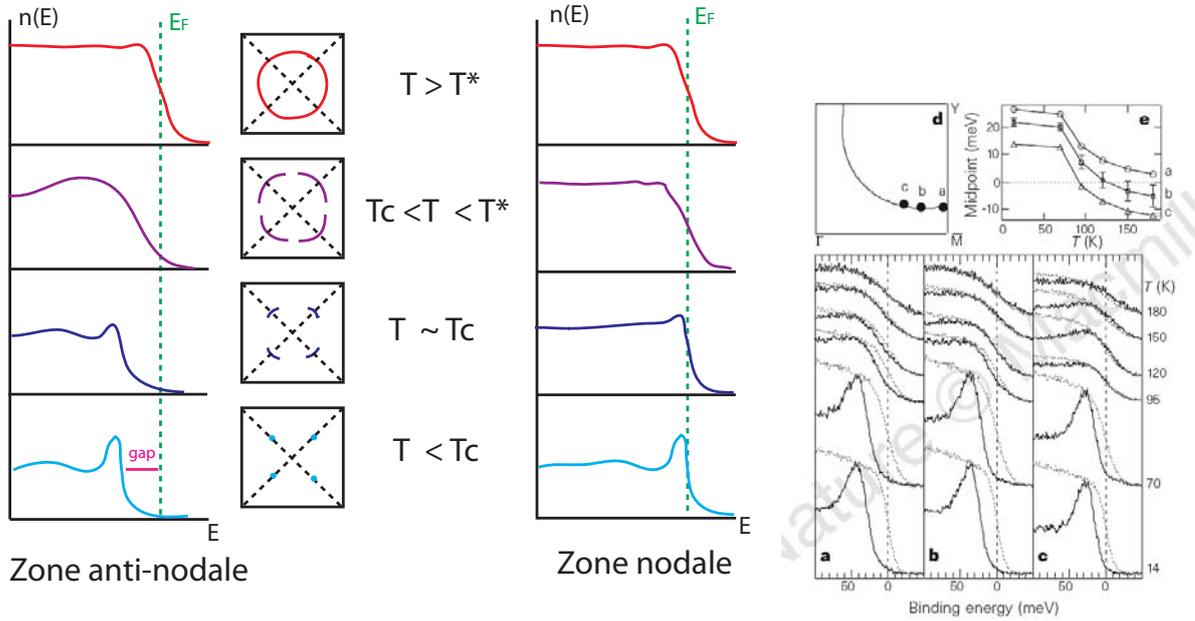


FIGURE 2.15 – **A gauche** : Schéma illustrant l'évolution de la surface de Fermi et de la densité d'état à différentes températures suivant les directions nodales (dessinées en pointillés sur la surface de Fermi) et les directions antinodales. **A droite** : Mesures d'ARPES dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($T_c = 85$ K, sous-dopé) suivant différentes directions (représentées sur la figure d) et à différentes températures. Les spectres en pointillés sont des références pour déterminer le potentiel chimique (d'après [70]).

d'ARPES. On observe une dichotomie entre la zone antinodale et la zone nodale de la surface de Fermi.

Lorsque la température diminue en dessous de T^* , le pseudogap s'ouvre en partant des zones antinodales et s'étend sur une plus grande portion de la surface de Fermi : les arcs diminuent en taille. Au voisinage de T_c , seule une petite fraction de la surface de Fermi n'est pas gappée sur les lignes nodales. Un pic de quasiparticule (excitations de Bogoliubov liées la supraconductivité) apparaît et croît lorsque la température diminue. Au fur et à mesure que le dopage diminue (en partant du dopage optimal par exemple), l'amplitude de ce pic décroît par rapport au reste du signal.

Cette dichotomie a des conséquences sur le transport. En particulier dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, le transport interplan se fait par un processus de saut faisant intervenir les orbitales $4s$ du cuivre et les orbitales $2p$ des oxygènes des plans. Le recouvrement de ces deux orbitales dans le plan conducteurs amène un facteur $(\cos(k_x) - \cos(k_y))^2$ sur le terme de saut interplan. De ce fait le transport interplan est gouverné par les quasi-particules se trouvant aux anti-noeuds [72]. Les mesures d'optiques interplan montrent une perte de poids spectral dans la phase pseudogap, à mesure que la température diminue, alors que les mesures dans le plan montrent la présence d'un pic de Drude [32]. Nous serons amenés à reparler de cette distinction entre transport dans le plan et transport interplan dans le chapitre concernant la restauration de cohérence interplan.

2.4 Théories de la supraconductivité non-conventionnelle

Nous présentons ici différents concepts théoriques qui ont été abordé dans l'étude de la supraconductivité des cuprates.

La phase pseudogap a généralement été la base pour l'élaboration de nouvelles théories en vue d'expliquer le diagramme de phase des cuprates. Aussi n'est il pas surprenant de voir que la chronologie des différents scénarii est étroitement liée à la chronologie des découvertes expérimentales. Au regard de l'ouverture de ce gap, deux types de scénarii se sont développés. Une première classe basée sur le concept de paires préformées et une deuxième sur le concept d'ordre en compétition.

2.4.1 Paires préformées

Le pseudogap peut d'abord 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'apparaît qu'à T_c : c'est le scénario de paires pré-formées. On regroupe généralement ces scénarii sous l'appellation "Isolant de Mott dopé". La ligne de pseudogap suit le dôme supraconducteur pour un dopage supérieur au dopage optimal.

2.4.1.1 Théorie RVB

La théorie RVB (*Resonating Valence Bond*) a été développée initialement pour tenter de trouver l'état fondamental du modèle de Heisenberg de spin $S = 1/2$ sur réseau triangulaire. 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 de singulet et le concept de 'résonance' provient du fait que les appariements peuvent s'interchanger entre plus proches voisins, d'où le terme de liquide de spin.

Le lien avec les cuprates s'établit en partant de la phase isolant de Mott anti-ferromagnétique à dopage nul, et en considérant le modèle de Hubbard à une bande (c'est-à-dire en ne prenant que les électrons/trous sur les cuivre des plans, avec une intégrale de saut entre deux cuivres t et une répulsion coulombienne sur site U). En partant de cet état, les spins forment un état de Néel. Au fur et à mesure que le dopage en trous augmente et à température nulle, le système va spontanément former ces états singulets. On aura comme conséquence un transport de charge par les trous ; l'ordre anti-ferromagnétique à longue portée est détruit mais un gap de spin Δ_{RVB} (assimilé au pseudogap) apparaît.

Le fait de rajouter une lacune de charge dans le système a pour incidence détruire un singulet et peut se représenter comme la formation d'un holon (particule chargée $+e$, mais sans spin) et d'un spinon (particule comportant un moment magnétique $S = 1/2$ sans charge associée). C'est ce que l'on appelle la séparation spin-charge. La diminution du nombre de singulets affaiblit le caractère 'résonnant' et le gap Δ_{RVB} diminue avec le dopage.

La similarité entre la symétrie de la fonction d'onde RVB et la fonction d'onde d -wave BCS suggère que la supraconductivité va émerger au moment où le système sera suffisamment rempli en trou. Si l'on rajoute une cohérence de phase sur les excitations de charge en dessous d'une température de condensation de Bose-Einstein T_{BE} , on obtient les ingrédients nécessaire à la supraconductivité. En augmentant le dopage, on augmente la densité de porteur susceptible de condenser et donc T_{BE} augmente aussi. En l'absence de singulet, cette condensation revient à définir des quasi-particules 'électron-trou' caractéristiques d'un liquide de Fermi [74]. Un diagramme de phase schématique est représenté figure 2.17.

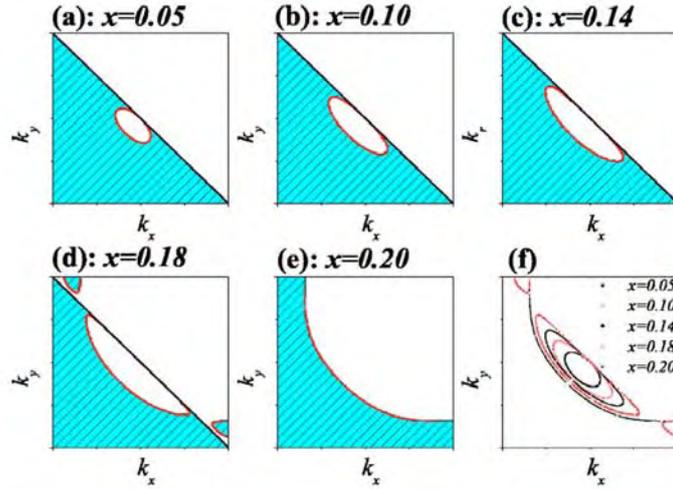


FIGURE 2.16 – Délimitation des parties où la fonction de Green change de signe pour différents dopages x en trous. La surface de la partie hachurée correspondant aux valeurs positives respecte le théorème de Luttinger. Les délimitations en rouge représentent les valeurs où la fonction de Green change de signe en divergeant (ce qui définit la surface de Fermi) et les délimitations en noires 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 (d'après [73]).

Parmi les développements associés à la théorie RVB, on peut noter la théorie YZR (Yang-Zhang-Rice). 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 dans les lignes reliant les anti-nœuds en dessous d'un certain dopage critique, permettant de générer dans les zones nodales une petite poche pour les composés sous-dopés et une grande poche de trou pour les composés surdopés comme illustré sur la figure 2.16.

2.4.1.2 Singulets de Zhang-Rice

Tout comme le scénario précédent, le point de départ est le modèle de Hubbard, mais à 3 bandes en considérant les orbitales $3d$ du cuivre et les $2p_x, 2p_y$ de l'oxygène. Compte tenu du nombre de paramètres de ce modèle, une simplification s'impose pour sa résolution. Dans cette théorie, les trous sont initialement situés sur les sites de cuivre et vont se délocaliser sur les oxygènes du plan conducteur. Les spins du cuivre et du trou délocalisé sur les oxygènes s'apparient pour former un état singulet appelé singulet de Zhang-Rice [75].

En ne considérant que les singulets de spins, le modèle est équivalent à un modèle de Hubbard effectif à une bande. L'intégrale de saut $t \sim \frac{t_{pd}^2}{\Delta}$ où t_{pd} est l'intégrale de saut d'une orbitale $3d^9$ du cuivre vers une orbitale $2p$ de l'oxygène et Δ la différence d'énergie entre les orbitales p et d (similaire au terme U du hamiltonien de Hubbard).

Ce modèle peut être transposé à un réseau sur site de fermions. En ne considérant que les états simplement occupés et dans la limite $U \gg t$, le hamiltonien prend la forme de celui du modèle $t - J$:

$$H_{t,J} = P \left[- \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} t_{ij} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + J \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i \cdot S_j - \frac{1}{4} n_i \cdot n_j) \right] P \quad (2.13)$$

où P est le projecteur qui restreint au sous-espace des états simplement occupés, J vaut $4t^2/U$. Ce hamiltonien fait réapparaître le concept de séparation charge/spins car il représente la compétition entre le mouvement des holons libres délocalisés sur le réseau (sur les sites d'oxygènes) et la disposition anti-ferromagnétique des spinons localisés (sur les sites de cuivre).

Tout comme le modèle RVB, un diagramme de phase peut être imaginé en tenant compte de la condensation de ces singulets et de la séparation spin/charge. On y retrouve la ligne de formation des paires (croissante en température avec le dopage) qui croise la ligne de séparation de spin/charge (décroit en température avec le dopage).

2.4.1.3 Fluctuations du paramètre d'ordre supraconducteur

Le paramètre d'ordre d'un supraconducteur s'exprime par le produit $\Delta.e^{i\theta}$. Δ représente le gap supraconducteur. A partir de la phase θ , il est possible de définir une autre échelle d'énergie, appelée rigidité de phase, correspondant à l'amplitude de variation de phase sans perte de la cohérence des paires.

A ces deux échelles d'énergie on peut associer deux températures caractéristiques. T_{MF} la température champ moyen correspond à la température d'appariement des paires, par analogie aux supraconducteurs conventionnels. T_θ correspond à la température en dessous de laquelle les paires sont cohérentes ; elle est proportionnelle à la rigidité de la phase ρ_s qui est elle-même proportionnelle à la densité superfluide. Cette densité superfluide, faible dans le cas des cuprates sous-dopés du fait du faible nombre de porteurs [76] croît avec le dopage.

On retrouve ainsi deux lignes qui se croisent et dont l'intersection fait apparaître la supraconductivité. La ligne définie pour la région sous-dopée est appelée transition de Kousterlitz-Thouless et fait état d'un changement dans la fonction de corrélation des spins. Au dessus de T_θ et en dessous de T_{MF} , la phase pseudogap correspond à une phase où les paires des Cooper existent mais ne sont pas cohérentes à longue distance, ce qui se caractérise dans cette théorie par la présence de paires vortex-antivortex. [77].

2.4.1.4 Résumé sur les scénarii paires préformées

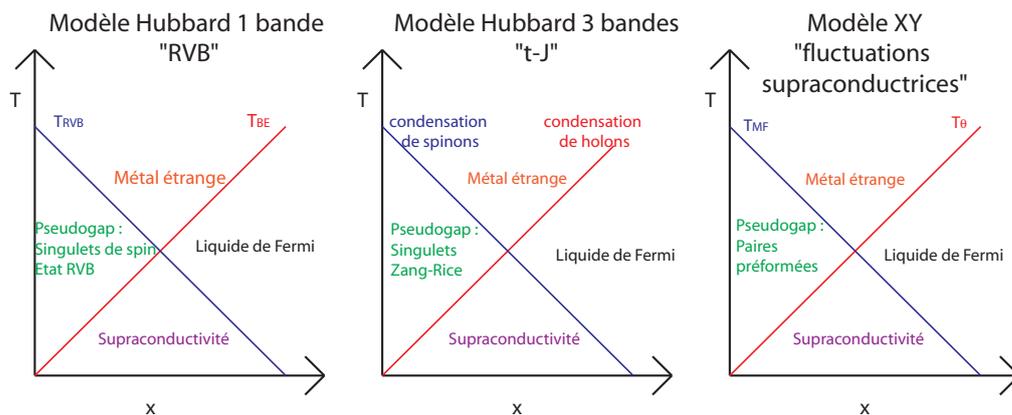


FIGURE 2.17 – Vision schématique des diagrammes de phase des différentes théories faisant intervenir des paires préformées.

Le diagramme de phase de ces trois théories prend une forme générique illustrée sur la figure 2.17. Dans chacun des cas, on retrouve ces 2 échelles d'énergie liées à la séparation de la charge et du spin, suggérée dans la description du métal étrange [48]. La première, d'origine magnétique, décroît avec le dopage au fur et à mesure que l'on s'écarte de l'état isolant de Mott. La deuxième est d'origine purement électronique, ce qui explique qu'elle croît avec la densité et le dopage (x). La supraconductivité y apparaît comme l'union des phases ordonnées magnétiques et électroniques. La phase ordonnée électronique correspond à la représentation du liquide de Fermi.

2.4.2 Ordres en compétition

Dans une autre classe de scénario, le pseudogap est vu comme un ordre en compétition avec la supraconductivité et la ligne de T^* se croise avec le dôme supraconducteur. Ce scénario fait intervenir un point critique quantique comme illustré sur la figure 2.18.

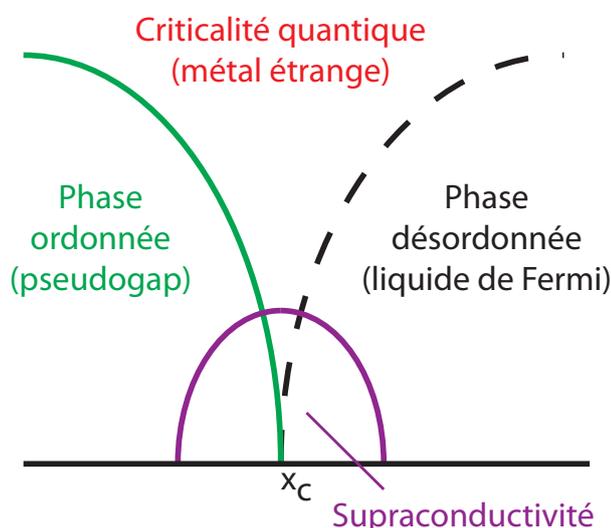


FIGURE 2.18 – Vision schématique du diagramme de phase faisant intervenir un point critique quantique.

Un point critique quantique, est défini à température nulle et à un dopage critique x_c . Pour un dopage $x < x_c$ et à $T = 0$ K, le système va favoriser un état ordonné (le pseudogap) qui est caractérisé par un paramètre d'ordre. Pour un dopage $x > x_c$ le système sera désordonné (la phase liquide de Fermi de la partie surdopée par exemple). Autour de x_c , une phase apparaît (la supraconductivité) et un régime de fluctuations est observé à plus haute température (le métal étrange). Théoriquement, le passage dans une phase ordonnée est caractérisée par une brisure de symétrie et l'apparition d'un ordre à longue portée. Expérimentalement des mesures d'effet Kerr [78] et de neutrons polarisés [68] ont montré une brisure de la symétrie de renversement du temps. Cette brisure de symétrie se produit à des températures proche de T^* et suggèrent la présence d'un ordre de boucles de courant dans la phase pseudogap [79].

Ce concept d'ordre en compétition se retrouve dans d'autres familles de composés fortement corrélés, comme les fermions lourds ou les organiques. Dans les cuprates, d'autres ordres peuvent être en compétition avec la supraconductivité. Suivant les cuprates et les dopages, différentes manifestations

expérimentales ont montré la présence d'ordres. On peut citer entre autres les ordres de spin [37], les ordres de stripe [80] et plus récemment les ordres de charge [81, 82, 28, 83, 84].

Les mesures présentées dans cette thèse sont effectuées à basse température et sous champ magnétique. Le champ magnétique permet de briser les paires de Cooper et ainsi de révéler l'état normal. La présence d'un ordre en compétition avec la supraconductivité modifie les propriétés électroniques de cet état normal. Entre autre, la présence d'un ordre peut causer des reconstructions de la surface de Fermi. La topologie de la surface de Fermi reconstruite sera différente suivant l'ordre mis en jeu.

Dans le chapitre 4, après avoir présentées nos mesures d'oscillations quantiques, nous décrirons plus en détail les ordres en compétition susceptibles de correspondre à nos données.

La première partie de chapitre traite des techniques expérimentales pour effectuer des mesures sous champ magnétique pulsé. Dans une deuxième partie, nous verrons les aspects liés au traitement numérique.

3.1 Techniques expérimentales

3.1.1 La mesure en champ magnétique pulsé

La figure 3.1 montre le dispositif expérimental pour effectuer un 'tir' en champ magnétique pulsé au LNCMI-T.

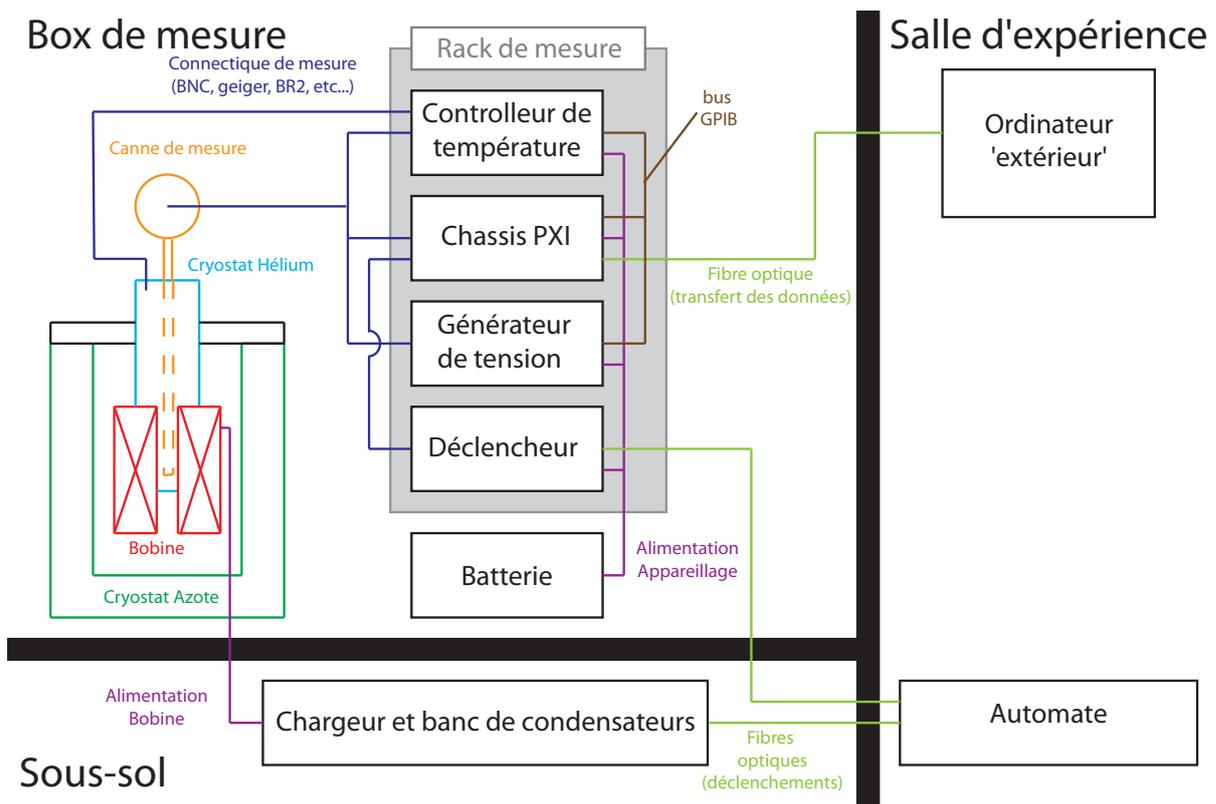


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental au LNCMI-T

3.1.1.1 Production du champ magnétique

Le champ magnétique est une sonde très utilisée pour étudier les propriétés électroniques des matériaux, grâce notamment aux oscillations quantiques, l'effet Hall ou l'aimantation. Il existe deux méthodes

pour obtenir un champ magnétique.

- L'utilisation d'un matériau ferromagnétique qui génère spontanément un champ magnétique (si il a été aimanté au préalable). Ceci permet d'obtenir des valeurs de 1.3 T avec des composés à base de Néodyme-Fer-Bore.
- L'utilisation d'une bobine de fil conducteur génère un champ magnétique proportionnel au courant injecté.

Compte tenu de la limitation des aimants permanents, c'est la deuxième solution qui a été améliorée au fil des années. Le LNCMI développe chaque jour des outils pour améliorer les conditions d'utilisation des champs magnétiques intenses pour les scientifiques. Ces développements se portent non seulement sur l'intensité du champ, mais aussi sur les autres paramètres qui pourraient être appliqués à l'expérience (niveau de bruit, température, pression, etc ...).

Il existe plusieurs types de dispositif produisant du champ magnétique :

- les bobines supraconductrices : ce sont les bobines les plus courantes. L'intérêt du fil supraconducteur (les plus utilisés étant NbSe₃, NbSn₃ et NbTi) provient du fait que le courant peut circuler sans échauffement et donc sans perte. La bobine est immergée dans de l'hélium liquide dont la température est inférieure à la température critique de supraconductivité. Il est possible d'atteindre des champs jusqu'à une vingtaine de Tesla. La principale limitation provient du fil qui perd sa propriété de supraconductivité au delà d'un certain courant (appelé courant critique) et/ou au delà d'un certain champ magnétique (appelé champ critique).
- les bobines résistives (bitters ou polyhelix) pour champ statique : ces dispositifs permettent aujourd'hui d'atteindre des champs continus de 35 T. Pour maintenir le champ magnétique, il faut non seulement alimenter en permanence la bobine résistive, mais aussi refroidir le fil pour évacuer la chaleur produite par effet joule. De ce fait, les dispositifs sont très coûteux.
- les bobines hybrides : ces dispositifs sont la superposition d'une bobine supraconductrice et d'une bobine résistive, permettant d'atteindre des champs allant jusqu'à 45 T (NHMFL - Tallahassee).
- les bobines résistives pour champs pulsés : à la différence des bobines évoquées précédemment, les bobines dédiées aux champs pulsés sont utilisées pendant une durée de quelques centaines de millisecondes ce qui permet de limiter les échauffements, et d'ainsi atteindre des champs beaucoup plus intenses (par exemple 81 T au LNCMI-Toulouse voir même 100 T au NHMFL de Los Alamos).

La figure 3.2 est une représentation simplifiée du schéma électrique de production du champ magnétique. La technique de champ pulsé est basée sur un banc de condensateurs pouvant stocker une énergie totale de 14 MJ. Les condensateurs peuvent être chargés par un générateur jusqu'à une tension de 24 kV. L'utilisateur déclenche l'impulsion au moyen des thyristors qui vont permettre de connecter les condensateurs (de capacité C) à la bobine (représentée par une inductance L et une résistance R). Le circuit peut être vu comme un circuit RLC , ce qui amène le courant à osciller sinusoidalement avec une période propre $T = 2\pi\sqrt{LC}$ (dans l'hypothèse où la résistance de la bobine est négligeable). Lorsque $t = T/4$, le courant est maximum et la tension aux bornes des condensateurs est nulle. Les diodes crowbar court-circuitent les condensateurs, le circuit devient équivalent à un circuit RL et le courant se dissipe dans la bobine de manière exponentielle avec une constante de temps $\tau = L/R$.

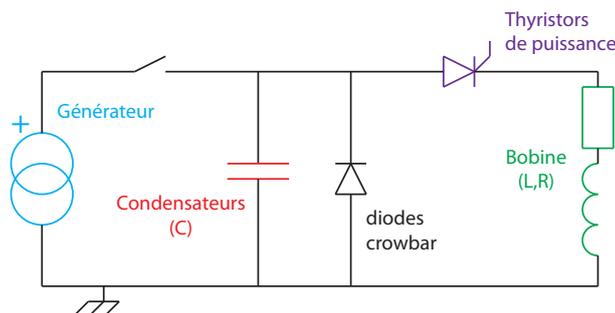
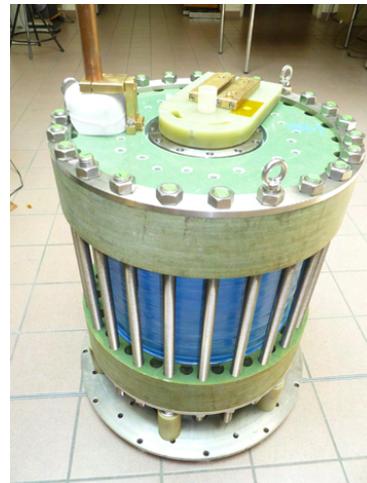
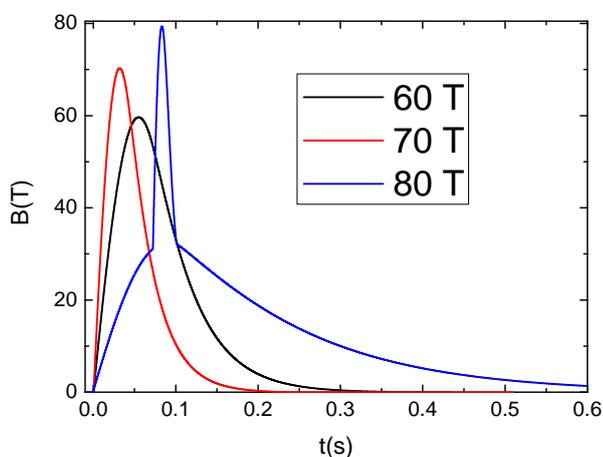


FIGURE 3.2 – Schéma électrique simplifié du dispositif de champ pulsé

La figure 3.3 montre plusieurs profils de champ magnétique. L'ordre de grandeur d'une impulsion varie de 300 à 500 ms pour une durée de montée de 20 à 50 ms. Pour le cas de la bobine '80 T', le champ est obtenu en superposant deux impulsions provenant de deux bobines imbriquées l'une dans l'autre. La première fournit une impulsion longue autour de 35 T et la deuxième fournit une impulsion plus courte (20 ms de montée et 20 ms de descente) allant jusqu'à 45 T.

FIGURE 3.3 – **A gauche** : Différents profils de champ magnétique suivant la bobine utilisée. **A droite** : Photo de la bobine gigogne '80 T'.

Pendant un tir, la bobine subit de fortes contraintes thermiques et mécaniques. Pour pallier à la contrainte thermique issue du fort effet Joule généré par le courant de quelques dizaines de kilo-ampères, la bobine est plongée dans de l'azote liquide (à 77 K). Après un tir à pleine puissance, la température de la bobine monte jusqu'à une température avoisinant celle de la température ambiante. Il est donc nécessaire d'attendre que la bobine refroidisse avant d'effectuer un autre tir. L'attente peut être de quelques minutes pour les tirs de faible puissance et aller jusqu'à 2-3 h pour les tirs pleine puissance (à noter

que l'énergie dissipée varie comme le carré du champ magnétique). Pour accélérer ce refroidissement, un dispositif de pompage permet d'abaisser la température de l'azote et ainsi de refroidir plus vite la bobine. Les bobines sont également conçues pour résister à la contrainte mécanique liée à la force de Lorentz. Pour assurer la tenue mécanique nécessaire, des couches de zylon sont placées entre les couches de fils de cuivre. L'épaisseur de la couche de zylon est calculée en fonction de la poussée produite par le fil qu'elle entoure. On parle ainsi de bobine à densité de renfort optimisé. L'ensemble fil et zylon est maintenu grâce à de la résine époxy.

3.1.1.2 Cryogénie

Le dispositif expérimental comprend deux cryostats : l'un pour l'azote liquide et l'autre pour l'hélium liquide. Un schéma de ces dispositifs est montré sur la figure 3.4.

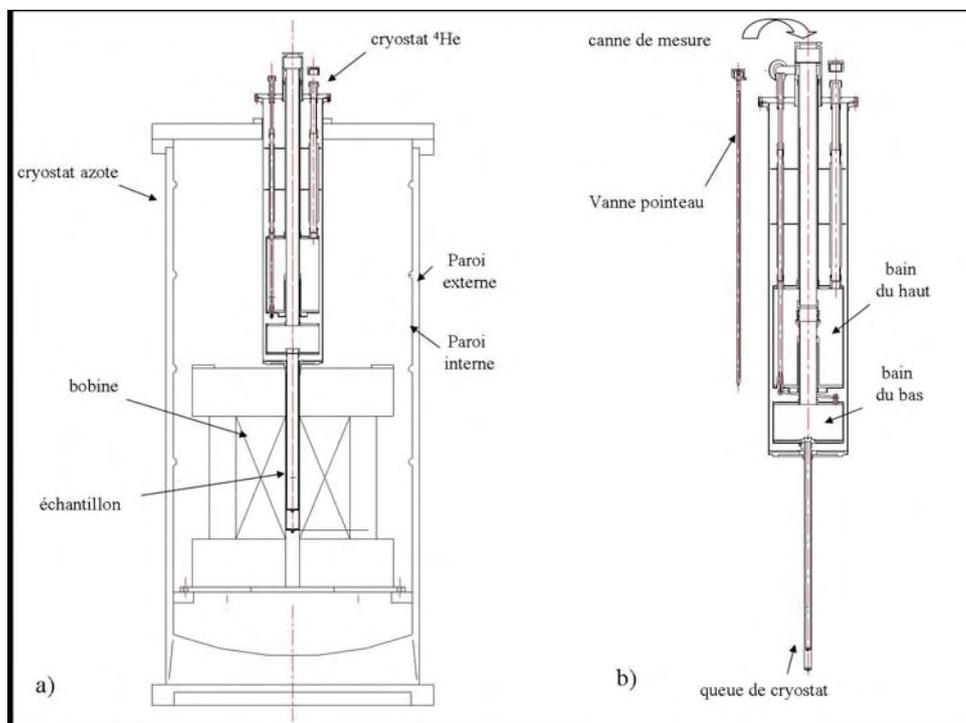


FIGURE 3.4 – (a) : Cryostat azote. (b) : Cryostat à hélium.

Le cryostat à azote liquide permet de maintenir la bobine à basse température. Ceci a pour effet :

- d'améliorer la conductivité du fil de la bobine (pour une bobine de fil de cuivre, la résistance diminue d'un facteur 7 entre 300 K et 77 K). Le temps de décroissance du champ τ et la valeur globale de champ seront plus importantes
- d'augmenter la limite élastique pour avoir une meilleure tenue mécanique
- d'éviter de faire fondre le fil par effet Joule

Ce cryostat à double parois en inox non-magnétique est recouvert d'une plaque de polycarbonate sur laquelle est fixé le cryostat à hélium.

Le cryostat à hélium est lui aussi fait en inox non magnétique. Il est constitué d'une partie supérieure qui contient deux réservoirs et d'une partie inférieure appelée 'queue de cryostat' qui va s'insérer au centre de la bobine. Un chauffage constitué d'un enroulement de fils de manganin permet de chauffer la queue du cryostat. La canne de mesure s'insère par le haut de sorte que l'échantillon se trouve dans la queue de cryostat et au centre de la bobine. L'hélium est injecté par le réservoir (bain) du haut. Une vanne pointeau permet de faire circuler, ou non, l'hélium dans le bain du bas à travers un capillaire. La régulation de la température ne se fait pas de la même manière suivant la gamme de température souhaitée :

- pour $1.5 \text{ K} < T < 4.2 \text{ K}$: la vanne pointeau est fermée, le réservoir du bas est rempli, et l'échantillon est en contact avec l'hélium liquide. En pompant sur le bain, la température diminue et c'est la pression qui permet d'imposer la température.
- pour $6 \text{ K} < T < 80 \text{ K}$: la vanne pointeau est fermée, seul le bain du haut est rempli. Par thermalisation avec le bain du haut, la température de l'échantillon (en contact avec du gaz d'échange) est de l'ordre de 5-6 K. Le chauffage permet d'atteindre les températures supérieures.
- pour $T > 80 \text{ K}$: il n'y pas d'hélium dans le cryostat. La thermalisation se fait avec l'azote liquide autour du cryostat. Le chauffage permet d'atteindre les températures plus élevées.

3.1.1.3 Cannes de mesure

Les cannes de mesure sont constituées d'un coté par une "tête de canne" sur laquelle sont fixés les connecteurs eux même reliés aux appareils de mesure. Le bas de la canne comporte le porte-échantillon, la bobine pick-up et le thermomètre.

Pour les mesures en champ pulsé, la principale contrainte provient du fait que la variation du flux magnétique Φ (généré par un champ magnétique B dans une boucle de surface S normale à ce champ) créé une tension induite e aux bornes des fils de mesure (loi de Faraday) :

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = -S\frac{dB}{dt} - B\frac{dS}{dt}$$

Pour des champs magnétiques aussi intenses et avec une variation aussi rapide, cette tension peut atteindre plusieurs volts. Pour limiter le premier terme $S\frac{dB}{dt}$, les paires de fils sont torsadées. Les petites boucles générées de la sorte créent de petites surfaces exposées. La surface totale S est quasiment nulle car les aires des boucles sont comptées successivement de manière positive puis négative (et donc l'aire de deux boucles successives est nulle).

Dans le deuxième terme $B\frac{dS}{dt}$ correspond aux vibrations des fils qui se produisent pendant le tir. Pour limiter cet effet, les fils de la canne et de l'échantillon sont fixés avec du vernis GE (*General Electric*) et les câbles sont maintenus solidement pendant le tir.

La mesure de la tension induite aux bornes d'une bobine pick-up permet, après intégration, de connaître la valeur du champ magnétique. Les bobines pick-up sont étalonnées à l'aide d'une sonde de Hall. Pour connaître la température, un thermomètre (de type *Cernox*) est placé près de l'échantillon et mesuré à l'aide d'un contrôleur de température.

3.1.1.4 Rack de mesure

Pour contrôler les différents paramètres de l'expérience et permettre l'acquisition des données pendant le tir, l'armoire électrique est placée à bonne distance de la bobine pour éviter que le champ magnétique ne perturbe les différents appareils. Dans le box de mesure se trouvent un UPS (uninterruptable power

station), un châssis PXI avec ses cartes d'acquisition et un contrôleur de température (*Lakeshore*).

Au moment d'un tir, pour des raisons de sécurité, l'alimentation électrique EDF est coupée à l'intérieur du box. L'UPS permet d'alimenter les appareils du box (en 230 V à 50 Hz) pendant la charge et la décharge des condensateurs.

Le PXI est un châssis équipé de 4 cartes d'acquisition *National Instruments* (PXI-5922) permettant de mesurer 2 voies chacune, ou une seule voie en différentielle. Ceci permet la mesure de la tension de la (ou des) bobine(s) pick-up, la tension de référence appliquée aux bornes de l'échantillon ainsi que toute autre tension de mesure relative à cet échantillon. La fréquence d'acquisition habituelle est de 500 kHz sur des cartes qui acceptent ± 5 V sous 24 bits, ce qui donne une résolution de l'ordre du micro-volts. A la fin de l'acquisition, les données sont sauvegardées puis transmises au moyen d'une fibre optique à l'ordinateur (à l'extérieur du box) qui contrôle le PXI.

3.1.2 Techniques utilisées dans cette thèse

3.1.2.1 Mesures de Transport

Les échantillons de cuprate mesurés en transport ont une surface comprise entre 0.1 et 1 mm² et une épaisseur (selon axe-*c*) variant entre 20 et 150 μm . Les échantillons ont des pads d'or évaporés et recuits sur lesquels des fils d'argent ou d'or (de 10 à 50 μm) sont connectés avec de la laque d'argent. L'ensemble est ensuite fixé au vernis GE sur une plaquette de saphir, elle-même fixée sur le support.

Pour un même échantillon, il est possible de mesurer une ou plusieurs composantes du tenseur de résistivité en fonction de la direction de mesure, des axes cristallographiques et de la direction du champ magnétique. La mesure de la résistance est faite selon une mesure à 4 points qui permet de s'affranchir de la résistance des fils de mesure et des contacts. L'avantage de cette méthode est que la mesure de la différence de potentiel ne tient pas compte de la résistance des fils de mesure. Deux types de magnétorésistance peuvent se mesurer : la magnétorésistance longitudinale, qui est la résistance mesurée lorsque le courant circule parallèlement au champ magnétique et la magnétorésistance transverse quand le courant circule perpendiculairement au champ magnétique.

Les deux configurations de mesure de la résistance sont schématisées sur la figure 3.5 :

- des mesures de magnétorésistance transverse dans le plan : le courant est injecté dans le plan conducteur (*ab*) et le champ magnétique est le long de l'axe-*c*. Les pads sont généralement au nombre de 6, disposés en "croix de Hall". 2 pads servent à injecter le courant. Ils sont placés de telle sorte à avoir des lignes de courant homogènes sur tout le volume de l'échantillon (le long de l'axe-*a* sur la figure 3.5). 4 autres pads sont placés sur l'échantillon pour mesurer les différences de potentiel, parallèlement (ρ_{xx}) et perpendiculairement (effet Hall, ρ_{xy}) au courant injecté. Comme les pads de mesure ne sont jamais parfaitement orientés, la mesure de la tension est toujours un mélange entre une composante ρ_{xx} et une composante de ρ_{xy} . Les composantes ρ_{xx} et ρ_{xy} sont obtenues en effectuant deux tirs successifs en inversant la direction du champ. Comme la composante ρ_{xx} est paire avec le champ magnétique et que la composante ρ_{xy} est impaire; la demi-somme de deux tirs effectués donnera ρ_{xx} alors que la demi-différence des deux tirs donnera ρ_{xy} .
- des mesures de magnétorésistance longitudinale interplan : le courant est injecté perpendiculairement aux plans conducteurs et le champ magnétique est parallèle au courant. Sur chacune des faces normales à l'axe-*c* se trouvent 2 pads. L'un généralement en forme de U permet d'injecter le

courant, et l'autre plus petit permet de mesurer la tension. La forme en U du pad permet d'injecter uniformément le courant et d'avoir des lignes de courant homogènes.

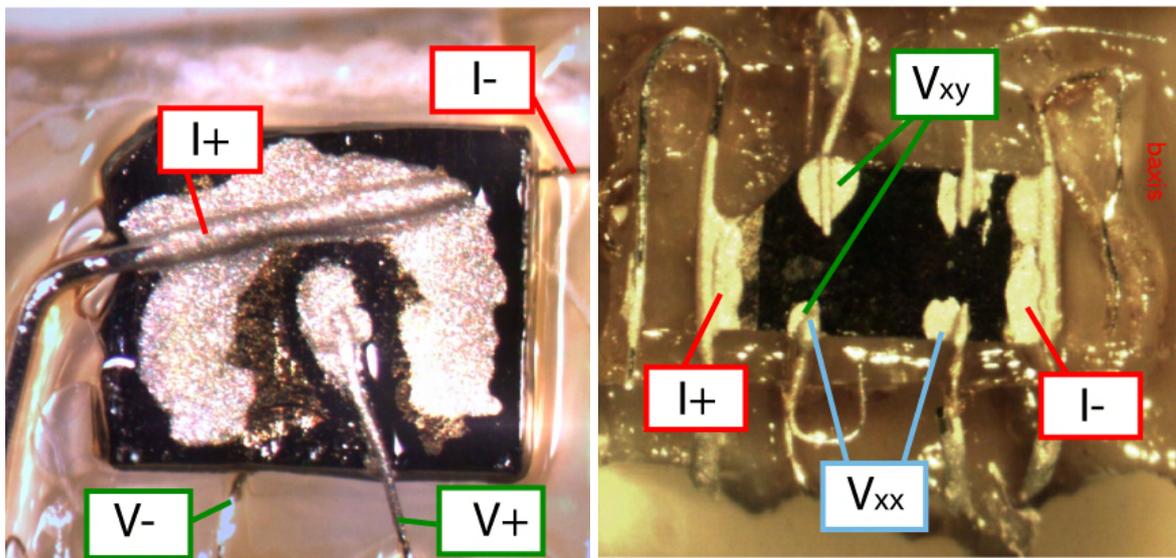
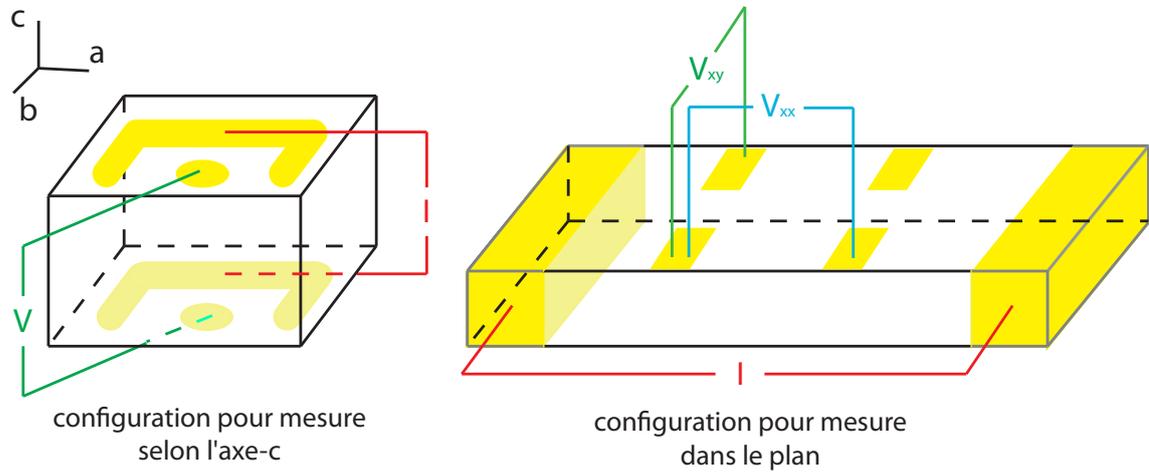


FIGURE 3.5 – Schéma illustrant les différentes configurations de mesure. I correspond aux fils de courant et V correspond aux fils de la mesure. Dans le cas de la configuration dans le plan, V_{xx} et V_{xy} correspondent respectivement aux deux composantes possibles à mesurer.

	ρ ($\Omega\cdot\text{cm}$)	i (mA)	α (cm)	V (mV)
cuprates (dans le plan)	$10^{-4} - 10^{-3}$	1 - 10	$10^{-3} - 10^{-2}$	$10^{-3} - 1$
cuprates (interplan)	0.1 - 1	1 - 10	0.5 - 5	$2 \cdot 10^{-2} - 20$

TABLE 3.1 – Tableau résumant les ordres de grandeur des valeurs de résistivité (ρ), de courant appliqué (i), de facteurs géométriques (α) des échantillons mesurés. Les valeurs de V sont données à titre indicatif. En règle générale, ces valeurs sont amplifiées par un amplificateur bas bruit (INA) et les courants appliqués sont ajustés afin d’avoir le meilleur rapport signal sur bruit sans échauffer l’échantillon.

Compte tenu des valeurs de résistivités (ρ), de facteurs géométriques (α), et des courants appliqués (i), l’ordre de grandeur des signaux à mesurer (V) est présenté dans le tableau 3.1. La figure 3.6 montre comment est déterminé le facteur géométrique suivant la configuration de mesure.

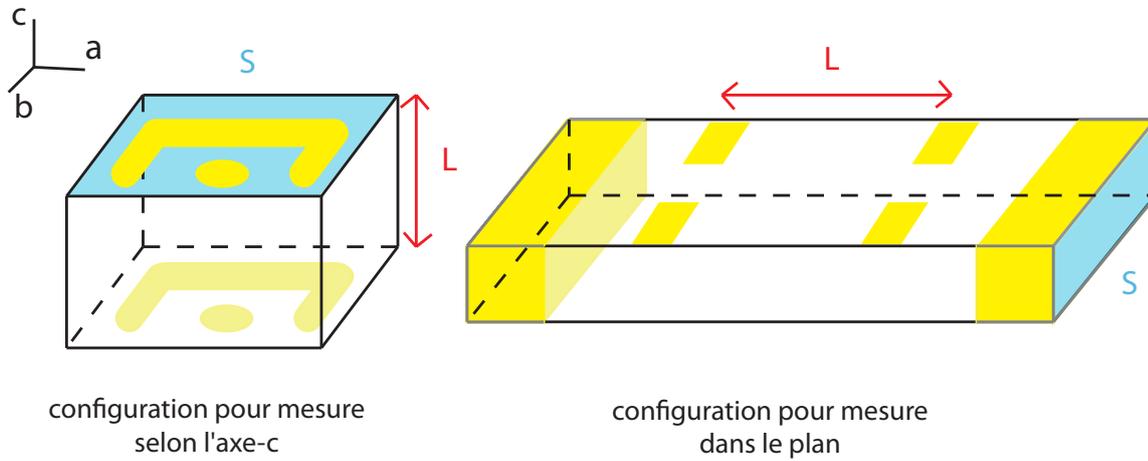


FIGURE 3.6 – Facteur géométrique $\alpha = S/L$ où S est la surface normale au courant (dessinée en bleu) et L la distance entre les pads de tension.

3.1.2.2 Mesures de couple magnétique par cantilever piezo-résistif

L'aimantation est une grandeur importante car c'est une grandeur thermodynamique. Il existe plusieurs méthodes pour la mesurer sous champ magnétique et celle présentée ici utilise un dispositif appelé cantilever piezo-résistif. A l'origine, les cantilevers servent pour les techniques d'imagerie AFM (*Atomic Force Microscopy*). Un échantillon est collé à l'emplacement de la pointe AFM. Le lecteur peut se référer à la thèse de C. Jaudet [85] pour connaître l'ensemble des optimisations qui ont été nécessaires à l'adaptation de cette technique au LNCMI-T.

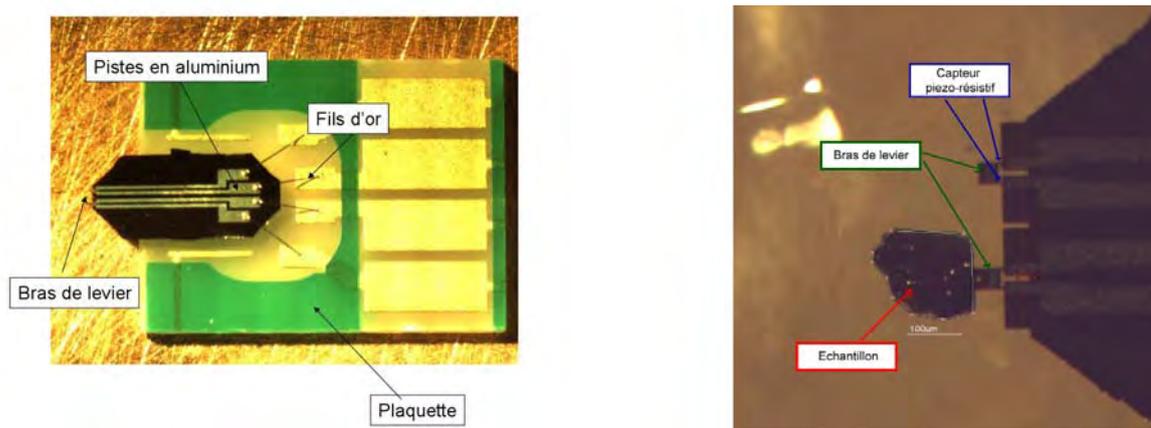


FIGURE 3.7 – **A gauche** : Photo d'un cantilever (Seiko PRC120) sur sa plaquette. **A droite** : Zoom d'un cantilever sur lequel est fixé un échantillon.

La figure 3.7 montre la photo d'un cantilever. Les éléments principaux de ce dispositif sont les bras de levier qui mesurent respectivement $120 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ de long. La résistance électrique du capteur piezo-résistif d'un bras (de l'ordre de 500Ω) va évoluer suivant la déflexion qui est appliquée. L'échantillon (typiquement de taille inférieure à $0.1 \times 0.1 \times 0.05 \text{ mm}^3$) est fixé sur le bras le plus long du cantilever grâce à une epoxy, le deuxième bras reste à nu pour servir de référence. L'orientation de l'échantillon est telle que l'axe- c est normal au plan du cantilever. En appliquant un champ magnétique, l'échantillon placé sur le bras s'aimante suivant son axe de facile aimantation (qui est l'axe- c). La résistance du capteur piezo-résistif du bras contenant l'échantillon va évoluer de part :

- une contribution du couple magnétique ($\tau = \mathbf{M} \wedge \mathbf{B}$). Ce couple provoque une déflexion du bras qui se traduit par une variation de résistance ΔR sur le capteur piézo-résistif
- une magnétorésistance intrinsèque des capteurs piezo-résistifs.

Afin d'optimiser ce couple magnétique, le cantilever est incliné de tel sorte à avoir un angle Θ entre l'axe du champ magnétique (comme illustré sur la figure 3.8) et l'axe de facile aimantation. L'aimantation est déduite de la mesure du couple magnétique, $M.B.\sin(\Theta)$ qui est proportionnelle à ΔR . La magnétorésistance des capteurs piezo-résistifs est compensée par un pont de Wheatstone (figure 3.9). Ici e est la tension appliquée au pont par un générateur de tension sinusoidale et ΔV le signal à la sortie. Ces deux valeurs constituent respectivement les signaux de référence et de mesure qui sont analysés par détection synchrone. En général, la tension e appliquée est de l'ordre de 0.4 V et la fréquence d'excitation varie entre 20 kHz et 60 kHz .

La variation de la résistance des capteurs piezo-résistifs étant faible par rapport aux résistances R , R_{p1} , R_{p2} , la tension mesurée ΔV sera proportionnelle à la variation ΔR de la déflexion. Il est ainsi possible d'en déduire une valeur proportionnelle à l'aimantation :

$$\frac{\Delta V}{e} \propto \frac{\Delta R}{R} \propto \Delta\theta \propto \tau \parallel = M.B.\sin(\Theta) \quad (3.1)$$

Il est toutefois nécessaire de prendre certaines précautions lors de l'utilisation de ce dispositif. En particulier, la déflexion ne doit pas excéder une certaine amplitude au risque de casser le capteur piezo-résistif. L'angle du cantilever est ainsi ajusté, suivant la taille de l'échantillon pour optimiser le signal.

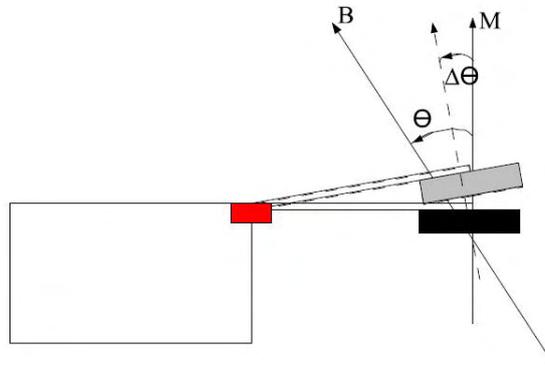


FIGURE 3.8 – Schéma d'un cantilever incliné d'un angle Θ par rapport à l'axe du champ magnétique. La déflexion du bras de levier fait un angle $\Delta\theta$ ici.

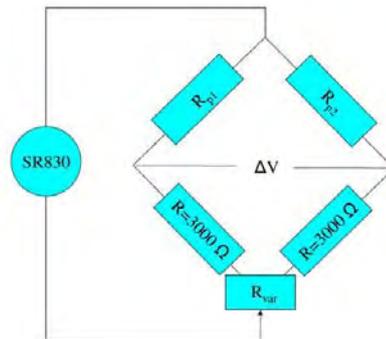


FIGURE 3.9 – Schéma électrique d'un pont de Wheatstone. SR830 correspond au générateur de tension alimentant le pont. R_{p1} et R_{p2} sont les résistances des deux capteurs piezo-résistifs du cantilever. R_{var} est une résistance variable qui permet d'équilibrer le pont, c'est-à-dire d'avoir $\Delta V = 0$ en l'absence de champ magnétique.

3.2 Traitements numériques

3.2.1 Présentation générale

Dans cette partie nous allons parler des différents aspects techniques relatifs à l'analyse numérique. Le schéma 3.10 présente de manière générale les étapes pour extraire les informations physiques à partir d'un tir.

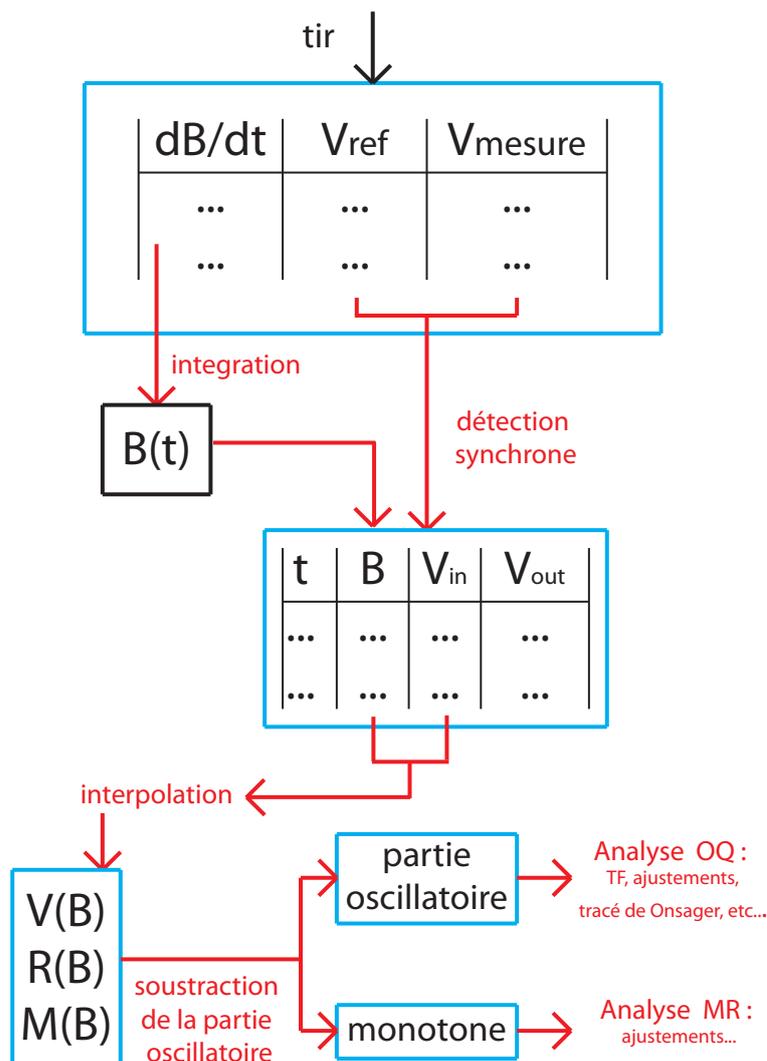


FIGURE 3.10 – Schéma de principe de l'analyse numérique des données obtenues au cours d'un tir. Les cadrants en bleu correspondent aux différents fichiers obtenus au cours de l'analyse. Les différentes étapes (en rouge) sont expliquées de manière plus détaillée dans la suite du texte.

Après un tir, les données sont stockées sous forme d'un fichier binaire contenant au minimum 3 colonnes : la tension de la bobine pick-up, la tension de référence et au moins une tension de mesure.

Chaque ligne correspond à une acquisition effectuée à un temps donné, et l'écart entre chaque acquisition ($2 \mu\text{s}$ en général) est déterminé par la fréquence des cartes d'acquisition du PXI (500 kHz). L'intégration (temporelle) de la valeur de la tension pick-up donne une valeur proportionnelle au champ magnétique. Le champ magnétique s'obtient en la multipliant par le facteur géométrique de pick-up S_{pu} , qui va dépendre de sa surface et du profil de champ magnétique généré par la bobine de champ (la bobine pick-up n'étant pas placée au centre du champ).

Les mesures en détection synchrone imposent un traitement qui compare la tension de référence V_{ref} et la tension de mesure V_{mesure} . La technique est expliquée dans la partie suivante. Une fois ce traitement terminé, et après interpolation, les données peuvent être analysées. Les courbes en champ magnétique peuvent être décomposées en une partie oscillatoire et une partie monotone. Nous verrons ainsi comment sont séparées ces deux composantes. Cette thèse traitant essentiellement des oscillations quantiques, nous porterons une attention particulière à leur analyse. Ceci nous amènera à décrire les méthodes utilisées pour extraire les informations physiques et ainsi faire le lien avec le formalisme présenté dans le premier chapitre.

3.2.2 Traitement des données brutes par détection synchrone

Cette technique est utilisée dans la plupart des mesures de transport ou de torque en champ pulsé. Une tension sinusoïdale de fréquence F_{ref} ($U_{in} = V_{in} \cdot \sin(2\pi \cdot F_{ref} \cdot t)$) est appliquée dans une résistance shunt à l'aide d'un générateur de tension en série avec l'échantillon (figure 3.11).

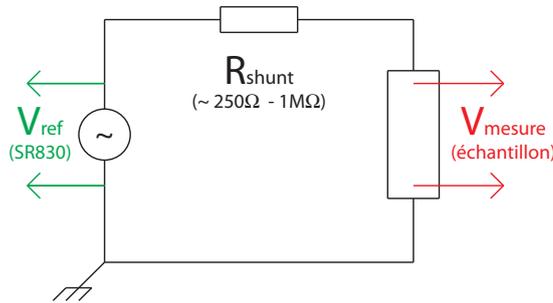


FIGURE 3.11 – Schéma électrique du montage

La figure 3.12 illustre les différentes étapes de l'analyse du signal. A partir du signal d'entrée U_{in} , une tension de référence est établie $U_{ref} = V_{ref} \cdot \sin(2\pi \cdot F_{ref} \cdot t + \Theta_{ref})$. Cette tension a la même fréquence que le signal d'entrée, mais comporte un terme de phase supplémentaire Θ_{ref} (ajustable par l'utilisateur) et une amplitude prédéfinie, $V_{ref} = 2 \text{ V}$.

Dans un cas idéal, le signal de sortie doit normalement avoir uniquement une seule composante spectrale, correspondant à la fréquence d'excitation de la référence. Cependant les divers bruits de mesure (liés notamment à la variation du champ magnétique et aux vibrations diverses) vont rajouter des composantes sur toute une gamme de fréquence et "polluer" le signal utile. Le signal de sortie s'exprime sous la forme :

$$U_{sig} = \sum_F V_{sig}(F) \cdot \sin(2\pi \cdot F \cdot t + \Theta_{sig}(F)). \quad (3.2)$$

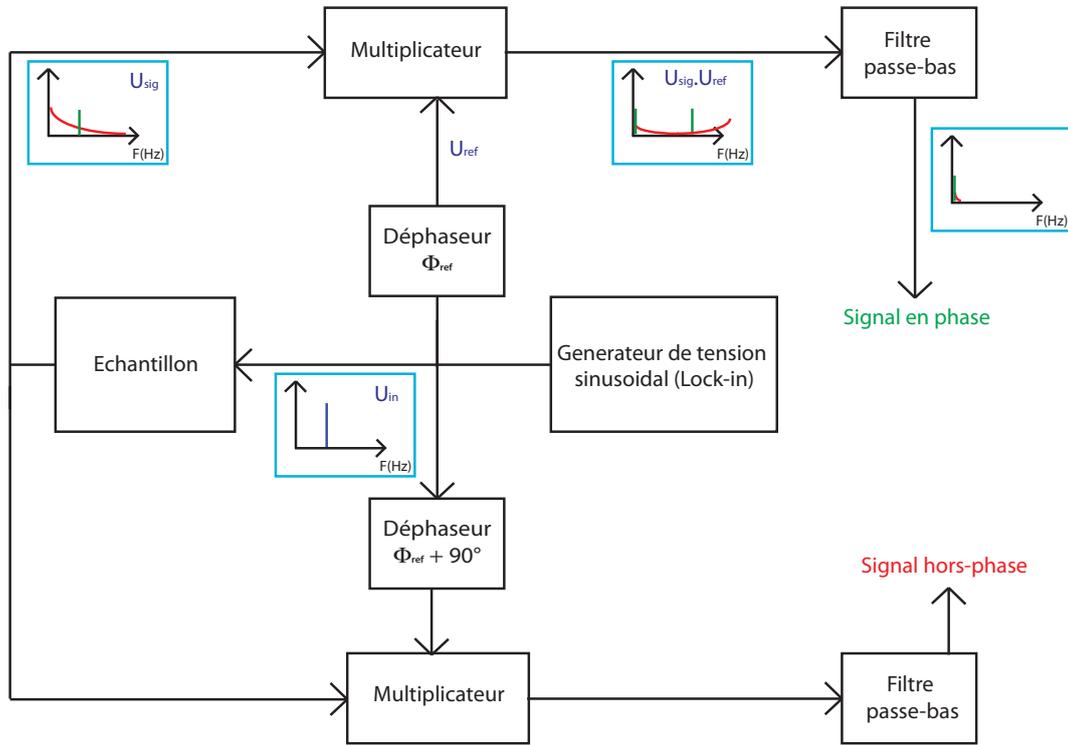


FIGURE 3.12 – Schéma de principe de la détection synchrone. Les encadrés en bleu correspondent aux différentes représentations spectrales du signal.

En multipliant le signal de sortie par le signal d'entrée, la tension obtenue est de la forme ,

$$\begin{aligned}
 U_{PSD} = U_{ref} \cdot U_{sig} &= \sum_F V_{ref} \cdot V_{sig}(F) \cdot \sin(2\pi \cdot F_{ref} \cdot t + \Theta_{ref}) \sin(2\pi \cdot F \cdot t + \Theta_{sig}(F)) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_F V_{ref} \cdot V_{sig}(F) [(\sin(2\pi \cdot (F_{ref} - F) \cdot t + (\Theta_{ref} - \Theta_{sig}(F)))) \\
 &\quad + (\sin(2\pi \cdot (F_{ref} + F) \cdot t + (\Theta_{ref} + \Theta_{sig}(F))))]
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Parmi les différents termes contenus dans cette expression, la seule composante continue dans la tension U_{PSD} s'obtient pour $F = F_{ref}$ et son amplitude vaut $\frac{1}{2} V_{ref} \cdot V_{sig}(F_{ref}) \cdot \sin(\Theta_{ref} - \Theta_{sig}(F))$. Le terme $V_{sig}(F_{ref})$ correspond au terme qui nous intéresse.

Pour supprimer les termes parasites à des fréquences $F \neq F_{ref}$, il suffit d'appliquer un filtre passe-bas. Son temps caractéristique $\tau = 1/(2\pi F_c)$ correspond à la fenêtre temporelle dans laquelle le signal va être moyenné. F_c est appelée fréquence de coupure et correspond à la fréquence à partir de laquelle l'amplitude du signal est atténuée de 3 dB. L'augmentation de la constante de temps permet de diminuer le bruit mais risque de déformer les courbes.

Pour enlever le terme $\sin(\Phi) = \sin(\Theta_{ref} - \Theta_{sig}(F_{ref}))$ contenu dans la composante $F = F_{ref}$, il suffit d'ajuster la valeur de Θ_{ref} de telle sorte à annuler Φ . Ceci permet d'obtenir le signal "en phase" $V_{sig}(F_{ref})$, c'est-à-dire le signal utile. La partie "hors phase" est obtenue en effectuant la même procédure de multiplication mais avec un déphasage de $\phi + 90^\circ$. Elle correspond aux éléments capacitifs et inductifs du circuit. Le choix de la phase à appliquer dépend des systèmes et doit rester minime (pas plus de 10°). Le signal hors phase n'est pas sensé évoluer en fonction de la température ou du champ magnétique. Dans le cas contraire, il devient difficile de dire si la mesure est représentative de l'échantillon.

Lors des mesures à champ nul (courbes $R(T)$), la détection synchrone se fait au moyen d'un lock-in commercial *Stanford SR830*. Au cours d'un tir, l'enregistrement des différentes tensions (c'est-à-dire la tension de la bobine pick-up, le signal d'excitation et le signal aux bornes de l'échantillon) permet d'effectuer la détection synchrone numériquement à posteriori. L'avantage réside dans le fait qu'il est possible d'analyser autant de fois que souhaité les données en faisant varier de manière optimale les paramètres tels que Θ_{ref} ou τ .

3.2.3 Analyse des oscillations quantiques

Cette partie fait office de guide technique pour l'analyse des oscillations quantiques en se basant sur le formalisme présenté dans la partie théorique.

3.2.3.1 Obtention de la partie oscillatoire

Lors de l'obtention des courbes brutes $V(B)$ (V représentant une résistance ou un couple magnétique) contenant des oscillations, il faut traiter ces dernières en séparant la partie oscillatoire de la partie monotone. Cette monotone est définie par une fonction *spline* qui va passer entre les oscillations, comme l'illustre la figure 3.13.

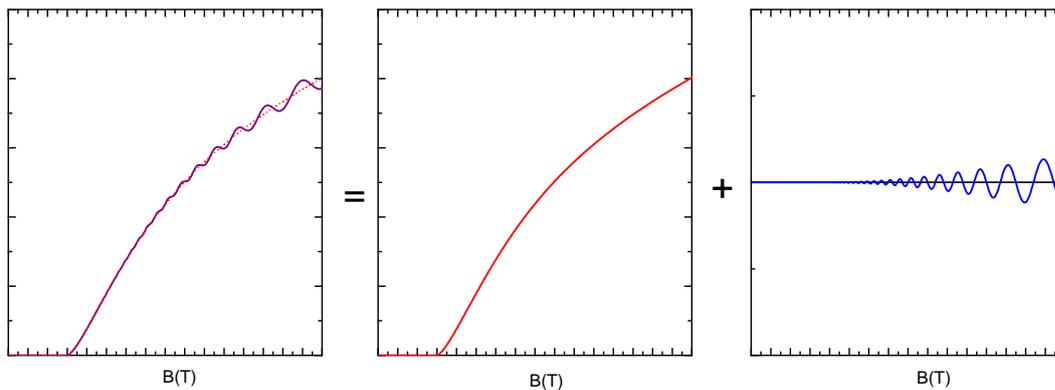


FIGURE 3.13 – Illustration de la décomposition d'un signal brut de résistance $R(B)$ en une partie monotone $R_{bg}(B)$ et une partie oscillatoire $\Delta R(B)$.

Suivant la sonde, différentes parties oscillatoires peuvent être définies, du fait des différences de formule vues dans la partie théorique. Pour le transport, la partie oscillatoire est notée $\Delta\sigma = (\sigma - \sigma_{bg})$ où σ est la conductivité totale et σ_{bg} la conductivité moyenne (appelée *background* ou monotone). La partie

oscillatoire de la conductivité normalisée $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{bg}}$ est utilisée dans la formule de Lifshitz-Kosevich. Si cette partie oscillatoire est petite devant la partie monotone, alors il est possible d'exprimer la partie oscillatoire à partir des valeurs de résistivité (ou résistance) : $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{bg}} \approx -\frac{\Delta R}{R_{bg}}$. Dans le cas contraire, l'approximation n'est plus valable et en remplaçant σ par $1/R$, l'expression devient : $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{bg}} = -\frac{\Delta R}{R}$; c'est-à-dire que la normalisation se fait en divisant par la courbe brute et non pas par la monotone. Dans le cas de la mesure de couple magnétique, la définition de la monotone est plus simple et il est possible de se limiter à une droite ou un polynôme de faible degré.

3.2.3.2 Méthode d'ajustements moindre carré : détermination de l'ensemble des paramètres physiques

Nous nous limitons ici à l'explication qualitative du principe d'ajustement. Le lecteur peut consulter l'ouvrage [86] pour trouver de plus amples précisions.

A partir d'une mesure, les données sont généralement définies par un ensemble de points (x_i, y_i) . Par exemple, les x_i sont les valeurs du champ magnétique et les y_i les valeurs de résistance correspondantes. Une formule théorique décrit une courbe $y(x_i; p_1, p_2, \dots, p_M)$ à partir d'un ensemble de paramètres (notés p_1, p_2, \dots, p_M comme la fréquence, la masse etc...), et en partant des mêmes valeurs de champ magnétique x_i . L'ajustement de paramètres consiste à faire évoluer les paramètres de telle sorte que la courbe théorique soit la plus similaire possible à la courbe expérimentale.

La manière la plus courante pour quantifier l'écart entre les courbes est de calculer

$$\chi^2 = \sum_i [y_i - y(x_i; p_1, p_2, \dots, p_M)]^2 \quad (3.4)$$

Le but de l'ajustement est de minimiser cette valeur de χ^2 , ce qui correspond à un problème de minimisation de fonction. Pour qu'un ajustement soit viable, il faut avoir un jeu de paramètres solution, une barre d'erreur sur ces paramètres et un critère de qualité de l'ajustement (caractérisé ici par la valeur du χ^2). Parmi les différentes formules possibles issues du formalisme de Lifshitz-Kosevich, nous avons vu qu'une surface de Fermi quasi-2D pouvait se décrire sous la formulation :

$$\sum_i A_{0,i} \cdot R_{T,i} \cdot R_{D,i} \cdot R_{s,i} \cdot \sin(2\pi(\frac{F_i}{B \cdot \cos(\theta)} - \gamma_i)) \cdot J_0(2\pi(\frac{\Delta F_i}{B \cdot \cos(\theta)} J_0(k_F \cdot c \cdot \tan(\theta))) \quad (3.5)$$

avec $R_T = \frac{X \cdot m_c T / B \cdot \cos(\theta)}{\sinh(X \cdot m_c \cdot T / B \cdot \cos(\theta))}$, $R_D = \exp(-X \cdot m_c \cdot T_D / B \cdot \cos(\theta))$, $R_s = \cos(\frac{\pi \cdot g \cdot m_s}{2 \cdot m_e \cdot \cos(\theta)})$ et

$$\text{avec } X = \frac{2\pi^2 k_B m_e}{\hbar e} \sim 14.694 (T \cdot K^{-1})$$

La somme sur i correspond à la somme sur toutes les poches. L'ajustement de paramètres est un outil commode pour vérifier une théorie si l'on a une idée des valeurs de convergence des paramètres. Dans notre cas, compte tenu du nombre de paramètres, il n'y aura pas une solution unique. Ce problème (dit sur-déterminé) ne permet pas de définir aisément une barre d'erreur sur les paramètres car une variation minimale d'un des paramètres peut grandement changer la valeur de χ^2 . Nous ne privilégierons pas ce

genre d'ajustement avec des formules aussi complexes.

Néanmoins, les ajustements par des formules plus simples seront utilisés dans cette thèse. En particulier, une manière pratique pour se faire une idée sur la composition du spectre oscillatoire est d'effectuer un ajustement avec une formule simplifiée de la forme :

$$\sum_i A_i \cdot \exp\left(\frac{-B_i}{B}\right) \sin\left(2\pi\left(\frac{F_i}{B} - \gamma_i\right)\right) \quad (3.6)$$

Les principales différences avec la formule précédente sont que :

- le terme d'amplitude A_i contient implicitement le terme de spin R_s qui ne varie que si l'orientation du champ magnétique est modifiée
- le facteur d'atténuation en champ B_i correspond à la somme des termes d'atténuation R_T et R_D
- le terme oscillatoire de fréquence F_i peut correspondre à la fréquence principale d'une poche, mais aussi à tout autre phénomène oscillatoire en $1/B$ (harmonique, rupture magnétique, interférence quantique,...).

3.2.3.3 Détermination de la fréquence des oscillations

Pour déterminer la fréquence des oscillations de la partie oscillatoire, il existe principalement trois méthodes : l'ajustement de paramètres (qui vient d'être expliqué), le tracé de Onsager et la transformée de Fourier.

Le tracé de Onsager est basé sur la formule de Onsager,

$$\frac{1}{B_n} = \frac{n + \gamma}{F} \quad (3.7)$$

qui donne la valeur du champ B_n pour laquelle le niveau de Landau n d'une bande croise le niveau de Fermi. Ces valeurs particulières de champ correspondent aux sommets des oscillations quantiques. Le tracé de Onsager s'obtient en traçant la position des maxima et des minima (en $1/B$) en fonction de l'indice du niveau de Landau. Comme le signal est périodique en $1/B$, ce tracé forme une droite dont la pente est égale à la fréquence F . Pour retrouver ces indices de niveau de Landau correspondant aux différents extrema représentés, le facteur de phase doit être compris entre 0 et 1 lorsque $B^{-1} \rightarrow 0$.

En effectuant une transformée de Fourier de la partie oscillatoire (qui aura été interpolée en $1/B$ au préalable), il est possible d'obtenir une courbe appelée spectre oscillatoire qui regroupe l'ensemble des composantes oscillatoires de fréquence F contenues dans le signal. Si une courbe oscille à une fréquence bien particulière, alors son spectre oscillatoire aura à cette valeur de fréquence une valeur importante. En pratique, si une seule composante sinusoïdale est contenue dans la partie oscillatoire, l'analyse ne pose pas de problème. En revanche, lorsqu'il y a plusieurs fréquences proches, l'analyse peut être faussée. Comme nous le verrons par la suite, les spectres oscillatoires de nos données montrent clairement plusieurs fréquences. Afin de ne pas surcharger le lecteur sur des détails qui sortent du cadre de l'étude des oscillations quantiques, une annexe en fin de manuscrit reprend en détail les points importants relatifs (en particulier l'échantillonnage et le fenêtrage) à la transformée de Fourier discrète dans le cas des oscillations quantiques. Il est important de retenir qu'au regard de nos données, la transformée de Fourier ne s'avère pas toujours optimale pour l'analyse, en particulier lorsque plusieurs fréquences sont proches.

3.2.3.4 Dépendance en température des oscillations quantiques : détermination de la masse cyclotron

La masse cyclotron m_c , associée à la fréquence F , peut être déterminée en effectuant une dépendance en température de l'amplitude des oscillations quantiques. L'amplitude des oscillations est déterminée par le coefficient R_T :

$$R_T = \frac{X.m_c.T/B}{\sinh(X.m_c.T/B)} \quad (3.8)$$

Dans le cas où $\frac{X.m_c.T}{B} \gg 1$, l'expression peut être approximée par

$$R_T \sim 2 \frac{X.m_c.T}{B} . \exp\left(-\frac{X.m_c.T}{B}\right) \quad (3.9)$$

Une transformée de Fourier permet d'obtenir $A_{TF}(T)$ l'amplitude du pic à la fréquence F . Si les transformées de Fourier sont effectuées sur la même gamme de champ magnétique comprise entre B_{min} et B_{max} , il est possible de définir la valeur moyenne du champ magnétique (en échelle $1/B$),

$$B_{moy} = \frac{2}{1/B_{min} + 1/B_{max}}. \quad (3.10)$$

Ainsi en considérant l'amplitude du pic de la transformée de Fourier proportionnel au terme d'atténuation R_T on a,

$$A_{TF}(T) = A_{TF,0} \frac{X.m_c.T/B_{moy}}{\sinh(X.m_c.T/B_{moy})}, \quad (3.11)$$

où $A_{TF,0}$ correspond à un coefficient multiplicateur issu du fenêtrage et de la gamme de champ utilisés (ce qui impose de conserver la même gamme de champ et le même fenêtrage pour chaque température).

En posant $p_1 = \frac{A_{TF,0}.X.m_c}{B_{moy}}$ et $p_2 = \frac{X.m_c}{B_{moy}}$, l'expression prend la forme,

$$\ln\left(\frac{A_{TF}(T)}{T}\right) = p_1 - \ln(\sinh(p_2.T)) \sim p_1 - 2p_2.T \quad (3.12)$$

La valeur de m_c se déduit de l'ajustement des paramètres p_1 et p_2 .

3.2.3.5 Dépendance en champ des oscillations quantiques : Température de Dingle

Une fois la masse cyclotron connue, il est possible de déterminer la température de Dingle T_D grâce à la dépendance en champ des oscillations quantiques. Elle s'exprime pour une poche i par le produit $A.R_D.R_T$:

$$A'(B) = A.R_D.R_T \propto B^\nu \frac{X.T.m_c}{\sinh(X.T.m_c/B). \exp\left(\frac{X.T_D.m_c}{B}\right)} \sim 2B^\nu . X.T.m_c . \exp\left(-\frac{X.(T + T_D).m_c}{B}\right) \quad (3.13)$$

où ν est nul dans le cas du formalisme 2D et vaut -0.5 à 3D. Ce qui se réécrit :

$$\ln[A'(B).B^{-\nu}.\sinh(X.T.m_c/B)] = cte - \frac{X.m_c.T_D}{B} \quad (3.14)$$

D'un point de vue numérique, les valeurs $A'(B)$ proviennent de transformées de Fourier dont les bornes $[1/B_1; 1/B_2]$ regroupent une partie du signal. La largeur de chaque fenêtre reste constante pour toutes les transformées et doit contenir suffisamment de périodes pour avoir une bonne résolution (en général au moins 3 oscillations). La formule précédente s'adapte en remplaçant B par B_{moy} , qui sera la valeur moyenne de la fenêtre utilisée. En traçant $\ln[A'_{TF}(B_{moy}).B_{moy}^{-\nu}.\sinh(X.T.m_c/B_{moy})]$ en fonction de

$1/B_{moy}$ la droite obtenue aura une pente de $-X.m_c.T_D$ ce qui permet de déduire T_D .

Dans cette thèse, la détermination de T_D reste difficile du fait des limitations de la transformée de Fourier lorsqu'il y a des battements dans les oscillations (provenant de 2 fréquences proches). Dans ce cas particulier, la variation du terme $\ln[A'(B).B^{-\nu}.sinh(X.T.m_c/B)]$ n'est pas linéaire, mais oscille suivant la position des battements dans la gamme de champ choisie. Pour s'en convaincre, il suffit de tracer la somme de 2 signaux périodiques de fréquences proches et de choisir une fenêtre de transformée de Fourier qui soit plus petite que la distance entre deux battements. Suivant la position de la fenêtre, l'interférence des deux signaux est différente et les poids spectraux sont modulés.

3.2.3.6 Dépendance angulaire : Détermination du spin-zéro et de l'angle de Yamaji

En effectuant une dépendance en angle des oscillations quantiques, il est possible d'extraire d'avantage d'information. En pratique, deux effets sont observés : une évolution de la valeur des fréquences et une évolution de l'amplitude des oscillations. En considérant l'angle θ entre l'axe du champ magnétique et l'axe- c de l'échantillon, le terme R_s varie comme :

$$R_s = \cos\left(\frac{\pi.g.m_s}{2.m_e.\cos(\theta)}\right) \quad (3.15)$$

Il est alors possible de déterminer le facteur $g.m_s$. En particulier, si $\cos(\theta_k) = \frac{g.m_s}{(2k+1).m_e}$ avec k un entier relatif, l'amplitude des oscillations s'annule, c'est l'angle de spin-zéro.

Lorsque deux fréquences correspondent à une même poche quasi-2D (gondolée), la dépendance angulaire de la différence de fréquence suit une loi en :

$$\Delta F(\theta) = \frac{\Delta F(\theta=0)}{\cos(\theta)} J_0(k_F.c.\tan(\theta)) \quad (3.16)$$

$\Delta F(\theta)$ s'annule à l'angle de Yamaji qui vérifie la relation :

$$\theta_Y = \arctan\left(\frac{\pi(r-0.25)}{c.k_F}\right) \quad (3.17)$$

avec r entier.

Oscillations quantiques dans YBa₂Cu₃O_{6+δ}

4.1 Rappels et mise en contexte

Les premières mesures de transport reportant la présence d'oscillations quantiques dans le composé sous-dopé YBa₂Cu₃O_{6.5} (dopage de $p = 10\%$) [87] ont créé un bouleversement au sein de la communauté. En effet, ces résultats contrastent avec les mesures d'ARPES dans la même région du diagramme de phase qui montrent que la surface de Fermi est caractérisée par des arcs de Fermi [70] (qui ne sont pas topologiquement des surfaces fermées et donc ne sont pas censés produire d'oscillations quantiques). Néanmoins, quelques temps après, des oscillations de l'aimantation de même fréquence ont été mesurées dans le même composé [88] et ont définitivement convaincu l'ensemble de la communauté.

L'observation de ces oscillations est liée à l'optimisation des conditions expérimentales sous champ magnétique intense et à la qualité des échantillons. D'autres cuprates ont également révélé des oscillations quantiques : le composé surdopé Tl₂Ba₂CuO_{6+δ}, noté Tl-2201 ($p = 30\%$ et $p = 26\%$) [89, 44], le composé dopé électrons Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ (dans une gamme de dopage n comprise entre 15 et 17 %) [90] et le composé YBa₂Cu₄O₈ (Y124) dopé à 14 % [91, 92]. Le tableau 4.1 résume les informations relatives aux oscillations quantiques obtenues dans les composés dopés en trous.

Nom	T_c (K)	p	F (T)	m^* (m_e)	T_D (K)	Ref
Tl ₂ Ba ₂ CuO _{6+δ} (pulsé)	10	0.3	18100	4.1 ± 1	6	[89]
Tl ₂ Ba ₂ CuO _{6+δ} (statique)	10	0.3	18100	4.9-5.8	6	[44]
	26	0.27	17630	5	6	
YBa ₂ Cu ₃ O _{6+x}	57.5	0.1	530 ± 20	1.9	6.6	[87, 88]
YBa ₂ Cu ₄ O ₈	82	0.14	660	2.9 ± 0.5	1.7	[91, 92]

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des informations obtenues à partir des premières mesures d'oscillations quantiques dans les cuprates dopés en trous.

La figure 4.1 (a) montre les parties oscillatoires de l'aimantation de YBa₂Cu₃O_{6.5} et de Tl₂Ba₂CuO_{6+δ}. La figure 4.1 (b) montre les transformées de Fourier de ces signaux ainsi qu'un croquis de la surface (de Fermi) couverte dans la première zone de Brillouin.

Pour Tl₂Ba₂CuO_{6+δ} surdopé, la fréquence d'environ 18 kT correspond à la grande poche prédite dans les calculs de structure de bandes [40] couvrant 65 % de la première zone de Brillouin, en accord avec les mesures d'AMRO [41] et d'ARPES [42]. La masse effective obtenue par les calculs de structure de bandes est de l'ordre de $1.7 m_e$, alors que la masse mesurée est de $5 \pm 1 m_e$. Il y a une bonne concordance sur le nombre de porteurs n entre

- l'effet Hall : $R_H = 1/ne$ [43]
- la fréquence des oscillations quantiques : $F = n/\Phi_0$ (avec Φ_0 le quantum de flux)
- le théorème de Luttinger : $n = 1 + p = 1.3$ par plan de CuO_2

Ceci caractérise un liquide de Fermi avec une forte renormalisation de la masse liée aux corrélations électroniques. Les mesures de chaleur spécifique vont dans le même sens. Le coefficient de Sommerfeld associé à la chaleur spécifique électronique est défini par

$$\gamma_{el} = \gamma' \sum_i n'_i \cdot m_i \quad (4.1)$$

où i est l'indice de la poche, n' son nombre dans la première zone de Brillouin, m_i sa masse effective en unité de m_e . Dans un composé 2D, $\gamma' = \pi N_A k_B^2 a^2 / 3\hbar^2$ avec N_A la constante d'Avogadro et a le paramètre de maille dans le plan. Dans le cas de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$, $a = 3.86$, ce qui donne une valeur de γ' vaut $1.46 \text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$. Les mesures dans $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ donnent une valeur de $7.0 \pm 2.0 \text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ [93]. En considérant une surface de Fermi constituée d'une poche quasi-2D et en prenant la masse déduite des oscillations quantiques, on retrouve une valeur conforme $\gamma_{el} = 7.6 \pm 0.6 \text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ [94].

Pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ sous-dopé ($p = 10 \%$), la fréquence de 530 T correspond à une aire couvrant seulement 2 % de la première zone de Brillouin. A cette fréquence correspond une densité de porteur par poche et par plan de CuO_2 de l'ordre $n = 0.038$, en contradiction avec ce qui est prédit par les calculs de structure de bandes ($n = 1.1$). Le nombre de porteurs n suit une loi en p et non en $1+p$. Les mesures de chaleur spécifique en champ magnétique de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.56}$ donnent une valeur $\gamma(B = 45 \text{ T}) \sim 5 \text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ [95]. En considérant les masses déduites des oscillations quantiques ($m = 1.9 m_e$ [87, 88]), la valeur du coefficient est de l'ordre de $2.5 \text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ par poche, ce qui suggère la présence de 2 poches dans la première zone de Brillouin. L'explication la plus naturelle provient du fait que $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ contient deux plans CuO_2 par maille élémentaire ce qui dédouble la surface de Fermi initiale (effet Bilayer).

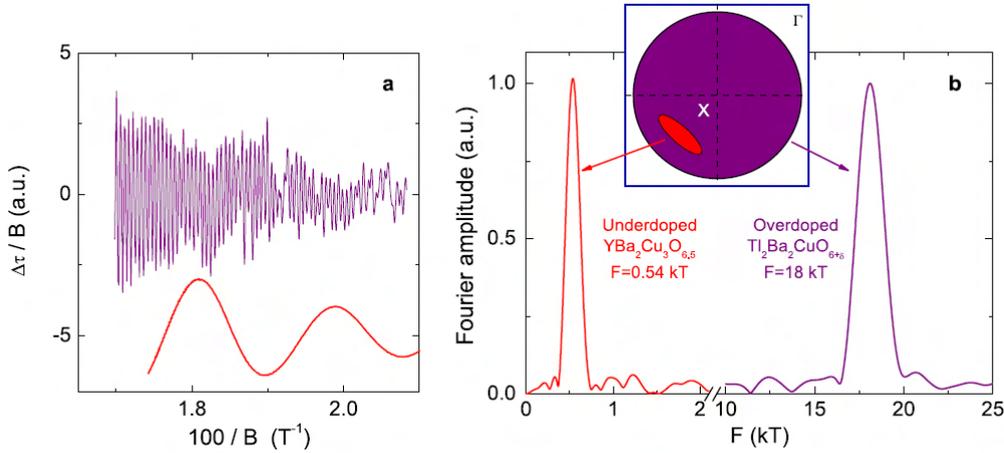


FIGURE 4.1 – Comparaison des oscillations quantiques dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ (sous-dopé, en rouge) et dans $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (surdopé, en violet). (a) : Parties oscillatoires extraites des mesures d'aimantation (par cantilever piezo-résistif) en fonction de l'inverse du champ magnétique. (b) : Transformées de Fourier des parties oscillatoires. L'encadré montre la différence de taille des surfaces de Fermi correspondantes. A noter que la position de la petite poche de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ dans la première zone de Brillouin est arbitraire (d'après [31]).

La figure 4.2 (a) montre des calculs de structure de bandes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ ortho-II. La figure 4.2 (b) est la surface de Fermi déduite de ces calculs. Comme pour les autres cuprates, cette surface de Fermi est constituée d'une grande poche de trou centrée en (π, π) et couvre une aire supérieure à 50 % de la première zone de Brillouin. Cette dernière est clivée en deux sous-bandes de part l'effet du bilayer. Dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, une autre petite poche de trou apparaît en (π, π) . Pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ ortho-II, de part le repliement de bande, cette poche de trou se situe en $(0, \pi)$ à ± 20 meV du niveau de Fermi. La taille de cette poche pourrait être compatible avec la fréquence des oscillations quantiques mesurées. Cette poche provient de l'hybridation des chaînes CuO avec les plans BaO.

Cependant, deux raisons amènent à penser que cette petite poche de trou n'est pas celle observée en oscillation quantique :

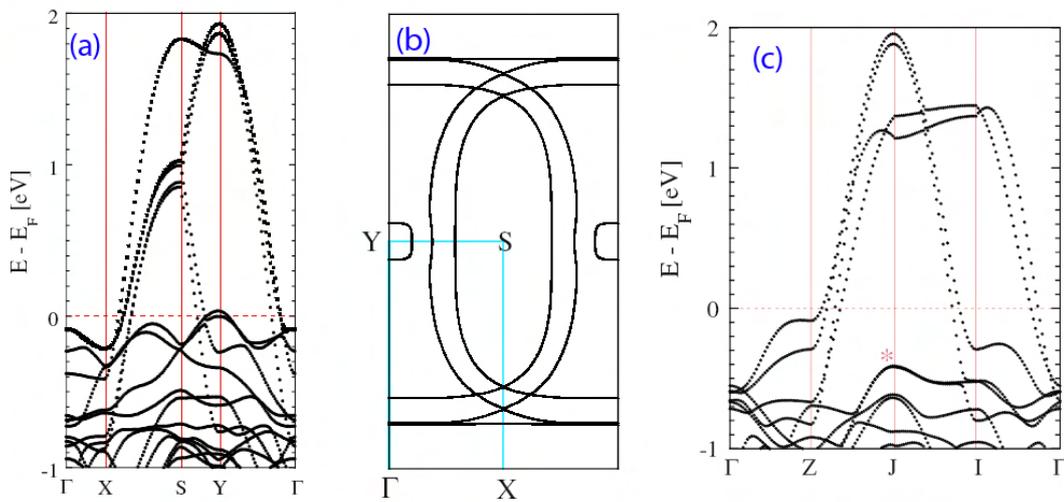


FIGURE 4.2 – (a) : Calculs de structure de bandes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ ortho-II en tenant compte du couplage bilayer. (b) : Surface de Fermi déduite de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ ortho-II. (c) : Calculs de structure de bandes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. L'étoile correspond à la position de la petite poche de trou évoquée dans le texte (d'après [96]).

- La figure 4.2 (c) montre les calculs de structure de bandes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, composé similaire à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, mais avec deux chaînes CuO pleines par maille élémentaire. La bande responsable de la petite poche de trou est située à plusieurs centaines de meV en dessous du niveau de Fermi. Comme la fréquence des oscillations quantiques mesurée dans ces deux composés est du même ordre de grandeur, leur origine doit être la même. De ce fait, il ne semble pas probant que cette bande soit responsable des oscillations quantiques observées dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ ortho-II.
- La fréquence mesurée dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ correspond à celle d'une poche d'électron. La figure 4.3 (a) montre des courbes de résistivité dans le plan (R_{xx}) et des courbes d'effet Hall (R_{xy}) du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.51}$ mesuré jusqu'à 60 T à 1.5 K. Le signe de l'effet Hall est négatif et les oscillations sont en opposition de phase avec celles de la résistivité. Ces deux aspects montrent que c'est une poche d'électron qui est responsable du transport. Le changement de signe se produit à des températures supérieures à celles où sont observées les oscillations quantiques. La figure 4.3 (b) montre la dépendance en température du coefficient de Hall $R_H = R_{xy}/B$ pour différents composés. Pour $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$, l'effet Hall reste positif confirmant le fait que les porteurs sont de type trou,

alors que pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ l'effet Hall devient négatif, en dessous d'une certaine température (notée T_0). Ce changement de signe est confirmé par les mesures d'effet Seebeck pour lesquelles la même dépendance en température a été observée (figure 4.3 (c)). Nous reparlerons plus en détail de ce changement de signe de l'effet Hall dans le chapitre consacré à $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$.

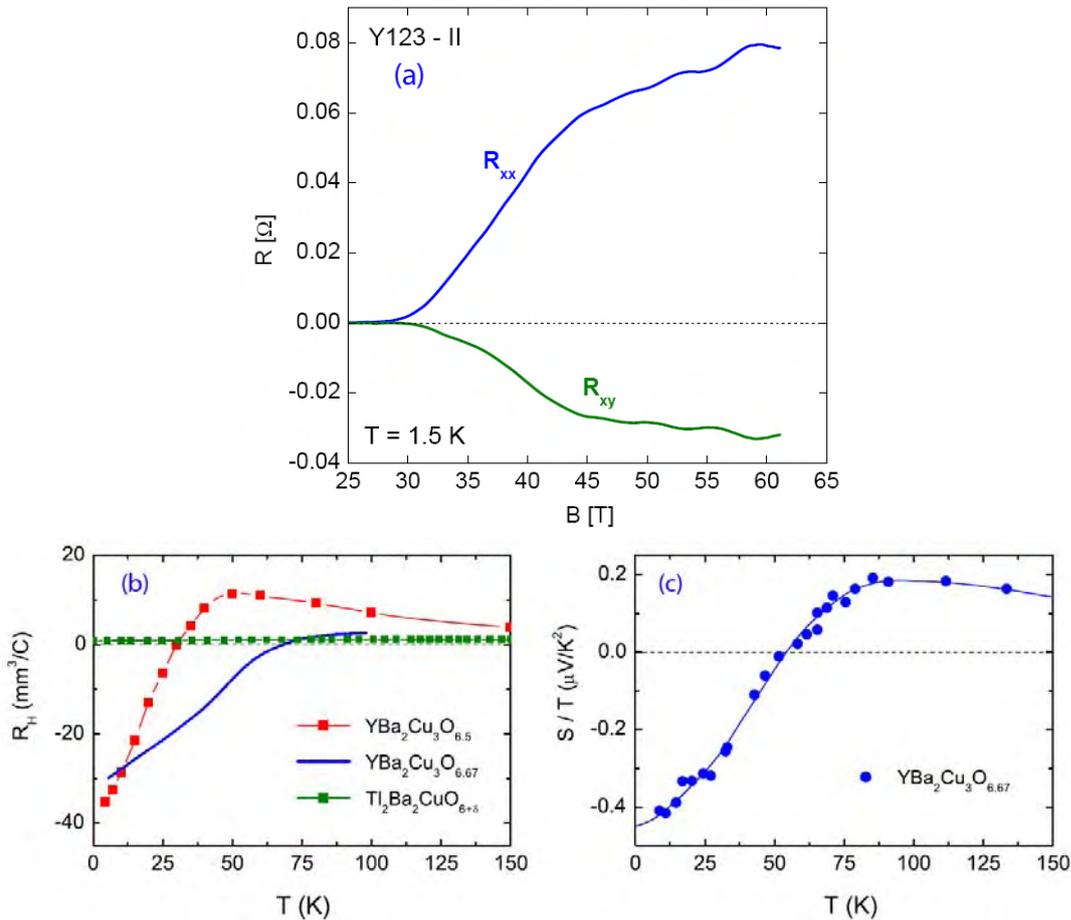


FIGURE 4.3 – (a) : Courbes de magnétorésistance transverses R_{xx} et R_{xy} (Hall) de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.51}$ mesurées jusqu'à 60 T à 1.5 K (d'après [97]). (b) : Dépendances en température de la constante de Hall R_H pour $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (vert), $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ (rouge) et $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ (bleu). (d'après [31] adapté de [98, 43]) (c) : Dépendance en température du coefficient Seebeck S/T de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ (d'après [31] adapté de [99]).

La faible valeur de la fréquence d'oscillation et le signe négatif de l'effet Hall ne peuvent s'expliquer qu'à partir d'une reconstruction de la surface de Fermi générant au moins une poche d'électron. Pour identifier le mécanisme de reconstruction, il est nécessaire de caractériser en détail la surface de Fermi reconstruite. L'encadré de la figure 4.4 (gauche) montre les parties oscillatoires extraites de mesures de couple magnétique par cantilever à 700 mK dans un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.54}$ [100]. Ces mesures ont mis en évidence un battement dans la partie oscillatoire, impliquant la présence de plusieurs fréquences proches. Le spectre des oscillations est constitué des fréquences : $F1 = 540 \text{ T} \pm 15 \text{ T}$, $F2 = 450 \pm 15 \text{ T}$, $F3 = 630 \text{ T} \pm 40 \text{ T}$ et $F4 = 1130 \pm 20 \text{ T}$. Il a été proposé que la topologie de surface de Fermi soit

constituée de deux poches quasi-2D associées à chaque plan CuO_2 . Le gondolement selon l'axe- c de la surface de Fermi, fait intervenir deux fréquences qui correspondent à des surfaces extrémales différentes. Il est possible que les couples de fréquences ($F1, F2$) et ($F1, F3$) correspondent chacun à un cylindre gondolé associé à un plan CuO_2 (comme illustré sur la figure 4.4 (droite)). La fréquence $F4$ ne représenterait ici qu'une harmonique.

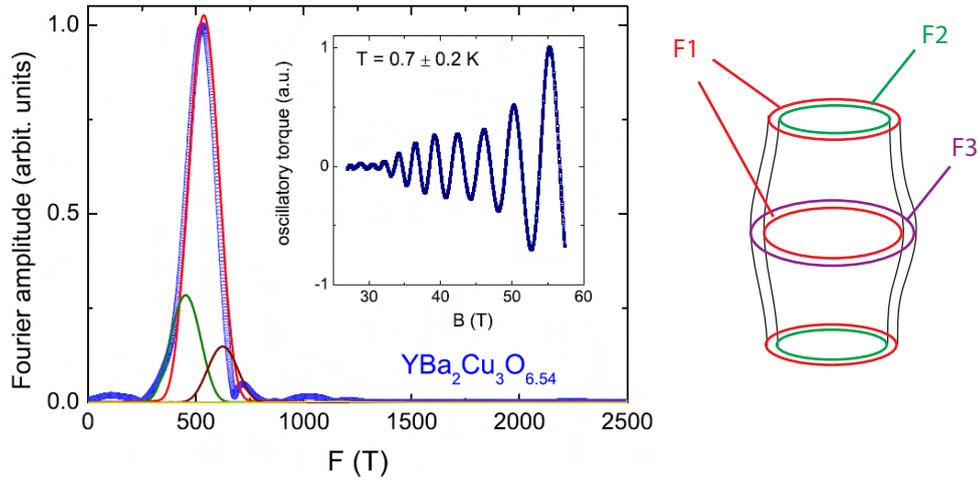


FIGURE 4.4 – **A gauche** : Partie oscillatoire obtenue à partir de plusieurs mesures par cantilever d'un échantillon $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.54}$ à 0.7 ± 0.2 K. La transformée de Fourier (cercles bleus) comporte des lobes correspondant aux fréquences $F1 = 540 \text{ T} \pm 15 \text{ T}$ (rouge), $F2 = 450 \pm 15 \text{ T}$ (vert) et $F3 = 630 \text{ T} \pm 40 \text{ T}$ (mauve), $F4 = 1130 \pm 20 \text{ T}$ (d'après [100]). **A droite** : Schéma de la surface de Fermi déduite de ce spectre oscillatoire.

Une étude de la dépendance en angle des fréquences a été effectuée grâce à des mesures de transport selon l'axe- c en champs pulsés [101]. L'ajustement des données par un modèle considérant deux poches quasi-2D ($S1$ et $S2$) donne deux fréquences $F_{S1} = 526 \text{ T}$ et $F_{S2} = 478 \text{ T}$ dont les gondolements sont caractérisés par $\Delta F_{S1} \sim 3.5 \text{ T}$ et $\Delta F_{S2} \sim 37.7 \text{ T}$. Le faible écart dans les valeurs obtenues pour les deux poches suggère qu'elles sont issues du clivage d'une même poche sous l'effet du couplage bilayer. En outre, ces mesures ont montré pour la première fois, la présence d'un 'spin-zéro'. A certains angles particuliers, le clivage Zeeman produit des interférences destructives entre les bandes associées aux électrons de spin up et de spin down, faisant disparaître les oscillations quantiques sur toute la gamme de champ. L'observation du phénomène de spin-zéro implique que l'interaction entre le champ magnétique et le spin des électrons provient du clivage Zeeman et que les quasi-particules se comportent comme des spins libres. Il n'a pas d'ordre magnétique dans les plans CuO_2 , ce qui invalide la possibilité d'une reconstruction de la surface de Fermi causée par un ordre anti-ferromagnétique.

La suite de ce chapitre se présente de la manière suivante. Nous avons mesuré de nombreux échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ sous champs pulsés. L'analyse de ces données a permis d'obtenir la dépendance en dopage des spectres oscillatoires pour accéder aux détails de la topologie de la surface. Un modèle de surface de Fermi reconstruite sera proposé et commenté. Nous présenterons les différents scénarii de reconstruction, en particulier celui basé sur un ordre de charge bi-axial. Ceci permettra de faire le lien

entre ce scénario de reconstruction et notre modèle de surface de Fermi à l'aide de simulations numériques de reconstruction de la surface de Fermi.

4.2 Dépendance en dopage

Depuis la découverte des oscillations quantiques, de nombreux échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ provenant du groupe de D.A. Bonn (Vancouver, Canada) ont été mesurés au LNCMI. Les échantillons ont été étudiés en transport dans le plan (axe- a), en transport interplan (axe- c) ou en magnétométrie par cantilever. L'étude en dopage s'avère essentielle pour cibler le mécanisme de la reconstruction de la surface de Fermi. Nous présentons dans cette partie la dépendance en dopage du champ irréversible et de la fréquence principale des oscillations quantiques.

4.2.1 Détermination du dopage

La figure 4.5 (gauche) montre la dépendance en température des courbes de résistivité interplan (ρ_c) pour différents dopages. Le dopage des échantillons est établi à partir de la valeur de T_c mesurée. La valeur de température critique est obtenue en extrapolant linéairement la tangente de la transition à $\rho = 0$ (encadré de la figure 4.5 (gauche)). La courbe rouge de la figure 4.5 (droite) indique la correspondance entre la valeur de T_c et le dopage [29].

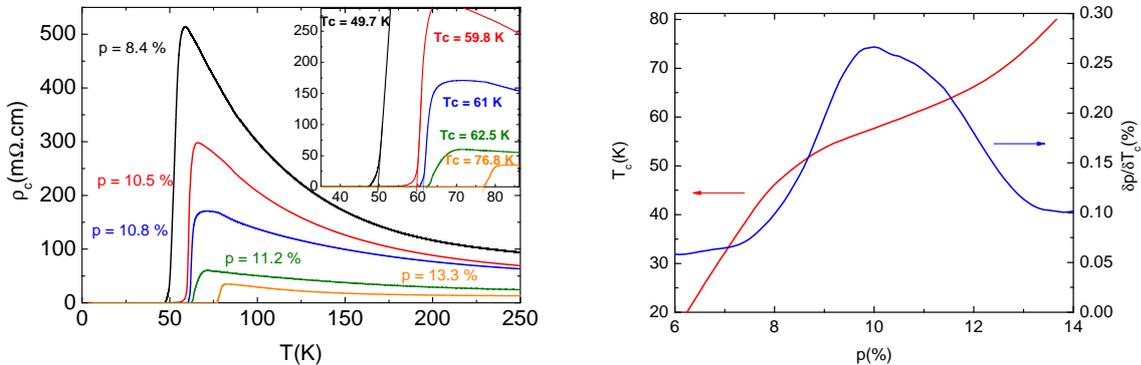


FIGURE 4.5 – **A gauche** : Dépendance en température de la résistivité interplan ρ_c pour différents dopages. **A droite** : Dépendance en dopage de la température critique et de l'erreur sur le dopage pour un écart de 1 K sur la lecture de T_c .

Pour certains échantillons, la transition supraconductrice s'étale sur plusieurs Kelvin. De ce fait la détermination de T_c et donc du dopage comportent une barre d'erreur. La figure 4.5 (droite) montre l'erreur dans la détermination du dopage produite par un écart de 1 K sur la lecture de T_c . Dans la gamme de dopage étudiée (qui va de 7.8 % à 13.2 %), un tel écart peut produire au maximum un décalage de 0.25 sur la valeur du dopage. En pratique l'erreur liée à la lecture et au gradient de température n'excède pas 0.4 K pour les dopages situés entre 10 et 12 % ce qui donne une erreur sur le dopage de l'ordre 0.1 entre $p = 10$ et $p = 12$ %. L'erreur sur les dopages des échantillons de cantilever est surestimé à 0.25 (la mesure de T_c n'étant pas possible, on se base sur le dopage d'échantillons du même batch).

4.2.2 Etude du champ irréversible

Le champ irréversible, noté B_{irr} , caractérise la transition entre le solide de vortex et le liquide de vortex (fonte du réseau de vortex). La figure 4.6 illustre la détermination de B_{irr} à partir de mesures d'aimantation (par cantilever) et de mesures de transport dans le plan et interplan à 1.5 K pour un dopage d'environ 10 %.

Les deux premiers cadrants montrent une mesure de couple magnétique par cantilever piezo-résistif sous champ magnétique pulsé. Les autres cadrants correspondent à des mesures de transport dans le plan (axe- a) et interplan (axe- c).

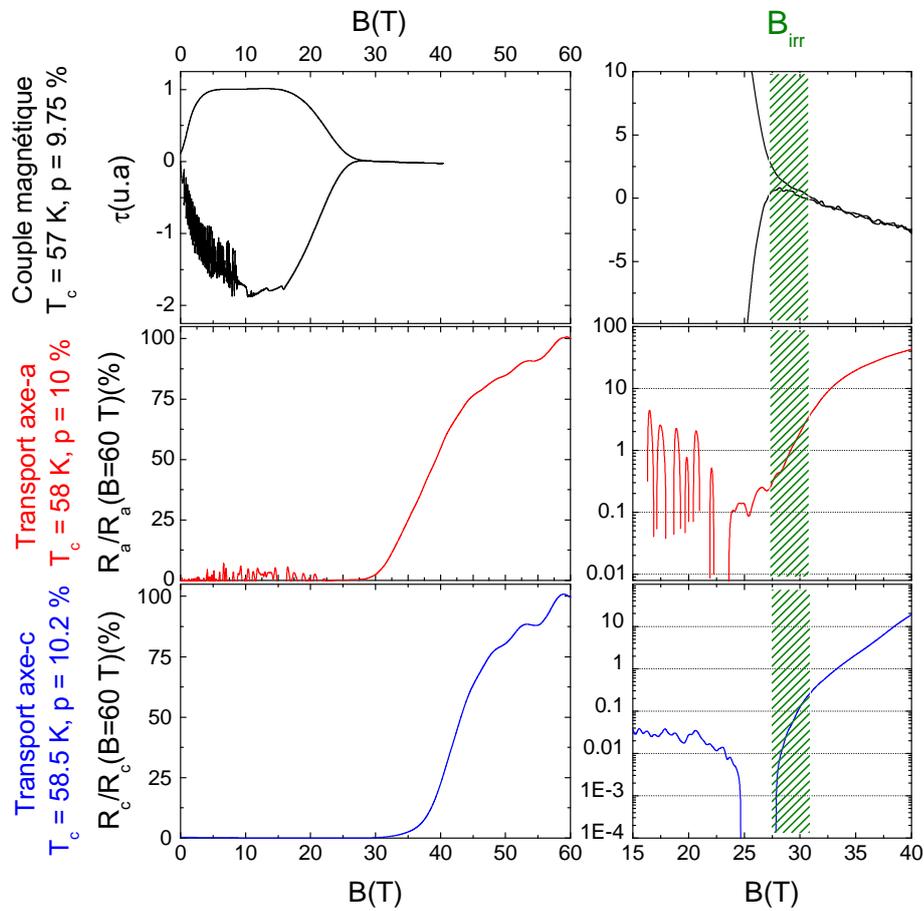


FIGURE 4.6 – Exemples de courbes d'aimantation par cantilever (noir), de transport dans le plan (rouge), de transport interplan (bleu) dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ obtenues sous champs magnétiques pulsés.

Pour $B < B_{irr}$, le système est dans l'état solide de vortex. Pour les mesures de transport, ceci se traduit par une résistivité nulle et pour les mesures d'aimantation ceci se traduit par un hystérésis. Ce fort signal en aimantation provient des vortex accrochés à l'échantillon. De plus des anomalies peuvent se produire dans ce régime faisant apparaître des variations rapides de l'aimantation ou du transport. Cet

effet provient de la variation du champ magnétique qui change le nombre de vortex dans l'échantillon. Ces vortex se réorganisent sous l'effet d'une instabilité thermique en alternant rapidement des domaines supraconducteurs et métallique. Ce régime est appelé de flux-jump.

Pour $B > B_{irr}$, le composé passe dans l'état liquide de vortex. Les vortex sont désancrés et vont se mouvoir dans l'échantillon. L'aimantation perd son hystérésis et seul le couple magnétique τ entre l'aimantation de l'échantillon \mathbf{M} et le champ magnétique appliqué \mathbf{B} rentre en compte. Le dé-piégeage des vortex par le courant (induit ou non) génère une dissipation d'énergie qui rend la résistivité non-nulle. La résistivité a une dépendance quasi-linéaire en champ. On parle de régime de flux-flow, et c'est ce qui correspond à la "transition supraconductrice". Le champ irréversible B_{irr} est défini comme la valeur à partir de laquelle la résistivité n'est plus nulle. En pratique, la résistivité décolle de manière exponentielle dans le prolongement de la transition supraconductrice.

De part la faible longueur de cohérence, il n'y a pas de transition de phase entre la phase liquide de vortex et l'état normal, ce qui rend la détermination de B_{c2} délicate. Le terme de phase normal employé dans cette thèse fait référence à une phase où les fluctuations supraconductrices sont négligeables et où le transport électronique est représentatif de l'état normal. Dans le chapitre 5, nous verrons qu'il est possible de définir un champ critique "résistif" (B_{c2}^r) au delà duquel la magnétorésistance s'ajuste par un modèle à deux bandes.

Pour définir B_{irr} , nous avons choisi de prendre comme critère la valeur du champ pour laquelle la résistivité aura une valeur seuil non-nulle (par exemple 1 % de la valeur atteinte à l'état normal). Ce critère est préféré à celui qui consiste à prendre la valeur extrapolée à $R = 0$ de la transition supraconductrice. Dans les mesures interplan, les couplages Josephson entre les plans et les inhomogénéités peuvent induire une composante supplémentaire dans la résistivité, à des champs inférieurs à B_{irr} . Les mesures selon l'axe- a et selon l'axe- c ont des bruits de mesure et des densités de courant différents. Ceci nous amène à définir deux valeurs seuils différentes. Les critères choisis pour les trois sondes sont :

- la valeur où l'écart entre la courbe de montée et celle de descente est situé entre 0.1 et 1 % du maximum pour le cas des mesures d'aimantation par cantilever
- la valeur du signal qui se situe autour de 1 % de celle obtenue à 60 T pour les mesures axe- a
- la valeur du signal qui est autour de 0.1 % de celle obtenue à 60 T pour les mesures axe- c

Les valeurs obtenues (pour des échantillons de dopages proches et à une température identique) sont similaires à plus ou moins 2 T et donc concordantes suivant la sonde. La figure 4.7 montre les différentes valeurs de champ irréversible obtenues en suivant ces critères (échelle de droite) pour des dopages allant de 7.8 % à 13.2 %. Le point à 14 % correspond au composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [92]. Les valeurs provenant des échantillons de transport dans le plan sont extraites de la thèse de D.Leboeuf [97]. La courbe en pointillé vert est un guide pour les yeux de l'évolution de ce champ irréversible. La courbe en rouge (échelle de gauche) montre l'évolution de la température critique autour de ce dopage.

La figure 4.7 montre que la supraconductivité est affaiblie autour d'un dopage de 11.5 %. Cet affaiblissement se traduit par la valeur de T_c qui semble passer par un plateau, mais surtout par les valeurs de B_{irr} qui chutent avec un minimum autour de 20 T au dopage de 11.5 %. Ceci suggère la présence d'une phase en compétition avec la supraconductivité et stabilisée par le champ. Une étude approfondie en dopage de la valeur de H_{c2} extrapolée à $T = 0$ K montre également une valeur de 24.5 T pour un dopage de 11.6 %, confirmant cette compétition de phases [102].

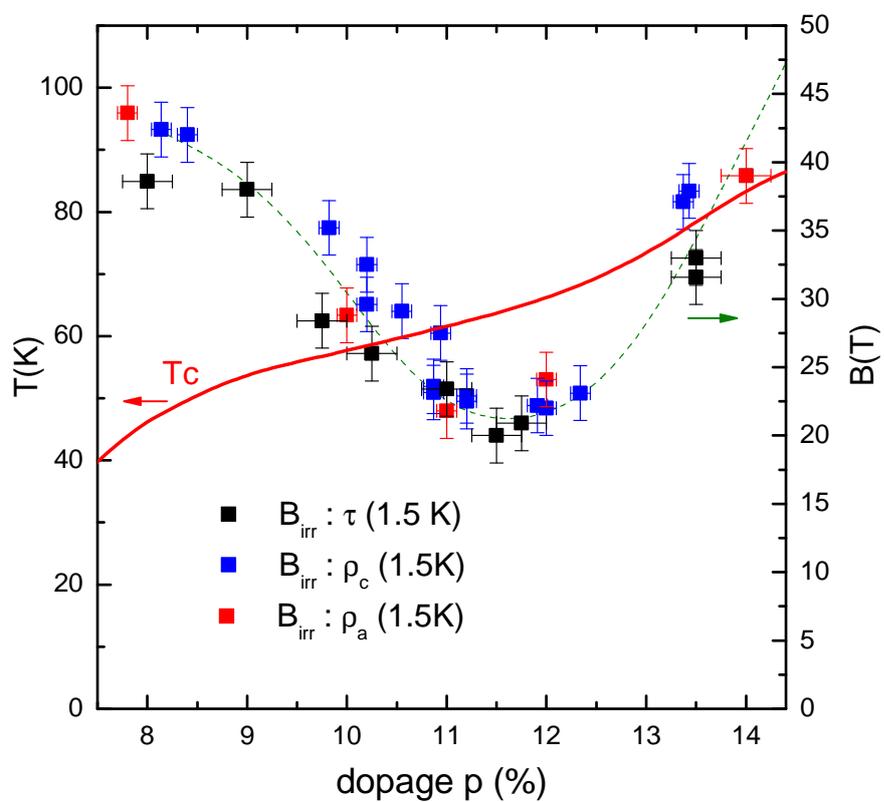


FIGURE 4.7 – Dépendance en dopage du champ irréversible obtenue à 1.5 K par différentes sondes. Les points en noir représentent les mesures de cantilever, ceux en bleu représentent les mesures de transport axe- c et ceux en rouge représentent les mesures de transport axe- a .

4.2.3 Détermination de la fréquence

Parmi les différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, seuls ceux dont le dopage est compris entre 9.8 % et 12.3 % présentent des oscillations quantiques. L'étude comparative des oscillations en fonction du dopage n'est pas aisée car :

- la gamme de champ utile n'est pas la même. Elle dépend de la valeur du champ irréversible et de la valeur du champ maximum de la bobine utilisée.
- l'amplitude des oscillations n'est pas la même suivant les dopages et l'extraction des oscillations est d'autant plus difficile que l'amplitude des oscillations est faible.
- le spectre est multi-fréquentiel. Il faut avoir une résolution en champ suffisamment grande pour séparer les différents poids spectraux.

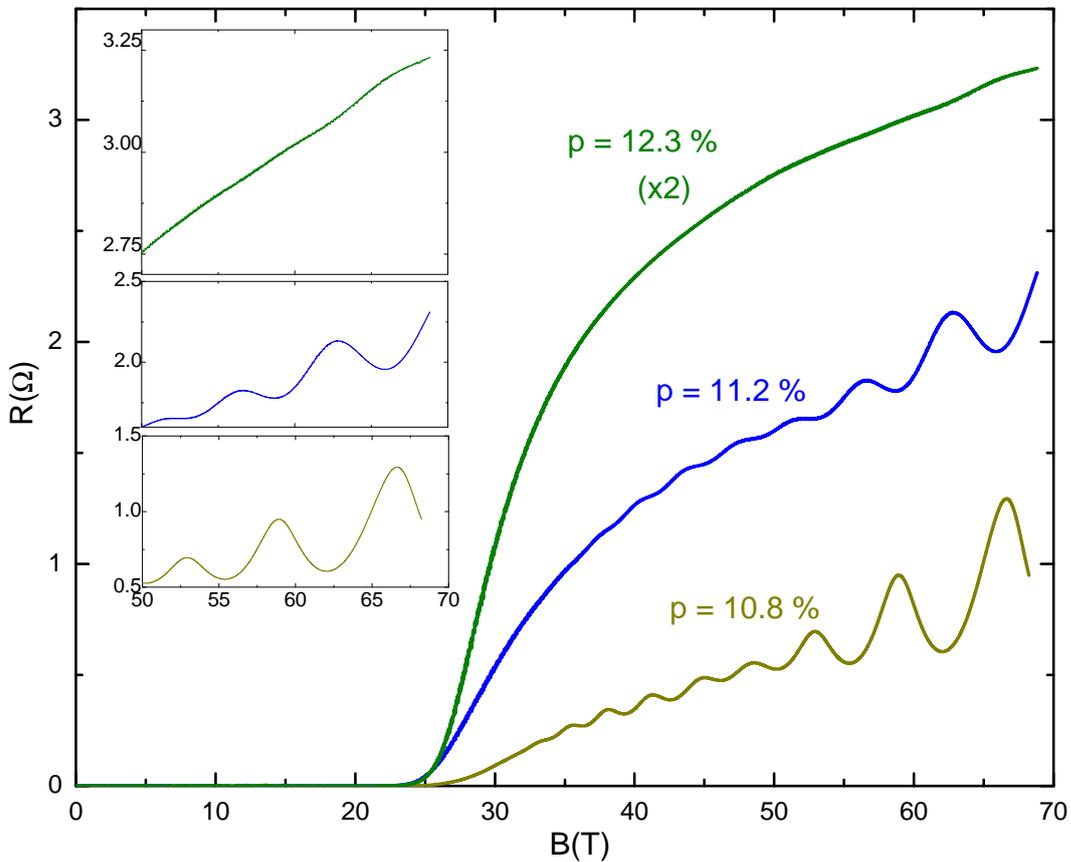


FIGURE 4.8 – Dépendance en champ magnétique de la résistance selon l'axe- c pour différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ jusqu'à 68.7 T à 1.5 K. Les encadrés sont des zooms et permettent de mieux distinguer la partie oscillatoire de l'échantillon $p = 12.3\%$ par rapport aux autres dopages.

La figure 4.8 montre les dépendances en champ magnétique de la résistance selon l'axe- c de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ différents dopages jusqu'à 68.7 T et à 1.5 K. Pour les dopages $p = 10.8\%$ et $p = 11.2\%$, les oscillations

sont visibles à l'oeil nu. Pour la courbe correspondant à l'échantillon de dopage $p = 12.3 \%$, la partie oscillatoire est très faible par rapport au signal total. Un agrandissement de la partie fort champ ($B > 50 \text{ T}$) de ces courbes permet de mieux les discerner. Les oscillations ne sont pas en phase. L'amplitude des oscillations et les fréquences caractéristiques varient avec le dopage.

La figure 4.9 présente les parties oscillatoires de certains échantillons. Le champ maximum varie de 60 à 80 T. Les minima dépendent à la fois de la valeur du champ irréversible et du rapport signal sur bruit.

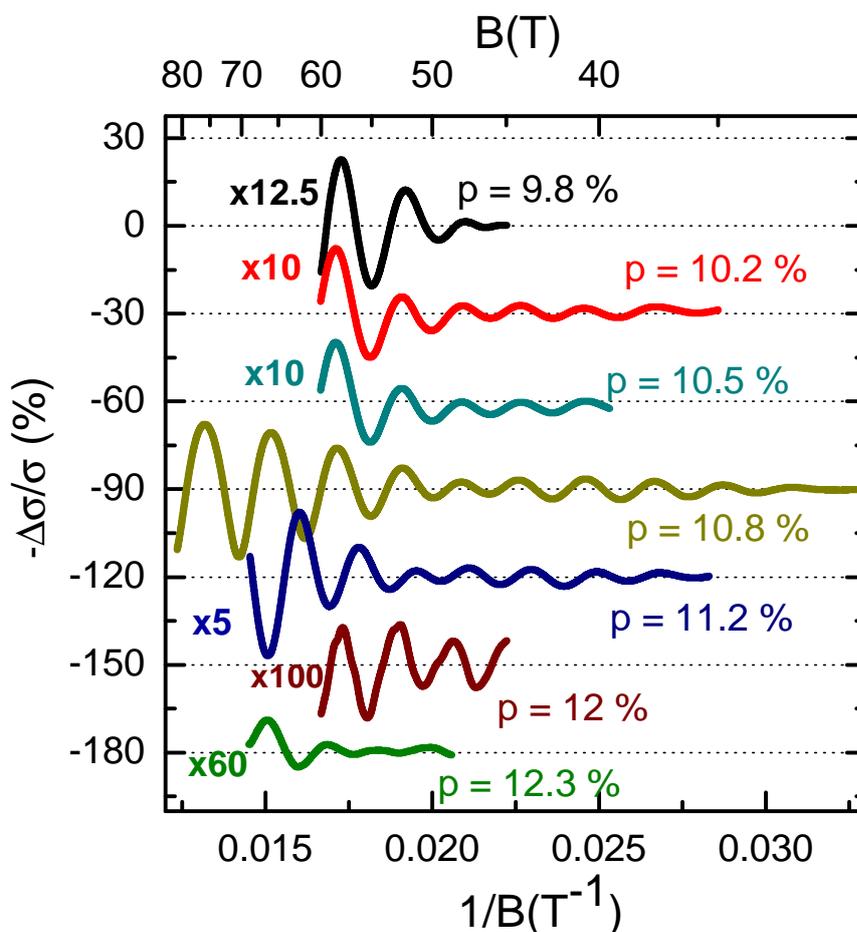


FIGURE 4.9 – Parties oscillatoires de différents échantillons mesurés. L'amplitude des oscillations est multipliée par un facteur compris entre 1 et 100 suivant les cas et les courbes sont décalées les unes par rapport aux autres pour plus de clarté.

Dans la littérature, il a été reporté que la fréquence était quasi-constante dans la gamme de dopage entre 9 et 12.5 % [103, 104]. En ne considérant que les oscillations pour des dopages compris entre 9.8 % et 10.8 %, il semble en effet que les oscillations soient en phase. Cependant en se basant sur les oscillations à des dopages supérieurs, un changement de la fréquence apparaît.

Pour extraire la (ou les) fréquence(s) caractéristique(s) de ces oscillations quantiques, nous disposons de trois méthodes : les ajustements grâce à la formule de Lifshitz-Kosevich, la transformée de Fourier, et le tracé de Onsager. Le spectre oscillatoire est multi-fréquentiel et fait intervenir plusieurs fréquences proches. La transformée de Fourier a l'inconvénient de donner des lobes trop larges qui vont se chevaucher et fausser les valeurs. Les ajustements font intervenir un nombre important de paramètres et donneront plusieurs solutions possibles. Notre choix s'est donc porté sur le tracé de Onsager.

Le tracé de Onsager (c'est-à-dire la position des minima/maxima des oscillations en $1/B$ tracé en fonction de l'indice du niveau de Landau) présente une petite subtilité. Dans le cas où une seule fréquence est observée, la pente de la droite obtenue donne la fréquence et l'ordonnée à l'origine donne la phase de ces oscillations. Dans le cas où il y a plusieurs fréquences, la droite obtenue va faiblement osciller autour d'une valeur moyenne qui peut s'interpoler par une droite.

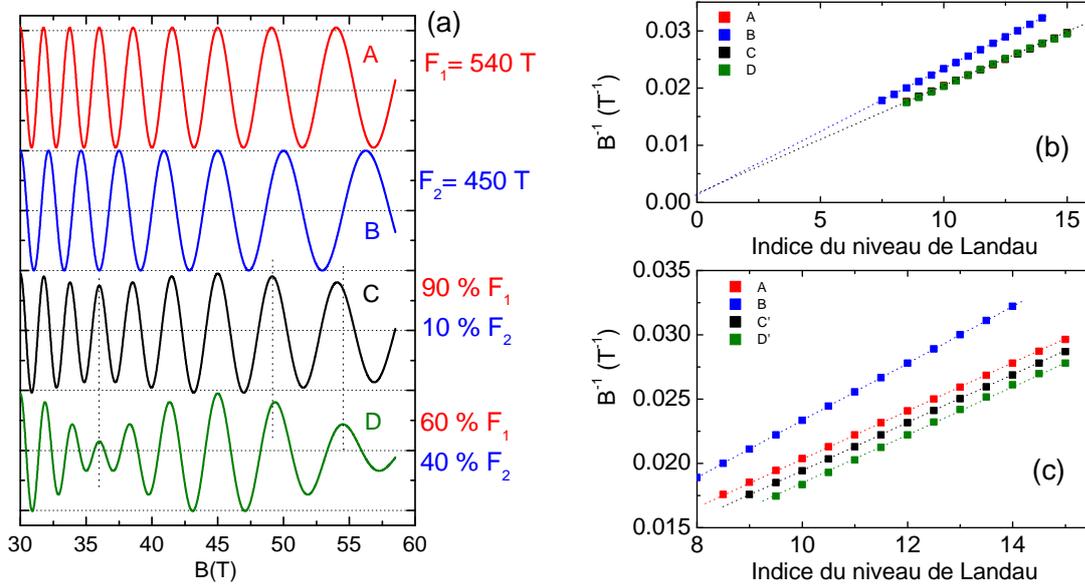


FIGURE 4.10 – (a) : Parties oscillatoires simulées pour une gamme de champ allant de 30 à 58 T. ((b) et c) : Tracés de Onsager de ces parties oscillatoires. Sur le cadran (c), les tracés notés C' et D' correspondent à ceux des courbes C et D mais décalés (pour plus de clarté).

Pour se convaincre de la fiabilité de notre analyse, nous avons effectué quelques simulations numériques. La figure 4.10 (a) montre des parties oscillatoires simulées. Les fréquences et les gammes de champs sont identiques aux conditions expérimentales. Les deux premières courbes (A et B) représentent des parties oscillatoires de fréquences respectives $F_1 = 540$ T et $F_2 = 450$ T. Les courbes expérimentales sont une combinaison de (au moins) ces deux fréquences. Les deux autres courbes (C et D) montrent des simulations contenant respectivement un rapport 90%/10% et 60%/40% des fréquences F_1 et F_2 . La figure 4.10 (b) montre les tracés de Onsager déduits de ces parties oscillatoires. Les points correspondants aux courbes A, C et D sont quasiment confondus. Sur la figure 4.10 (c) les tracés de Onsager des courbes C et D sont décalés pour plus de clarté. Les fréquences déduites de ces tracés donne

respectivement 450 T pour la courbe B et 539 ± 1 T pour les courbes A, C et D.

La figure 4.11 montre les fréquences obtenues à partir de différents tracés de Onsager suivant la proportion de F_1 et F_2 (définie par la variable α) et suivant la gamme de champ. La partie oscillatoire s'écrit sous la forme :

$$\alpha \cdot \cos(2\pi F_1/B) + (1 - \alpha) \cdot \cos(2\pi F_2/B) \quad (4.2)$$

avec α variant de 0 à 1. Pour la figure de gauche, la gamme de champ varie de B_{min} (variable) à B_{max} (= 60 T) et pour la figure de droite, la gamme de champ varie de B_{min} (= 30 T) à B_{max} (variable). Les gammes de champs simulées sont encore une fois représentatives de nos données. En dehors des situations où la proportion de F_1 sur F_2 vaut 50%/50%, le tracé de Onsager donne la fréquence qui a le plus grand poids spectral. Ceci conforte sur l'idée que le tracé de Onsager donne la fréquence dont l'amplitude est la plus importante, et peut donc s'appliquer à nos courbes expérimentales.

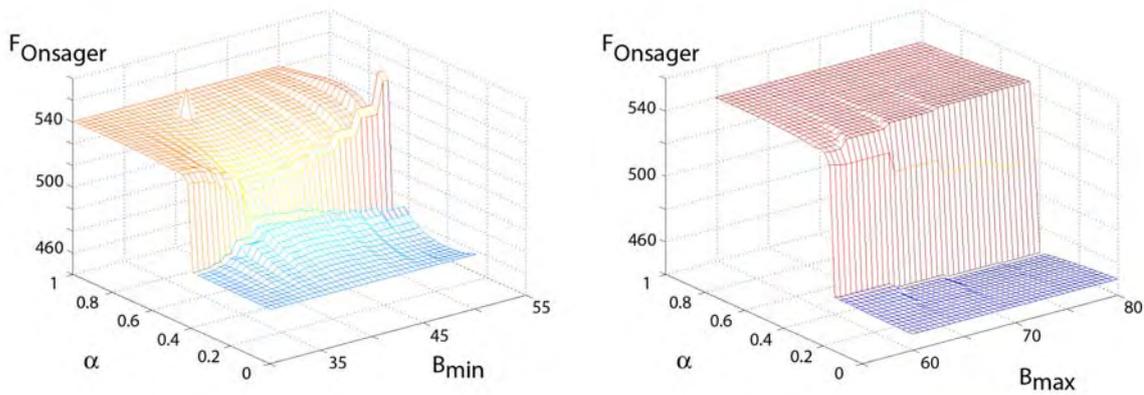


FIGURE 4.11 – Résumés des fréquences déduites par tracé de Onsager (axe noté $F_{onsager}$) pour différentes parties oscillatoires (axe noté α) et pour différentes gammes de champ. α est le paramètre de la formule 4.2 qui donne la proportion de F_1 et F_2 dans les parties oscillatoires. La gamme de champ varie différemment suivant la figure. Pour la figure de gauche, B_{max} à 60 T et B_{min} varie de 30 à 55 T. Pour la figure de droite B_{min} est fixé à 30 T et B_{max} varie de 60 à 80 T.

La figure 4.12 montre des tracés de Onsager correspondant à certaines parties oscillatoires de la figure 4.9. Les traits en pointillé correspondent aux ajustements affines qui permettent de déterminer la valeur de la fréquence principale. Les barres d'erreur sont estimées à partir des différents ajustements possibles. Les tracés de Onsager correspondant aux échantillons de dopage $p = 10.2$ % et $p = 10.9$ % ont une pente similaire, mais lorsque le dopage augmente au delà de 11 % la pente diminue, traduisant une augmentation de la fréquence.

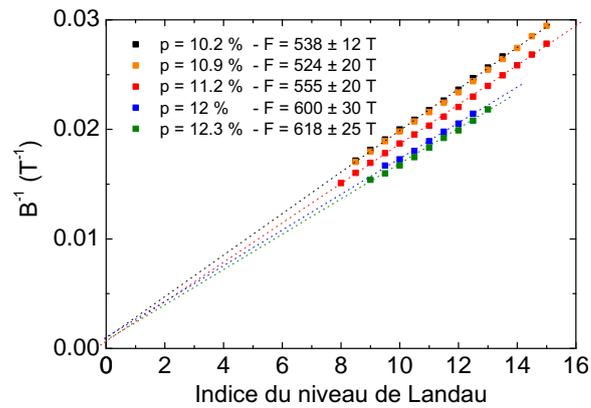


FIGURE 4.12 – Tracés de Onsager pour différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$.

La figure 4.13 montre la dépendance en dopage de la fréquence principale des échantillons étudiés. La fréquence a tendance à croître avec le dopage. Il est possible de tracer une ligne qui va jusqu'à 14 % (dopage du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$).

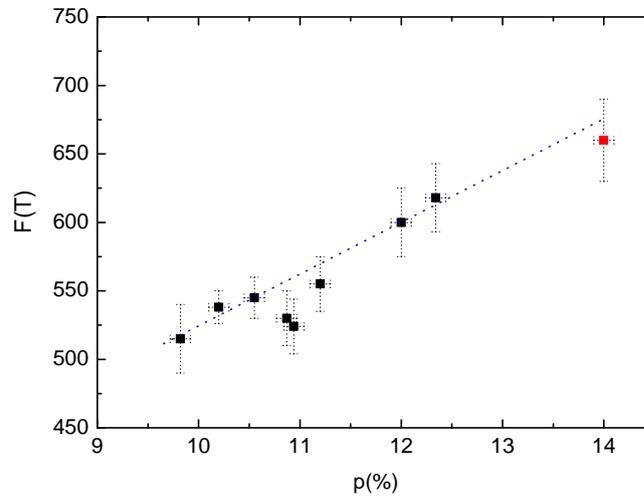


FIGURE 4.13 – Dépendance en dopage de la fréquence principale des oscillations quantiques de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Le dopage de 14 % correspond à $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ (carré rouge) [92].

4.3 Analyse du spectre oscillatoire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.59}$

L'étude porte sur la décomposition du spectre oscillatoire et sur la dépendance en température de la partie oscillatoire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.59}$ ($p = 10.8\%$). L'objectif est de donner un maximum d'information sur la topologie de la surface de Fermi. L'analyse comporte également des comparaisons avec des mesures d'oscillations quantiques effectuées par d'autres groupes.

4.3.1 Mesures et parties oscillatoires

Pour optimiser le signal :

- Les mesures de magnétorésistance longitudinale sont effectuées le long de l'axe- c . Cette configuration de mesure donne un signal plus important que celui mesuré dans le plan (de part l'anisotropie de la résistivité) et donc permet d'extraire les oscillations quantiques avec une plus grande fiabilité.
- La gamme de champ a été augmenté afin d'améliorer la résolution du spectre oscillatoire. Cette augmentation peut se faire en augmentant la valeur du champ magnétique. Pendant cette thèse, l'augmentation de la valeur du champ maximum (qui était de 60 T lors des premières mesures) a permis d'effectuer des mesures jusqu'à 68 T et 81 T.
- Le choix du dopage n'est pas anodin. Le meilleur candidat pour une étude approfondie de la topologie de la surface de Fermi est un $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.59}$ ($T_c = 61\text{ K}$, $p \sim 10.8\%$) car l'amplitude des oscillations est maximum à ce dopage. De plus la gamme de champ sur laquelle s'observe ces oscillations quantiques est la plus importante. Nous avons mesuré deux échantillons à ce dopage issus du même lot (présentant le même spectre oscillatoire et la même température critique).

La figure 4.14 montre la dépendance en champ magnétique de la résistivité interplan ρ_c . La figure de gauche montre des courbes allant jusqu'à 81 T et celle de droite montre des courbes allant jusqu'à 68 T. Des oscillations quantiques apparaissent au dessus de 30 T. Le battement évoqué précédemment [100] est clairement visible au voisinage de 45-50 T, confirmant la présence d'au moins deux fréquences. Dans un premier temps, nous nous focalisons sur les données obtenues jusqu'à 68 T.

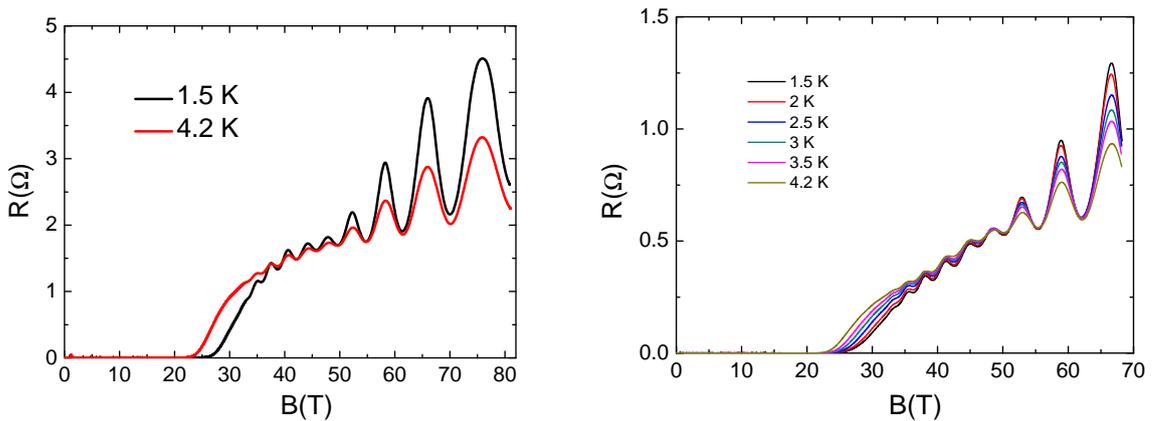


FIGURE 4.14 – Mesures de magnétorésistance de deux échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.59}$ entre 1.5 K et 4.2 K jusqu'à 81 T pour la figure de gauche et 68 T pour la figure de droite.

Les parties oscillatoires (ΔR), représentées figure 4.15 (a et b) sont obtenues en soustrayant les parties monotones ($R_{bg}(B)$). Dans le cas présent, la partie oscillatoire définie entre 32 et 68 T n'est pas négligeable par rapport à la monotone, il est nécessaire de distinguer :

- la partie oscillatoire de la conductivité (4.15 (a)) : $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{bg}} = -\frac{R - R_{bg}}{R} = -\frac{\Delta R}{R}$
- la partie oscillatoire de la résistivité (4.15 (b)) : $\frac{\Delta\rho}{\rho_{bg}} = \frac{R - R_{bg}}{R_{bg}} = \frac{\Delta R}{R_{bg}}$

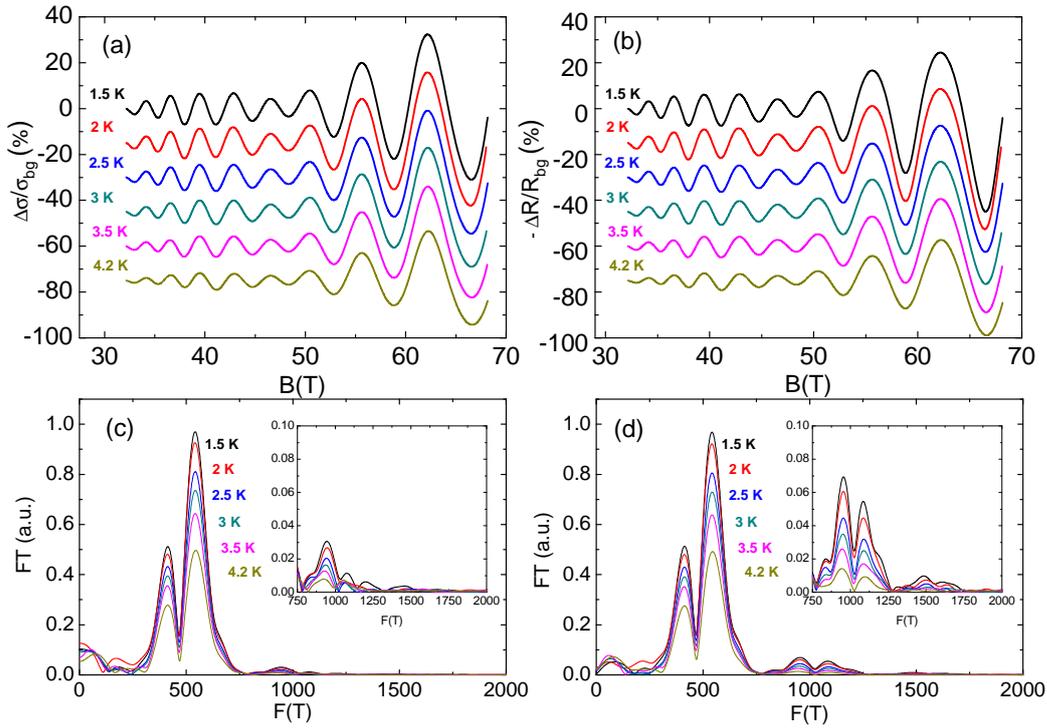


FIGURE 4.15 – **En haut** : (a) Parties oscillatoires correspondantes de la conductivité et (b) de la résistivité. Les parties oscillatoires sont décalées les unes par rapport aux autres. **En bas** : Transformées de Fourier des parties oscillatoires (c) de la conductivité et (d) de la résistivité en fenêtrage Hann, sur une gamme de champ allant de 32 à 68 T. Les encadrés correspondent à des agrandissements des spectres de Fourier entre 750 et 2000 T.

Les transformées de Fourier des parties oscillatoires sont représentées sur les figures 4.15 (c) et (d). En accord avec la référence [100], les spectres sont constitués de deux lobes principaux $F1 = 540$ T et $F2 = 413$ T. L'épaulement autour de $F3 \sim 630$ T apparaît également, ainsi qu'un lobe de faible amplitude $F4$ correspondant à une harmonique.

La partie oscillatoire de la résistivité montre à fort champ ($B > 55$ T) une déformation des oscillations, qui n'apparaît pas dans la partie oscillatoire de la conductivité. Ces déformations se traduisent par une augmentation du poids spectral des harmoniques, visible en particulier pour les fréquences supérieures à

800 T. L'analyse relative aux fréquences $F1$, $F2$ et $F3$ ne dépend donc pas de la procédure d'obtention des oscillations quantiques.

A partir des transformées de Fourier, la dépendance en température de l'amplitude de ces deux lobes donne une masse effective de $m_1^* = 1.64 \pm 0.07 m_e$ pour $F1$ et de $m_2^* = 1.58 \pm 0.08 m_e$ pour $F2$. Ces masses sont conformes à ce qui a été obtenu auparavant [105, 101] comme illustré dans le tableau 4.2. La valeur de la masse est identique que l'on travaille sur la partie oscillatoire de la conductivité ou sur celle de la résistivité.

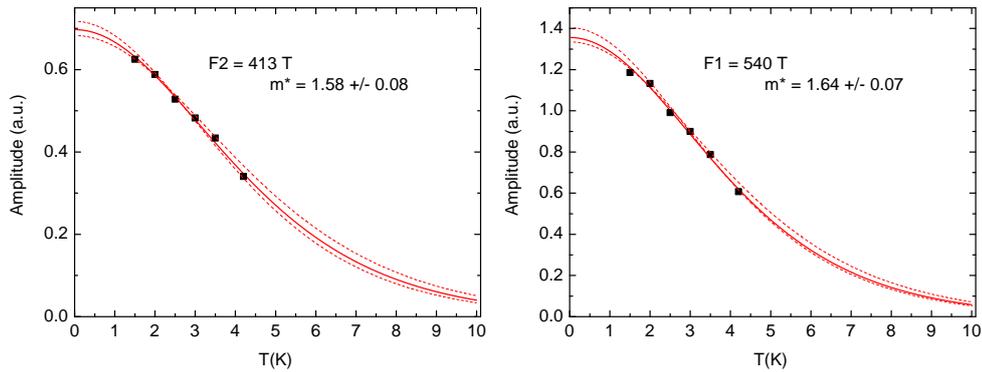


FIGURE 4.16 – Amplitude de la transformée de Fourier de la conductivité en fonction de la température pour les fréquences $F2$ (gauche) et $F1$ (droite). En ajustant cette courbe avec la formule de Lifshitz-Kosevich, on déduit les masses effectives associées à ces fréquences. Les pointillés en rouge permettent d'estimer la barre d'erreur sur la masse.

Référence	$m_1(m_e)$	$m_2(m_e)$
Nos mesures	1.64 ± 0.07	1.58 ± 0.08
Sebastian <i>et al.</i> [105]	1.56 ± 0.05	1.6 ± 0.2
Ramshaw <i>et al.</i> [101]	1.5	1.7

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des masses effectives correspondant aux fréquences $F1$ et $F2$ déduites des mesures d'oscillations quantiques.

4.3.2 Harmoniques

Dans cette partie, nous allons nous pencher sur les harmoniques, c'est-à-dire les fréquences supérieures à 800 T. Les parties oscillatoires de la résistivité de la figure 4.15 montrent que les oscillations passent d'une forme sinusoïdale à une forme en dents de scie au fur et à mesure que le champ augmente et que la température diminue. L'amplitude des oscillations atteint des valeurs pouvant aller jusqu'à 50 % du signal total. Cet effet se retranscrit dans les transformées de Fourier par une augmentation du poids spectral des différentes fréquences harmoniques de $F1$, $F2$ et $F3$.

La figure 4.17 (gauche) montre les transformées de Fourier des parties oscillatoires obtenues à 1.5 K en résistivité (notée R en marron) et en conductivité (notée σ en bleu). L'amplitude est en échelle

logarithmique. Au dessus de 800 T, de nombreux lobes apparaissent. Nous nous intéressons ici plus particulièrement aux pics $F4 \sim 938$ T qui est le premier harmonique, $F5$ de l'ordre 1500 T qui est le deuxième harmonique et F_β de l'ordre de 1650 T. Le lobe $F4$ apparaît clairement dans les transformées de Fourier des parties oscillatoires de la conductivité et de la résistivité, alors que $F5$ et F_β n'apparaissent que dans la transformée de Fourier de la résistivité.

Une manière de confirmer si une fréquence (ou une de ses harmoniques) correspond à une poche est de calculer la dépendance en champ magnétique de la masse effective. Dans la théorie de Lifshitz-Kosevich, sa masse effective est constante quelque soit la gamme de champ.

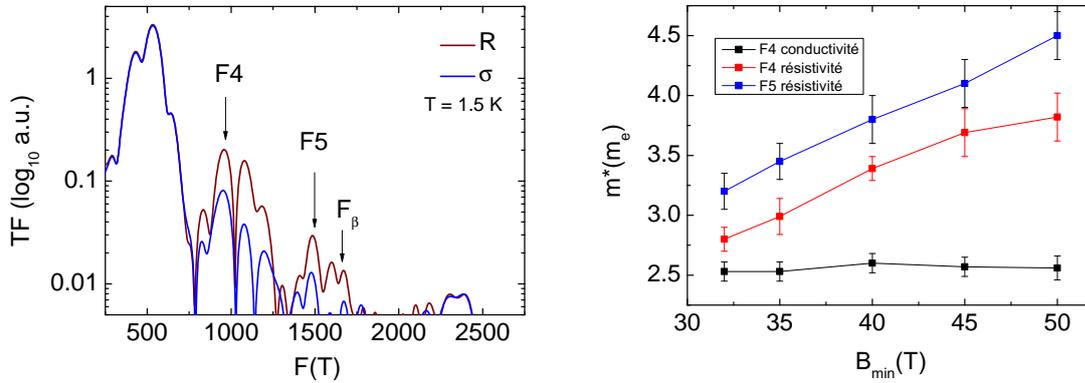


FIGURE 4.17 – **A gauche** : Transformées de Fourier en échelle logarithmique des parties oscillatoires de la résistivité (R) et de la conductivité (σ) de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.59}$ à 1.5 K. **A droite** : masses effectives des pics $F4$ et $F5$ pour différentes gammes de champs magnétiques allant de B_{min} à 68 T.

La figure 4.17 de droite montre l'évolution, suivant la gamme de champ, de 3 masses effectives :

- la fréquence $F4$ à partir de la transformée de Fourier de la partie oscillatoire de la conductivité
- la fréquence $F4$ à partir de la transformée de Fourier de la partie oscillatoire de la résistivité
- la fréquence $F5$ à partir de la transformée de Fourier de la partie oscillatoire de la résistivité

Concernant la fréquence $F4$ obtenue par conductivité, la masse vaut $2.53 \pm 0.1 m_e$ et ne varie pas suivant la gamme de champ. Cette masse est plus faible que ce qui est attendu pour une harmonique (qui devrait être le double de celle du fondamental). Cette masse anormalement faible avait déjà été reportée au préalable, avec des valeurs similaires ($2.6 \pm 0.2 m_e$)[106] et fut interprétée comme une conséquence de l'oscillation du potentiel chimique. La masse de la fréquence $F4$ obtenue en résistivité est plus importante et elle évolue de 2.8 à 3.8 m_e en fonction du champ magnétique. Cette évolution de la masse effective en fonction du champ magnétique montre qu'il ne faut pas se fier à l'analyse de la partie oscillatoire de la résistivité en raison du taux d'anharmonicité élevé.

En ce qui concerne la fréquence $F5$ qui correspond à l'harmonique d'ordre supérieur ($\sim 3 F1$), elle n'est qu'à peine détectable en conductivité (et uniquement à 1.5 K). En résistivité, il est possible de suivre l'évolution en température de l'amplitude du pic ce qui permet d'obtenir la masse effective représentée sur la figure. Une fois de plus, il y a une augmentation de la masse associée à la forte anharmonicité des oscillations.

Des mesures d'aimantation par cantilever capacitif [107] dans le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.51}$ ont montré des oscillations dont la transformée de Fourier comportait une fréquence appelée $F_\beta = 1650 \pm 40$ T ayant une masse effective $m^* = 3.8 \pm 0.4$ T. Ces mesures ont été effectuées en champ statique jusqu'à 45 T à des températures inférieures au Kelvin dans la phase solide de vortex. Dans cette phase, le couple magnétique est très important et peut faire apparaître des phénomènes non-linéaires (connus sous le nom de torque interaction) amenant à des anharmonicités [13, 108]. La présence de cette fréquence F_β a été longtemps recherchée en transport, mais sans succès. De plus, les mesures d'aimantation par cantilever piezo-résistif de la référence [100] montrent la présence d'une harmonique à $F = 1150$ T mais rien autour de F_β . En transport, nous venons de voir que la partie oscillatoire de conductivité ne présentait pas non plus de fréquence autour de F_β .

Compte tenu des conditions expérimentales d'observation de la fréquence F_β et de son absence dans les autres mesures de transport et d'aimantation, cette fréquence apparaît comme un artefact de mesure.

4.3.3 Comparaison des spectres oscillatoires pour différentes sondes

Outre les mesures de transport présentées précédemment, de nombreuses mesures de TDO (*Tunneling Diode Oscillations*) et d'aimantation ont été effectuées par le groupe S. Sebastian (Cambridge) et de N. Harrison (Los Alamos) au NHMFL. Les échantillons proviennent également du groupe de D.A. Bonn (Vancouver, Canada). Le spectre oscillatoire de ces mesures diffère légèrement des nôtres, en particulier le rapport des poids spectraux des fréquences $F2 \sim 450$ T et $F3 \sim 630$ T. Ces différences de spectres oscillatoires, provenant de la sonde, peuvent être reliées :

- au préfacteur A de la formule de Lifshitz-Kosevich qui est différent suivant si la mesure est de type transport ou aimantation, et suivant si la poche est 2D ou 3D (comme expliqué dans le premier chapitre).
- à un phénomène d'interférence quantique n'apparaissant qu'en transport.

L'idée ici est de comprendre l'origine de ces différences et de tenter de faire le lien avec la topologie de la surface de Fermi. Les tableaux 4.3 et 4.4 montrent différentes parties oscillatoires (colonnes de gauche) et leurs transformées de Fourier associées en fenêtrage Hann (colonnes de droite). Dans certains cas, la transformée de Fourier (tracée en bleu) ne permet pas de distinguer parfaitement les différentes fréquences. Pour chacune des courbes où le problème se posait, les parties oscillatoires sont ajustées par la formule de Lifshitz-Kosevich,

$$\sum_i A_i \cdot \exp(-B_i/B) \cdot \cos(2\pi F_i/B - \gamma_i) \quad (4.3)$$

La partie oscillatoire est représentée par une somme de composantes oscillatoires périodiques en $1/B$ avec des quartets de paramètres $(A_i, B_i, F_i, \gamma_i)$ correspondant à chaque fréquence $F1$, $F2$ et $F3$. Pour chacune des composantes $F1$, $F2$ et $F3$, le poids spectral est coloré respectivement en gris, vert et rouge sur la transformée de Fourier.

De manière générale, le lobe associé à $F1$ est toujours prépondérant. Son amplitude est normalisée à 1. Les quatre premières courbes d'oscillations quantiques montrent respectivement des mesures d'aimantation (a), de transport interplan (c), de transport dans le plan (e) et de TDO (g). Les mesures de transport axe- c (d) diffèrent sensiblement car l'amplitude du lobe associé à $F2$ fait 60% de celle de $F1$ alors qu'elle en fait autour de 25 % dans les autres sondes (b,f,h). L'amplitude du lobe associé à $F3$ fait 5 % de celle de $F1$ alors qu'elle en fait 15 % dans les autres. Partant de ce constat, plusieurs raisons (physiques ou numériques) peuvent être écartées pour comprendre ces différences.

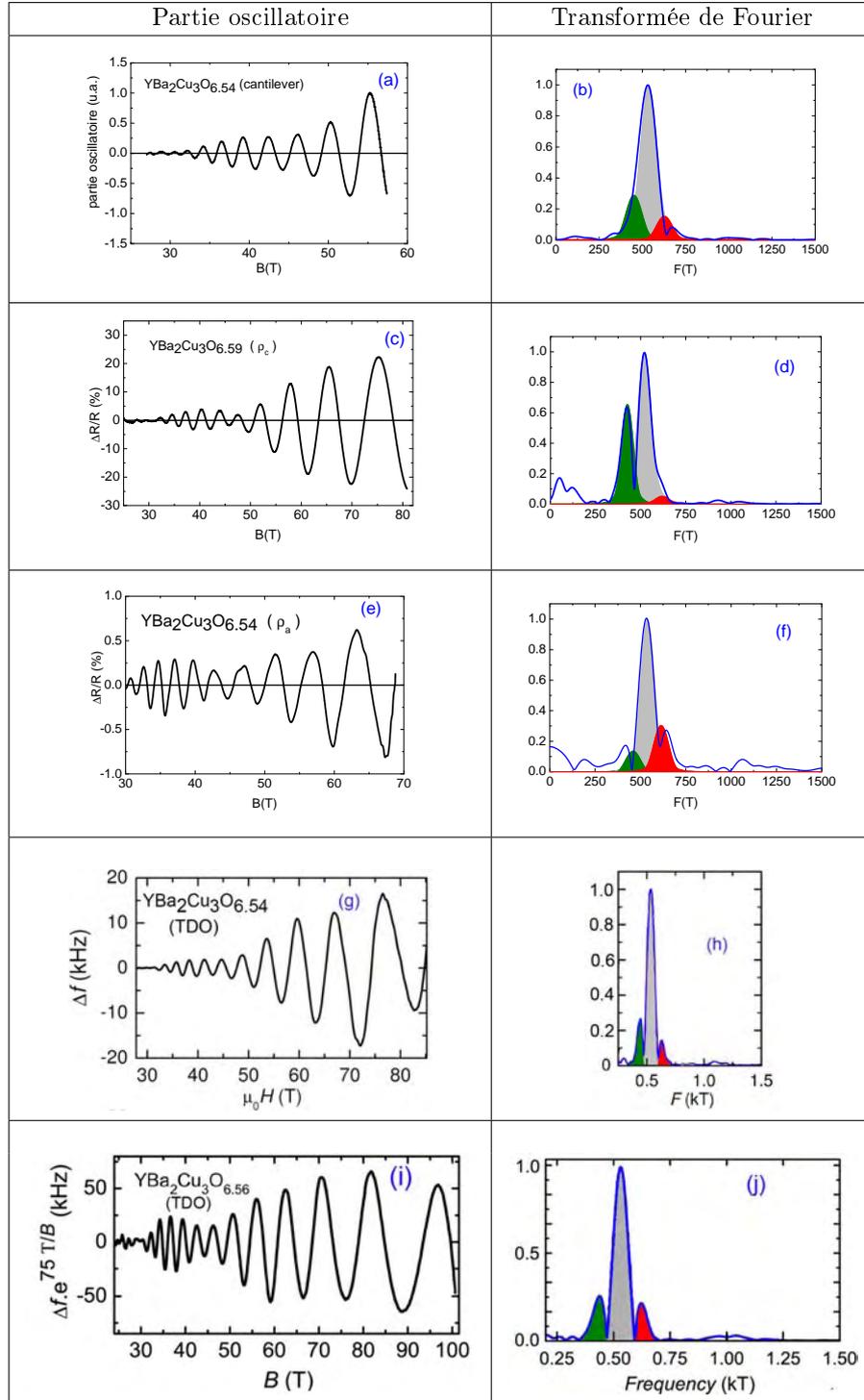


TABLE 4.3 – Tableau résumant différentes parties oscillatoires extraites de mesures d’aimantation (a) [100], de transport interplan (c) (ρ_c) [109], de transport dans le plan (e) (ρ_a) et de TDO (g,i) [105, 110]. Les cadrants (b,d,f,h,j) représentent les transformées de Fourier associées. Les parties colorées correspondent aux poids spectraux des fréquences F1 (gris), F2 (vert) et F3 (rouge).

- La gamme de champ ne semble pas responsable car les mesures de ρ_c sont effectuées jusqu'à 80 T.
- Le dopage ne semble pas non plus à l'origine de ces différences. Le tableau 4.4 montre les parties oscillatoires et transformées de Fourier obtenues à partir des mesures de transport axe- c obtenues dans des échantillons de taux d'oxygénation 6.54 et 6.62 qui sont inférieurs et supérieurs au 6.59 de la figure 4.3 (c). Dans les deux cas, le spectre est constitué d'un lobe $F3$ très faible et d'un lobe $F2$ qui représente 50 % du lobe $F1$.
- Les différences de préfacteurs de la formule de Lifshitz-Kosevich ne permettent pas non plus d'expliquer cette différence.

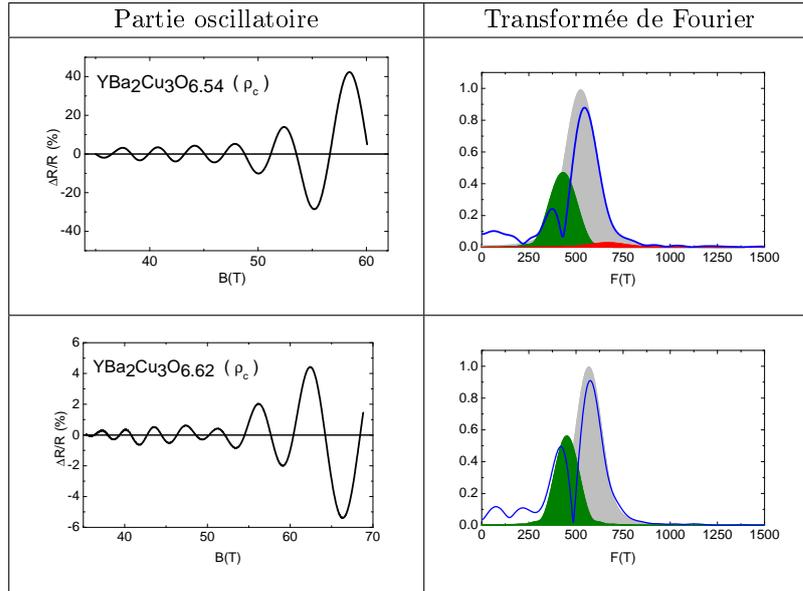


TABLE 4.4 – (a,c) : Parties oscillatoires de deux échantillons ($p = 10.2\%$ et $p = 11.2\%$) mesurés en transport interplan. Les cadrants (b,d) représentent les transformées de Fourier associées et les parties colorées correspondent aux poids spectraux des fréquences $F1$ (gris), $F2$ (vert) et $F3$ (rouge).

En résumé, il semble qu'il existe une différence entre les mesures d'oscillations quantiques obtenues par transport dans le plan et par transport interplan. Le spectre oscillatoire est différent, essentiellement au niveau du rapport des poids spectraux associés aux fréquences $F2$ et $F3$. Cet aspect sera repris, ultérieurement, lors de la présentation de notre modèle de surface de Fermi.

4.3.4 Fréquence lente

La figure 4.18 montre la dépendance en champ de la résistivité interplan ρ_c jusqu'à 81 T, à $T = 1.5$ K et $T = 4.2$ K. L'enveloppe des oscillations rapides est dessinée en bleu. En effectuant la moyenne des deux composantes de l'enveloppe, on obtient la monotone de la courbe qui comporte une oscillation lente.

Cette fréquence lente a directement été observée par des mesures de pouvoir thermoélectrique dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.54}$ jusqu'à 45 T (Doiron-Leyraud et al., unpublished). Des mesures de magnétorésistance selon l'axe- c dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.62}$ et $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ ont permis d'observer cette fréquence jusqu'à $T = 30$ K. La valeur de cette fréquence que nous noterons F_{slow} semble correspondre à la différence $F_{slow} \approx F1 - F2$ et $F_{slow} \approx F1 - F3$. Plusieurs scénarii sont envisageables pour expliquer la présence de cette fréquence lente :

- F_{slow} pourrait correspondre à une poche. Le fait que les oscillations soient observées à plus haute température suggère une masse bien plus faible que celle des fréquences rapides.
- F_{slow} pourrait provenir du caractère spécifique du transport axe- c . C'est le cas du composé organique quasi-2D $\beta - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2\text{IBr}_2$ pour lequel des mesures de magnétorésistance interplan ont mis en évidence une fréquence lente qui ne correspond pas à une surface de Fermi prédite par les calculs de structure de bandes [111]. Une théorie de Boltzmann prévoit que dans le cas d'oscillations quantiques de Shubnikov-de Haas pour un composé quasi-2D, une fréquence lente égale à la différence des deux aires extrémales de la poche peut être observée [112]. La masse associée à cette fréquence lente est également très faible.
- F_{slow} pourrait provenir d'une interférence quantique entre deux poches [19]. L'interférence entre les différents parcours suivis par l'électron génère une oscillation périodique en $1/B$ dont la fréquence pourrait être égale à la différence des deux fréquences $F1$ et $F2$. La masse serait égale à la différence des masses des deux trajets, ce qui dans le cas présent serait aussi très faible.

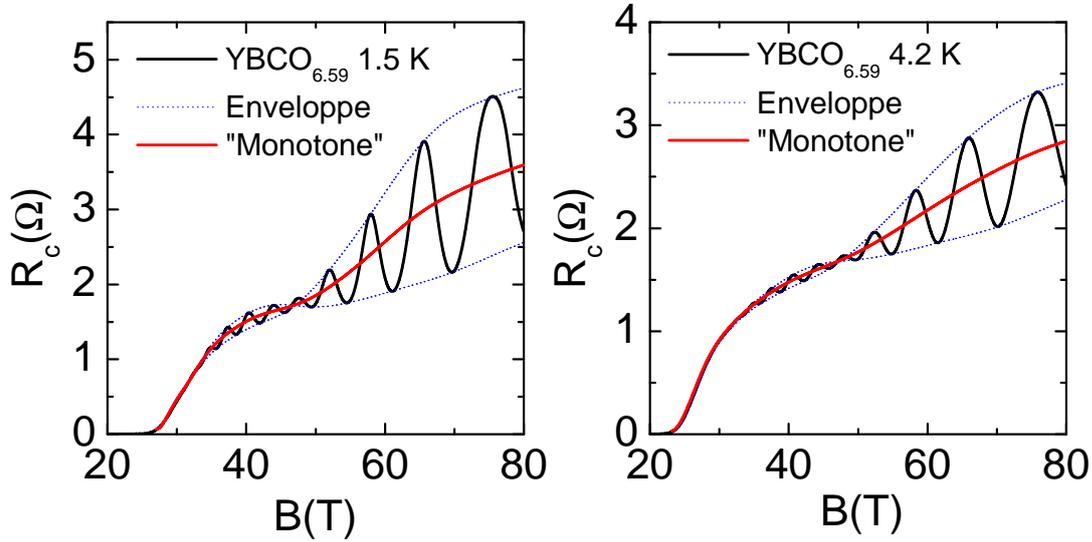


FIGURE 4.18 – Courbes de résistivité jusqu'à 81 T de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ à 1.5 et 4.2 K. Les courbes en pointillés représentent les enveloppes du signal oscillatoire et la ligne rouge est la moyenne de ces enveloppes.

En résumé, la présence de cette fréquence a potentiellement une importance dans la caractérisation de la surface de Fermi. Nous partons de l'hypothèse que cette fréquence correspond à une petite poche. Les mesures d'effet Hall à basse température suggèrent une compétition entre des porteurs majoritairement de type électron et des porteurs de type trou [113]. En considérant que les fréquences rapides soient associées à des poches d'électron, la fréquence F_{slow} pourrait être associée à une poche de trou. Pour pouvoir réfuter complètement les deux autres argumentations, il faudrait mettre en évidence cette fréquence grâce à des mesures d'aimantation. Une manière de montrer que F_{slow} n'est pas lié au gondolement consiste à étudier son évolution en angle. Dans le cas d'une surface gondolée, ΔF doit s'annuler à un angle de Yamaji.

4.4 Modèle

Dans cette partie, nous allons tenté d'interpréter nos résultats expérimentaux à partir d'une surface de Fermi modèle.

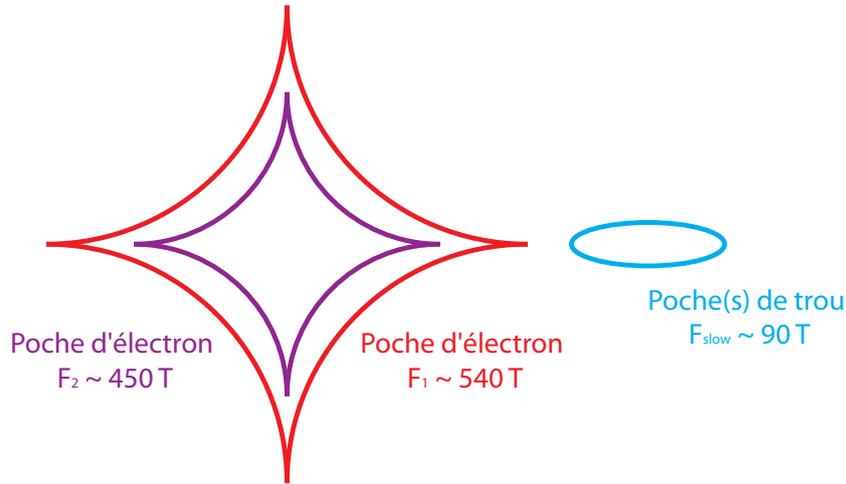


FIGURE 4.19 – Schéma des poches constituant la surface de Fermi.

La figure 4.19 représente une surface de Fermi, constituée de deux poches d'électron de fréquences $F1 \sim 540$ T et $F2 \sim 450$ T, et une petite poche de trou à proximité de fréquence $F_{slow} \sim 90$ T. La forme en étoile n'est pas nécessaire au premier abord, mais nous verrons par la suite que les simulations numériques tendent à lui donner cette forme. Les poches associées aux fréquences $F1$ et $F2$ proviennent de l'effet du couplage bilayer. La poche de trou est également clivée sous l'effet du bilayer. De part l'ordre de grandeur de ces poches, la présence ou l'absence de cette deuxième poche ne change pas significativement le modèle.

L'ambipolarité électron-trou de ces 3 poches permet d'expliquer que l'effet Hall s'ajuste par un modèle à deux bandes. Enfin le phénomène de rupture magnétique permet de modifier les poids spectraux suivant la gamme de champ (cf 4.20).

Les figures 4.20 (a) et (b) représentent les deux principales fréquences qui peuvent apparaître par rupture magnétique. La fréquence $F1$ correspond à une poche du bilayer mais aussi comme une combinaison de $F2 + F_{slow}$. La fréquence $F3 \sim 630$ T peut être obtenue à partir d'une combinaison de $F1 + F_{slow}$. Ceci permet de retrouver naturellement l'ensemble des fréquences mesurées en oscillations quantiques. Suivant les valeurs de gaps Δ_1 et Δ_2 et la valeur du champ, la proportion d'une fréquence par rapport à l'autre peut être modifiée. Les figures 4.20 (c) (d) et (e) montrent qualitativement l'évolution des poids spectraux correspondant à ces fréquences pour différents gammes de champ magnétique.

Sur la figure 4.20 (c), aucune rupture magnétique n'est permise et seules les fréquences $F1$, $F2$ et F_{slow} sont visibles. La rupture magnétique de la figure 4.20 (a) a tendance à diminuer le poids spectral de F_{slow} et de $F2$ au dépend de $F1$, et celle de la figure 4.20 (b) a tendance à diminuer le poids spectral de F_{slow} et de $F1$ au dépend de $F3$. Il en résulte que le poids de $F1$ reste quasi-constant, ceux de F_{slow} et de

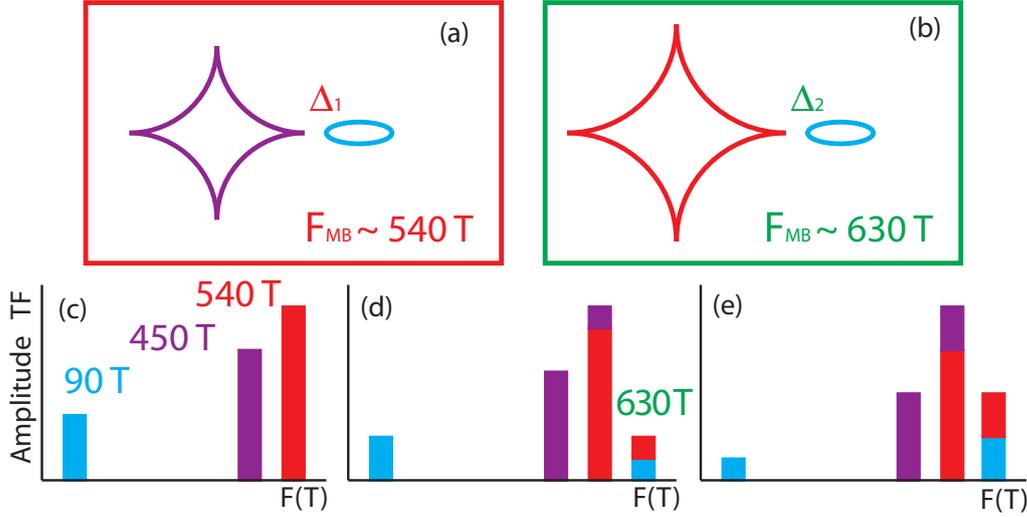


FIGURE 4.20 – Les figures (a) et (b) montrent les deux poches qui sont impliquées dans la rupture magnétique. Les figures (c),(d) et (e) sont des transformées de Fourier schématiques qui tiennent compte de la rupture magnétique entre les poches. Les figures (d) et (e) montrent le transfert de poids spectral associé au fur et à mesure que le champ magnétique augmente.

$F2$ diminuent et celui de $F3$ augmente. La figure 4.20 (e) reprend ce principe avec un champ magnétique plus important et amène le pic $F3$ au même niveau que $F2$. Cette description a l'avantage d'expliquer la dépendance en champ des poids spectraux observée en TDO et en transport dans le plan.

Maintenant que nous avons présenté notre modèle de surface de Fermi, nous allons tenter de voir si il pourrait correspondre aux différents scénarii de reconstruction existants.

4.5 Scénarii de reconstruction

Dans cette partie, nous allons présenter différents scénarii basés sur un ordre de charge et/ou de spin. Ceci nous amènera à traiter trois scénarii de reconstruction. Nous verrons d'une part le scénario anti-ferromagnétique qui semble convenir au cas des dopés électrons, l'ordre de stripe qui permet d'expliquer la physique des cuprates à base de lanthane (connus sous le nom de famille 214) et le scénario ordre de charge bi-axial. Nous présenterons des simulations numériques basées sur ce dernier scénario qui semble être le plus prometteur pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$.

4.5.1 Scénario basé sur un ordre antiferromagnétique

Nous profitons de la présentation de ce scénario, pour parler un peu plus en détail d'un cuprate dopé en électrons, $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$. Une partie des mesures présentées ici ont été effectuées au LNCMI-Toulouse, en collaboration avec le groupe de M. Kartsovnik (Garching, Allemagne).

4.5.1.1 Généralités

La reconstruction de la surface de Fermi induite par un ordre anti-ferromagnétique $\mathbf{Q}_{AF} = (\pi, \pi)$ est la plus simple à présenter. La figure 4.21 montre comment la reconstruction de la grande surface de trou prédite par les calculs de structure de bandes (figure 4.21 (a)) se produit pour faire apparaître des poches

d'électron aux anti-noeuds et des poches de trou aux noeuds (figures 4.21 (b) et (c)). Lorsque le potentiel de cet ordre est très fort, il est possible de faire disparaître les poches d'électron pour un cuprate dopé en trous (figure 4.21(d)). Dans certains cas, il est possible que le vecteur d'onde ne soit pas un vecteur respectant la périodicité du réseau. Les figures 4.21 (e et f) montrent l'exemple de reconstruction par un vecteur d'onde incommensuré. La nouvelle surface de Fermi obtenue après reconstruction contient les deux types de poches mais de tailles différentes.

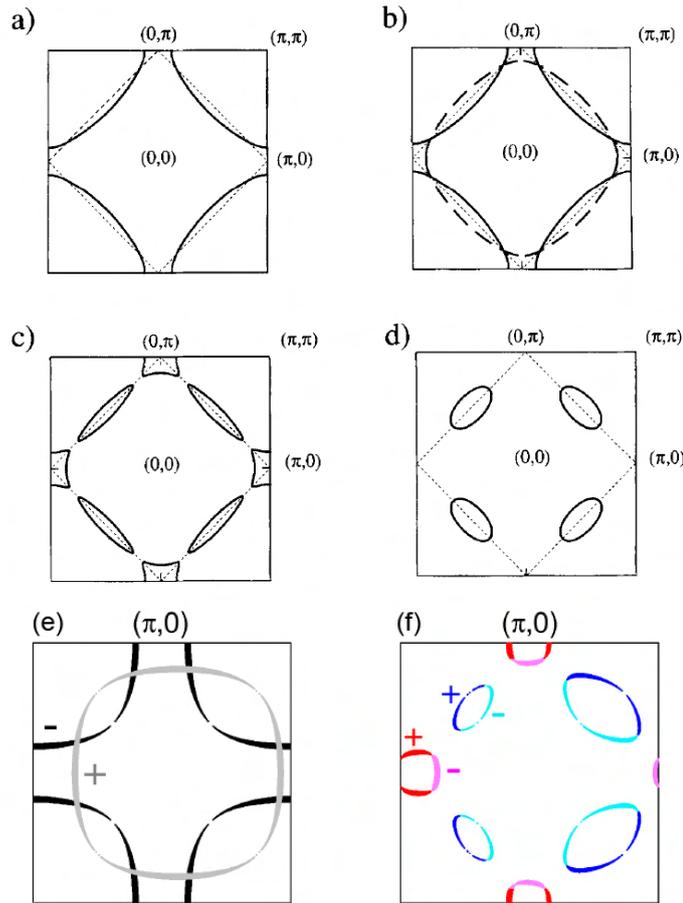


FIGURE 4.21 – Illustrations de surface de Fermi dans le cadre de la compétition avec un ordre anti-ferromagnétique. Les cadrants (b,c,d) considèrent le cas commensuré et les cadrants (e) et (f) le cas incommensuré. **(a)** : Surface de Fermi initiale. **(b)** : Reconstruction de la surface avant la levée de dégénérescence. **(c)** : Reconstruction produisant des poches d'électron en $(0, \pm\pi)$ et de trou en $(\pm\frac{\pi}{2}, \pm\frac{\pi}{2})$. **(d)** : Reconstruction de la surface de Fermi avec un potentiel plus fort. Les poches d'électron ont disparu (d'après [114]). **(e)** : Reconstruction par un vecteur incommensurable avant levée de dégénérescence (l'incommensurabilité se traduit par le décalage, par rapport au centre de zone, de la surface nouvellement formée en gris clair). **(f)** : Nouvelles surfaces de Fermi reconstruites après levée de dégénérescence où l'on distingue deux poches de trou (en bleu) et deux poches d'électron (d'après [105]).

4.5.1.2 Cas des cuprates dopés électrons

$\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ est un cuprate dopé en électrons dans lequel un ordre anti-ferromagnétique pourrait induire une reconstruction de la surface de Fermi. Des mesures de neutrons effectuées à différents dopages [115] montrent que l'ordre anti-ferromagnétique s'étend jusqu'à un dopage $n \sim 13.8\%$. Des fluctuations de cet ordre sont également observées jusqu'à un dopage de 17 %.

La figure 4.22 (a) montre la structure de bandes du composé parent Nd_2CuO_4 [116]. Comme dans la majorité des cuprates le niveau de Fermi ne coupe qu'une seule bande et la surface de Fermi (figure 4.22 (b)) est constituée d'une grande poche de trou centrée en $\mathbf{X} = (\pm\pi, \pm\pi)$. Cependant, la surfaces de Fermi déduite des mesures d'ARPES (figure 4.22 (c-i)) [117, 118] est différente. Pour des dopages inférieurs à 10 %, la surface de Fermi n'est constituée que de poches d'électron situées en $(0, \pm\pi)$ et en $(\pm\pi, 0)$. Au fur et à mesure que le dopage augmente jusqu'à 16 %, des poches de trou apparaissent en $(\pm\frac{\pi}{2}, \pm\frac{\pi}{2})$. A 17 % la surface de Fermi mesurée semble reprendre la forme de la grande poche de trou prédite par les calculs de structure de bandes. Les mesures d'effet Hall dans $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ [119] et $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ [120] montrent une constante de Hall négative en dessous de 15-16 % et positive au delà. Ceci confirme le changement de topologie et pointe donc vers une reconstruction de la surface de Fermi par une onde de densité de spin [121].

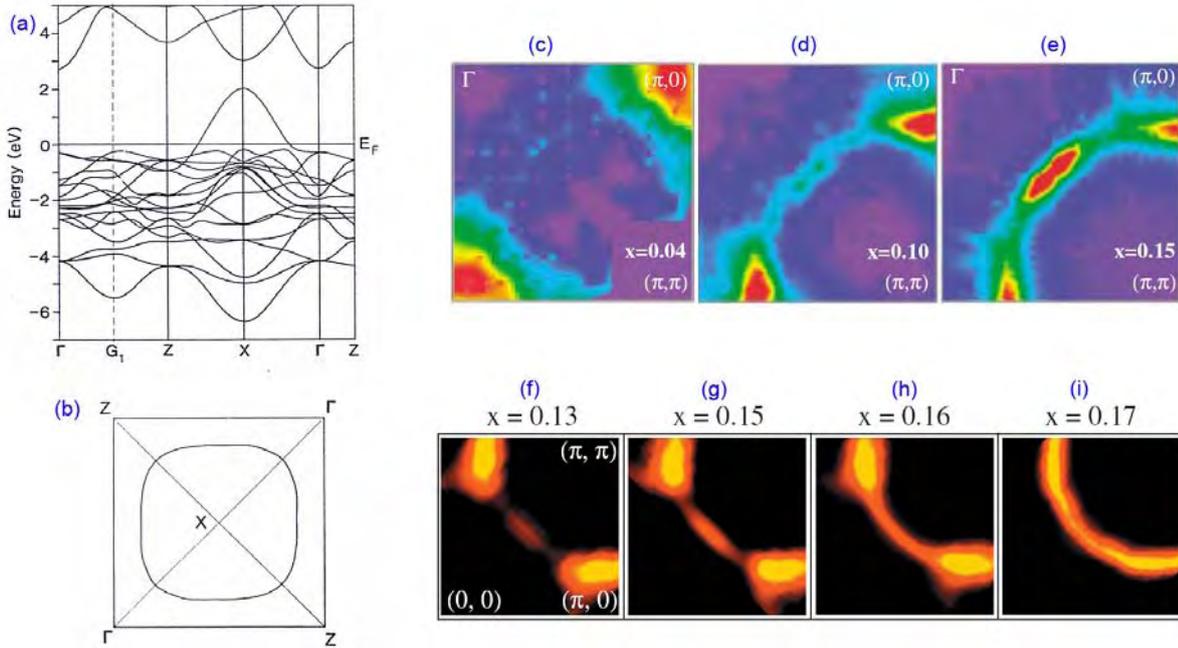


FIGURE 4.22 – (a) : Structure de bandes de Nd_2CuO_4 . (b) : Surface de Fermi de Nd_2CuO_4 (d'après [116]). (c-i) : Surfaces de Fermi de $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ à différents dopages (d'après [117, 118]).

Plus récemment, des oscillations quantiques ont été observées dans les mesures de transport pour des dopages en électrons compris entre $n = 15\%$ et $n = 17\%$ [90, 122] et ont confirmé cette reconstruction de la surface de Fermi. Les figures 4.23 (a) montrent les parties oscillatoires de la résistance pour des échantillons dont le dopage est compris entre 16 % à 17 %. Ces parties oscillatoires comportent une fréquence lente dont il est possible de dénombrer entre 3 et 7 périodes suivant les courbes et une fréquence

plus rapide superposée. La figure 4.23 (b) montre ces oscillations rapides extraites des parties oscillatoires de la figure 4.23 (a). La figure 4.23 (c) résume les valeurs de fréquence déduites des transformées de Fourier.

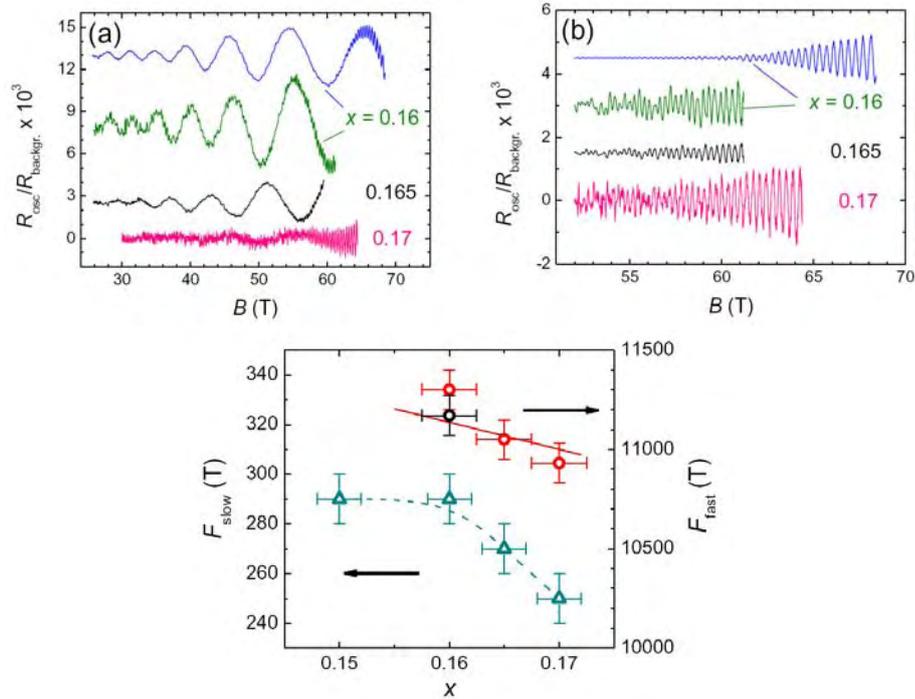


FIGURE 4.23 – (a) : Parties oscillatoires de $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ à différents dopages. (b) : Parties oscillatoires après soustraction de la fréquence lente. (c) : Dépendance en dopage des fréquences des oscillations quantiques (d’après [122]).

La valeur de la fréquence lente diminue avec le dopage, passant de 290 ± 10 T pour un dopage de $n = 15$ % à une fréquence de 290 ± 10 T à 17 %, avec une masse effective de $m^* = 0.9 \pm 0.05 m_e$. La valeur de la fréquence rapide de l’ordre de 11 000 T pour n compris entre 16 et 17 % diminue également avec le dopage et sa masse effective est située entre 2 et 2.6 m_e . Les figures 4.21 (a et c) schématisent la surface de Fermi initiale et celle reconstruite par un ordre anti-ferromagnétique $\mathbf{Q}_{AF} = (\pi, \pi)$. La valeur de la fréquence lente (ainsi que sa dépendance en dopage) permet de l’associer à la poche de trou de la surface de Fermi reconstruite située en $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$. Le fait de ne pas mesurer d’oscillations correspondant à la petite poche d’électron reconstruite provient essentiellement du fait que l’amplitude est grandement atténuée par les phénomènes de diffusion (ce qui se traduit par une température de Dingle importante).

Par analogie aux diagrammes de phase des fermions lourds, la présence d’un point quantique critique a été suggérée autour de 15 % (entre autre de part la dépendance en température de la résistivité linéaire [123]). Le dôme supraconducteur se développerait autour de ce dopage particulier, délimitant une zone paramagnétique à fort dopage (qui s’apparente à un liquide de Fermi de part les mesures de résistivité en T^2 [124]) et une zone anti-ferromagnétique. La fréquence rapide mesurée au dessus de 16 % peut donc être attribuée à la grande poche de trou non-reconstruite. Cependant, ceci n’explique pas pourquoi les mesures montrent à la fois des oscillations de fréquence lente et des oscillations de fréquence rapide. De part les faibles gaps qui séparent les poches de trou et d’électron dans la surface de Fermi reconstruite,

la fréquence rapide serait donc vraisemblablement associé à une orbite de rupture magnétique entre les petites poches reconstruites.

4.5.1.3 Cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

Ce type de scénario n'est pas adapté à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ car un ordre anti-ferromagnétique n'a pas été détecté au dopage où les oscillations quantiques sont observées. Dans la phase supraconductrice, un gap de spin est observé dans les mesures de neutron [125]. Le vecteur d'onde associé n'est pas exactement $\mathbf{Q}_{AF} = (\pi, \pi)$, mais $\mathbf{Q}_{AF} = (\pi(1 \pm 2\delta), \pi)$ d'après les mesures de neutrons inélastiques (avec par exemple $\delta = 0.06$ dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ [126]). Une reconstruction basée sur une onde de densité de spin incommensurée a été proposée, produisant une reconstruction de la surface de Fermi illustrée sur les figures 4.21 (e et f). La grande poche de trou provenant de cette reconstruction a été reportée dans certaines mesures d'oscillations quantiques [107], sous le nom de fréquence de F_β (~ 1650 T) pour ensuite être remise en cause du fait de sa faible amplitude.

La dépendance angulaire des oscillations quantiques montre la présence d'un spin-zéro [101, 127]. Cet effet résulte de la levée de dégénérescence par effet Zeeman des niveaux de Landau et il se traduit par une annulation de l'amplitude des oscillations quantiques à des angles particuliers du champ magnétique par rapport aux plans conducteurs. L'observation de ce phénomène dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ est une preuve directe que les moments magnétiques ne sont pas alignés dans le plan. Comme toutes les formes connues d'ordre de spin dans les cuprates nécessitent des moments magnétiques alignés dans le plan [128, 129], ce résultat montre qu'aucune forme conventionnelle d'ordre magnétique n'est impliquée dans la reconstruction de la surface de Fermi.

L'argument le plus direct qui va à l'encontre d'un ordre magnétique dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ provient des mesures de RMN effectuées à fort champ. Les mesures des différentes observables (intensité du signal, déplacement de raies et taux de relaxation) démontrent qu'aucun ordre de spin n'est présent dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ [130].

4.5.2 Scénarii basés sur l'ordre de stripe

4.5.2.1 Généralités

Le scénario de stripe fait intervenir une onde de densité de charge uniaxiale et une onde de densité de spin [131, 132]. Les premières manifestations expérimentales proviennent des cuprates à base de lanthane, dans lesquels un ordre de spin et un ordre de charge ont été mesurés. Contrairement à l'ordre anti-ferromagnétique de la phase isolant de Mott, le pic de diffraction de neutron $\mathbf{Q}_{AF} = (\pi, \pi)$ mesuré dans la phase supraconductrice se sépare en deux. Ces pics s'écartent d'une valeur $\Delta\mathbf{Q} = (\delta, 0)$ par rapport à \mathbf{Q}_{AF} .

La figure 4.24 montre des mesures de neutrons inélastiques du composé $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. Le pic n'apparaît pas à \mathbf{Q}_{AF} mais à des vecteurs d'ondes $\mathbf{Q} = (1/2, 1/2 \pm h)$. Cette modulation de spin s'accompagne d'une modulation de charge faisant apparaître un pic dans le spectre des rayons X en $Q_{ch} = (2\delta, 0)$. La valeur δ , appelée incommensurabilité, correspond à l'inverse de la périodicité de l'onde de spin dans l'espace réel (λ). δ croît comme le dopage p jusqu'à environ 15 %. Cet ordre de stripe a été observé dans plusieurs familles de cuprates comme $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ au dopage 1/8 [134], Nd-LSCO [135, 136, 137] et Eu-LSCO [138] et $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [139] et $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [140]. Cet effet est maximum au dopage 1/8.

La figure 4.24 (droite) schématise l'ordre de stripe et tient compte de cette incommensurabilité à ce dopage [133]. Les cercles représentent les sites de cuivre du plan CuO_2 . Les flèches sont les spins localisés sur

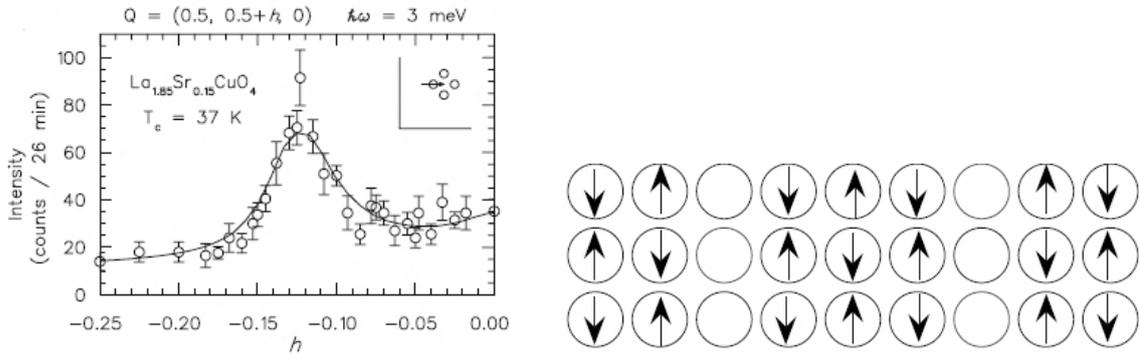


FIGURE 4.24 – **A gauche** : Mesures de neutrons inélastiques dans $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. La mesure se fait à 40 K (au dessus de T_c) le long de la direction $\mathbf{Q} = (0.5, 0.5 + h)$. L'incommensurabilité se traduit par le fait que le pic s'observe à $h \sim -0.125$ au lieu de 0 (d'après [80]). **A droite** : Illustration de la densité de charge et de spin au dopage 1/8. Les cercles correspondant aux cuivres des plans conducteurs. Les flèches correspondent aux spins et les cercles vides correspondent à la rivière de charge (d'après [133]).

les sites de cuivre. L'alternance de ces spins localisés forme des domaines ordonnés anti-ferromagnétiques. Les cercles blancs sont des zones où les électrons sont délocalisés et forment ce qui est appelé des rivières de charges. Les domaines anti-ferromagnétiques sont opposition de phase de part et d'autre de la rivière de charge. La période de ce motif de spin s'étend sur 8 atomes de cuivre, ce qui donne $\delta = 1/8$. L'ordre de charge est caractérisé par une périodicité qui s'étend sur 4 atomes, ce qui donne une incommensurabilité de 2δ . En pratique, les directions de ces stripes s'alternent d'un plan à l'autre de part la structure LTO des composés.

Lorsque plusieurs ordres sont en compétition, ces derniers peuvent se coupler suivant la symétrie de leur paramètre d'ordre. Dans le cas présent, ce sont les paramètres d'ordre des ondes de densité de charge (CDW) et ondes de densité de spin (SDW) qui sont couplés. Suivant la force de ce couplage, il est possible de faire apparaître plusieurs phases intermédiaires au sein du diagramme de phase. La figure 4.25 montre les différents diagrammes de phase en passant d'un couplage faible (gauche) à fort (droite). Dans le cas d'un couplage faible, la phase de stripe apparait sans phase intermédiaire. Elle brise la symétrie de rotation (de $\pi/2$) dans le plan et la symétrie de translation perpendiculairement aux rivières de charge. A plus fort couplage, les phases onde de densité de charge, onde de densité de spin, et nématique se manifestent en plusieurs étapes. La phase nématique de la figure 4.25 se traduit par une brisure de la symétrie de rotation, mais sans la modulation liée à l'ordre de charge. Cette phase nématique est suggérée par les mesures de STM qui sondent les modulations de charge à la surface [141, 142].

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ présente certains aspects similaires aux familles de composé 214, dont l'ordre de stripe est bien établi. La phase stripe est une phase en compétition avec la supraconductivité et elle est la plus stable au dopage 1/8. Dans les cuprates de la famille 214, la T_c diminue autour de $p = 1/8$ et même s'annule dans certains cas. Dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, la dépendance en dopage de T_c montre un plateau autour de ce même dopage. De plus, dans ces cuprates, la constante de Hall et le coefficient Seebeck deviennent négatifs en dessous d'une température appelée T_0 dans une certaine gamme de dopage. Les mesures de transport thermo-électrique dans le composé $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (où l'ordre de stripe est établi) ont montré que T_0 forme un dôme maximum au dopage $p = 1/8$ [143]. Ceci suggère que l'ordre de stripe est à l'origine de ce changement de signe. Dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, la dépendance en dopage de T_0 de l'effet Hall et du coefficient Seebeck forment également un dôme maximum à $p = 1/8$ [144]. Ces changements

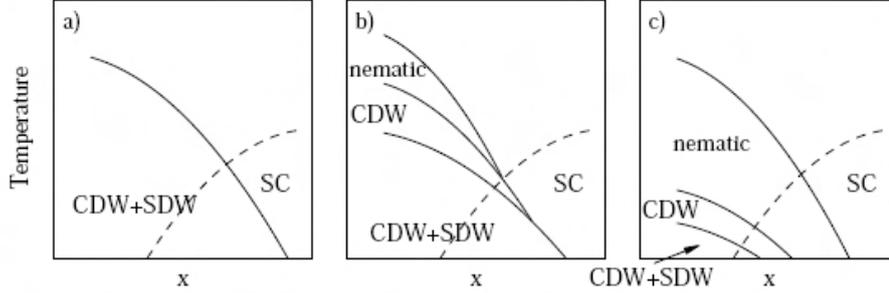


FIGURE 4.25 – Illustration des diagrammes de phase théoriques (température en fonction du dopage en trous) partant d'un couplage faible à gauche, à un couplage fort à droite. L'augmentation du couplage induit des phases intermédiaires. En particulier, ceci montre le découplage de la phase onde de densité de charge (CDW) avec la phase onde de densité de spins (SDW) et la phase nématique (sans onde de densité de charge) (d'après [132]).

de signe sont corrélés à l'apparition de l'ordre de charge nécessaire à l'ordre de stripe.

Ceci suggère que l'ordre de stripe pourrait être responsable de la reconstruction de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Deux scénarii de reconstruction de la surface de Fermi basés sur les ordres de stripe ont ainsi été proposés.

4.5.2.2 Scénario de reconstruction par un ordre de stripe en couplage faible

Le premier scénario, proposé par Norman & Millis [133] reprend l'image en couplage faible de la figure 4.24 (droite). L'incommensurabilité est considérée pour un dopage de $1/8$ ce qui donne $\mathbf{Q}_\delta = (\frac{\pi}{4}, 0)$. L'ordre de spin va donc coupler les états séparés de $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_{AF} \pm \mathbf{Q}_\delta$ d'un potentiel V . L'ordre de charge couple les états séparés de $2\mathbf{Q}_\delta = (\frac{\pi}{2}, 0)$ par un potentiel V_c . L'ordre de charge a une périodicité $\lambda = 4$.

La figure 4.26 montre les surfaces de Fermi reconstruites à partir de ce modèle. La surface de Fermi originale est basée sur les calculs de structure de bandes de [145]. Le potentiel chimique est ajusté de tel sorte que le dopage avant reconstruction corresponde à un dopage $p \sim 12.5\%$. Les cadrants (a) et (b) correspondent aux cas où le potentiel de charge V_c est nul et où le potentiel de spin vaut respectivement 0.1 eV et 0.2 eV. Ces surfaces des Fermi révèlent des bandes 1D (noir), des poches d'électron (rouge) et des poches de trou (bleu). Le potentiel de charge a tendance à faire disparaître les poches de trou et à former des bandes 1D. Les surfaces de Fermi (c) et (d) sont obtenues avec un potentiel de spin nul et avec un potentiel de charge valant respectivement 0.1 et 0.2 eV. Ces surfaces de Fermi ne contiennent pas de poche d'électron.

Ce scénario a le mérite d'expliquer l'apparition d'une seule poche d'électron près des anti-noeuds. Il est aussi capable de rendre compte de la disparition de cette poche pour des dopages inférieurs à 8% (transition de Lifshitz [146]). Néanmoins les poches d'électron ne peuvent apparaître qu'en présence d'un potentiel de spin. L'ordre de spin incommensurable (qui est toujours associé à l'ordre de charge dans $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$) n'est pas compatible avec la présence de spin-zéro et les mesures de RMN.

4.5.2.3 Scénario de reconstruction basé sur un ordre de charge uniaxial et sur la némativité

Un deuxième scénario proposé par S. Kivelson et ses collaborateurs [147] suppose la présence d'une phase nématique comme dans le diagramme de phase de la figure 4.25. Ce scénario n'est pas un scénario

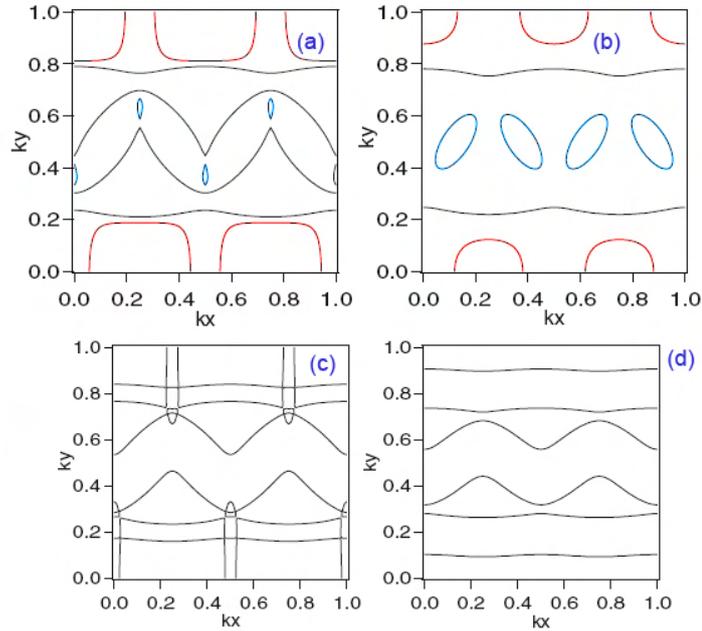


FIGURE 4.26 – Exemples de surfaces de Fermi après reconstruction par un ordre de stripe. Les surfaces de Fermi des cadrants (a) et (b) sont obtenues avec un potentiel de charge nul. On observe des poches d'électron en bords de zone ainsi que des poche de trou et des bandes 1D. Les cadrants (c) et (d) montrent d'autres surfaces de Fermi avec un potentiel de spin nul, aucune poche d'électron n'apparaît (d'après [133]).

de stripe proprement parlé car il ne fait seulement appel qu'à une onde de densité de charge uniaxiale de potentiel V_0 . La périodicité de l'ordre de charge est de $\lambda = 4$ comme pour le scénario précédent. Le modèle considère également un potentiel V_2 qui prend en compte l'alternance des chaînes CuO vides et pleines dans la structure ortho-II mais n'est pas relié à l'onde de densité de charge.

La nématicité se paramétrise au moyen d'une variable ϕ_N introduite dans le hamiltonien type liaison forte et qui favorise le transport suivant l'axe- a par rapport au transport suivant l'axe- b . Dans le cas limite où $\phi_N = 0$, la surface de Fermi est celle prévue par les calculs de structure de bandes. Dans un cas limite où $\phi_N = 1$, le transport suivant l'axe- b est nul et la surface de Fermi devient une chaîne 1D. Les deux premiers cadrants de la figure 4.27 montrent la surface de Fermi initiale sans reconstruction mais modifiée par une nématicité valant respectivement $\phi_N = 0.074$ et $\phi_N = 0.143$ (trait plein). Le potentiel chimique est ajusté au dopage $p = 1/8$. La surface de Fermi sans nématicité est tracée en pointillé. Les deux cadrants du bas de la figure 4.27 montrent la surface de Fermi après reconstruction pour des valeurs de couplage V_0 valant $0.15 \times t$ et $0.11 \times t$ (où t est le terme de saut entre plus proches voisins) et V_2 valant $0.1 \times t$ et $0.09 \times t$. Les lignes bleues correspondent à la surface de Fermi avant reconstruction et les lignes rouges correspondent aux portions translattées de la surface de Fermi qui apparaissent avant levée de dégénérescence. Ces surfaces de Fermi sont constituées de poches d'électron (au centre) et des poches de trou (en haut et en bas) séparées par des bandes 1D.

Il est possible d'obtenir des poches d'électron dont la taille est en accord avec la fréquence mesurée en oscillations quantiques. Pour se faire, il faut utiliser des valeurs de potentiel V_0 et V_2 petites (de l'ordre

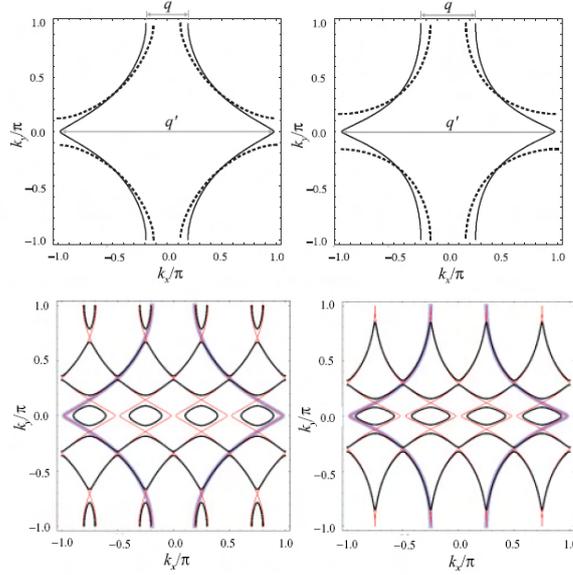


FIGURE 4.27 – Illustration de reconstruction par une onde de densité de charge uniaxiale. Les figures du haut montre la modification la surface de Fermi initiale (en pointillée) et la nouvelle surface en considérant les effets de némativité (en trait plein). Les deux cadrants du bas montrent la reconstruction obtenue en prenant en compte l'ordre de charge unidirectionnel. (d'après [147])

1 % - 2 % de t). La taille de la poche diminue quand V_0 augmente. Cependant ce scénario suppose une némativité importante pour faire apparaître des poches d'électron. Bien que détectée par effet Nernst [148], la présence de cette phase doit être confirmée par d'autres sondes. De surcroit, ce modèle suppose que l'ordre de charge est uniaxial, contrairement aux mesures de rayons X et d'ultrasons [149] qui montrent que l'ordre de charge est biaxial.

4.5.3 Scénario basé sur un ordre de charge bi-axial

Ce scénario a été évoqué pour la première fois dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ par N. Harrison et S.E. Sebastian [150]. Il implique un onde de densité de charge dont la modulation est présente suivant les directions a et b . Ce modèle permet de faire apparaître une poche d'électron sans ordre de spin. Peu de temps après, un ordre de charge a été détecté par rayons X [81] suivant ces deux mêmes directions sans pour autant distinguer si l'ordre était biaxial (c'est-à-dire dans les deux directions au sein d'un même domaine) ou uniaxial (avec des domaines dont la modulation est perpendiculaire). Les mesures d'ultrasons ont permis par la suite de confirmer que cet ordre est bien bi-axial [149].

4.5.3.1 Présentation du modèle

La dispersion de la grande surface de Fermi de trou non reconstruite [145] s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} \varepsilon(k) = & \varepsilon_0 + 2t_{10} \cdot [\cos(a.k_x + b.k_y) + \cos(a.k_x - b.k_y)] \\ & + 2t_{11} \cdot [\cos(a.k_x) + \cos(b.k_y)] + 2t_{20} \cdot [\cos(2a.k_x) + \cos(2b.k_y)] \end{aligned} \quad (4.4)$$

où a et b sont les paramètres de maille, ε_0 est le potentiel chimique, et t_{10} , t_{11} et t_{20} sont respectivement les termes de saut premiers voisins, diagonaux et deuxièmes voisins. Ils permettent d'ajuster la forme de la surface de Fermi. Les valeurs extraites de la littérature donnent $t_{10} = -380$ meV, $t_{11} = 120$ meV et

$t_{20} = -60$ meV [145].

La figure 4.28 montre la reconstruction de la surface de Fermi pour un ordre de charge biaxial. Les bandes au niveau de Fermi se couplent par des vecteurs $\mathbf{Q}_a = (\frac{2\pi}{\lambda_a a}, 0)$ et $\mathbf{Q}_b = (0, \frac{2\pi}{\lambda_b b})$ correspondant aux deux directions de modulation de charge. Les parties nodales (en noir) vont ainsi former une poche en étoile de type électron. En intégrant le couplage bilayer (t_\perp) et le gondolement de la surface de Fermi suivant l'axe- c (t_c), la dispersion de la figure 4.28 (b) se scinde en deux sous-bandes liantes (rouge) et anti-liantes (bleu) dessinées sur la figure 4.28 (c). Les nouvelles dispersions notées respectivement B (bonding) et AB (anti-bonding) sont :

$$\varepsilon(k)^{AB,B} = \varepsilon(k) \pm \sqrt{t_\perp(k)^2 + t_c^2 + 2t_\perp(k).t_c.\cos(k_z c)} \quad (4.5)$$

avec

$$t_\perp(k) = \frac{t_{\perp,0}}{4} \cdot [\cos(a.k_x) - \cos(b.k_y)]^2 \quad (4.6)$$

Les valeurs de $t_{\perp,0}$ et de t_c (valant respectivement 190 meV et 47.5 meV) sont choisies pour obtenir une dispersion similaire à celle obtenue par les calculs de structure de bandes [96], mais avec un gap réduit aux noeuds $\varepsilon_g \sim 2t_c$. L'emboîtement des portions de la surface de Fermi aux anti-noeuds diffère suivant la bande liante et la bande anti-liante. De ce fait, il apparait naturel de définir des vecteurs $\mathbf{Q}_a^B, \mathbf{Q}_b^B$, pour la bande liante et $\mathbf{Q}_a^{AB}, \mathbf{Q}_b^{AB}$ pour la bande anti-liante, qui sont représentés sur la figure 4.28 (c).

Le couplage peut se faire de deux manières suivant la valeur de λ :

- si λ est un entier, l'ordre de charge est commensurable, il est possible de trouver un nombre fini de combinaisons de $\varepsilon(\mathbf{k} + n.\mathbf{Q}_a + p.\mathbf{Q}_b)$ avec n et p des entiers, et ainsi de coupler les états séparés de \mathbf{Q}_a ou \mathbf{Q}_b .
- si λ est un nombre décimal, l'ordre de charge est incommensurable et il n'est pas possible de trouver toutes les combinaisons de $\varepsilon(\mathbf{k} + n.\mathbf{Q}_a + p.\mathbf{Q}_b)$ avec n et p des entiers. De ce fait, il faut se limiter aux premiers couplages. En se limitant aux termes $\varepsilon(\mathbf{k}), \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_a), \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_b)$ et $\varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_a + \mathbf{Q}_b)$, on retrouve la poche d'électron en étoile. Dans le cas particulier où λ est un rationnel, il est possible de tenir compte de tous les couplages et de procéder comme dans un cas commensurable.

La figure 4.28 (d) montre la reconstruction de la surface de Fermi avec un potentiel de charge V_0 égal à 265 meV. Les deux poches reconstruites correspondant à la bande liante et anti-liante sont représentées en rouge et bleu. Pour imbriquer les surfaces de Fermi, avec la bonne taille et afin que le gap ε_g tende vers une valeur de l'ordre de 10 meV (obtenue expérimentalement en ARPES [151]), la valeur du potentiel doit dépendre du vecteur d'onde \mathbf{k} . Dans le cas présent, le potentiel s'exprime sous la forme [104] :

$$\begin{aligned} V_a(\mathbf{k})^{B,AB} &= V_0 \cdot \frac{1}{1 - r^{B,AB}} (1 - r^{B,AB} \cos(b.k_y)) \\ V_b(\mathbf{k})^{B,AB} &= V_0 \cdot \frac{1}{1 - r^{B,AB}} (1 - r^{B,AB} \cos(a.k_x)) \end{aligned} \quad (4.7)$$

avec $V_i(k)^j$ qui est le potentiel couplant les bandes (liantes pour $j = B$ et anti-liante pour $j = AB$) séparées d'un vecteur Q_i (i désignant la direction a ou b). La dépendance en \mathbf{k} du couplage s'observe également dans les composés de type RTe₃ (avec R une terre rare) où l'emboîtement (issu d'une onde de densité de charge incommensurée) se fait préférentiellement sur certaines parties de la surface de Fermi [152].

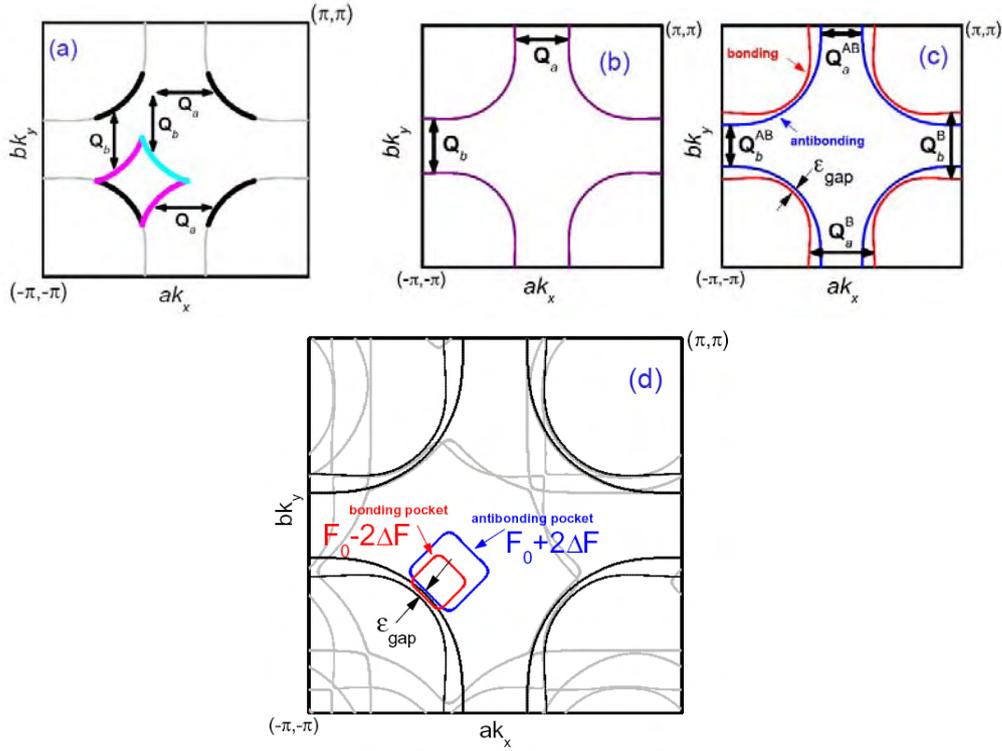


FIGURE 4.28 – Illustrations de la reconstruction de surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ avec un ordre de charge bi-axial. (a) : Schéma montrant la poche d'électron en forme d'étoile après des translations des parties de nodales de la surface de Fermi initiale. (b) et (c) : Modification de la surface de Fermi initiale en tenant compte du couplage bilayer. (d) : Reconstruction effectuée en se basant sur les paramètres du texte. Les poches d'électron sont dessinées en rouge et bleu. Les lignes grises sont les autres bandes produites par la reconstruction (d'après [150]).

En prenant $r^B = 1.65$ et $r^{AB} = 1.35$ et des vecteurs de reconstruction avec $\lambda^B = 3.3$ et $\lambda^{AB} = 4.05$, les poches correspondent à des fréquences $F^B = 337$ T et $F^{AB} = 709$ T. Les faibles gaps dans les régions nodales permettent des phénomènes de rupture magnétique. La figure 4.29 schématise la forme des deux poches emboîtées et séparées par un faible gap sur les diagonales. C'est au niveau de ce gap que la rupture magnétique peut se faire générant des fréquences $F_0 + n\Delta F$ avec n allant de -2 à 2 .

Les fréquences $F_0 - 2\Delta F$ et $F_0 + 2\Delta F$ correspondent aux bandes et anti-liantes (figure 4.29 (a)). Les autres fréquences $F_0 - \Delta F$ (figure 4.29 (b)), F_0 (figure 4.29 (c)) et $F_0 + \Delta F$ (figure 4.29(d)) font intervenir des phénomènes de rupture magnétique entre les bandes liante et anti-liante. Le calcul des probabilités de transmission et de réflexion au niveau des jonctions montre que l'amplitude des fréquences $F_0 \pm 2\Delta F$ va rapidement diminuer avec le champ magnétique alors que l'amplitude de la fréquence F_0 va rapidement augmenter. L'amplitude des fréquences $F_0 \pm \Delta F$ va croître très rapidement à bas champ, pour ensuite diminuer lentement.

A noter que d'autres approches de ce scénario ont été proposées par les mêmes auteurs en se basant sur une reconstruction par un ordre commensuré biaxial de périodicité $\lambda = 4$ [150] et dans des cas incommensurés où λ est un rationnel [104].

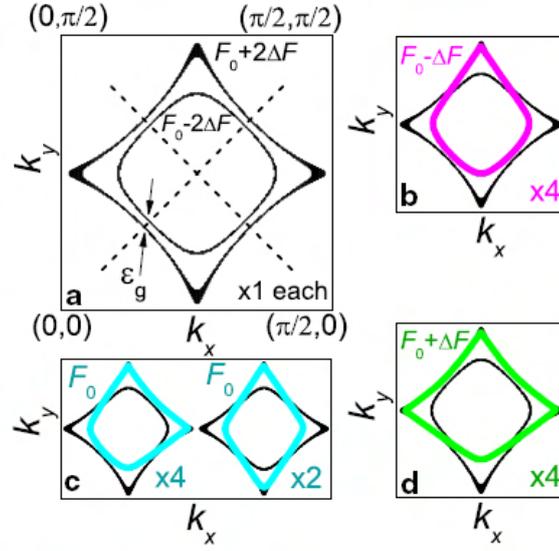


FIGURE 4.29 – Schéma des poches d'électron reconstruites par un ordre de charge bi-axial. Les différentes figures décrivent les parcours des électrons correspondant aux fréquences $F_0 \pm n\Delta$, avec n allant de 0 à 2. Les annotations x1, x2, x4 correspondent au nombre de fois où le schéma de rupture magnétique peut se présenter, c'est-à-dire respectivement 1 pour $n = 2$, 4 pour $n = 1$ et 6 pour $n = 0$ (d'après [110]).

4.5.3.2 Commentaires

Cette idée de reconstruction tient compte des mesures de rayons X et de RMN qui montrent la présence d'un ordre de charge. Cependant différents points vont à l'encontre de ce scénario. Le premier point concerne les valeurs de λ . Dans la version commensurée, $\lambda = 4$ donne des fréquences du bon ordre de grandeur mais ne correspond pas à ce qui est mesuré en diffraction de rayons X. Dans le scénario incommensuré, la différenciation des vecteurs d'onde entre bande liante et anti-liante devrait être mesurée expérimentalement. Cet aspect suggère que c'est le vecteur de nesting qui va imposer la modulation de charge. En pratique, c'est le couplage électron-phonon qui induit une onde de densité de charge et qui peut entraîner un emboîtement de la surface de Fermi. Cette modulation de charge se traduit par des divergences dans la susceptibilité électronique. La partie réelle de la susceptibilité électronique χ' correspond à la réponse de l'ensemble des énergies sous le niveau de Fermi alors que la partie imaginaire χ'' correspond uniquement à la réponse au niveau de Fermi. De ce fait, il est possible d'avoir un pic dans χ' (signe d'un ordre de charge) sans forcément donner un pic en χ'' (signe d'un nesting) et inversement. C'est d'ailleurs le cas dans certains composés 1D comme TaSe₂ et CeSe₂ [153].

Un autre aspect discutable concerne le phénomène de rupture magnétique. Initialement les paramètres de t_c et t_\perp donnent un gap aux noeuds ε_g de l'ordre de 47.5 meV qui se réduit à 10 meV du fait de la dépendance en k du potentiel de couplage. Dans la référence [110], la rupture magnétique est caractérisée par un champ de rupture magnétique B_{MB} de 4 T.

La probabilité de passage par effet tunnel, $p = \exp(-B_{MB}/B)$ est différente suivant la valeur de B_{MB} . Ceci va modifier le facteur de réduction d'amplitude des oscillations quantiques lié au phénomène de rupture magnétique, R_{MB} . A partir de la formule, $B_{MB} = \frac{m^* \cdot \varepsilon_g^2}{e\hbar\varepsilon_F}$ et en fixant $\varepsilon_g = 10$ meV, $\varepsilon_F = 35$ meV (valeur déduite d'une fréquence de F de 540 T) et $m^* = 1.6 m_e$, la valeur obtenue est de 40 T, un ordre

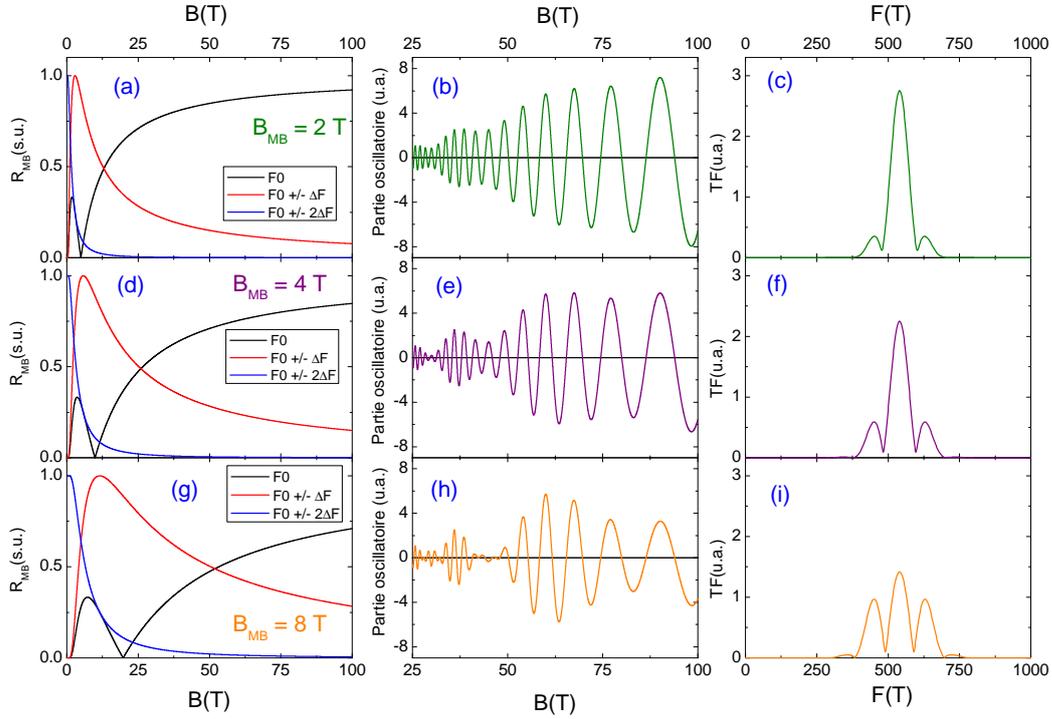


FIGURE 4.30 – Simulations de l’amplitude des facteurs d’atténuation des oscillations quantiques, R_{MB} , pour trois valeurs de champ de rupture magnétique, B_{MB} : 2, 4 et 8 T (dans le cadre du scénario de la référence [110]). (a), (d), (g) : Dépendance en champ magnétique de R_{MB} pour les fréquences $F_0 \pm 2\Delta F$, $F_0 \pm \Delta F$ et F_0 . (b), (e), (h) : Partie oscillatoire déduite de la formule de Lifshitz-Kosevich et intégrant le facteur R_{MB} pour une gamme de champ de 25 à 100 T. (c), (f), (i) : Transformées de Fourier de la partie oscillatoire, en fenêtrage Hann, pour une gamme de fréquence comprise entre 0 et 1000 T.

de grandeur plus élevé que la valeur considérée dans [110].

Les figures 4.30 (a,d,g) montrent la dépendance en champ des facteurs R_{MB} pour les trois fréquences F_0 , $F_0 + \Delta F$ et $F_0 + 2\Delta F$, pour des valeurs de champ de rupture magnétique valant respectivement de 2, 4 et 8. Les figures 4.30 (b,e,h) montrent les parties oscillatoires en utilisant la formule de Lifshitz-Kosevich et en tenant compte des valeurs de R_{MB} . Les figures 4.30 (c,f,i) montrent les transformées de Fourier respectives. On remarque que pour $B_{MB} = 4$ T, les parties oscillatoires et la transformée de Fourier sont en accord avec les mesures de TDO de la publication [110]. Cependant, lorsque B_{MB} s’écarte légèrement de cette valeur, la transformée de Fourier ne correspond plus à ce qui est mesuré expérimentalement. Pour $B_{MB} = 2$ T, le poids spectral associé aux fréquences $F_0 \pm \Delta F$ est trop faible par rapport à celui de F_0 , alors que pour $B_{MB} = 8$ T, le poids spectral associé aux fréquences $F_0 \pm \Delta F$ est trop important par rapport à celui de F_0 . Un champ de rupture magnétique $B_{MB} = 40$ T est en total désaccord avec les données expérimentales.

Malgré ce désaccord sur les valeurs de rupture magnétique, il est intéressant de voir que ce modèle tente de réconcilier plusieurs aspects expérimentaux, comme la présence d’un ordre de charge, l’effet

Hall, l'ARPES et le spectre des oscillations quantiques. C'est le seul qui propose une poche d'électron aux noeuds, ce qui est important d'un point de vue du transport axe- c comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Néanmoins ce modèle nécessite des améliorations pour tendre avec un accord plus quantitatif avec les données d'oscillations quantiques.

4.6 Vers une réconciliation entre oscillations quantiques et ordre de charge : simulations numériques

4.6.1 Mise en contexte

A partir du modèle d'ordre de charge biaxial et à l'aide de simulations numériques, nous allons tenter de faire le lien avec le modèle de surface de Fermi présenté dans la partie 4.4 et les mesures d'oscillations quantiques.

Concernant la grande surface de Fermi de trou non-reconstruite, nous reprenons les valeurs de la littérature, $t_{10} = -380$ meV, $t_{11} = 120$ meV et $t_{20} = -60$ meV [145]. La valeur ε_0 est ajustée telle que la surface de Fermi initiale couvre une aire correspondant au dopage souhaité. Un dopage p doit produire une aire couvrant $(50 + p/2)$ % de la première zone de Brillouin. Le potentiel de l'ordre de charge V est constant. Suivant les cas, deux hamiltoniens sont possibles. Le premier correspond au cas où les couplages sont issus d'un ordre biaxial de périodicité commensurable $\lambda = 3$ ($\mathbf{Q}_x = (\frac{2\pi}{\lambda a}, 0)$ et $\mathbf{Q}_y = (0, \frac{2\pi}{\lambda b})$ avec a et b fixés à 1) dont l'expression $H_{c,\lambda=3}$ est :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(\mathbf{k}) & V & V & V & 0 & 0 & V & 0 & 0 \\ V & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_x) & V & 0 & V & 0 & 0 & V & 0 \\ V & V & \varepsilon(\mathbf{k} + 2\mathbf{Q}_x) & 0 & 0 & V & 0 & 0 & V \\ V & 0 & 0 & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_y) & V & V & V & 0 & 0 \\ 0 & V & 0 & V & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_y + \mathbf{Q}_x) & V & 0 & V & 0 \\ 0 & 0 & V & V & V & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_y + 2\mathbf{Q}_x) & 0 & 0 & V \\ V & 0 & 0 & V & 0 & 0 & \varepsilon(\mathbf{k} + 2\mathbf{Q}_y) & V & V \\ 0 & V & 0 & 0 & V & 0 & V & \varepsilon(\mathbf{k} + 2\mathbf{Q}_y + \mathbf{Q}_x) & V \\ 0 & 0 & V & 0 & 0 & V & V & V & \varepsilon(\mathbf{k} + 2\mathbf{Q}_y + 2\mathbf{Q}_x) \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Le deuxième hamiltonien ne fait intervenir que les premiers termes de couplage et s'applique aux valeurs de λ commensurées et incommensurées [150] :

$$H_{i,\lambda} = \begin{pmatrix} \varepsilon(\mathbf{k}) & V & V & 0 \\ V & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_x) & 0 & V \\ V & 0 & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_y) & V \\ 0 & V & V & \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_y + \mathbf{Q}_x) \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Trois paramètres peuvent être modifiés : le dopage p (en ajustant ε_0), λ dans le cas incommensurable et V le potentiel de couplage. Par rapport au modèle de [150], les vecteurs de reconstruction pour les bandes liantes et anti-liantes ont tous la même norme $|\mathbf{Q}_a| = |\mathbf{Q}_b|$. La valeur du potentiel est constante et ne dépend pas du vecteur d'onde. Dans un premier temps, nous ne considérons ni les effets du bilayer, ni ceux du gondolement selon l'axe- c .

4.6.2 Cas $\lambda = 3$

Nous avons vu que les mesures de diffraction de rayons X montrent un ordre de charge avec une périodicité d'une valeur λ proche de 3. Les valeurs mesurées sont incommensurées, ce qui impose de prendre le hamiltonien $H_{i,\lambda}$. Cependant un tel hamiltonien ne restaure pas la périodicité (c'est-à-dire

l'invariance par translation) du système après reconstruction. Nous allons donc comparer nos calculs en partant des hamiltoniens $H_{i,\lambda=3}$ et $H_{c,\lambda=3}$.

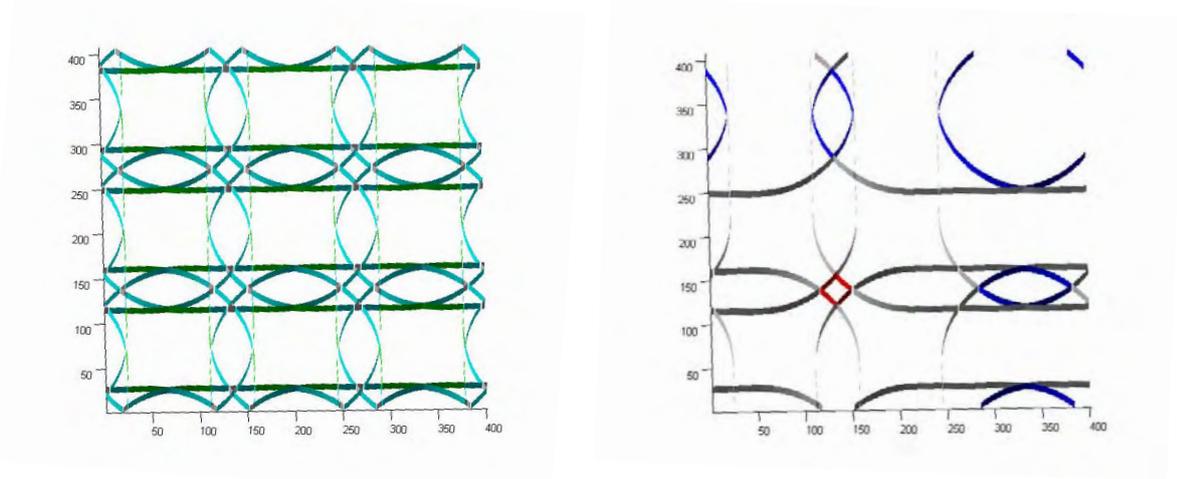


FIGURE 4.31 – Reconstructions de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ par un ordre biaxial de périodicité $\lambda = 3$, pour un dopage $p \sim 10.4\%$ et un potentiel de charge $V = 3$ meV. La figure de gauche correspond au cas commensuré. La figure de droite correspond au hamiltonien qui ne couple que par un nombre limité d'états.

La figure 4.31 montre les deux surfaces de Fermi obtenues après reconstruction (avec $H_{c,\lambda=3}$ à gauche, et $H_{i,\lambda=3}$ à droite). Deux éléments sont communs aux surfaces de Fermi : une poche en forme d'étoile de type électron (en rouge) et une poche de forme ovale de type trou (en bleu). La poche d'électron provient du croisement des parties nodales de la surface de Fermi initiale. La poche de trou correspond au croisement des parties anti-nodales. Dans le cas présent, la taille des poches n'est pas du bon ordre de grandeur pour correspondre aux fréquences d'oscillations quantiques mesurées. La nouvelle surface de Fermi issue de $H_{c,\lambda=3}$ présente également des bandes 1D qui se propagent suivant les deux directions a et b . Bien qu'il soit possible qu'elles aient une influence sur les propriétés électroniques, ces bandes ne sont pas considérées dans la suite de l'analyse.

4.6.3 Analyse

L'étude porte sur l'évolution de ces poches en fonction des paramètres p , λ et V . Le tableau 4.5 regroupe différents exemples de reconstruction de surface de Fermi, en utilisant le hamiltonien limité aux premiers couplages $H_{i,\lambda}$, pour trois dopages ($p \sim 7.5\%$, $p \sim 10.4\%$ et $p \sim 14\%$) et deux valeurs de λ (3 et 3.5). Le potentiel V est fixé à 60 meV. Pour plus de clarté, seule la partie de la surface de Fermi correspondant aux deux poches est dessinée; celle de trou étant en bleu et celle d'électron en rouge.

En dehors du cas où $p \sim 14\%$ et $\lambda \sim 3$, les tailles des deux poches peuvent être calculées pour ensuite déduire la fréquence d'oscillation quantique.

La figure 4.32 montre les fréquences obtenues, pour $V = 60$ meV. Ces valeurs ne sont pas en accord avec les mesures d'oscillations quantiques. De manière qualitative, La fréquence correspondant à la poche d'électron tend à diminuer au fur et à mesure que le dopage augmente au détriment de la fréquence

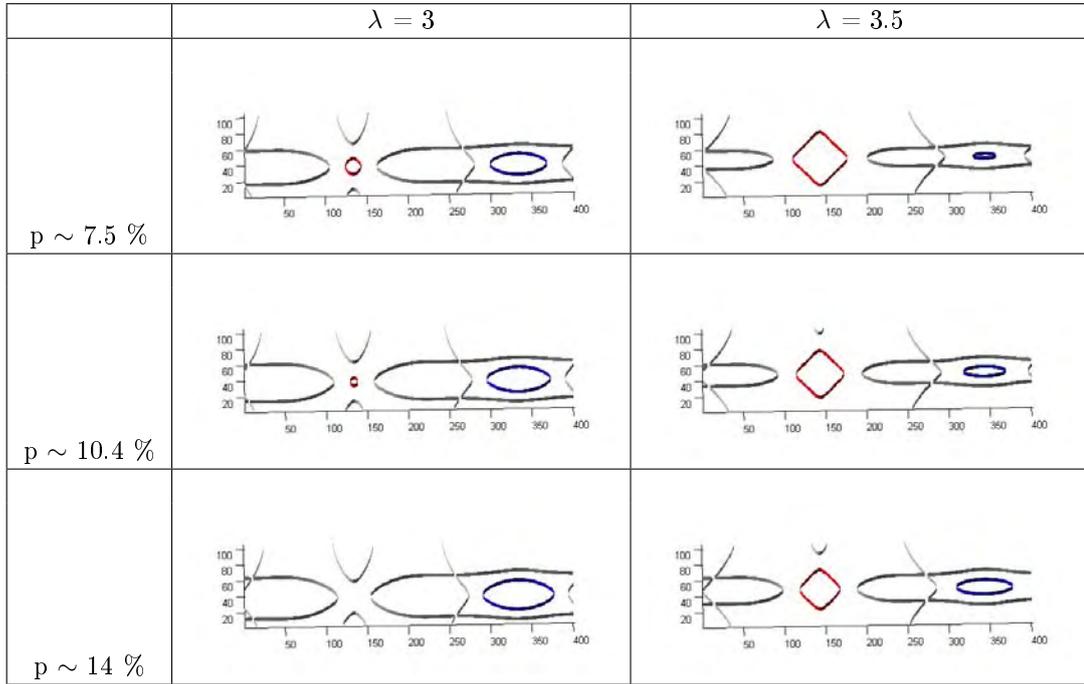


TABLE 4.5 – Tableau regroupant des surfaces de Fermi reconstruites sur la base du hamiltonien $H_{i,\lambda}$ pour différentes valeurs de dopage p et de périodicité λ . Seules les deux poches sont représentées.

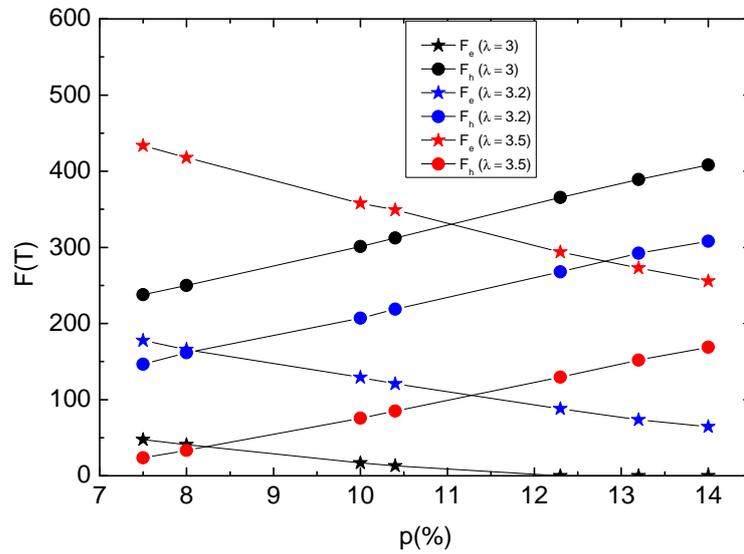


FIGURE 4.32 – Dépendance en dopage des fréquences correspondant aux poches de trou (F_h) et d'électron (F_e) calculées dans le modèle limité aux premiers couplages, pour différentes valeurs de λ .

correspondant à la poche de trou. Ceci va à l'encontre de ce qui a été mesuré en oscillations quantiques où la fréquence (correspondant à la poche d'électron) croît légèrement avec le dopage.

Cependant lorsque λ augmente, c'est la fréquence de la poche d'électron qui augmente au détriment de la fréquence de la poche de trou. Expérimentalement, les mesures de rayons X montrent que λ varie en fonction du dopage. Sur la figure 4.33 (gauche), la dépendance en dopage du vecteur d'ordre de charge $\mathbf{Q} = (\pm \frac{2\pi}{a\delta}, 0)$ est tracé (sous la notation $\text{YBCO } \delta_{\text{charge}}$). En extrapolant linéairement cette dépendance, il est possible d'obtenir une valeur de δ (et de $\lambda = 1/\delta$) en fonction du dopage (dont la valeur est indiquée à côté de chaque point). La figure 4.33 (droite) montre la correspondance entre δ et λ , pour différents dopages. Il est possible maintenant de déduire une valeur approchée de l'évolution en dopage des fréquences.

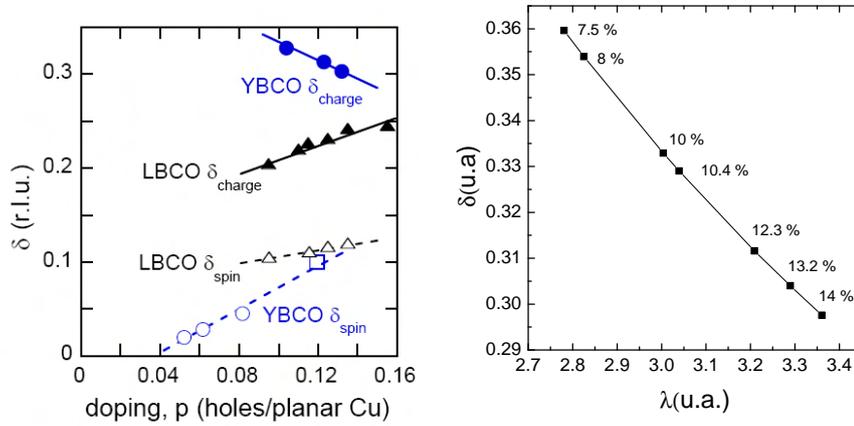


FIGURE 4.33 – **A gauche** : Dépendance en dopage des incommensurabilités mesurées pour les vecteurs d'ordre de charge et de spin dans $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ et $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (d'après [83]). **A droite** : Valeurs déduites de $\lambda = (1/\delta)$ à partir de l'extrapolation linéaire des mesures de diffraction de rayons X dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Chaque point correspond à un dopage dont la valeur est indiquée à côté.

La figure 4.34 représente la dépendance en dopage des fréquences pour différentes valeurs du potentiel de charge V et en tenant compte de la dépendance en dopage de λ . Au fur et à mesure que le dopage augmente, la fréquence de la poche d'électron augmente en accord avec les mesures d'oscillations quantiques. Il est intéressant de voir que cette poche d'électron peut disparaître en dessous d'un certain dopage critique. Par exemple, pour $V = 60$ meV, le dopage critique correspond à 8 %. Ceci peut être attribué à la signature d'une transition de Lifshitz [144]. Néanmoins, même en minimisant la valeur du potentiel, la taille des poches d'électron est plus faible que la valeur expérimentale.

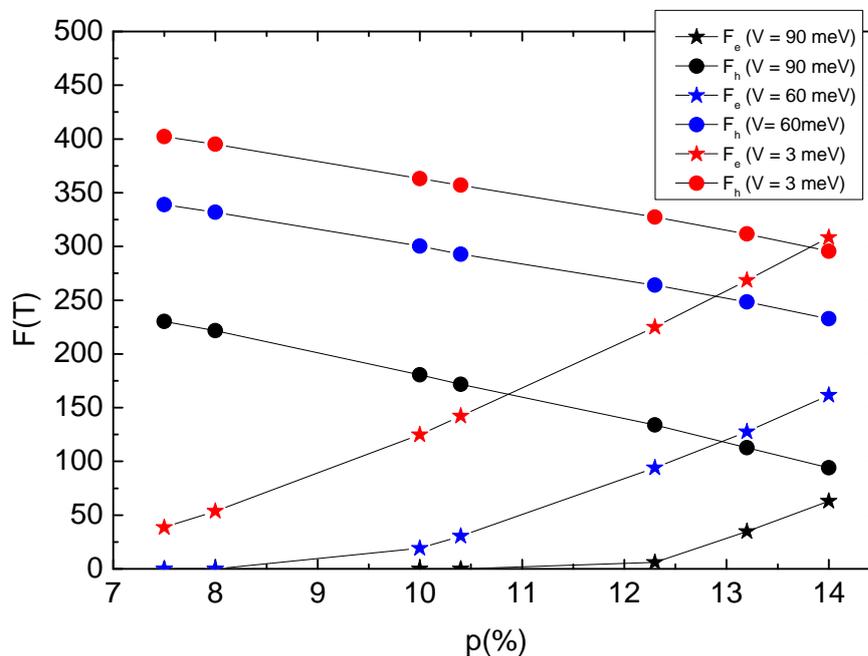


FIGURE 4.34 – Dépendance en dopage des fréquences correspondant aux poches de trou (F_h) et d'électron (F_e) calculées dans le modèle limité aux premiers couplages, pour différentes valeurs de potentiel V . Les valeurs de λ dépendent du dopage et sont déduites de la figure 4.33 (droite)

4.6.4 Comparaisons au modèle

Maintenant que nous avons vu qualitativement ce qui se passe en modifiant les paramètres, la question est de savoir s'il existe un jeu de paramètres qui puisse valider notre modèle de surface de Fermi. En intégrant, un couplage bilayer $t_{\perp} \sim 80$ meV et un gondolement t_c de l'ordre 15 meV, la surface de Fermi prend la forme de la figure 4.35. Les poches d'électron et de trou se clivent en deux sous-bandes (liantes et anti-liantes). La poche en étoile est peu gondolée le long de l'axe- c , contrairement aux poches de trou. Sur la figure le gondolement est proportionnel à l'épaisseur du trait qui entoure la poche. Ceci provient de la dépendance en \mathbf{k} de t_{\perp} qui diminue le transport interplan dans les zones nodales.

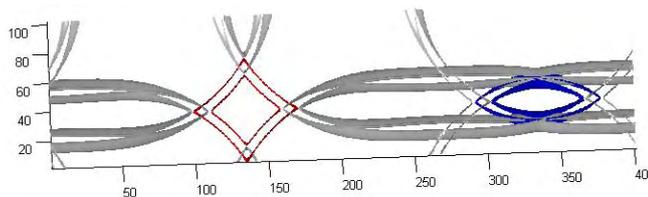


FIGURE 4.35 – Illustration d'une reconstruction de la surface de Fermi en tenant compte du bilayer.

Cette reconstruction fait apparaître les poches nécessaires présentées dans notre modèle de surface de Fermi. Les poches d'électron sont situées aux noeuds et les poches de trous aux anti-noeuds. Pour obtenir des poches de tailles comparables aux mesures expérimentales (autour de 500 T pour les poches d'électron et autour de 100 T pour les poches de trou) tout en gardant la dispersion initiale, la périodicité de l'ordre de charge λ en fonction du dopage, il faut déplacer le potentiel chimique de près de 200 meV. La figure 4.36 montre comment se transforme la surface de Fermi de la figure 4.35 après ce déplacement de potentiel chimique. Compte tenu du gondolement des poches de trou il est difficile de savoir si c'est la poche liante ou/et anti-liante qui va participer à la rupture magnétique. Le fait que les poches semblent distantes (et donc inadaptées pour de la rupture magnétique) provient de la limitation aux couplages premiers voisins du hamiltonien.

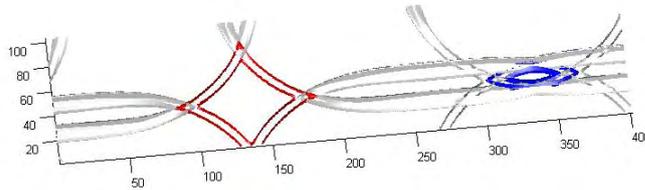


FIGURE 4.36 – Illustration de la même reconstruction de la surface de Fermi que sur la figure 4.35 avec un déplacement du potentiel chimique de 200 meV.

Les deux courbes de la figure 4.37 montrent la dépendance en dopage des fréquences des poches d'électron et de trou. Sur le premier quadrant sont superposées les fréquences mesurées en oscillations quantiques (diamants). Les calculs prévoient une augmentation de la fréquence correspondant aux poches d'électron (F_1 et F_2) qui est plus importante que les valeurs expérimentales. Ceci peut provenir du fait que la dépendance en dopage du potentiel de charge n'ait pas été prise en compte et que λ a été extrapolé très grossièrement.

Le deuxième quadrant montre la dépendance en dopage de la poche de trou (F_{slow}), ainsi que de la différence de fréquence entre la poche d'électron liante et l'anti-liante (ΔF). Il est intéressant de noter que l'écart ΔF croît avec le dopage alors que la taille de la poche de trou diminue. Lors de l'étude de F_{slow} , il était difficile de dire si la fréquence correspondait à une poche ou à une interférence quantique entre les poches d'électron. Suivant le scénario, les fréquences F_1 , F_2 , F_3 et F_{slow} ne vont donc pas évoluer de la même manière avec le dopage. Une étude plus approfondie en dopage du spectre oscillatoire permettra peut-être de faire la distinction.

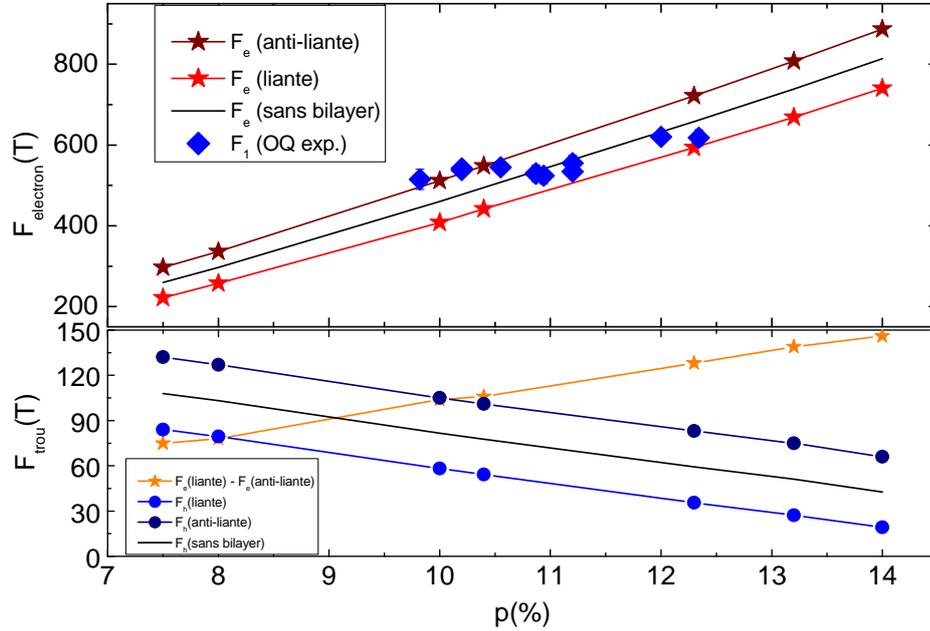


FIGURE 4.37 – Dépendance en dopage des fréquences déduites des calculs de reconstruction de la surface de Fermi avec un ordre de charge bi-axial. Les diamants bleus sont les fréquences principales déduites des mesures d'oscillations quantiques.

4.7 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons présenté des mesures sous champ magnétique d'échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ pour des dopages allant de 7.8 % à 13.4 %. Les champs magnétiques pulsés nous ont permis de détruire la supraconductivité à basse température et de déduire les valeurs des champs irréversibles. Nous avons montré que le champ irréversible présente un minimum autour de 11 %. L'interprétation que nous privilégions est de considérer la présence d'une phase en compétition avec la supraconductivité et qui se stabilise par le champ magnétique, plus particulièrement autour de ce dopage.

Nous avons également résumé l'ensemble des mesures d'oscillations quantiques issues du transport selon l'axe- c , pour des dopages allant de 9.8 % à 12.3 %. Le manque de résolution pour certains dopages n'a pas permis de décrire avec exactitude l'évolution du spectre oscillatoire. Cependant, une analyse générale montre que le spectre comporte plusieurs fréquences et que la fréquence principale croît légèrement avec le dopage.

Une analyse plus approfondie autour de 11 % (où la résolution est la meilleure) a permis de mettre en évidence une fréquence lente supplémentaire qui n'avait pas été prise en compte jusqu'à présent. Ceci nous a amené à proposer un modèle de surface de Fermi intégrant une petite poche de trou correspondant à cette fréquence lente et des poches d'électron correspondant aux autres fréquences des oscillations quantiques. Ce modèle reproduit qualitativement le spectre oscillatoire en considérant la rupture magnétique entre ces poches.

Une discussion a été menée sur les différents scénarii prédisant la reconstruction de la surface de Fermi des cuprates. Les récentes mesures d'ordre (ou de fluctuations) de charge ont privilégié notre choix sur le scénario de reconstruction basé un ordre de charge biaxial.

Les différentes versions de ce scénario, proposés par S. Sebastian et N. Harrison ont été commenté. Ceci nous a amené à modifier l'approche de cette reconstruction au regard des mesures expérimentales (en particulier par rapport aux mesures d'ordre de charge) et ainsi de l'adapter à notre modèle de surface de Fermi.

La présence de cette poche de trou supplémentaire permet d'expliquer beaucoup d'aspects expérimentaux, comme le caractère ambipolaire de la surface de Fermi déduit de l'effet Hall, la différence de poids spectral entre F_2 et F_3 . La confirmation de cette poche reste délicate, car il est toujours possible qu'une telle fréquence lente provienne d'un phénomène d'interférence quantique.

Un des maillons faibles dans la compréhension du mécanisme de reconstruction de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ est de faire le lien entre les périodicités mesurées en rayons X et les valeurs des fréquences obtenues. Pour retrouver des valeurs quantitatives, il est nécessaire de considérer de forts déplacements du potentiel chimique, ce qui n'a pour l'instant aucune justification. Cette difficulté s'insère dans la problématique de reconstruction de surface de Fermi par des ordres incommensurés et a peut-être également un lien avec le pseudogap.

Enfin, un dernier aspect concerne le rôle de cette poche de trou sur le transport. La structure cristalline de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ suggère que les poches nodales sont peu enclins à participer au transport interplan. Ceci implique que la contribution des poches d'électron est faible pour le transport selon l'axe- c . La(les) poche(s) de trou, positionnée(s) aux anti-noeuds semble(nt) beaucoup plus à même de participer à ce transport interplan. Cet aspect sera évoqué plus en détail dans le chapitre suivant dans lequel nous discuterons de la restauration de la cohérence à basse température du transport axe- c de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ dans la même gamme de dopage.

Transport interplan cohérent dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$

Dans les cuprates, un paradoxe existe entre les calculs de structure de bandes qui prévoient un transport interplan métallique (cohérent) et les mesures effectuées dans le régime sous-dopé qui montrent un comportement isolant (incohérent). Cette incohérence s'associe naturellement au pseudogap : c'est-à-dire à la perte des quasi-particules situées dans les régions anti-nodales et qui sont responsables du transport. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la topologie de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ était modifiée par la présence d'un ordre de charge détectée en RMN et en ultrasons à des températures inférieures à T_c . La question qui apparaît naturelle est de connaître l'influence de la reconstruction de la surface de Fermi (qui se produit en dessous de T_c) sur le transport interplan.

Au premier abord, la dépendance en température de la résistivité interplan de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (sous-dopé) est de type isolante pour des températures supérieures à T_c . Mais l'utilisation du champ magnétique qui permet d'affaiblir la supraconductivité révèle une magnétorésistance importante à basse température, ce qui est la signature d'un comportement métallique. Ce type de cross-over métal-isolant (ou cohérent-incohérent) a déjà été observé dans des composés lamellaires comme Sr_2RuO_4 [154] et $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$ [155]. Il semble naturel de faire des rapprochements avec $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$.

Après un bref rappel sur le concept de cohérence, nous évoquerons les mesures de transport qui avaient été effectuées dans les cuprates et en particulier dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Nous présenterons ensuite nos mesures effectuées en champ magnétique pulsé qui suggèrent que la restauration de la cohérence se produit à des températures inférieures à T_c . Enfin, une discussion suivra pour établir un lien entre la reconstruction de la surface de Fermi, le modèle de surface de Fermi proposé dans le chapitre précédent et la restauration de la cohérence.

5.1 Mise en contexte

5.1.1 Rappel : transport cohérent et transport incohérent

Dans le régime de transport cohérent caractéristique des métaux, les électrons forment des états de Bloch décrits par les vecteurs d'onde précis et des énergies quantifiées. En vision corpusculaire, l'électron se déplace sur une distance moyenne l appelée libre parcours moyen et va diffuser après un temps de diffusion τ , perdant sa phase, son vecteur d'onde et donc sa cohérence. Si cette distance $l = v\tau$ (v étant la vitesse) est suffisamment grande, les fonctions d'onde vont se superposer de manière cohérente et couvrir l'ensemble de l'échantillon. En pratique, le critère de cohérence s'exprime comme $l > a$, avec a le paramètre de maille associé à la direction du transport [1]. Il est cependant plus pratique de considérer une autre grandeur pour caractériser le transport. Cette grandeur appelée intégrale de saut (ou terme de saut), notée t_\perp , est proportionnelle à la largeur de bande. Concrètement, plus cette énergie est grande et plus un électron va passer facilement d'un site à un autre et donc meilleur sera le transport.

Dans le cas des matériaux lamellaires, le transport dans le plan est métallique et le transport interplan est limité du fait des faibles valeurs de l'intégrale de transfert t_\perp (par rapport au terme de saut dans le plan). La dispersion électronique prend la forme d'un cylindre gondolé :

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} - 2t_\perp \cos(k_z c) \quad (5.1)$$

où k_F est le vecteur d'onde de Fermi moyen dans le plan. Un transport interplan cohérent dans un composé lamellaire doit respecter :

- $t_\perp > k_B T$ (appelé critère de Anderson) [156] : Si l'agitation thermique est trop importante, la dispersion de la surface de Fermi suivant cette direction s'atténue, annulant la vitesse de groupe. Il est important de noter que ce critère n'est pas toujours respecté et qu'il existe des contre-exemples ; par exemple $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ pour lequel le transport interplan est encore cohérent même avec $t < 30k_B T$ [157].
- $t_\perp > \hbar/\tau$: le transport ne peut être cohérent que si le taux de transfert d'une maille (ou d'un plan) à un(e) autre est plus grand que le taux de diffusion (τ^{-1}). Ceci est équivalent au critère de comparaison du libre parcours moyen l_c supérieur à la distance interplan c . À noter que τ^{-1} évolue de manière quadratique avec la température dans un liquide de Fermi.

Il est possible pour certains matériaux d'avoir la condition $t_\perp \ll \hbar/\tau$. L'électron aura diffusé avant de passer d'un plan à un autre, ce qui équivaut à $l_c < c$. Il existe, entre autres, deux régimes de transfert de charge interplan incohérent [158] :

- le régime fortement incohérent : le saut d'un plan à un autre est complètement décorrélé et s'assimile à des phénomènes diffusifs. Le transport est non-métallique.
- le régime faiblement incohérent : le saut d'un plan à un autre est effectué de manière cohérente mais la diffusion se fait au sein du plan conducteur. La cohérence est perdue entre 2 sauts. Dans ce cas là, la conductivité interplan est métallique et proportionnelle à la conductivité dans le plan.

Au vu des critères évoqués ci-dessus, la distinction précise entre transport cohérent et transport incohérent est délicate, puisqu'ils sont tous les deux caractérisés par un transport métallique. Les mesures de transport interplan peuvent présenter des oscillations quantiques même si le régime de transport est fortement incohérent. En revanche, un régime fortement incohérent ne peut produire une résistivité interplan métallique. Expérimentalement, la distinction entre régime cohérent et faible incohérent peut se faire par des mesures de transport avec un champ magnétique parallèle aux plans conducteurs. Cependant dans le cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, les champs nécessaires pour détruire la supraconductivité dans cette configuration à basse température ne permettent cette vérification. Dans la suite de ce chapitre, nous considérerons

qu'un transport métallique correspond à un régime cohérent. Cette hypothèse sera discuté, à posteriori, au regard de la reconstruction de la surface de Fermi à basse température.

5.1.2 Intégrale de saut t_{\perp} pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$

Les calculs de structure de bandes prévoient un terme de saut interplan t_{\perp} de l'ordre de 30 meV dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [145], ce qui est en accord avec les mesures d'optique [159]. Le critère de Anderson prévoit un régime métallique pour des températures en dessous de 400 K. Cette valeur théorique est sensée être indépendante du dopage. Néanmoins, au fur et à mesure que le dopage diminue, la valeur de t_{\perp} diminue et les mesures d'optique donnent une valeur de 2.7 meV pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ [159]. Nous verrons dans la partie suivante que cette diminution de t_{\perp} s'observe aussi en transport.

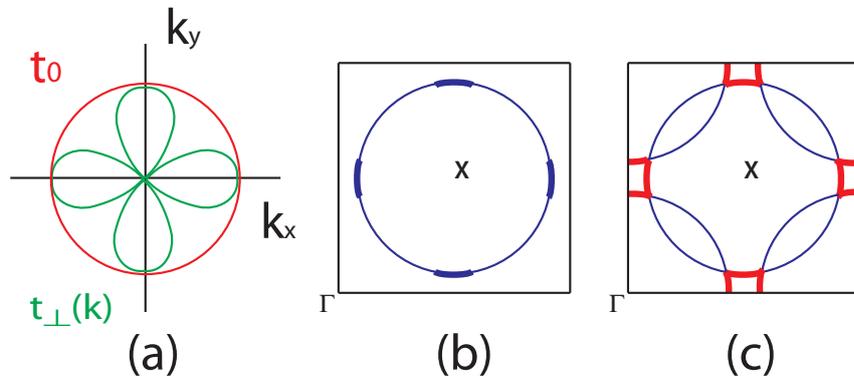


FIGURE 5.1 – (a) : Représentation de la dépendance angulaire de $t_{\perp}(\mathbf{k})$. (b) : Surface de Fermi initiale simplifiée d'un cuprate : les traits épais correspondent aux zones où t_{\perp} est maximum. (c) : Reconstruction de la surface de Fermi du schéma (b) en poches d'électron (rouge) et de trou (bleu) ayant différents gondolements.

De part la structure cristalline des cuprates, la valeur de t_{\perp} n'est pas la même sur toute la surface de Fermi. Le transport le long de l'axe- c se fait préférentiellement selon certaines directions. La dépendance angulaire (dans le plan) de t_{\perp} s'exprime comme [145] :

$$t_{\perp}(\mathbf{k}) = \frac{t_0}{4}(\cos(k_x a) - \cos(k_y b))^2 \quad (5.2)$$

La figure 5.1 (a) montre la dépendance angulaire de t_{\perp} où t_0 est la valeur maximale dans les directions anti-nodales et nulle dans les directions nodales. La figure 5.1 (b) représente la grande poche de trou initialement prévue par les calculs de structure de bandes. Le gondolement suivant l'axe- c sera plus important selon les directions anti-nodales (en trait épais) et négligeable selon les directions nodales (en trait fin). Suivant le vecteur d'onde de reconstruction de la surface de Fermi, les poches ne seront pas localisées au même endroit dans la première zone de Brillouin. Par exemple, dans le cas d'une reconstruction par un ordre anti-ferromagnétique (figure 5.1 (c)), les poches d'électron aux anti-noeuds conserveront une valeur de t_{\perp} issue des zones anti-nodales (en rouge) alors que les poches de trou (en bleu) auront une valeur de t_{\perp} issue des zones nodales. Dans le cas d'une reconstruction par un ordre bi-axial, ce sera l'inverse, les poches de trou seront aux anti-noeuds et les poches d'électron seront aux noeuds.

5.1.3 Résistivité axe- a et résistivité axe- c dans les cuprates

Nous avons vu au chapitre 2 que la dépendance en température de ρ_{ab} pouvait servir à caractériser le diagramme de phase des cuprates. En se basant sur les mesures de résistivité suivant l'axe- a et suivant l'axe- c pour différents cuprates tels que $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ [160, 161], $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [162] et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [163], il est possible d'identifier les différents régimes. La figure 5.2 montre 4 régimes de résistivité axe- a et axe- c correspondant à 4 gammes de dopage du diagramme de phase.

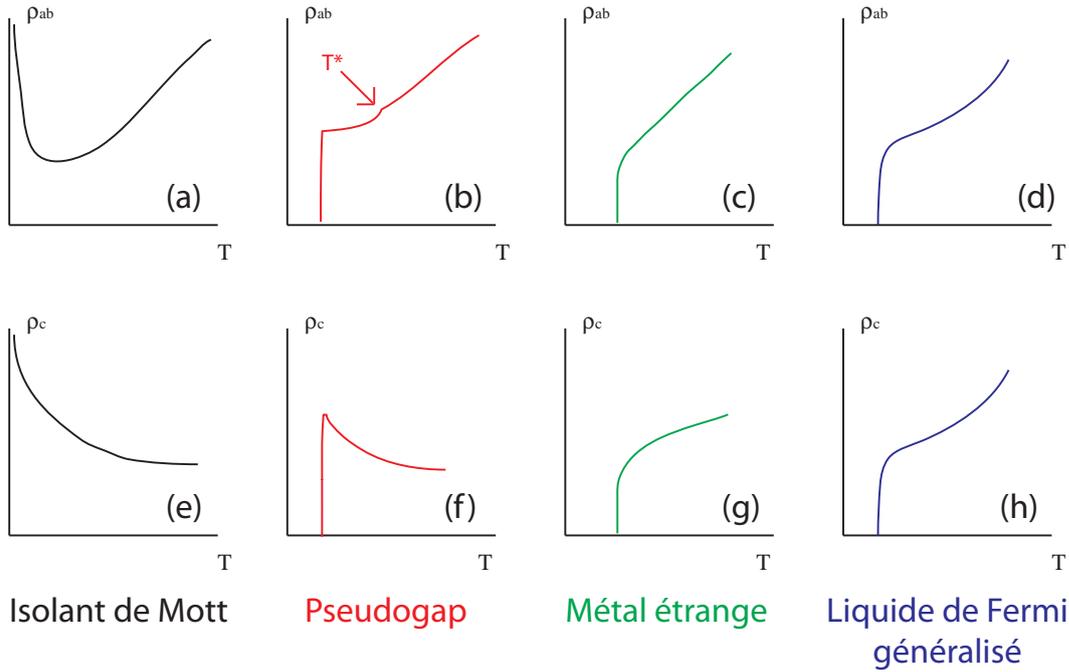


FIGURE 5.2 – Schémas des différents régimes de résistivités dans le plan (ρ_a) et interplan (ρ_c).

Les figures 5.2 (a) et (e) montrent le comportement isolant ($d\rho/dT < 0$) à basse température attendu dans la phase isolant de Mott (dopage en trou inférieur à 5 %). La distinction entre axe- a et axe- c se fait à plus haute température : la résistivité dans le plan redevient métallique ($d\rho/dT > 0$) alors que la résistivité interplan reste isolante. Les figures 5.2 (b) et (f) montrent les résistivités dans la gamme de dopage où le pseudogap est observé à haute température et où la supraconductivité est observée à basse température (pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ cela se situe entre 5 et 16 %). Pour des températures supérieures à T_c , la résistivité dans le plan est en forme de S et devient linéaire au delà de la température de pseudogap T^* alors que la résistivité interplan reste généralement isolante. Pour des dopages correspondant au dopage optimal (figures 5.2 (c) et (g)), la résistivité est métallique et linéaire en fonction de la température. Pour des dopages supérieurs (région surdopée, figures 5.2 (d) et (h)), les résistivités dans le plan et interplan sont métalliques. La composante linéaire en température diminue avec le dopage et pour faire apparaître progressivement une résistivité en T^2 à plus fort dopage ($p > 30\%$).

L'anisotropie qui existe entre les propriétés de transport dans le plan et entre les plans est un des critères pour traiter de la cohérence interplan. Dans le cas de cuprates, cette anisotropie a été étudiée de manière intensive, en particulier à travers les rapports de résistivités ρ_c/ρ_a . Dans la gamme de dopage correspondant à la phase métal étrange et à la phase liquide de Fermi, la dépendance en température de

l'anisotropie est faible. Cependant dans la gamme de dopage correspondant à la phase pseudogap ceci n'est plus vrai.

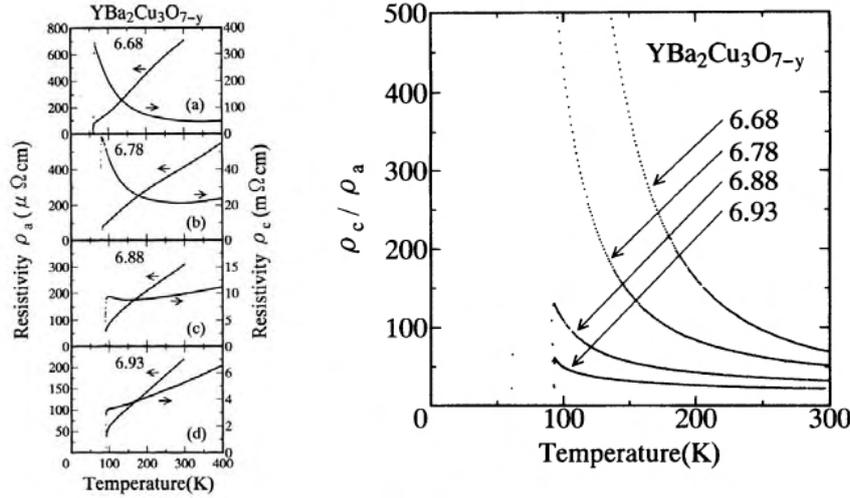


FIGURE 5.3 – **A gauche** : Courbes de résistivité suivant le plan (ρ_{ab}) et entre les plans (ρ_c) de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ pour différents taux d'oxygénation $y = 6.68$, $y = 6.78$, $y = 6.88$ et $y = 6.93$. Ces taux correspondent respectivement à des T_c de l'ordre 63 ± 3 K, 82 ± 2 K, 92 ± 1 K et 92 ± 1 K. **A droite** : Dépendance en température des rapports de résistivité de ces mêmes échantillons (d'après [160]).

La figure 5.3 (gauche) montre la dépendance en température des résistivités suivant l'axe- c et l'axe- a de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ pour différents dopages [160]. Comme illustré précédemment, proche du dopage optimal ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ $T_c \sim 92$ K), la résistivité est métallique dans les deux directions de mesure. La résistivité ρ_a est linéaire sur toute la gamme de température. Au fur et à mesure que le dopage diminue, ρ_a reste toujours métallique mais prend une forme en S. Dans le cas de la résistivité axe- c , au fur et à mesure que le dopage diminue, la résistivité montre un comportement isolant de plus en plus prononcé. La courbe ρ_c obtenue pour un taux d'oxygénation de $y = 6.78$ montre un changement de courbure au fur et à mesure que la température diminue, définissant une température de cross-over métal-isolant entre 250 et 300 K. Cette température de cross-over augmente avec la diminution du dopage, pour ne laisser qu'une résistivité de type isolant (sur toute la gamme de température) à partir d'un taux d'oxygénation $y = 6.68$. La figure 5.3 (droite) représente la dépendance en température des rapports de résistivité ρ_c/ρ_a pour ces mêmes dopages. Ce rapport augmente fortement lorsque la température diminue jusqu'à T_c . Pour les échantillons ayant un taux d'oxygénation $y = 6.93$ et de $y = 6.88$, la comparaison des valeurs d'anisotropie en partant de 300 K jusqu'à T_c ne varie que d'un facteur 2-3 entre T_c et 300 K. Pour les deux autres dopages, l'anisotropie est plus importante. De manière générique, pour un cuprate donné, l'anisotropie ρ_c/ρ_a croît lorsque le dopage diminue et au fur et à mesure que la température diminue.

5.1.4 Mesures sous champ magnétique

Pour connaître la dépendance en température de la résistivité à des températures inférieures à T_c , il est nécessaire d'utiliser des champs magnétiques intenses afin de restaurer l'état normal. La figure 5.4 montre des mesures de résistivité interplan de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ obtenues en champs pulsés jusqu'à 60 T

pour différentes températures. Les valeurs de T_c de ces échantillons correspondent à des dopages de l'ordre de 8 % pour l'échantillon 1, 11 % pour l'échantillon 2.

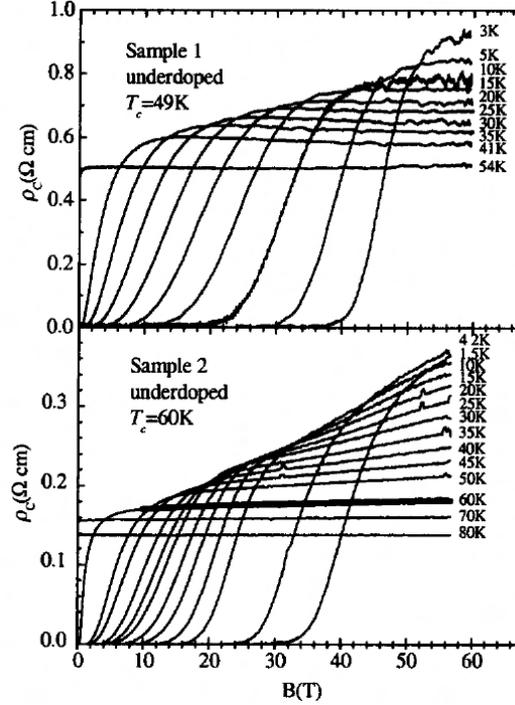


FIGURE 5.4 – Mesures de résistivité axe- c en champ pulsé jusqu'à 60 T. Chaque cadran correspond à un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ dont les dopages sont approximativement 8 et 11 % (d'après [164]).

Au dessus de T_c , l'échantillon 1 a une magnétorésistance nulle. Au fur et à mesure que la température diminue, une phase supraconductrice apparaît à bas champ et la magnétorésistance reste quasiment nulle (ou légèrement négative). Les valeurs en champ (prises à 60 T par exemple) augmentent lorsque la température diminue. La magnétorésistance étant quasiment nulle sur toute la gamme de température, la valeur intrinsèque de la résistivité (valeur extrapolée à champ nul notée $\rho_c(0)$) sera proche de la valeur en champ (à 60 T). On peut donc en conclure que $\rho_c(0)$ a une tendance isolante en dessous de T_c .

L'échantillon 2 montre un comportement différent. Au dessus de T_c , la magnétorésistance est nulle. Au fur et à mesure que la température diminue, une forte magnétorésistance linéaire apparaît, jusqu'aux plus basses températures. La résistivité à fort champ montre un comportement isolant ($d\rho_c(B = 60\text{ T})/dT < 0$). Cependant du fait de la forte magnétorésistance linéaire, il est difficile de conclure sur le comportement isolant ou métallique de $\rho_c(0)$ qui se détermine par extrapolation des courbes.

Ces mesures de transport axe- c en champs pulsés ont été obtenues à une époque où il n'y avait pas de preuve tangible d'une surface de Fermi fermée. La reconstruction de la surface de Fermi (suggérée par les oscillations quantiques) dont nous avons parlé dans le chapitre précédent pose la question d'une éventuelle restauration de la cohérence à une température inférieure à T_c .

5.2 Mesures

Nous avons mesuré ρ_c dans plusieurs échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ au LNCMI-T, sur une gamme de champ et de dopage plus importants. Nous avons extrait les valeurs de la résistivité interplan extrapolée à champ nul $\rho_c(0)$, pour déterminer si le comportement de la résistivité est métallique en dessous d'une certaine température.

5.2.1 Présentation des différents dopages

La figure 5.5 montre la dépendance en température de ρ_c pour différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.1.

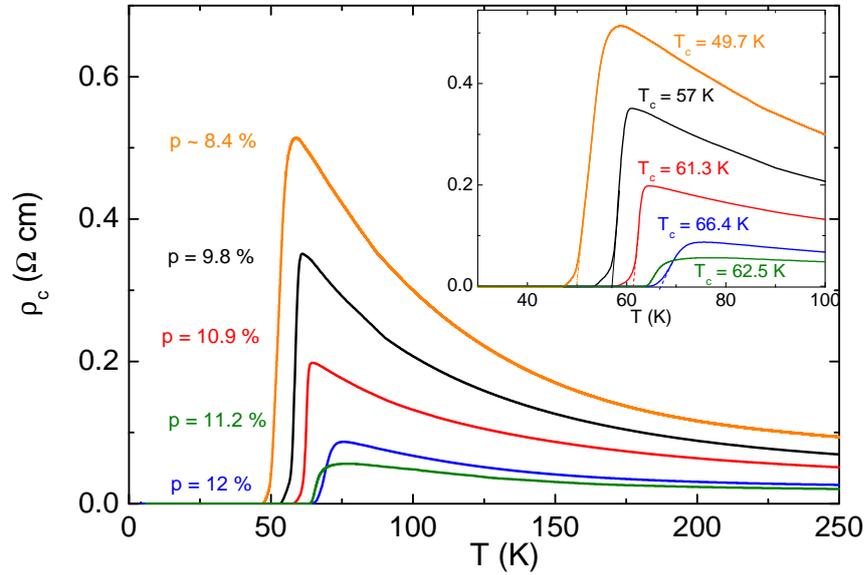


FIGURE 5.5 – Dépendance en température de la résistivité interplan des différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. La détermination du dopage est faite à partir de la valeur de T_c (comme expliqué dans le chapitre précédent).

x	$p(\%)$	T_c
6.47	8.4	49.7
6.51	9.8	57
6.6	10.9	61.3
6.62	11.2	62.5
6.66	12	66.4

TABLE 5.1 – Tableau résumant les caractéristiques des échantillons mesurés dans cette partie : x étant le taux d'oxygénation et p le dopage en trous.

Les courbes de résistivité à champ nul montrent un comportement isolant comme attendu dans cette région du diagramme de phase. Au fur et à mesure que le dopage augmente la résistivité diminue. Les dépendances en température des résistivités s'ajustent par une fonction en T^α avec α proche de -1. L'échantillon ayant un dopage d'environ 11.2 % a une résistivité plus faible que l'échantillon ayant un dopage d'environ 12 % ; ceci peut provenir du fait que cet échantillon fait parti d'une génération plus récente. La synthèse de meilleure qualité amène par la même occasion une meilleure conductivité. Cet écart ne change en rien les interprétations qui suivent.

5.2.2 Mesures sous champ magnétique pulsé

Les mesures sont effectuées en détection synchrone (dont le dispositif est détaillé dans la partie expérimentale) avec le courant et le champ magnétique parallèles à l'axe- c . La figure 5.6 résume l'ensemble des tirs effectués sur les échantillons présentés. Chaque cadran correspond à un des dopages. Pour l'ensemble des courbes, la tendance est la même. A basse température (inférieure à 10 K), les oscillations quantiques apparaissent (à l'exception du dopage à 8.4 %) accompagnées d'une forte magnétorésistance. A basse température (en dessous de 4.2 K), la résistivité des 5 échantillons mesurée à fort champ magnétique a tendance à saturer. A mesure que la température augmente la magnétorésistance diminue et la valeur à fort champ diminue également. Au voisinage de T_c , la magnétorésistance est quasi-nulle.

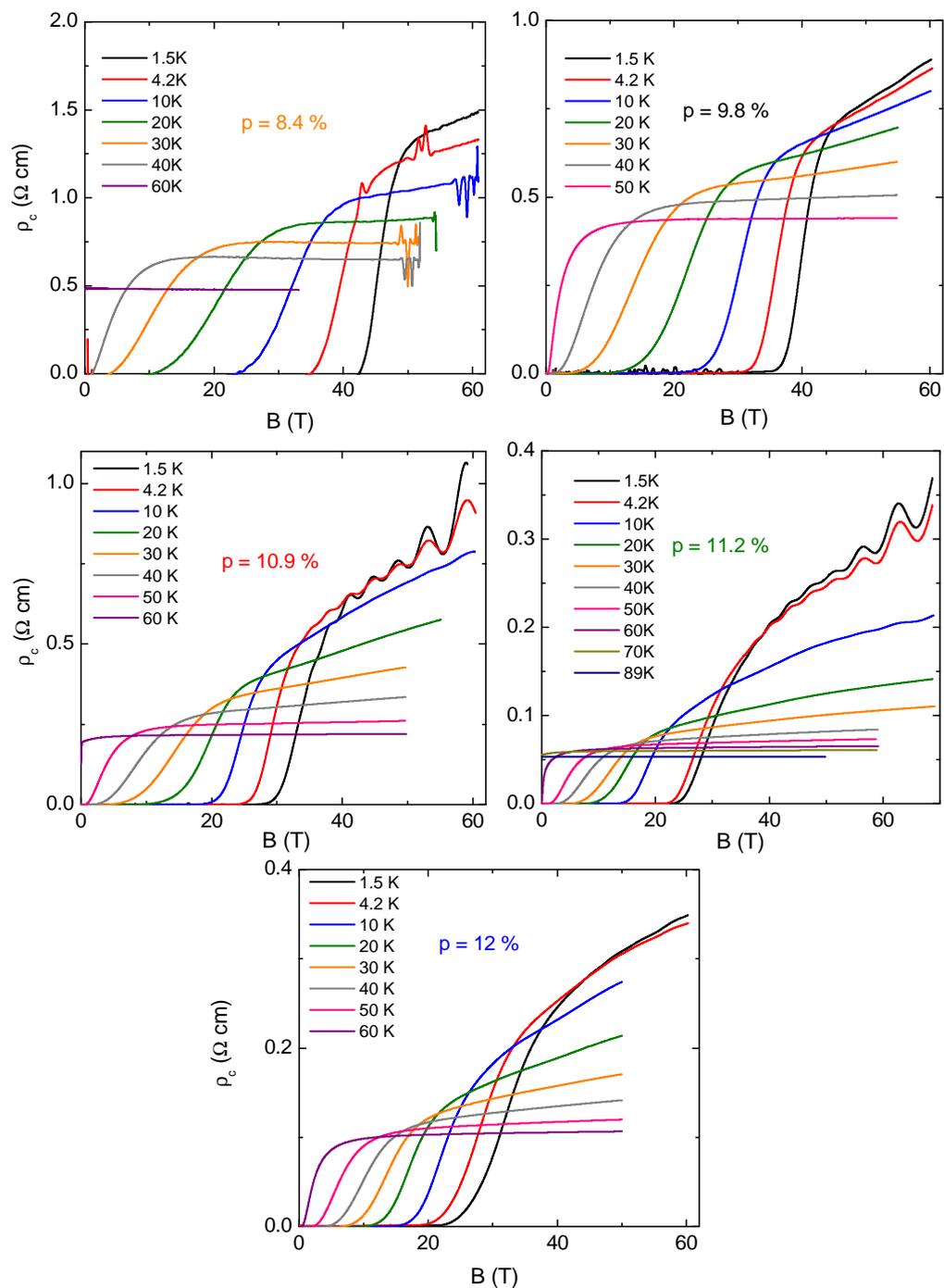


FIGURE 5.6 – Dépendance en champ magnétique de la résistivité interplan dans différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ mesurés à différentes températures.

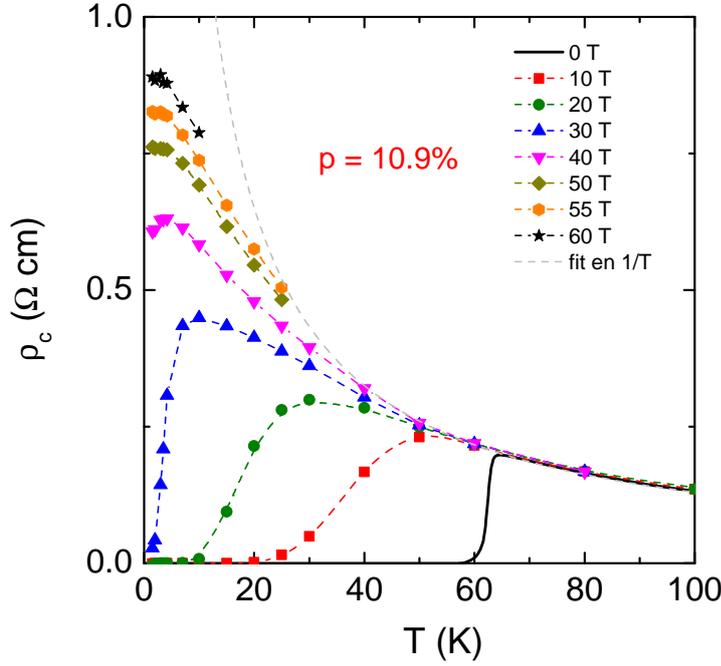


FIGURE 5.7 – Dépendance en température de la résistivité interplan à différents champs B dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ ($p = 10.9\%$). La ligne grise en pointillé montre le comportement attendu pour un isolant en se basant sur la dépendance en $1/T$ de la résistivité de 100 K à 300 K.

Cette tendance à saturation est plus facilement perceptible dans la figure 5.7 qui est obtenue en effectuant des coupes en température de ρ_c à champ fixe dans l'échantillon de dopage $p = 10.9\%$. Entre 300 K et T_c , la résistivité s'ajuste avec une courbe proportionnelle à $1/T$ tracée en pointillé gris. En refroidissant, la résistivité chute à cause de la supraconductivité. Cette transition supraconductrice apparaît à plus basse température lorsque le champ magnétique augmente. Cette tendance à saturation n'est pas liée à une compensation entre une transition supraconductrice et un état normal de type isolant car la figure 5.7 montre que cette tendance à la saturation apparaît à $B = 50$ T et persiste jusqu'aux plus basses températures. Dans tous les échantillons, on peut définir un champ seuil au delà duquel la résistivité sature à basse température. Le champ seuil est inférieur à 50 T jusqu'aux plus basses températures. En conséquence, la magnétorésistance mesurée à 50 T est uniquement une propriété de l'état normal pour tous les dopages présentés ici.

Cette saturation de résistance selon l'axe- c à basse température est en fort contraste avec le comportement isolant en $1/T$ mesuré au dessus de T_c . Nous pouvons donc conclure que l'état fondamental de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ à basse température et fort champ selon l'axe- c n'est pas isolant.

5.2.3 Traitement des données

Nous allons discuter dans cette partie de la procédure qui permet de soustraire la magnétorésistance afin d'obtenir la résistivité interplan extrapolée à champ nul $\rho_c(0)$ en nous attardons sur le choix de la formule et sur la gamme de champ représentative de l'état normal.

5.2.3.1 Choix de la formule

Le champ magnétique étant orienté suivant l'axe- c , la magnétorésistance mesurée provient du mouvement des électrons dans le plan. En effet, compte tenu du rapport d'anisotropie entre les résistivités dans le plan et interplan, la durée de vie des électrons dans le plan τ_{ab} est bien supérieure à la durée de vie interplan τ_c . Des mesures sous champ de ρ_{xx} et de ρ_{xy} du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ ($p = 14\%$) [113] ont montré qu'un modèle à deux bandes permet d'ajuster simultanément les courbes. Les mesures d'effet Hall de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ [144] dans cette gamme de dopage du diagramme de phase montrent la présence de deux porteurs dont au moins un des deux est de type électron (tout comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$). Compte tenu de la topologie de la surface de Fermi proposée dans le chapitre précédent, le choix s'est donc porté sur un modèle à deux bandes qui fait intervenir deux types de porteurs de charge : un de type électron ($q_i = -e$) et l'autre de type trou ($q_i = e$). Ces porteurs ont des densités électroniques n_i et des conductivités σ_i .

La résistivité interplan s'écrit sous la forme :

$$\rho_c(B) = \rho_c(0) \cdot \left(1 + \frac{\rho_c(B) - \rho_c(0)}{\rho_c(0)}\right) = \rho_c(0) + \frac{\alpha B^2}{1 + \beta B^2} \quad (5.3)$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \cdot (\sigma_1 \cdot R_1^2 + \sigma_2 \cdot R_2^2) \quad \text{et} \quad \beta = \frac{\sigma_1^2 \cdot \sigma_2^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \cdot (R_1 + R_2)^2$$

où $R_i = \frac{1}{n_i q_i}$ est la constante de Hall et $\rho_c(0) = \frac{1}{\sigma_1 + \sigma_2}$.

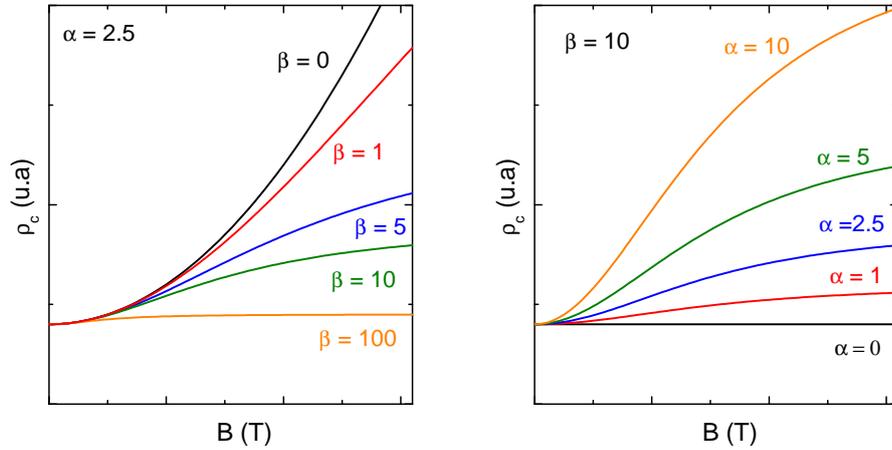


FIGURE 5.8 – Illustration de la formule à deux bandes pour différentes valeurs de β et de α .

La figure 5.8 montre la dépendance en champ magnétique de la résistivité interplan pour différentes valeurs des paramètres β et α . A bas champ, la résistivité vaut ρ_0 et croît quadratiquement en αB^2 tant que $B \ll 1/\sqrt{\beta}$. A fort champ, la résistivité sature à une valeur de l'ordre de $\rho_0 + \alpha/\beta$. Pour $\beta = 0$, le modèle donne une magnétorésistance purement quadratique caractéristique des métaux compensés. Cependant ce cas d'école théorique ne semble pas adapté aux cuprates qui possèdent un dopage fini. Cette magnétorésistance quadratique est également observée à haute température (au dessus de T_c) dans

de nombreux cuprates.

La figure 5.9 montre des exemples d'ajustement effectués pour des échantillons de dopage $p = 9.8\%$ (a) et $p = 11.2\%$ (b). Les courbes expérimentales sont en trait plein et les ajustements par le modèle à deux bandes sont en pointillé. L'échantillon $p = 9.8\%$ montre globalement une résistivité quadratique en champ. Cette situation peut correspondre à un modèle à une bande (quasi-2D) ou bien au cas du modèle à 2 bandes où la saturation se produirait à beaucoup plus fort champ ($\beta = 10$, $\alpha = 2.5$). Pour l'échantillon $p = 11.2\%$, il faut utiliser le modèle à deux bandes pour tenir compte de la tendance à saturation à fort champ, comme pour les trois autres échantillons.

A noter que dans l'analyse du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [113], les ajustements tenaient compte de ρ_{xx} et de ρ_{xy} , et permettaient de déterminer 4 paramètres (σ_h , R_H , σ_e , R_e). Ici, nous ne disposons que de mesures de ρ_c , ce qui limite la détermination à 3 paramètres : α , β et ρ_0 .

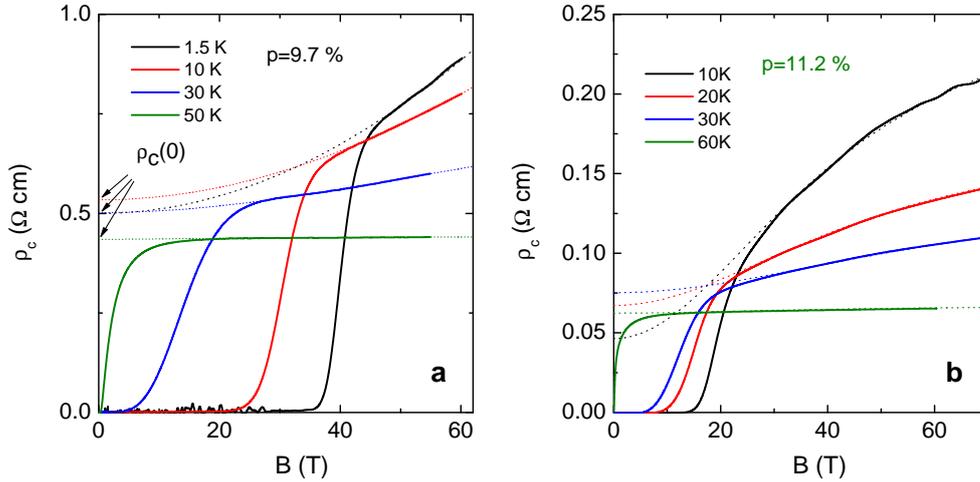


FIGURE 5.9 – Exemples d'ajustement pour la détermination de $\rho_c(0)$. Le modèle à deux bandes retranscrit très bien les différentes courbures possibles de ces mesures.

5.2.3.2 Les propriétés de transport sont-elles représentatives de l'état normal ?

L'effet Nernst est une sonde sensible au régime de flux-flow car le mouvement des vortex apporte une grande contribution positive au coefficient Nernst. Dans la figure 5.10, nous comparons la dépendance en champ magnétique du coefficient Nernst mesuré dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ à $p = 12\%$ et $T = 10\text{ K}$, avec celle du coefficient de Hall et celle de la résistivité interplan ρ_c . Le coefficient Nernst développe un pic positif dans la phase liquide de vortex qui se poursuit par une descente graduelle vers les valeurs négatives (provenant de la contribution des quasiparticules)¹ jusqu'à ce qu'il devienne presque plat au fur et à mesure que le champ approche 30 T. Cette saturation est plus évidente lorsque l'on observe la dérivée du coefficient Nernst (ligne rouge sur la figure 5.10 (a)). Au dessus d'un champ seuil de 30 T, le coefficient de Hall devient presque constant (comme indiqué par la ligne en pointillé bleu) et le modèle à deux bandes utilisé pour ajuster l'état normal de la résistivité axe- c se confond avec les données. Cette comparaison

1. A noter que le signe négatif de l'effet Nernst n'est pas une signature du type électron des porteurs

confirme que la contribution du flux-flow au transport dans l'état normal est négligeable, c'est-à-dire que la magnétorésistance est entièrement due aux quasiparticules, pour des champs supérieurs à 30 T pour $T = 10$ K et $p = 12\%$.

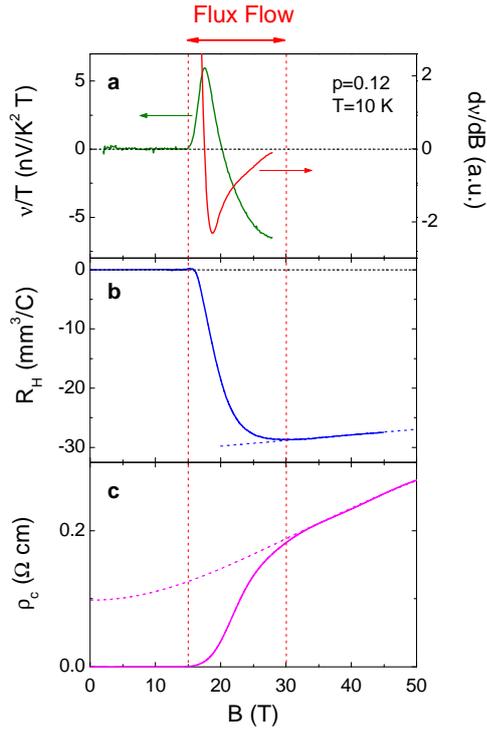


FIGURE 5.10 – Mesures comparatives d'un échantillon de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ de dopage $p = 12\%$ d'effet Nernst (a), d'effet Hall (b) et de résistivité interplan (c). La courbe en rouge du premier quadrant représente la dérivée du coefficient de Nernst pour marquer la diminution progressive de la contribution des vortex et la fin du régime de flux-flow (d'après [165]).

La même conclusion peut être tirée pour les autres échantillons grâce aux mesures d'effet Hall. L'observation clé est que T_0 , la température à laquelle R_H change de signe est indépendante du champ magnétique à fort champ (de 40 T à 60 T) pour des échantillons situés dans la gamme de dopage étudiée ici. Cela montre que le changement de signe induit par la température dans R_H à fort champ n'est pas causé par le flux-flow et est donc clairement une propriété de l'état normal.

Les mesures précédentes de ρ_c à fort champ dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ présentées en figure 5.4 montrent une différence frappante entre la forte magnétorésistance observée dans l'échantillon avec une T_c de 60 K et l'absence de magnétorésistance dans l'échantillon avec une T_c de 49 K. Cela ne peut être qu'une propriété de l'état normal et peut s'expliquer par la disparition de la poche d'électron à forte mobilité pour l'échantillon à bas dopage. Il n'existe pas d'explication alternative en terme de flux-flow.

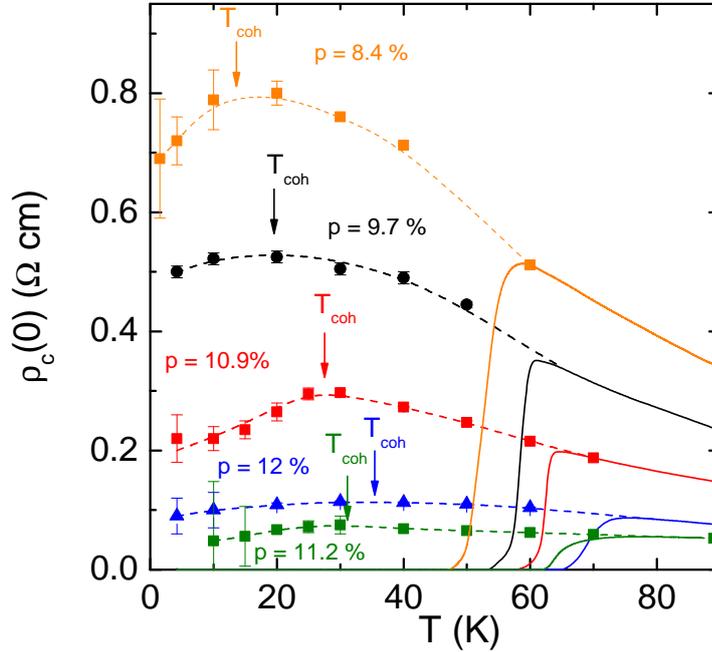


FIGURE 5.11 – Dépendance en température de la résistivité $\rho_c(0)$ pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ pour laquelle la magnétorésistance a été soustraite en utilisant le modèle à deux bandes. Les lignes en trait plein montrent la résistivité mesurée à champ nul, les lignes en pointillé sont des guides pour l’œil.

5.2.4 Températures de cohérence

L’ajustement de chacune des courbes de la figure 5.6 permet de déduire la dépendance en température de la résistivité extrapolée à champ nul $\rho_c(0)$ pour chaque dopage. Pour déterminer la barre d’erreur sur la lecture de $\rho_c(0)$, les ajustements des paramètres (α , β et ρ_0) sont faits en partant de différentes conditions initiales et sur différentes gammes de champ. A basse température, la gamme de champ réduite pour laquelle l’état normal est atteint augmente significativement la barre d’erreur. La figure 5.11 résume les valeurs de $\rho_c(0)$ obtenues dans chacun des cas. Quelque soit le dopage étudié, au fur et à mesure que la température diminue, la valeur de $\rho_c(0)$ extraite augmente pour finalement saturer puis diminuer. Cette diminution plus ou moins marquée suivant les dopages est l’indication d’un cross-over entre un état isolant ($d\rho_c/dT < 0$) vers un état métallique ($d\rho_c/dT > 0$). Ce cross-over peut être assimilé à une restauration de la cohérence du transport suivant l’axe- c . Il est possible de définir une température de cohérence T_{coh} délimitant les deux régimes, qui sera déterminée par la valeur où $d\rho_c(0)/dT = 0$. Les valeurs obtenues sont indiquées par une flèche sur la figure 5.11 et sont reportées dans le tableau 5.2. Nous retiendrons pour l’instant que sur la gamme de dopage étudiée allant de 8.4 % à 12 %, la valeur de T_{coh} croît en fonction du dopage pour passer de 10 à 35 K.

x	$p(\%)$	T_{coh} (K)
6.47	8.4	10 ± 5
6.51	9.8	20 ± 5
6.6	10.9	27 ± 3
6.62	11.2	30 ± 5
6.66	12	35 ± 5

TABLE 5.2 – Tableau résumant les valeurs de T_{coh} .

5.3 Etude de l'anisotropie ρ_c/ρ_a

En connaissant la surface de Fermi d'un composé, il est possible de déduire les propriétés de transport. En particulier, il est possible de prédire le rapport d'anisotropie ρ_c/ρ_a suivant le gondolement des poches. Cette analyse a été faite dans les ruthénates où un cross-over métal-insolant se produit à 130 K. Ceci va nous servir de cas d'école car la surface de Fermi est bien caractérisée et les différents régimes de résistivité sont bien compris. Après avoir présenté cette analyse, nous l'adapterons au cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ afin de comparer les différentes topologies de surface de Fermi possibles.

5.3.1 Etude de la surface de Fermi de Sr_2RuO_4

Parmi les similitudes qu'il existe entre les ruthénates et les cuprates, il faut noter qu'ils ont la même structure pérovskite et qu'ils possèdent une phase supraconductrice. Sr_2RuO_4 est un supraconducteur isostructural à La_2CuO_4 avec une T_c de 1.5 K. Dans le cas des cuprates, la seule bande coupant le niveau de Fermi est issue de l'hybridation des orbitales $2p$ des oxygènes et avec les orbitales $3d_{x^2-y^2}$ du cuivre. Dans les ruthénates, l'hybridation des orbitales des oxygènes se fait avec les orbitales $4d_{xy}$, $4d_{yz}$ et $4d_{xz}$ du ruthénium ce qui crée plusieurs bandes au niveau de Fermi. Les poches qui décrivent la surface de Fermi, notées α , β et γ , sont quasi-2D. La supraconductivité est de symétrie p et très certainement provoquée par des corrélations ferromagnétiques car le composé est isovalent à Sr_2FeO_4 (un isolant de Mott ferromagnétique). La bonne qualité d'échantillon (faible désordre car pas de substitution chimique) et la faible température critique permettent une bonne détermination de la surface de Fermi à partir des oscillations quantiques. Une revue très complète du composé se trouve dans la référence [7].

La figure 5.12 montre que la résistivité dans le plan ρ_{ab} est toujours métallique alors que la résistivité interplan ρ_c ne l'est que pour des températures inférieures à $T_M = 130$ K. Pour des températures inférieures à 25 K, ρ_{ab} et ρ_c évoluent en T^2 avec une anisotropie ρ_c/ρ_a de l'ordre de 600.

L'interprétation qui fut donnée pour expliquer ces changements de régime fait intervenir le taux de diffusion global ($1/\tau$) provenant des quasiparticules ($1/\tau_{qp} \propto \rho_{ab}$) et des impuretés ($1/\tau_{imp}$), dont une dépendance en température schématique est montrée sur la figure 5.12 (droite). De part l'anisotropie de ces matériaux, le transport interplan va dépendre du taux de transfert interplan ($1/\tau_c$) qui se déduit de la largeur de bande (et donc de t_\perp) de la poche. Ici, le transport interplan se fait principalement par la poche β . Si $1/\tau < 1/\tau_c(\beta)$, alors les particules ont suffisamment de durée de vie pour passer de manière cohérente entre les plans. Dans le cas contraire, une partie des particules diffuse avant de passer par effet tunnel, le transport est toujours cohérent (dans le sens où il y a observation d'un pic de Drude [166]) métallique, mais avec la perte de dépendance en T^2 . Lorsque le taux de diffusion des quasi-particules par les phonons ($1/\tau_{ph} \propto T$) est plus important, le transport entre les plans se fait de manière incohérente ce qui caractérise le cross-over métal-insolant de la résistivité à T_M . Les mesures d'ARPES [167] montrent également une disparition du pic de quasiparticule au dessus de cette même température.

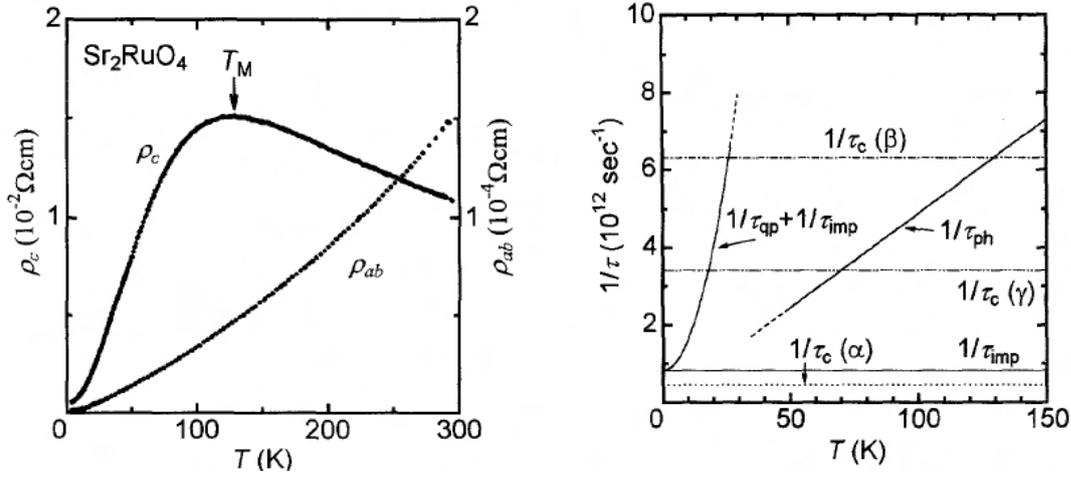


FIGURE 5.12 – **A gauche** : Courbes de résistivité dans le plan et interplan de Sr_2RuO_4 . **A droite** : Illustration de l'évolution en température des différents taux de diffusion (d'après [154]).

	Sr_2RuO_4		
	α	β	γ
l (Å)	1000		
c (Å)	12.5		
F (T)	3050	12700	18500
k_F (Å ⁻¹)	0.302	0.621	0.75
ΔF (T)	12	330	335
Δk_F (Å ⁻¹)	$6.4 \cdot 10^{-4}$	0.0085	$6.7 \cdot 10^{-3}$
m^* (m_e)	3.4	6.6	12
l_c (Å)	2.7	35.5	29.5
t_\perp (K)	1.24	17.6	9.7
ρ_c/ρ_a estimé	71400	385	552

TABLE 5.3 – Tableau résumant les valeurs caractéristiques de la surface de Fermi de Sr_2RuO_4 déduites des oscillations quantiques (d'après [168]).

Le tableau 5.3 regroupe l'ensemble des valeurs déduites par les oscillations quantiques de Sr_2RuO_4 . La relation de Onsager permet de relier la fréquence mesurée F à l'aire de la surface de Fermi A_k . En supposant que la poche est un cylindre, il est possible de déduire k_F . Δk_F correspond à la variation relative du rayon correspondant au gondolement de la poche. La variation d'aire (et donc de fréquence ΔF) s'exprime sous la forme : $\Delta A_k = \pi(k_F + \Delta k_F)^2 - \pi k_F^2$. La valeur de t_\perp s'obtient par la relation :

$$t_\perp = \frac{\hbar^2 k_F \Delta k_F}{4m^*} \quad (5.4)$$

Le rapport d'anisotropie s'exprime sous la forme,

$$\rho_c/\rho_a = \frac{4 \langle k_F \rangle}{c^2 \langle k_F \Delta k_F^2 \rangle} \quad (5.5)$$

où $\langle \rangle$ correspond à la moyenne sur toutes les poches. Le libre parcours moyen interplan s'exprime sous

la forme

$$l_c = \frac{l.c.\Delta k_F}{2\sqrt{2}} \quad (5.6)$$

où c est la distance interplan.

La figure 5.13 montre la dépendance en température du rapport ρ_c/ρ_{ab} de Sr_2RuO_4 (déduite des données de la figure 5.12). Ce rapport croît au fur et à mesure que la température diminue jusqu'à 75 K. Pour des températures inférieures, le rapport sature et atteint une valeur de l'ordre de 600. D'après les valeurs du tableau 5.3, l'estimation du rapport des résistivités n'est pas correct si seule la poche β est impliquée. En effectuant le même calcul avec les autres poches dont le transport interplan est de moindre importance, le rapport a une valeur similaire à celle obtenue expérimentalement.

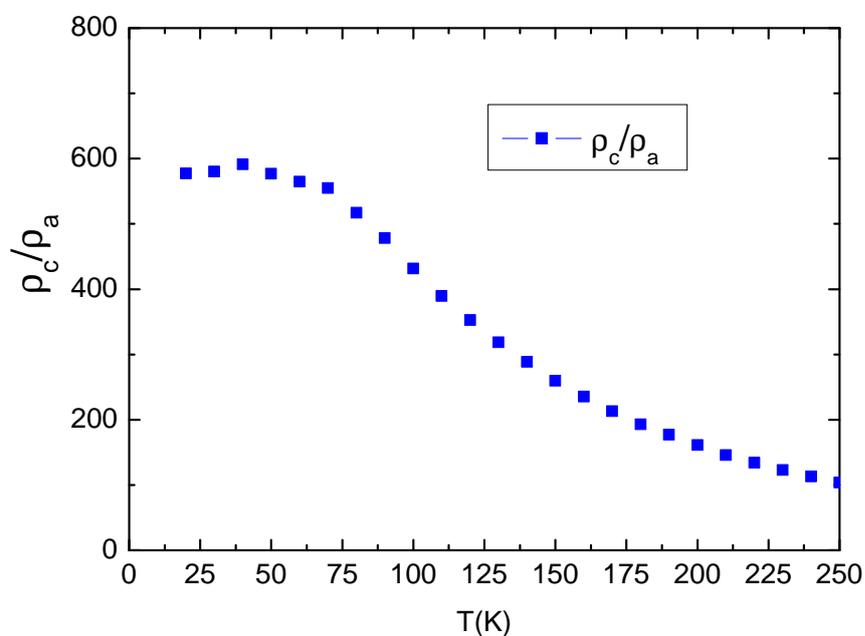


FIGURE 5.13 – **A gauche** : Dépendance en température du rapport des résistivités ρ_c/ρ_a de Sr_2RuO_4 . À partir des données de [154].

5.3.2 Retour à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$

Pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, l'analyse est plus délicate car la surface de Fermi n'est pas caractérisée parfaitement. D'après ce qui a été vu dans le chapitre précédent, 4 fréquences principales apparaissent dans le spectre oscillatoire : $F1 \sim 540$ T, $F2 \sim 450$ T, $F3 \sim 630$ T et $F_{slow} \sim 90$ T. La cohérence suivant l'axe- c provient du gondolement d'une ou de plusieurs de ces poches. Le fait d'avoir un écart entre les fréquences $F1$ et $F2$ (ou $F1$ et $F3$) noté $\Delta F \sim 90$ T peut s'interpréter comme le fait d'avoir deux poches 2D de tailles différentes ou comme une seule poche gondolée. Les mesures de transport axe- c permettent de distinguer les deux cas : dans le premier, le transport ne sera pas cohérent et dans le deuxième il pourra y avoir une restauration de la cohérence à partir d'une certaine température déduite de la valeur de t_\perp .

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$				
l (Å)	160			
c (Å)	11.7			
	Poche A		Poche B	
	gondolée	non-gondolée	gondolée	non-gondolée
F (T)	450	500	60	80
k_F (Å ⁻¹)	0.1169	0.123	0.037	0.0492
ΔF (T)	90	20	30	10
Δk_F (Å ⁻¹)	0.01169	$2.5 \cdot 10^{-3}$	0.0106	$3 \cdot 10^{-3}$
m^* (m_e)	1.6	1.6	0.6	0.6
l_c (Å)	7.7	1.63	7	2.04
t_\perp/k_B (K)	19.8	4.4	17.6	5.8

TABLE 5.4 – Résumé des valeurs caractéristiques de poches pouvant caractériser la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$.

Le tableau 5.4 reprend les calculs présentés dans le paragraphe précédent. Les valeurs correspondent à des poches pouvant représenter le spectre oscillatoire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. La poche A correspond à la poche d'électron dont la fréquence se situe autour de 500 T. Deux cas sont présentés, un cas gondolé et un autre cas où la poche a un faible gondolement. La masse utilisée provient des mesures d'oscillations quantiques. La poche B correspond à la (aux) poche(s) de trou de fréquence faible. La aussi, deux cas sont envisageables, celui sans gondolement et un deuxième avec un gondolement plus fort. La masse est supposée plus faible au regard de ce qui a été discuté dans le chapitre oscillation quantique et elle est fixée arbitrairement à $0.6 m_e$. Le libre parcours moyen dans le plan l est déduit des valeurs de température Dingle extraites des oscillations quantiques.

Les températures de cohérence mesurées varient de 10 à 35 K. La présence d'au moins une poche gondolée dans le modèle est nécessaire afin d'obtenir des valeurs de t_\perp en accord avec les températures de cohérence. Afin d'obtenir plus de renseignement sur la topologie de la surface de Fermi, nous allons étudier le rapport d'anisotropie ρ_c/ρ_{ab} . Ce rapport ρ_c/ρ_{ab} est obtenu à partir de deux échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ de dopage similaire ($T_c \approx 60$ K, $p \approx 11$ %) : l'un mesuré dans le plan et l'autre mesuré suivant l'axe- c . Sur la figure 5.14 (gauche) sont tracées les dépendances en température des résistivités. Pour les températures inférieures à T_c , les valeurs de $\rho_c(0)$ et $\rho_{ab}(0)$ sont obtenues par extrapolation des mesures effectuées en champ pulsé à l'aide du modèle à deux bandes.

La figure 5.14 (droite) représente la dépendance en température du rapport d'anisotropie ρ_c/ρ_{ab} de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$. Pour Sr_2RuO_4 , t_\perp/k_B correspond à la température où la résistivité interplan a une

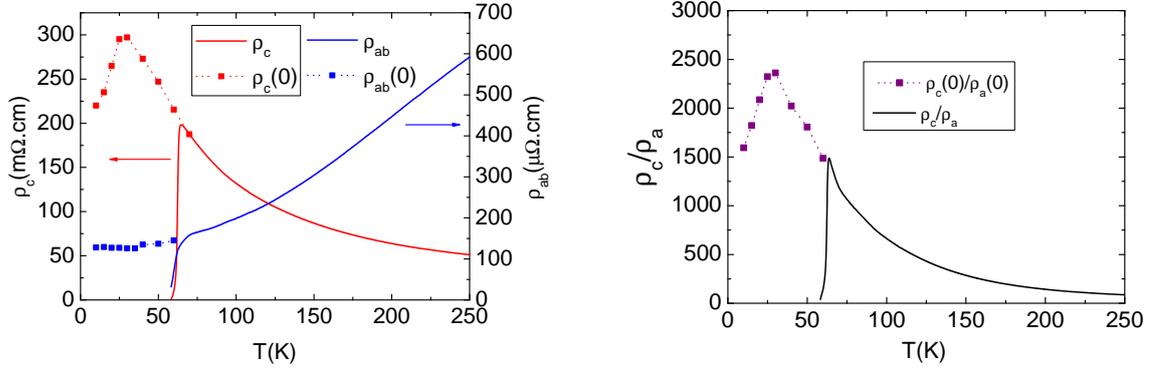


FIGURE 5.14 – **A gauche** : Dépendance en température des résistivités dans le plan (ρ_{ab}) et interplan (ρ_c) pour deux échantillons avec un dopage d'environ 11 %. Les courbes en trait plein représentent les résistivités mesurées à champ nul. Les points représentent les valeurs obtenues à partir des courbes sous champ magnétique. Les courbes en pointillé sont un guide pour l'oeil. **A droite** : Dépendance en température du rapport des résistivités ρ_c/ρ_a .

dépendance en T^2 . Dans le cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$, elle correspond plutôt à la température de cross-over métal-insolant qui a été nommée T_{coh} . Les mesures effectuées en champ pulsé ne permettent pas de déduire une température seuil en dessous de laquelle la résistivité interplan évoluerait en T^2 , ce qui explique ce choix dans la définition de T_{coh} . On remarque que les valeurs de t_\perp dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ et dans Sr_2RuO_4 sont similaires bien que les températures de cross-over métal-insolant soient très différentes. Ceci peut provenir du fait que la reconstruction de la surface de Fermi ne se produit qu'à basse température (autour de 40 K si l'on considère qu'elle se produit au changement de signe de l'effet Hall [144] à ce dopage).

Surface de Fermi n°		1	2	3	4	5	6	7
Poche A	F (T)	450	450	478	478	450	337	337
	ΔF (T)	90	90	78	78	20	20	20
	$m(m_e)$	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6
	n	1	1	1	1	1	1	1
Poche B	F (T)	540	540	526	526	540	709	709
	ΔF (T)	90	90	7	7	20	20	20
	$m(m_e)$	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6
	n	1	1	1	1	1	1	1
Poche C	F (T)	-	100	-	100	60	-	60
	ΔF (T)	-	0	-	0	30	-	30
	$m(m_e)$	-	0.6	-	0.6	0.6	-	0.6
	n	-	2	-	2	1	-	1
ρ_c/ρ_{ab}		234	340	615	845	1320	4700	1326
Inspiré des références		[100]		[101]		[110]		

TABLE 5.5 – Simulations de rapports ρ_c/ρ_{ab} pour différentes surfaces de Fermi. Chaque surface de Fermi est constituée de n poches de fréquence F , de gondolement ΔF et de masse m^* .

Pour une topologie de surface de Fermi donnée, la valeur de $\rho_c/\rho_{ab}(T=0)$ calculée doit correspondre à celle obtenue expérimentalement, soit $\sim 1200 - 1600$. Le tableau 5.5 regroupe les valeurs de ρ_c/ρ_{ab} calculées pour différentes topologies de surface de Fermi.

Les premiers cas n°1 et n°3 correspondent à des topologies constituées de 1 ou 2 poches d'électron gondolées. Les valeurs sont extraites des références Audouard et al. [100], et Ramshaw et al. [101]. Les valeurs de ρ_c/ρ_{ab} sont trop faibles par rapport à la valeur expérimentale. Même en ajoutant 2 petites poches de trou non-gondolées (cas n°2 et n°4), la valeur n'augmente pas suffisamment. Ceci montre que ce ne sont pas les poches d'électron correspondant aux oscillations rapides qui sont responsables de la restauration de la cohérence.

Le cas n°5 correspond au modèle de surface de Fermi que nous avons proposé. En attribuant aux poches d'électron un faible gondolement et à la poche de trou un gondolement modéré, la valeur obtenue est du bon ordre de grandeur par rapport à ce qui est mesuré expérimentalement. Le cas n°6 correspond à la surface de Fermi proposée par S. Sebastian et N. Harrison [110] faisant également intervenir deux poches d'électron uniquement. Compte tenu de la position nodale de ces poches, le gondolement est pris lui aussi avec une valeur faible. Avec ces valeurs de fréquences, la cohérence axe- c n'est pas possible. Mais en ajoutant une poche de trou gondolée (cas n°7), le résultat est similaire à ce qui est obtenu dans notre modèle.

Ceci renforce l'existence d'une petite poche de trou. Les valeurs de gondolement importants correspondent à des portions de la surface de Fermi initiale situées aux anti-noeuds. De ce fait, dans notre modèle de surface de Fermi, nous pouvons conclure que les poches d'électron (en étoile) sont situées préférentiellement aux noeuds et celle de trou aux anti-noeuds.

5.4 Discussions

Comparé à la situation des cuprates surdopés, où il n'y a pas de doute quant à l'existence d'une surface de Fermi 3D, le transport axe- c cohérent dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ sous-dopé apparaît à basse température lorsque la surface de Fermi est reconstruite. Les mesures de RMN et de vitesse du son effectuées dans un échantillon $p = 10.9\%$ à même dopage et dans la gamme de température et de champ où l'effet Hall devient négatif, ont montré la présence d'un ordre de charge en dessous d'une température $T_{charge} \approx 50$ K et au dessus d'un champ seuil $B \approx 20$ T. A noter que la température de transition obtenue par les mesures de RMN est consistante avec la température T_0 où l'effet Hall R_H change de signe.

Dans la gamme de champ magnétique et de température, où la surface est reconstruite par un ordre de charge, une poche d'électron de forte mobilité domine les propriétés de transport. Bien que des mesures de chaleur spécifique effectuées à fort champ suggèrent une surface de Fermi constituée d'une seule poche par plan de CuO_2 [95], l'émergence d'une magnétorésistance non-quadratique à basse température s'explique naturellement par la reconstruction de la surface de Fermi produisant des poches d'électron et de trou.

Le transport cohérent selon l'axe- c à basse température est une conséquence directe de la reconstruction de la surface de Fermi se produisant à une échelle de température $T_{charge} = T_0$. Les mesures de transport axe- c à fort champ nous ont permis de définir T_{coh} comme la température caractéristique du cross-over vers le régime cohérent (à laquelle $\rho_c(0)$ présente un maximum). En figure 5.15, nous comparons les températures T_{coh} et T_0 en fonction du dopage dans le diagramme de phase de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Les deux températures caractéristiques montrent une tendance similaire en fonction du dopage, c'est-à-dire

qu'elles diminuent quand le dopage diminue. De plus, ces températures caractéristiques extrapolent vers zéro pour un dopage autour de 8 %, où R_H ne présente plus de changement de signe ni de courbure vers les valeurs négatives (voir par exemple les données pour l'échantillon avec une T_c de 44.5 K dans la ref [144]). Ce changement qualitatif a été attribué à la disparition de la poche d'électron en dessous d'un dopage de 8 %, soit causé par une transition de Lifshitz [144], soit par une transition de phase [169]. Des mesures précédentes de transport à fort champ dans un échantillon avec une T_c de 49 K [164] sont compatibles avec une telle transition car la magnétorésistance est quasiment nulle et $\rho_c(0)$ est maintenant incohérent jusqu'aux plus basses températures mesurées.

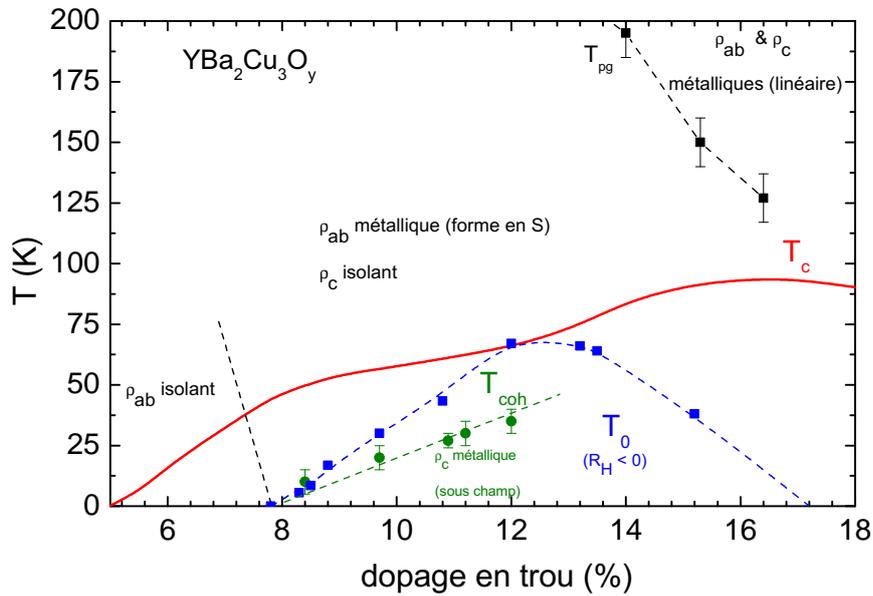


FIGURE 5.15 – Diagramme de phase illustrant les différents régimes de transport dans le plan et interplan. T_{pg} représente les valeurs de température de pseudogap obtenues en transport. T_0 correspond aux valeurs de changement de signe de l'effet Hall [144] T_{coh} correspond aux températures de cohérence définies précédemment. La ligne de séparation métal-insolant ρ_{ab} est tracée arbitrairement pour suggérer le crossover.

Entre la température caractéristique du pseudogap T^* et la température caractéristique de la reconstruction de la surface de Fermi T_0 , le comportement de type isolant de ρ_c et l'absence de pic de Drude dans les mesures de conductivité optique axe- c dans le régime sous-dopé ont été reliés à l'absence de pic de quasiparticules bien défini dans la région anti-nodale observé dans les mesures ARPES. Pour des températures inférieures à T_0 et pour des dopages supérieurs à $p = 8$ %, l'ordre de charge induit par le champ et détecté par RMN et ultrasons dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ cause la reconstruction de la surface de Fermi à basse température. Le rôle du champ magnétique est d'affaiblir la supraconductivité pour révéler l'ordre de charge en compétition. En conséquence, il n'y a pas de contradiction entre les propriétés électroniques dans le régime basse température et fort champ de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et la surface de Fermi mesurée en ARPES [170] à champ nul ou l'absence d'un pic de Drude à basse fréquence pour des champ magnétiques inférieurs au champ seuil [171].

Cette reconstruction de la surface de Fermi produit une poche d'électron possédant une forte mobilité qui domine les propriétés de transport dans le plan. L'étude de l'anisotropie ρ_c/ρ_{ab} suggère qu'une petite poche de trou suffisamment gondolée est nécessaire pour expliquer le transport cohérent. En prenant en compte la dépendance de l'intégrale de saut interplan t_\perp en fonction du vecteur d'onde dans le plan, le cross-over vers un transport cohérent axe- c suggère que des états électroniques (poches de trou) sont présents proche des régions anti-nodales.

A haute température, l'absence de quasiparticules proches des régions anti-nodales peut être une conséquence de la forte diffusion dues aux fluctuations de charge détectées par rayons X. Ces fluctuations ralentissent et/ou se figent quand l'ordre de charge se développe à basse température, provoquant une reconstruction de la surface de Fermi et restaurant des quasiparticules cohérentes proches des régions anti-nodales.

En dessous d'un dopage $p = 8 \%$, les mesures d'effet Hall et l'absence d'oscillations quantiques suggèrent que la poche d'électron disparaît. Ceci peut provenir soit d'une transition de Lifshitz (disparition de la poche d'électrons), soit d'une transition de phase (liée par exemple à l'apparition d'une onde de densité de spin).

5.5 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre nous avons montré à l'aide de mesures de transport axe- c en champ pulsé, que pour une gamme de dopage allant de 8 % à 12 %, un cross-over entre un comportement incohérent à haute température et un comportement cohérent se produit à une température T_{coh} . Cette température marque un régime où la résistivité selon l'axe- c est métallique.

T_{coh} a tendance à croître avec le dopage jusqu'à 12 %. Pour des dopages inférieurs à 8 %, il semble peu probable d'observer une restauration de la cohérence car le transport dans le plan commence à devenir isolant à cause de l'ordre anti-ferromagnétique. Pour des dopages supérieurs à 12 % la question reste en suspens. Le fait qu'au dopage optimale la température de cohérence soit de l'ordre de 400 K [159] permet de supposer que T_{coh} continue à croître avec le dopage.

L'étude de l'anisotropie de ρ_c/ρ_a permet de renforcer la présence d'une poche de trou dans la topologie de la surface de Fermi. A la lumière des différentes mesures de transport, la position des poches est conforme à ce que prévoit notre modèle de surface de Fermi. Une des perspectives intéressantes concerne l'universalité de cette restauration de la cohérence liée à une reconstruction de la surface de Fermi : ce qui peut se faire par l'étude d'autres cuprates dopés en trous comme $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$.

Mesures sous champ magnétique intense dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$

6.1 Mise en contexte

Depuis le début de cette thèse, nous nous sommes principalement focalisé sur le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ dans le but de comprendre le mécanisme de reconstruction de la surface de Fermi des cuprates. Cependant les spécificités de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ amènent plusieurs questions.

Tout d'abord, il faut savoir si les chaînes jouent un rôle essentiel dans la reconstruction de la surface de Fermi. Les calculs de structure de bandes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ montrent la présence d'une poche de trou supplémentaire, proche du niveau de Fermi provenant de l'hybridation des orbitales des plans BaO et des chaînes de CuO [96]. Cette poche de trou sert de point de départ pour différents scénarii et pourrait concilier certaines mesures expérimentales telles que les mesures de chaleur spécifique sous champ [172] et même le signe négatif de l'effet Hall [173]. Ces scénarii s'opposent à des scénarii d'ordre de charge bi-axial ou de stripe qui font apparaître une poche d'électron après reconstruction de la surface de Fermi. Pour savoir quel type de scénario est le plus adapté, l'étude d'un système sans chaîne apparaît indispensable.

Ensuite, il est important de savoir si la structure cristalline du composé intervient. Des ordres de charge sont mesurés dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ [81, 82, 28, 83, 84] et certains cuprates à base de lanthane [134, 135, 136, 137, 138, 139, 140]. Dans ces derniers composés, des transitions structurales sont observées à basse température [174]. De ce fait, il apparaît nécessaire de savoir si ce sont ces distorsions du réseau qui engendrent ces ordres de charge et ainsi provoquent la reconstruction de la surface de Fermi.

Enfin, le nombre de plan CuO_2 par maille élémentaire peut avoir son importance. Dans certains scénarii de reconstruction de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, il est possible d'expliquer la présence de certaines fréquences dans le spectre des oscillations quantiques en faisant intervenir le couplage bilayer. L'étude d'un cuprate monoplan serait donc idéal pour trancher sur la question.

Le composé $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, souvent noté Hg-1201, est un bon candidat pour répondre à ces questions. La figure 6.1 montre la structure cristalline du composé. Cette dernière est tétragonale ($a = b = 3.88 \text{ \AA}$ et $c = 9.52 \text{ \AA}$) et n'est pas modifiée par une éventuelle transition structurale à basse température. Le dopage se fait par oxygénation interstitielle, plus propre qu'une substitution chimique. Cette insertion d'oxygène ne déforme pas le réseau, contrairement au remplissage des chaînes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ qui engendre de l'orthorhombicité suivant le dopage. Il n'y a qu'un seul plan de CuO_2 par maille élémentaire. Enfin les fortes liaisons entre les atomes de mercure et les oxygènes apicaux limitent la distorsion structurale le long des plans. Ceci permet d'avoir des plans CuO_2 bien structurés les uns par rapport aux autres. Par comparaison, dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, des déformations d'un plan à l'autre sont observées et les liaisons $\text{Cu} - \text{O}$ des plans conducteurs sont légèrement inclinées (de l'ordre de 7°) par rapport au plan normal à l'axe- c (on parle de 'dimpling').

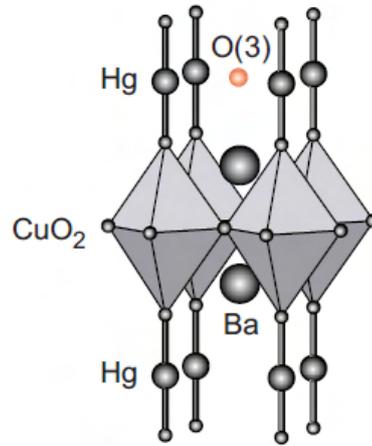


FIGURE 6.1 – Structure cristalline de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. Les atomes d'oxygène du plan et les oxygènes apicaux forment un octaèdre au centre duquel se trouve un atome de cuivre. Le dopage se fait par oxygénation interstitielle dans les plans contenant le mercure (oxygène noté O(3)) (d'après [175]).

La figure 6.2 montre la structure de bandes et la surface de Fermi du composé parent $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$. Parmi les nombreuses bandes présentes, une seule bande coupe le niveau de Fermi. Tout comme les autres cuprates, ces calculs prévoient une surface de Fermi constituée d'une grande poche de trou centrée en $(\pm\pi, \pm\pi)$ de faible dispersion suivant l'axe- c [176]. Une petite poche d'électron pourrait éventuellement apparaître aux anti-noeuds, mais nécessiterait un déplacement de plusieurs centaines de meV du niveau de Fermi en dopant avec des électrons (alors que le composé est dopé en trous). Par comparaison avec $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, il n'y a pas de petite poche de trou supplémentaire proche du niveau de Fermi. Les bandes décrivant la grande poche de trou ne sont pas clivées en deux sous-bandes sous l'effet du bilayer. Enfin, il n'y a pas de superstructure liée aux chaînes susceptible de produire un repliement de bande (comme pour ortho-II).

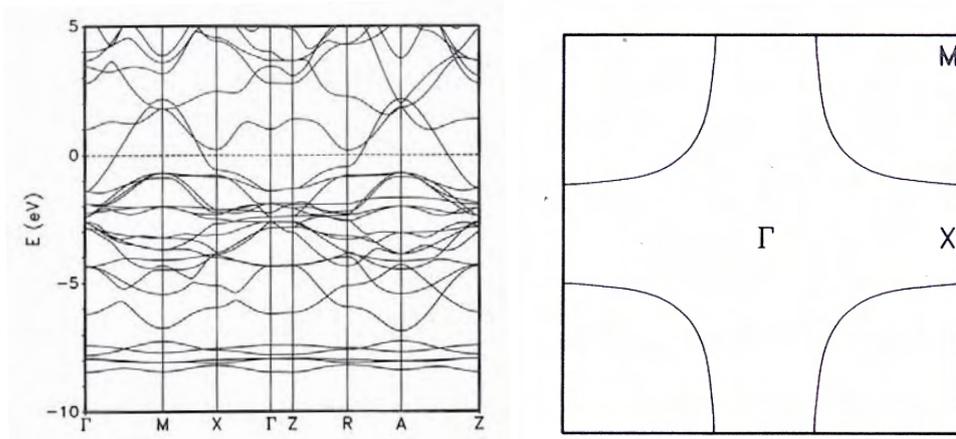


FIGURE 6.2 – **A gauche** : Structure de bandes de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$. Le niveau de Fermi correspond à la ligne horizontale en pointillé. **A droite** : La surface de Fermi représentée dans la première zone de Brillouin (d'après [176]).

Ce composé est souvent considéré comme un archétype des cuprates mais sa synthèse reste difficile. La principale source de désordre provient des plans HgO qui ont tendance à avoir un excès d'oxygène et des lacunes en mercure. Depuis quelques années, les chimistes arrivent à produire des mono-cristaux de suffisamment bonnes qualités pour prétendre à une étude systématique.

La figure 6.3 (gauche) montre des courbes de résistivité dans le plan en fonction de la température pour des échantillons de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ issus d'un même batch. Comme dans les autres cuprates sous-dopés en trous, la résistivité est linéaire à haute température et la déviation à cette linéarité permet de définir la température de pseudogap T^* .

Une correspondance entre dopage et température critique a été établie en se servant de mesures d'aimantation [177]. La figure 6.3 (droite) 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, ce qui correspond à la valeur la plus élevée pour un cuprate monoplan. Le dôme supraconducteur présente un plateau autour de 9 % ($T_c \sim 70$ K) similaire à celui observé dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$.

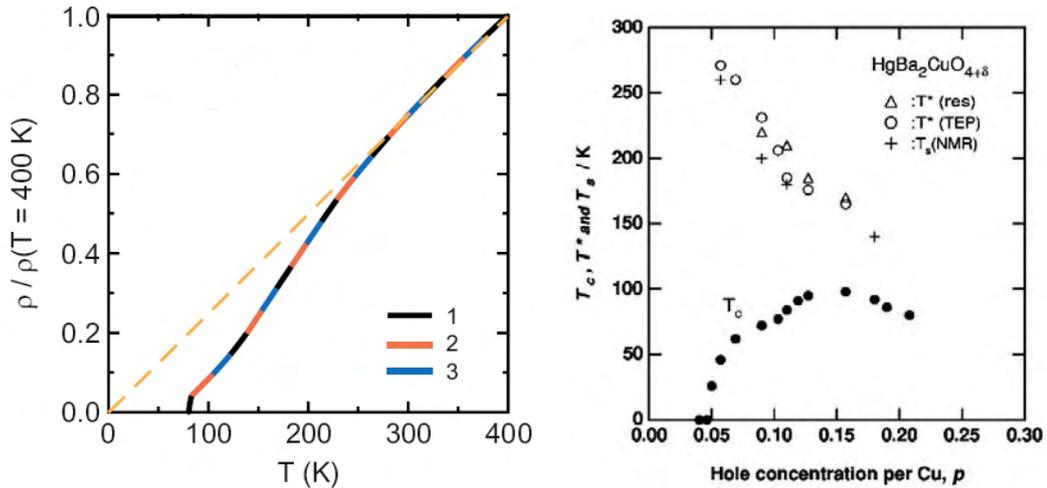


FIGURE 6.3 – **A gauche** : Dépendance en température des résistivités dans le plan pour des échantillons de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. La température de pseudogap est définie ici comme la température à partir de laquelle cette résistivité dévie de la linéarité en température (d'après [175]). **A droite** : Diagramme température-dopage illustrant les différentes températures critiques T_c et températures de pseudogap T^* obtenues par résistivité (triangles), pouvoir thermo-électrique (cercles) et RMN (croix). Le dopage est obtenu à partir d'une relation empirique basée sur des mesures d'effet Seebeck à 290 K [178] (d'après [177]).

Au cours de cette thèse, nous avons travaillé sur des échantillons de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ sous-dopés. Nous souhaitons savoir si le composé $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ présente des oscillations quantiques et si le signe de l'effet Hall est négatif à basse température comme dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$.

6.2 Mesures expérimentales

Deux types de mesures ont été effectuées :

- des mesures d'aimantation par cantilever piezo-résistif dans des échantillons provenant du groupe de D. Colson (CEA, Saclay)

- des mesures de transport dans le plan pour des échantillons provenant du groupe de M. Greven (Minnesota, Etat-Unis) en collaboration avec le groupe de L. Taillefer (Sherbrooke, Canada)

6.2.1 Aimantation par cantilever

La découverte d'oscillations quantiques dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ a nécessité 20 ans d'optimisation tant dans la production des échantillons que dans l'amélioration des dispositifs expérimentaux. Elle a relancé la recherche d'oscillations quantiques dans les autres cuprates, en particulier dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$.

6.2.1.1 Présentation des données expérimentales

Pour optimiser le signal de couple magnétique, nous avons utilisé une canne de rotation qui permet de changer l'angle entre l'axe- c de l'échantillon et le champ magnétique. Dans l'idéal, il faut augmenter l'angle pour produire un couple important.

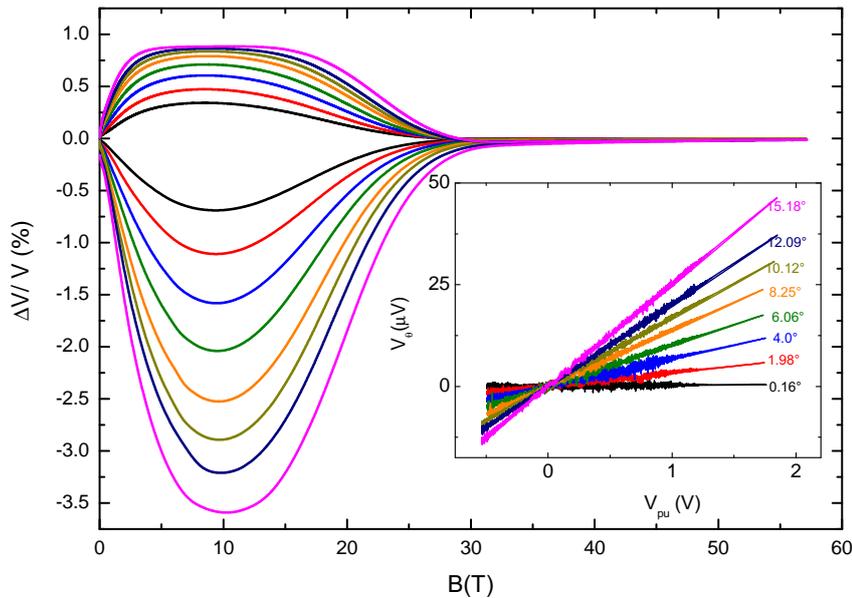


FIGURE 6.4 – Courbes de couple magnétique obtenues du composé $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ sous-dopé à différents angles et à $T = 1.5$ K. L'encadré montre les valeurs d'angle obtenues par comparaison des valeurs de pick-up d'angle.

La figure 6.4 montre l'ensemble des courbes de couples magnétiques mesurées à 1.5 K, pour des angles allant de 0° à 15° , jusqu'à 57 T. Sur chacune des courbes, le signal compris entre 0 et 30 T forme une boucle où la partie montante et la partie descendante ne sont pas confondues. Cette boucle est attribuée à la phase solide de vortex. Dans cette gamme de champ ($B < B_{irr}$), le signal de couple magnétique provient essentiellement des vortex (expliqué dans la partie 4.2.2). Au delà de 30T, le solide de vortex est fondu, les vortex sont libres de se mouvoir, l'hystérésis disparaît et seul le couple magnétique issu de l'aimantation de l'échantillon $\tau = \mathbf{M} \times \mathbf{B}$ rentre en compte dans la mesure.

Le signal de couple magnétique est très important dans la phase solide de vortex. Il faut donc trouver un compromis d'angle pour lequel le signal sera maximisé sans casser le cantilever. Nous avons donc choisi de nous placer à un angle avoisinant les 15° pour la suite de l'analyse (figure 6.5).

Si des oscillations quantiques sont présentes, elles se trouvent dans la gamme de champ située entre 30 et 57 T. Une analyse de la partie descendante (en rouge) ne montre pas d'oscillation. Nous avons effectué plusieurs tirs dans les mêmes conditions afin de moyennner le signal. La figure 6.6 montre les différentes parties descendantes extraites de chacun de ces tirs effectués à 1.5 K, jusqu'à 57 T et avec un angle de 15° .

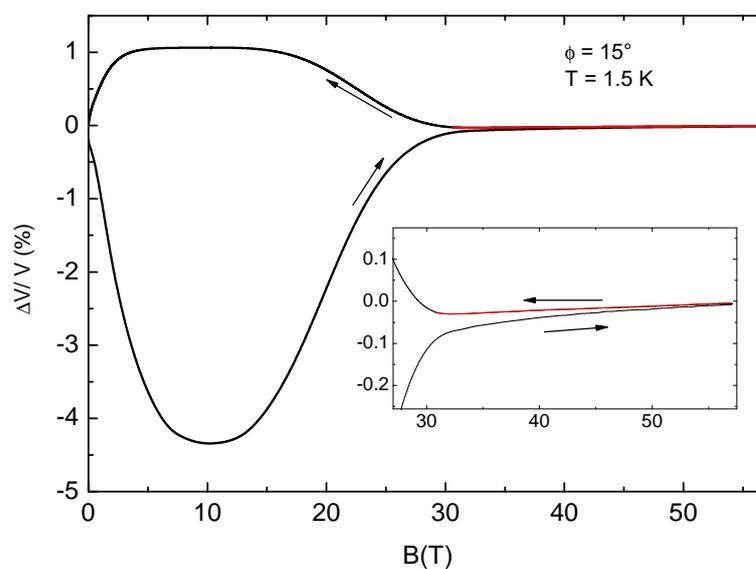


FIGURE 6.5 – Exemple d'une courbe de couple magnétique à 1.5 K pour un angle de 15 degré. La partie en rouge correspond à la descente.

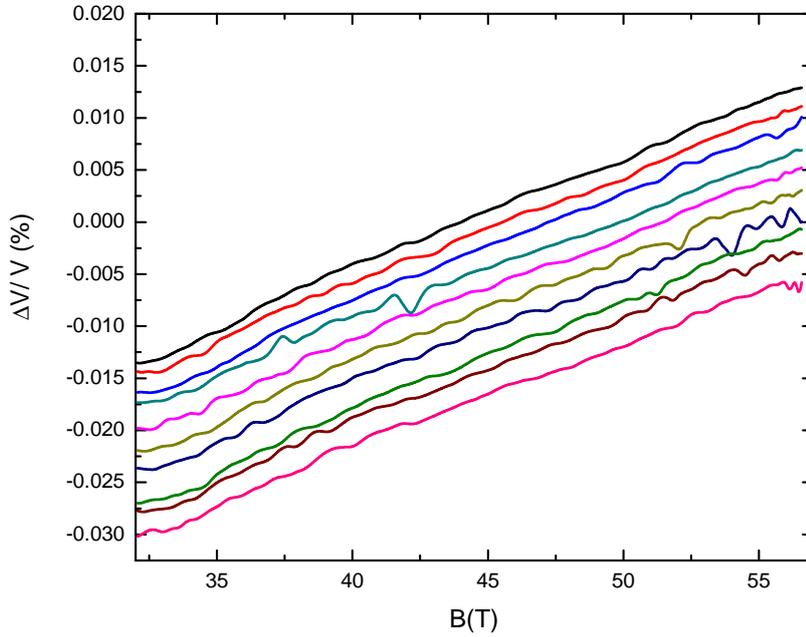


FIGURE 6.6 – Parties descendantes extraites des courbes mesurées à 1.5 K jusqu'à 57 T. Les courbes sont décalées les unes par rapport aux autres.

6.2.1.2 Analyse

Au vu du rapport signal sur bruit, le traitement numérique possible est très limité. En moyennant, il est possible de réduire le bruit de mesure d'un facteur \sqrt{n} où n est le nombre de courbes utilisées. En soustrayant une droite affine sur 10 des courbes de la figure 6.6, on obtient les parties oscillatoires de la figure 6.7 (a) numérotées de 1 à 10. La figure 6.7 (b) correspond aux moyennes cumulées de ces courbes, Σ_n des n premières courbes. Au fur et à mesure que n augmente, le bruit de la partie oscillatoire résultante diminue et fait apparaître une variation lente non-monotone. Les courbes du cadran (c) représentent les transformées de Fourier respectives (entre 32 et 56 T) de chacune des courbes Σ_n . Bien que très bruité, le spectre de Fourier montre progressivement la croissance d'un lobe à une fréquence de l'ordre de 150 ± 50 T.

Une telle fréquence représenterait une aire couvrant moins de 1 % de la première zone de Brillouin. Les premières références d'oscillations quantiques dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ donnaient une poche couvrant près de 2 %. Par analogie avec $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, l'ordre de grandeur de la fréquence obtenue pourrait correspondre à une petite poche issue de la reconstruction de la surface de Fermi. Au vu de la qualité des données obtenues, nous ne pouvons toutefois pas affirmer que le composé $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ présente des oscillations quantiques. Il est donc nécessaire de mesurer d'autres échantillons et d'optimiser les conditions de mesure : valeur du champ magnétique, réduction du bruit de mesure, diminution de la température ...

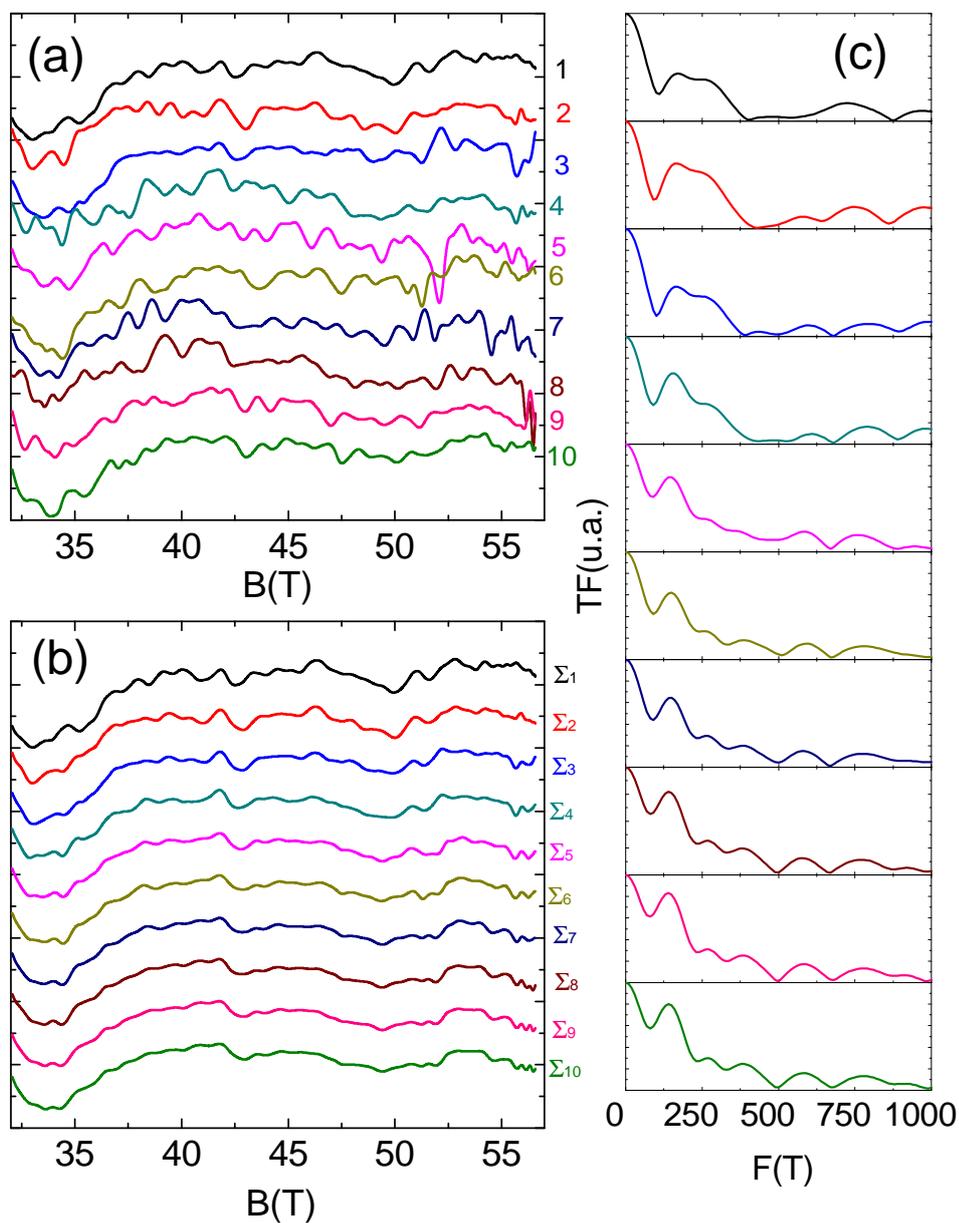


FIGURE 6.7 – (a) : Parties oscillatoires extraites des mesures de couple magnétique de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ à 1.5 K. (b) : Parties oscillatoires du quadrant (a) moyennées successivement. (c) : Transformées de Fourier des parties oscillatoires du quadrant (b).

6.2.2 Magneto-transport dans le plan

Dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, les mesures sous champ magnétique intense montrent que l'effet Hall change de signe à basse température [98, 144]. La figure 6.8 (a) montre la dépendance en champ du coefficient de Hall à $T = 10$ K, pour trois échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ à des dopages de 7.8 %, 9.8 % et 12 %. Pour $p = 7.8$ %, le coefficient de Hall est positif alors que pour les autres dopages il est négatif. Ce signe négatif de l'effet Hall mais aussi de l'effet Seebeck [99] montre que les porteurs dominant le transport sont de type électron et implique la présence d'une poche d'électron dans la surface de Fermi. L'apparition d'une petite poche d'électron s'explique naturellement par la reconstruction de la surface de Fermi, initialement constituée d'une grande poche de trou. La figure 6.8 (b) montre la dépendance en température de la constante de Hall obtenue à fort champ magnétique pour différents dopages de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Au dessus de 8% il est possible de définir une température T_0 où l'effet Hall change de signe. La dépendance en dopage de T_0 forme un dôme centré autour du dopage 1/8, comme le montre la figure 6.8 (c).

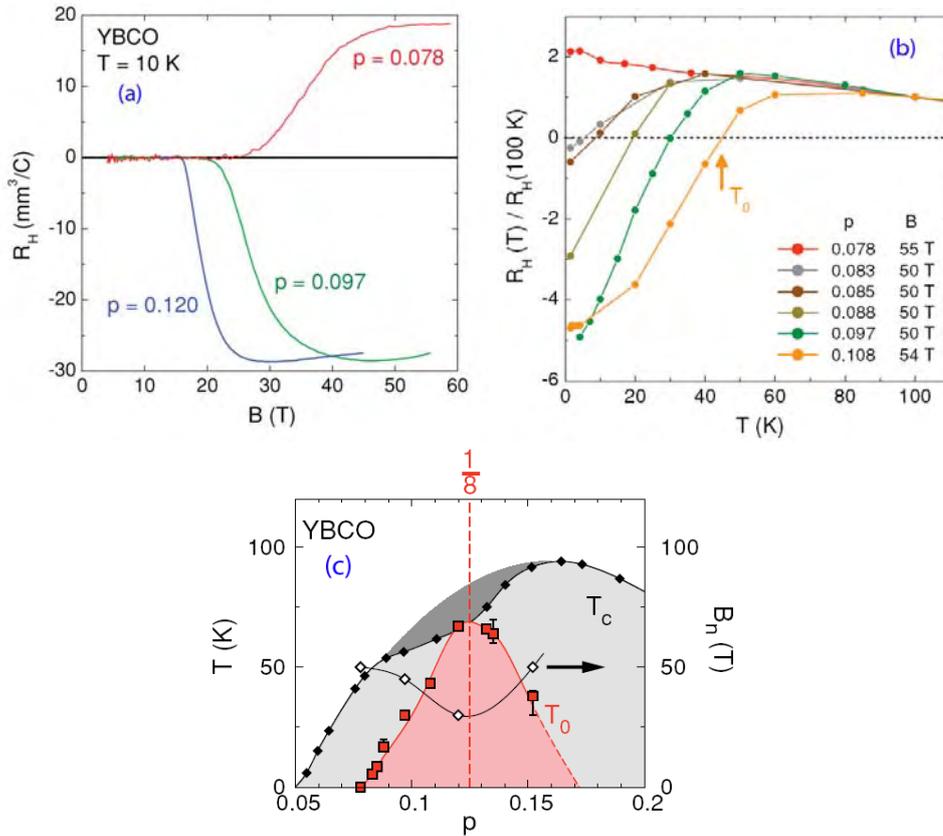


FIGURE 6.8 – (a) : Dépendance en champ du coefficient de Hall, R_H de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ à 10 K. (b) : Dépendance en température du coefficient de Hall mesuré à fort champ magnétique pour différents échantillons de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Les courbes sont renormalisées par rapport à la valeur mesurée à 100 K. (c) : Dépendance en dopage de la valeur de T_0 formant un dôme autour du dopage 1/8 (d'après [144]).

Des mesures de l'effet Seebeck dans Eu-LSCO montrent également un changement de signe à basse température et suggèrent qu'un ordre de stripe est à l'origine de la reconstruction de la surface de Fermi [143]. Cependant, des mesures de RMN n'ont pas mis en évidence d'ordre de spin [130]. Des mesures de rayons X [81, 28, 84] et de vitesse du son [149] ont montré que l'ordre de charge est bi-axial, contrairement

à ce qui est attendu dans un scénario de stripe (où l'ordre est uni-axial).

Dans cette partie, nous présentons des données de transport dans le plan, de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ en champ transverse obtenues en collaboration avec le groupe de L.Taillefer (Sherbrooke, Canada). Le but de cette expérience est de suivre la dépendance en température de la constante de Hall.

6.2.2.1 Présentation des échantillons

Deux échantillons, notés A et B ont été mesurés. Les dopages sont déduits de la température critique mesurée en aimantation. La figure de gauche 6.9 montre les dépendances en température de l'aimantation pour l'échantillon A ; la température critique pour les deux échantillons est de 65 K. En se basant sur les correspondances entre le dopage et la température critique de la référence [177], cette valeur correspond à un dopage de 7.8 %. La figure 6.9 (droite) montre la dépendance en température du coefficient Seebeck à différents champs magnétiques. A champ nul, la température critique mesurée est de 85 K, mais en appliquant un champ de seulement 1 T, la valeur chute à 65 K. Cette valeur de $T_c = 85$ K mesurée en effet Seebeck et en transport a été attribuée à de la supraconductivité de surface (non représentative du dopage de l'échantillon).

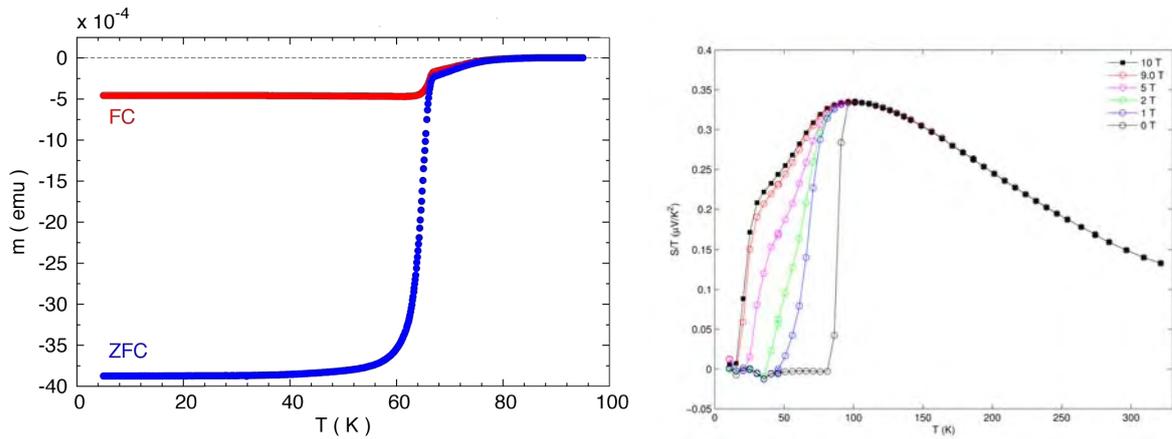


FIGURE 6.9 – **A gauche** : Courbes d'aimantation en Field Cooling (FC) et Zero-Field Cooling (ZFC) de l'échantillon A. **A droite** : Dépendance en température de l'effet Seebeck à différents champs magnétiques. L'écart d'environ 20 K de la valeur de T_c entre la courbe à 0 T et celle à 1 T s'explique par la présence d'une supraconductivité de surface.

6.2.2.2 Résultats

Pour ces mesures, nous avons suivi les démarches présentées dans la partie technique. Deux tirs successifs dans les deux sens de champ magnétique permettent d'obtenir, après reconstruction, les courbes de magnétorésistance transverse ρ_{xx} et la composante de Hall ρ_{xy} .

La figure 6.10 montre les courbes de magnétorésistance transverse pour des températures allant de 1.5 K à 285 K, pour les deux échantillons. Pour l'échantillon A, les courbes vont jusqu'à 58 T et pour l'échantillon B jusqu'à 68 T. Pour des températures supérieures à 85 K, ρ_{xx} est quasi-constant en champ. ρ_{xy} est linéaire avec une pente de positive qui croit quand la température diminue. En dessous de cette température une phase supraconductrice se développe (de surface et/ou de volume), rendant la résistivité nulle à champ nul. Entre 10 et 70 K, ρ_{xx} à fort champ croit au fur et à mesure que la température

diminue. ρ_{xy} n'est plus linéaire et à fort champ cette dernière a tendance à saturer, voir diminuer au fur et à mesure que la température diminue. En dessous de 10 K, ρ_{xy} finit par être négative au dessus de 40 T.

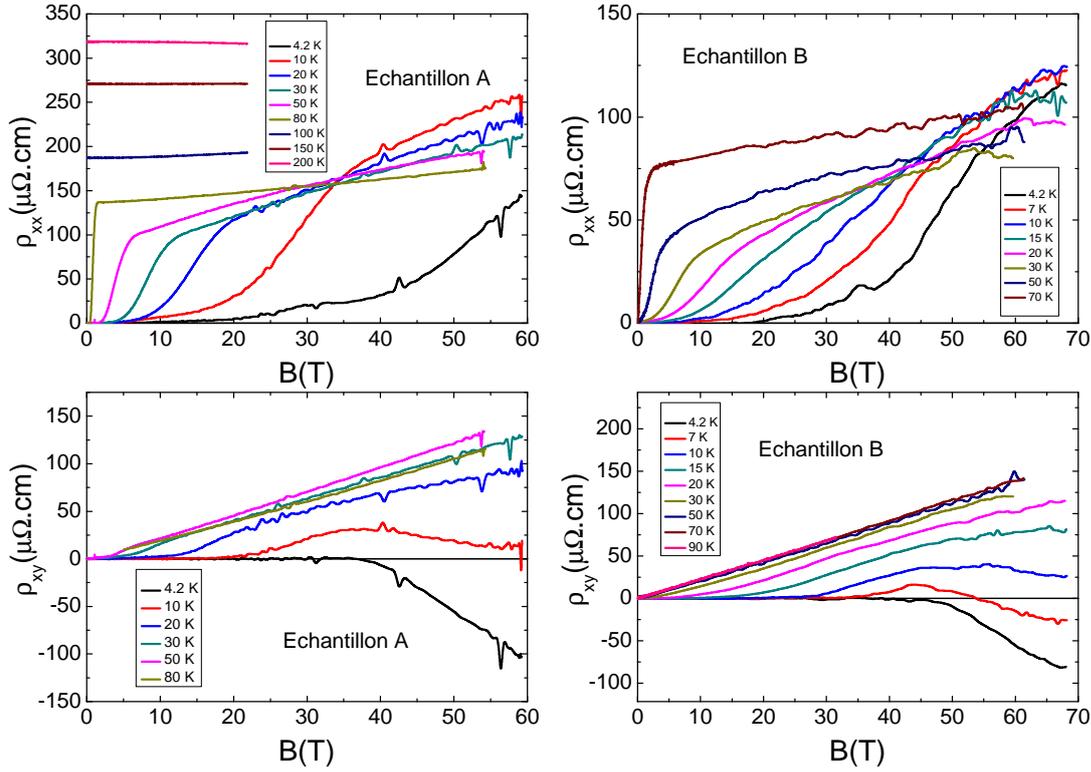


FIGURE 6.10 – **En haut** : Dépendance en champ magnétique de ρ_{xx} à différentes températures. **En bas** : Dépendance en champ magnétique de la résistivité de Hall, ρ_{xy} .

A partir des mesures de ρ_{xy} , la constante de Hall se déduit par la relation $R_H \equiv \rho_{xy}/B$. La figure 6.11 montre la dépendance en champ de R_H à différentes températures. Dans le cas du modèle à une bande, $R_H = (n \cdot q)^{-1}$ où n est la densité de porteur et q la charge. Pour une grande poche de trou prédite par les calculs de structure de bandes, la constante de Hall doit être positive, indépendante du champ et indépendante de la température. Pour les courbes au dessus de 100 K, la constante de Hall est bien constante en champ, mais elle a tendance à augmenter quand la température diminue. Ceci a déjà été observé dans d'autres cuprates dopés en trous et peut s'interpréter comme une perte de porteurs lié au pseudogap.

Pour $T < T_c$, la constante de Hall s'écarte de la linéarité et prend une forme concave. Ceci suggère la contribution d'une poche supplémentaire de type électron dans le transport. Au fur et à mesure que la température diminue, la contribution de la poche d'électron devient plus importante et la constante de Hall devient négative à fort champ en dessous de 10 K.

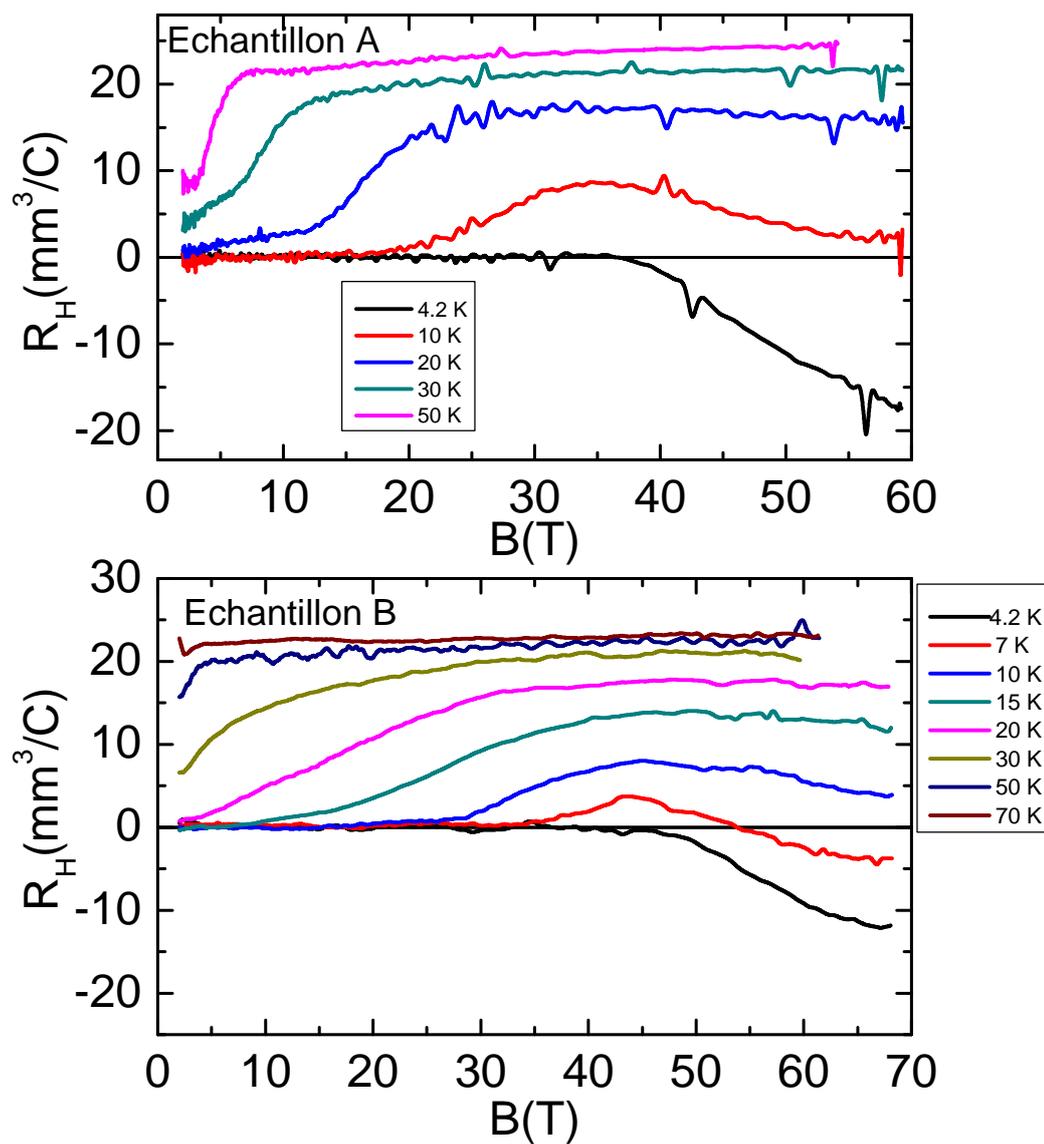


FIGURE 6.11 – Dépendance en champ magnétique à différentes températures de la constante de Hall R_H dans deux échantillons de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ ($T_c = 65$ K).

La figure 6.12 montre la dépendance en température de R_H des deux échantillons. Pour les hautes températures, cette valeur est indépendante du champ. A basse température nous avons choisi de prendre la valeur à 53 T (pour l'échantillon A) et 60 T (pour l'échantillon B). La température T_0 de changement de signe de l'effet Hall se situe entre 7 et 10 K pour les deux échantillons.

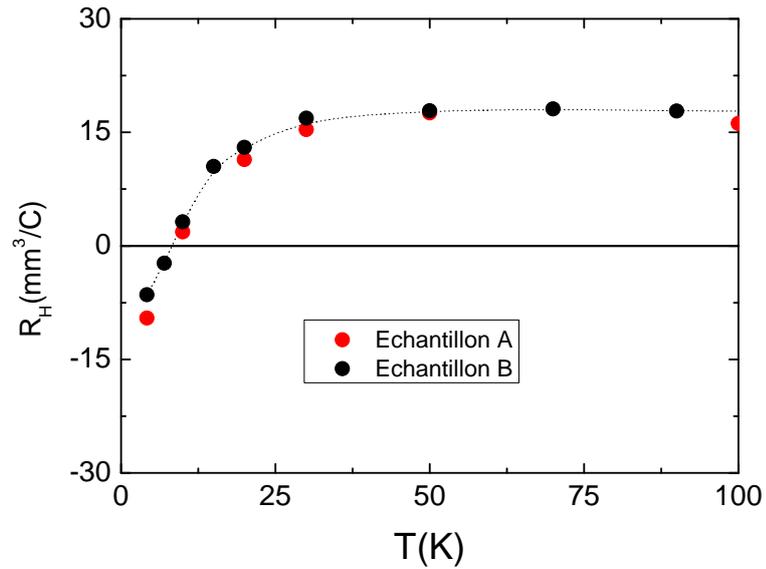


FIGURE 6.12 – Dépendance en température de la constante de Hall des deux échantillons de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, obtenues respectivement à 53 T pour l'échantillon A et 68 T pour l'échantillon B.

6.2.3 Mesures complémentaires d'effet Seebeck

Pour confirmer la présence de cette poche d'électron, des mesures d'effet Seebeck ont été effectuées par le groupe de L. Taillefer dans l'échantillon A. Le coefficient Seebeck $S = -V_x/\Delta T$ s'obtient en mesurant la tension longitudinale V_x (le long de l'axe- a) sous l'effet d'un gradient de température longitudinal ΔT . Tout comme l'effet Hall, son signe dépend de la nature des porteurs majoritaires. A cause des échauffements liés aux courants de Foucault pendant le tir, il n'est pas commode de faire ces mesures en champ pulsé. Ces mesures ont été effectuées en champ statique jusqu'à 28 T au LNCMI-Grenoble et jusqu'à 45 T au NHMFL (Tallahassee, Etats-Unis).

La figure 6.13 montre la valeur du coefficient S/T en fonction du champ magnétique pour différentes températures. L'allure des courbes est similaire à celle observée en effet Hall; le coefficient S/T est lui aussi positif à haute température. A basse température, une fois la phase supraconductrice détruite par le champ, l'effet Seebeck augmente puis passe par un maximum au delà de $B = 25$ T. Lorsque la température diminue, la valeur de S/T diminue et change de signe pour $T \leq 10$ K. Ces mesures d'effet Seebeck confirment donc le comportement vu par l'effet Hall.

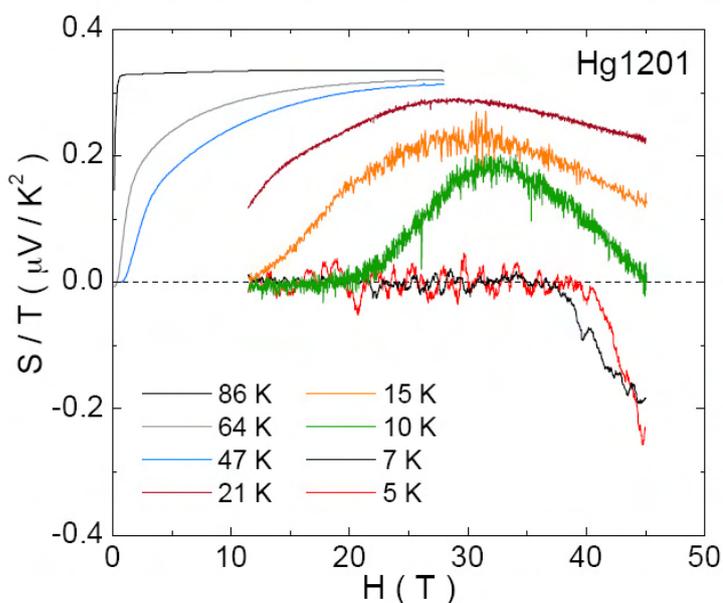


FIGURE 6.13 – Dépendance en champ magnétique de l'effet Seebeck pour différentes températures. (Echantillon A) (d'après [179]).

6.3 Discussions

6.3.1 Comparaisons à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$

La figure 6.14 compare la dépendance en température de la constante de Hall dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ ($p = 10\%$ en bleu) et dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ ($p = 7.8\%$ en rouge). La courbe en vert correspond à la dépendance en température du dédoublement de la raie quadrupolaire du cuivre observée par RMN dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, interprété comme la manifestation d'un ordre de charge. Pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, on constate que la chute de la constante de Hall se produit dans la même gamme de température où apparaît la modulation de charge en RMN. La reconstruction de la surface de Fermi dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ est une conséquence cet ordre de charge. Comme la dépendance en température de l'effet Hall dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ est très similaire à celle de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ on peut suggérer que le signe négatif du coefficient de Hall est une manifestation d'une reconstruction de la surface de Fermi qui engendre une poche d'électron. Il faut noter que la valeur de $T_0 = 10 \pm 1$ K dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ est plus faible que dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ car les dopages sont différents. Cette reconstruction est une conséquence de l'apparition d'une onde de densité dont la nature exacte est encore inconnue à ce jour. Il n'a pas été reporté d'ordre de charge dans le composé $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ pour l'instant ...

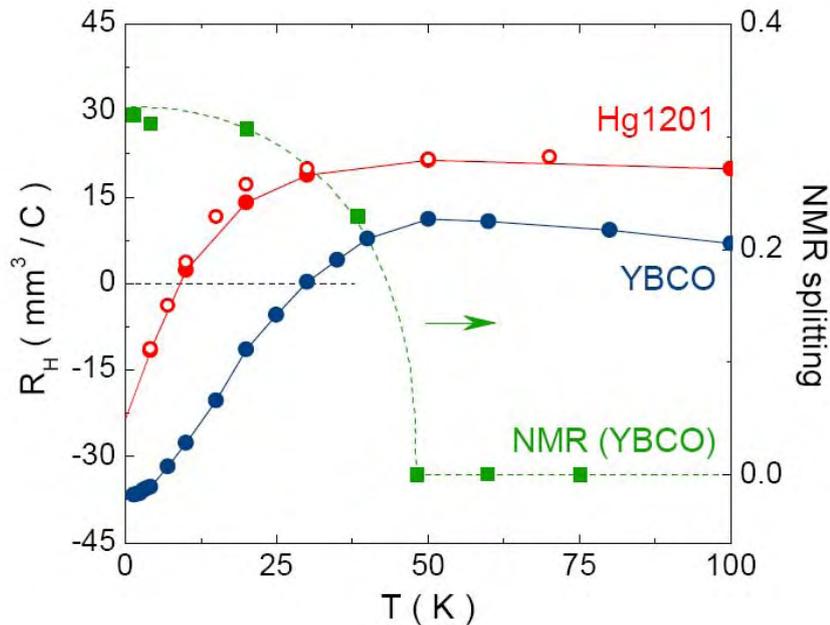


FIGURE 6.14 – Comparaison de la dépendance en température de la constante de Hall dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ ($p = 7.8\%$ en rouge) et dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ ($p = 10\%$ en bleu). Sur l'échelle de droite, est représentée l'amplitude de séparation des pics vus en RMN (à 28.5 T). Cette séparation correspond à l'apparition de l'ordre de charge [130] (d'après [179]).

La figure 6.15 représente les diagrammes de phase respectifs de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. Les dômes supraconducteurs en gris montrent un plateau autour de 10 % à 60 K pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et 9 % à 70 K sur $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. Dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, ce plateau peut être interprété comme la présence d'une phase en compétition avec la supraconductivité. Cet affaiblissement de la supraconductivité est beaucoup plus marqué dans les cuprates à base de lanthane comme Eu-LSCO où la température critique tend à s'annuler autour d'un dopage de 12.5 % et a été interprété comme une conséquence de l'ordre de

stripe en compétition avec la supraconductivité. La présence de ce plateau dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ montre que cette tendance est générique aux cuprates.

Sur ces diagrammes, les températures T_0 (cercles bleus vides) et T_{max} (cercles bleus pleins) correspondent respectivement au changement de signe et au maximum du coefficient de Hall. T_H (ligne grisée) correspond à la température où la constante de Hall dévie de la dépendance en $1/T$ (observée à haute température dans de nombreux cuprates). Dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, cette échelle de température concorde avec l'apparition de fluctuations d'ordre de charge détectées par mesures de rayons X alors que T_0 correspond à l'établissement de l'ordre de charge statique, comme l'ont montré les récentes mesures thermodynamiques de vitesse du son. On peut donc suggérer qu'en diminuant la température, les premiers signes de reconstruction de la surface de Fermi apparaissent autour de $T_H = 240$ K dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ au dopage $p = 7.8\%$ et que l'onde de densité devient vraiment statique à $T_0 \approx 10$ K.

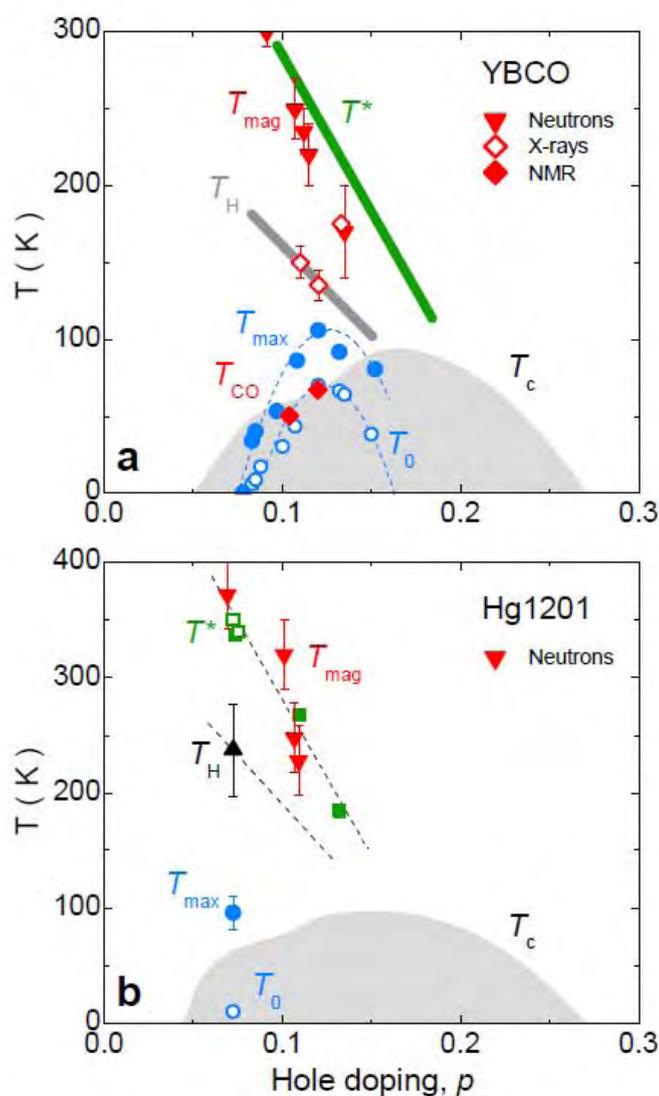


FIGURE 6.15 – Diagrammes dopage-température de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. (D'après [179])

6.3.2 Conclusions et Perspectives

Dans ce chapitre nous avons montré des mesures de couple magnétique dans un échantillon sous-dopé de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ jusqu'à 57 T à 1.5 K. Malgré le grand soin apporté à l'optimisation du dispositif expérimental et à l'analyse, nous ne sommes pas en mesure de conclure quant à la présence d'oscillations quantiques. Il apparaît nécessaire d'effectuer des mesures à des champs magnétiques plus intenses et/ou de trouver le bon échantillon afin d'observer les oscillations quantiques dans cette famille de composé.

Nous avons ensuite montré des mesures d'effet Hall de deux composés de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ sous-dopés. A basse température et sous fort champ magnétique, la constante de Hall change de signe marquant l'apparition d'une poche d'électron.

La similarité de ces résultats avec ceux obtenus dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ indique qu'une reconstruction de la surface de Fermi doit se produire dans une gamme de dopage semblable. L'apparition d'une onde de densité (de type charge dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$) qui reconstruit la surface de Fermi à basse température semble donc un mécanisme générique aux cuprates.

L'aspect remarquable dans ces résultats est que l'apparition d'une poche d'électron, conséquence d'une reconstruction de la surface de Fermi dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, est maintenant observée dans une autre famille de cuprates dont la structure est tétragonale et ne possédant pas de chaînes CuO. Alors que certains groupes ont suggéré que la poche d'électron dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ pouvait simplement provenir d'une bande résultant de l'hybridation des bandes CuO et des plans BaO, cette hypothèse est maintenant réfutée.

Conclusion générale

Le but initial de cette thèse était de trouver le lien entre le changement de topologie de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ mesuré par oscillations quantiques et l'ordre responsable de la reconstruction. Différents scénarii de reconstruction de la surface de Fermi de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ en fonction de l'ordre considéré. En particulier, les récentes mesures de RMN, ultrasons et rayons X ont permis de tendre vers un scénario de reconstruction type ordre de charge bi-axial et de mettre de côté les scénarii de type onde de densité de spin et stripe. Les scénarii type boucles de courant semblent avoir une importance par rapport à la phase pseudogap du fait des mesures de neutrons et d'effet Kerr mais un lien n'est pas directement établi avec la reconstruction de surface de Fermi à plus basse température.

Dans cette thèse, nos mesures de transport axe- c en champ pulsé dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ nous ont permis de montrer que la fréquence principale des oscillations quantiques augmente avec le dopage entre 9.8 et 12.3 %. La dépendance en dopage du champ irréversible montre un minimum autour de 11.5 % qui s'interprète comme la compétition entre l'ordre de charge et la supraconductivité. Nous avons proposé une topologie de surface de Fermi expliquant les différentes mesures d'oscillations quantiques (dépendance en dopage, multi-fréquence, dépendance de la sonde...). En considérant une reconstruction de la surface de Fermi par un ordre bi-axial, nous avons montré que la dépendance en dopage de la fréquence principale était liée à la dépendance en dopage de la périodicité de l'ordre de charge mesurée en rayons X. Néanmoins, dans ce scénario, certains éléments sont à améliorer pour rendre les résultats un peu plus quantitatifs.

Les mesures de la résistivité interplan extrapolée à champ nul $\rho_c(0)$ ont mis en évidence un changement de régime métal-isolant interprété comme un cross-over cohérent-incohérent. Cette restauration de la cohérence du transport selon l'axe- c apparaît en dessous d'une température notée T_{coh} qui augmente avec le dopage entre 9.8 % et 12 %. Nous avons établi que cette restauration de la cohérence était liée à la reconstruction de la surface de Fermi. La dépendance en température du rapport d'anisotropie $\rho_c(0)/\rho_a(0)$ de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ a permis de renforcer la topologie de la surface de Fermi proposée grâce à des simulations numériques. De plus, ces simulations suggèrent une position nodale pour les poches d'électron aux noeuds et une position anti-nodale pour les poches de trou.

Nous avons montré que l'effet Hall dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ ($p = 7.8$ %) changeait de signe à fort champ en dessous de 10 K. Ces résultats confirmés par effet Seebeck montrent que la surface de Fermi est constituée majoritairement de porteurs de type électron. Par analogie avec $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, ceci suggère qu'une reconstruction de la surface de Fermi se produit également dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. De part la simplicité de la structure de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, ceci montre que les poches d'électron dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ proviennent de la reconstruction de la surface de Fermi et non pas de l'hybridation des orbitales des chaînes CuO avec celles des plans BaO. Cette reconstruction dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ serait renforcée par des mesures d'oscillations quantiques ayant une fréquence très inférieure à ce que prévoient les calculs de structure de bandes... Ceci laisse un grand nombre de questions ouvertes.

Tout d'abord, les cuprates de la famille 214 présentent un ordre de stripe, c'est-à-dire une combinaison d'une onde de densité de charge et d'une onde de densité de spin 1D. Ceci est en fort contraste avec l'onde de densité de charge détectée dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et la pose la question de l'universalité de la dimensionnalité de cet ordre. Des mesures de rayons X, d'ultrasons et de RMN dans $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ permettront de détecter la dimensionnalité de l'ordre de charge (et/ou de spin) dans un composé tétragonal (sans distortion).

Ensuite, l'ordre de charge apparait comme un phase supplémentaire du diagramme de phase. Comment interagit-elle avec les autres phases à proximité, c'est-à-dire le pseudogap et la phase supraconductrice ? Est ce que le pseudogap est un précurseur de l'onde de densité de charge ? Est ce que la supraconductivité naît d'un point critique lié à la phase ordre de charge ? Le plateau observé dans T_c provient-il d'une compétition avec l'ordre de charge ou vient-il d'un deuxième point critique quantique qui serait lié à l'onde de densité de spin (autour de 8 %) ?

Enfin, l'ordre de charge ne se développe que sous champ magnétique. Des fluctuations associées à cet ordre sont présents à champ nul. Ceci pose la question du rôle de ces fluctuations dans l'établissement de la supraconductivité.

Relation de Onsager

Dans cette annexe, nous développons le calcul permettant de démontrer la relation de Onsager.

La condition de quantification de Bohr-Sommerfeld

$$\oint_C \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = (n + \gamma) \cdot h \quad (\text{A.1})$$

permet d'introduire la quantification de l'énergie des électrons soumis à un champ magnétique. n est un entier et γ un nombre décimal entre 0 et 1. L'impulsion s'exprime par $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} - e\mathbf{A}$ où \mathbf{k} est le vecteur d'onde, $-e$, la charge de l'électron et $\mathbf{B} = \text{Rot}(\mathbf{A})$ avec \mathbf{A} est le potentiel vecteur du champ magnétique.

La figure A.1 illustre les différentes notations utilisées. On se place dans un repère cylindrique $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z)$. Nous considérons la cas simple d'un champ magnétique \mathbf{B} orienté suivant l'axe- z et constant dans le temps. Au cours d'une variation infinitésimale, l'électron est translaté d'une quantité $d\mathbf{r} = r \cdot d\theta \cdot \mathbf{e}_\theta$ dans le plan normal au champ magnétique et décrit une aire dS . Un tour complet traduit une orbite cyclotron dont le contour vaut C dans l'espace réel (dessiné en bleu) et l'aire compris dans ce contour vaut S .

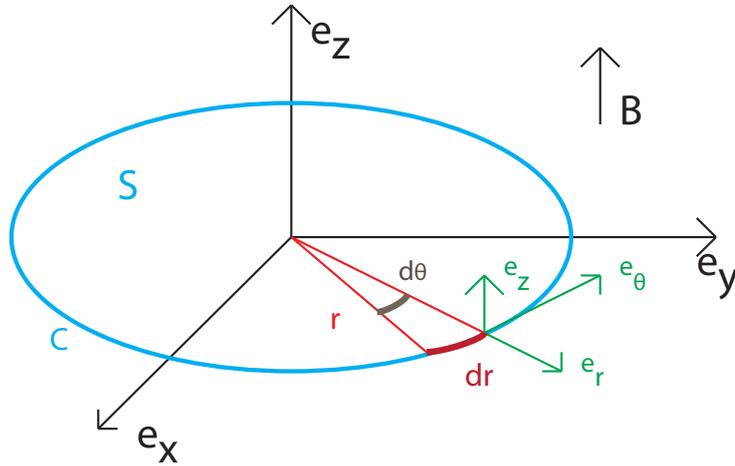


FIGURE A.1 – Schéma des notations utilisées dans le calcul.

Le terme de gauche de l'équation se décompose en deux éléments

$$\oint_C \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = \oint_C \hbar \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r} - e \oint_C \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{A.2})$$

La formule de Stocks permet d'écrire

$$\oint_C \mathbf{A}.d\mathbf{r} = \iint_S \mathbf{Rot}(\mathbf{A}).dS.\mathbf{e}_z = \iint_S \mathbf{B}.dS.\mathbf{e}_z$$

$\iint B.dS$ correspond au flux magnétique ϕ pénétrant dans cette surface, ce qui donne :

$$\oint_C \mathbf{A}.d\mathbf{r} = e.\phi$$

Pour résoudre l'autre terme $\oint \hbar \mathbf{k}.d\mathbf{r}$, il faut repartir du principe fondamental de la dynamique appliqué à un électron soumis à un champ magnétique :

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A.3})$$

où \mathbf{v} est la vitesse de groupe. Dans le cas présent, le champ magnétique est uniquement suivant \mathbf{e}_z et de part le produit vectoriel, il n'y aura pas de variation temporelle de \mathbf{k} suivant la direction \mathbf{e}_z . \mathbf{k} et \mathbf{v} vont évoluer dans un plan normal à \mathbf{B} (\mathbf{k}' et \mathbf{v}' seront les notations des projections). L'intégration de cette expression donne

$$\mathbf{k}' = -\frac{e}{\hbar}(\mathbf{r}' \times \mathbf{B}) \quad (\text{A.4})$$

On arrive ainsi à :

$$\oint_C \hbar \mathbf{k}.d\mathbf{r} = \oint_C \hbar \mathbf{k}'.d\mathbf{r} = -e \oint_C d\mathbf{r}.(\mathbf{r}' \times \mathbf{B}) = -e \oint_C \mathbf{B}.(d\mathbf{r} \times \mathbf{r}')$$

avec $\mathbf{r}' = r.\mathbf{e}_r$. En utilisant les notations du référentiel cylindrique, et en considérant que le contour est un cercle de rayon r constant, on peut exprimer l'intégrale sous la forme scalaire :

$$\oint_C \hbar \mathbf{k}.d\mathbf{r} = eB \oint_C r^2 d\theta = 2\pi.r^2.e.B$$

Dans ce cas simple, l'aire décrite vaut $\pi.r^2$ et le flux magnétique traversant la surface vaut $\pi.r^2.B$. Ainsi, $\oint \hbar \mathbf{k}.d\mathbf{r} = 2e.\phi$ et on retrouve l'expression :

$$\oint_C \mathbf{p}.d\mathbf{r} = 2e.\Phi - e.\Phi = e.\Phi \quad (\text{A.5})$$

Dans l'espace réel, le flux magnétique est quantifié par quanta de valeur $\Phi_0 = h/(2e) \simeq 2.0678 \times 10^{-15} \text{ T.m}^2$,

$$\Phi_n = \Phi_0.(n + \gamma). \quad (\text{A.6})$$

De ce fait, à un champ magnétique donné, seules certaines valeurs d'aire de l'orbite cyclotron seront permises. Pour une valeur de champ magnétique B , l'aire correspondant à l'indice n (entier) vaudra

$$A_n = \frac{2\pi eB}{\hbar}(n + \gamma) \quad (\text{A.7})$$

En considérant $A(\varepsilon_F)$, l'aire extrême d'une surface de Fermi dans un plan perpendiculaire au champ magnétique; on peut trouver différentes valeurs de n , appelées indice de Landau, qui vérifient :

$$A(\varepsilon_F) = (n + \gamma) \frac{2\pi eB_n}{\hbar} = (n - 1 + \gamma) \frac{2\pi eB_{n-1}}{\hbar} = \dots \quad (\text{A.8})$$

De part ces égalités, on déduit que

$$1/B_n - 1/B_{n-1} = \frac{2\pi e}{\hbar A(\varepsilon_F)} \quad (\text{A.9})$$

Le terme de droite de cette dernière équation ne dépend pas de l'indice de Landau ce qui traduit un phénomène périodique en $1/B$. On peut déduire une fréquence F exprimée en Tesla, qui est reliée à l'aire extrême de la surface de Fermi $A(\varepsilon_F)$:

$$F = \frac{\hbar}{2\pi e} \cdot A(\varepsilon_F) \quad (\text{A.10})$$

Résumé des mesures sous champs de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

Cette annexe regroupe l'ensemble des mesures interplan de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ effectuées sous champs magnétiques pulsés au LNCMI-T. Pour chacun des échantillon, le tableau B.1 regroupe :

- le nom
- le dopage p déterminé à partir de la température critique T_c d'après la procédure expliquée dans le chapitre 4
- le facteur géométrique pour la mesure suivant l'axe-c (α), et l'épaisseur de l'échantillon t
- les valeurs de champs irréversibles à 1.5 K et 4.2 K déterminées d'après la procédure expliquée dans le chapitre 4
- la fréquence du lobe principal F, lorsqu'il y a des oscillations quantiques
- la masse effective du lobe principal, lorsque la dépendance en température de l'amplitude peut être analysée.

Nom	p(%)	T_c (K)	x	a (cm)	t (μm)	B_{irr} (4.2 K)	B_{irr} (1.5 K)	F(T)	m (m_e)
6.45mai	8.1	47.7	6.44-6.47	1.81	21	35.6	42.4	-	-
6.45avril	8.4	49.7	6.45-6.48	2.55	30	34	42	-	-
6.54thin	9.8	57	6.51-6.53	2.41	36	31.1	35.2	515 \pm 25	1.61 \pm 0.1
6.51small	10.2	58.5	6.54-6.55	1.058	79	25.3	29.6	538 \pm 12	2.15 \pm 0.15
6.49Brad	10.2	58.5	6.54-6.55	0.566	135	28.35	32.5	542 \pm 15	2.15 \pm 0.15
6.51big	10.5	59.8	6.56-6.58	0.626	222	26.1	29.1	545 \pm 15	2.05 \pm 0.05
6.56thin	10.8	61	6.6	1.1	48	20.8	23.15	529 \pm 15	1.64 \pm 0.07
6.56thick	10.8	61	6.6	0.928	75	21	23.6	530 \pm 20	1.64 \pm 0.07
6.51p10107	10.9	61.3	6.6	1.309	80	23	27.5	524 \pm 20	1.72 \pm 0.1
6.62decl1b	11.2	62.5	6.62	0.16	100	19	22.5	555 \pm 20	1.64 \pm 0.1
6.67rect	11.9	65.5	6.66	0.89	150	18.4	22.2	-	-
6.67doug	12	66.4	6.67	0.575	135	19.3	22	600 \pm 30	-
6.67jan12	12.3	67.85	6.68	0.16	114	19.5	23.1	618 \pm 25	1.8 \pm 0.15
6.75thicky	13.3	76.8	6.75	0.65	121	33	37.1	-	-
6.75thin	13.4	77.4	6.76	1.291	60	33.8	37.9	-	-

TABLE B.1 – Tableau récapitulatif des échantillons

Transformée de Fourier appliquée aux oscillations quantiques

La transformée de Fourier permet d'étudier les signaux périodiques. Cette transformation mathématique décompose une fonction mathématique, en une série de termes sinusoïdaux. La puissance de cet outil réside dans le fait que même si une fonction n'est pas "mathématiquement" viable pour être transformée, il est quand même possible de déduire les principales composantes oscillatoires. Le lecteur peut se reporter à la référence [180] pour une étude plus approfondie.

Rappels mathématiques

Soit f une fonction (la partie oscillatoire) intégrable sur l'espace des réel (l'inverse du champ magnétique), la transformée de Fourier (TF) de la fonction f :

$$TF[f](\nu) = \int_{\mathbb{R}} f(t)e^{-2i\pi\nu t} dt \quad (\text{C.1})$$

ν représente ici la fréquence. L'ensemble des valeurs obtenues pour chaque valeur de ν est appelé spectre fréquentiel (exprimée en Tesla ici). Si un signal comporte une composante sinusoïdale de fréquence bien particulière, alors la transformée de Fourier de ce signal pour cette fréquence aura une valeur importante. Il sera possible d'approximer la fonction f initiale comme une somme finie de termes sinusoïdaux. Les transformées de Fourier ne sont pas additives, cependant un autre aspect intéressant de la transformée de Fourier provient du produit de convolution Γ de deux fonctions g et h (définies sur l'ensemble \mathbb{R}) qui est défini par :

$$\Gamma(y) = [g * h](y) = \int_{\mathbb{R}} g(x) \cdot h(x - y) dx. \quad (\text{C.2})$$

Le produit de convolution de deux transformées de Fourier est égal à la transformée de Fourier du produit de ces deux fonctions :

$$TF(g) * TF(h) = TF(g \cdot h) \quad (\text{C.3})$$

Dans le cadre des oscillations quantiques, le signal de départ (la partie oscillatoire), est défini dans une fenêtre de champs (notée $[B_{min}; B_{max}]$). Deux points sont susceptibles de poser des problèmes pour l'utilisation de cette transformation d'un point de vue mathématique : l'échantillonnage et le fenêtrage.

Transformée de Fourier discrète : échantillonnage

L'échantillonnage correspond au fait que le nombre de points du signal n'est pas infini. Dans le cas présent, la partie oscillatoire s'interpole sur une "base temporelle" (exprimée en T^{-1}) comprise entre $1/B_{max}$ et $1/B_{min}$ par N points régulièrement espacés de :

$$\delta(1/B) = \frac{1/B_{max} - 1/B_{min}}{N - 1}$$

appelé 'pas temporel'. Dans l'espace fréquentiel qui sera exprimé en T, un 'pas fréquentiel' δF est défini par :

$$\delta F = \frac{1}{1/B_{max} - 1/B_{min}}$$

Dans la courbe brute obtenue après le tir, l'intervalle entre deux points n'est pas le même puisque la variation du champ pendant l'impulsion n'est pas monotone. L'utilisation d'un filtre passe-bas dans l'analyse par détection synchrone, impose également une limitation sur la valeur de N possible. Pour observer et quantifier la contribution d'une oscillation il faut au moins 2 points par période. De part l'échantillonnage, le pas temporel $\delta(1/B)$ impose que la période la plus petite période observable $2\delta(1/B)$ correspond à une fréquence qui vaut $\frac{N}{2}\delta F$. En pratique ce critère, appelé critère de Nyquist, n'est pas gênant dans notre cas car les oscillations mesurées sont relativement lentes par rapport au pas temporel.

Représentation et fenêtrage

Le fenêtrage est un deuxième point important pour effectuer une transformée de Fourier sur un signal échantillonné. Compte tenu de la limitation temporelle du signal, seul les fréquences correspondant à un multiple entier de δF pourront être mesurées exactement. Les autres fréquences vont subir des modifications d'amplitude 'artificielles'. Cette pathologie vient du fait que le signal peut être vu comme le produit d'une fonction $f(t)$ et d'une fonction porte $w(t)$. $f(t)$ est vue comme prolongement périodique du signal sur l'ensemble des réels (et pas uniquement entre $1/B_{max}$ et $1/B_{min}$). Ces fonctions sont représentées sur la figure C.1. Au niveau des raccords, la fonction $f(t)$ est discontinue, ce qui produit des fréquences arbitraires sur le spectre de Fourier connu sous le nom de phénomène de Gibbs. Pour diminuer ces discontinuités, le signal est modulé par ce qui est appelé une fenêtre, de telle sorte qu'au niveau des raccords, la valeur soit nulle tout en retrouvant cette continuité (et celle des dérivées par la même occasion). Comme la transformée de Fourier du produit de deux fonctions est égale au produit de convolution des transformées de Fourier prises séparément, la transformée de Fourier de cette fenêtre va influencer sur la transformée de Fourier du signal mesuré.

Implicitement l'utilisation d'un signal délimité dans le temps équivaut à utiliser un fenêtrage de type 'porte' $w(t)$ valant 1 là où est défini le signal et 0 partout ailleurs. La transformée de Fourier de cette fenêtre $W(T)$ est représentée sur la figure C.1. Cette transformée de Fourier est un sinus cardinal ($sinc(x) = \sin(x)/x$), générant un lobe principal autour de la fréquence nulle, de largeur $2\delta F$, et des lobes secondaires autour de largeur δF d'amplitudes réduites. En convoluant cette transformée de Fourier avec celle d'un signal purement périodique (assimilé à un pic de Dirac centré à une fréquence F) ce schéma de lobe est déplacé en centrant le lobe principal en F. Si le signal comporte plusieurs fréquences alors les lobes peuvent se confondre et faire des interférences, ce qui biaise la mesure de cette fréquence.

En résumé, il n'y aura jamais une transformée de Fourier en forme de pic de Dirac et l'amplitude des pics visibles dépendra du fenêtrage. Il est possible de modifier la hauteur des pics secondaires au prix d'un élargissement des lobes en choisissant d'autres types de fenêtrage, comme ceux présentés, Figure

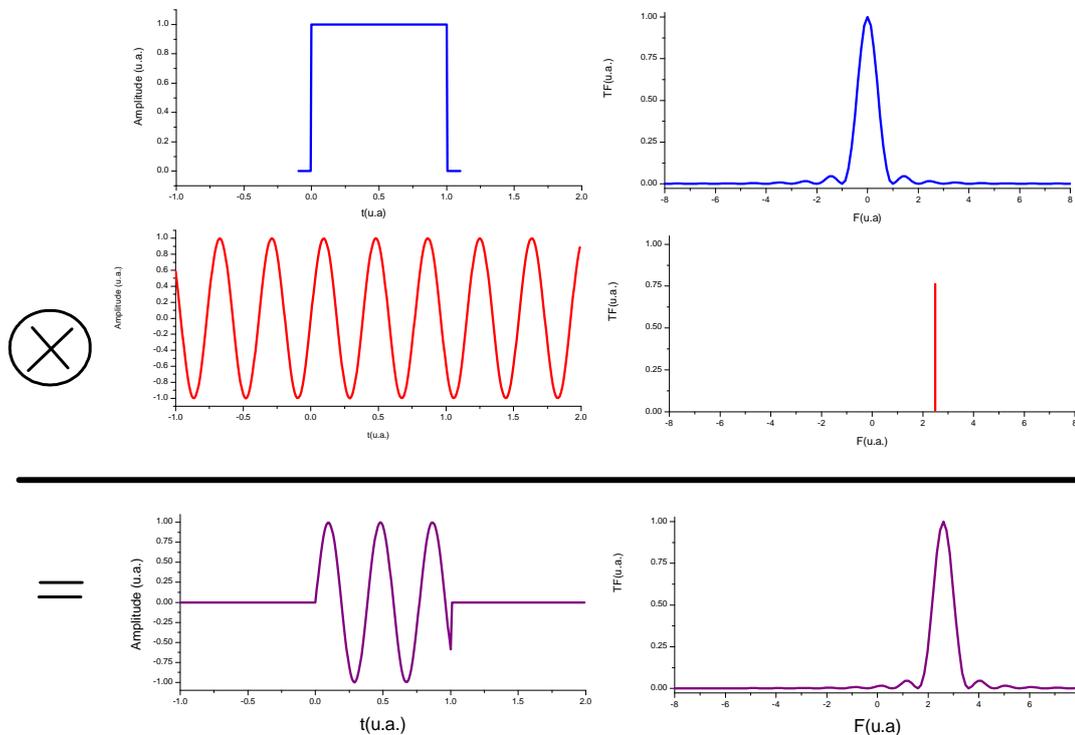


FIGURE C.1 – Figure illustrant le principe de produit de convolution : fenêtre * signal. La partie de gauche correspond aux signaux réels et la partie de droite correspond aux représentations spectrales associées.

C.2. Différents paramètres sont à prendre en compte dans le choix du fenêtrage. Parmi les plus importants :

- La hauteur du pic premier lobe secondaire est exprimée en dB par rapport à la hauteur du lobe principal. Par exemple, pour une transformée de Fourier avec un fenêtrage rectangulaire, le lobe secondaire fera $10^{-13/10} \sim 5\%$ du pic principal.
- Le ENBW (*Equivalent Noise Band-Width*) représente l'élargissement des lobes lié au fenêtrage. En prenant une gamme de champ de 30 à 60 T, alors δF vaudra 90 T, ce qui fait que le pic principal fera 180 T de large (et 90 T pour les lobes secondaires) dans une représentation rectangulaire alors qu'il fera 311 T (et 155 T pour les secondaires) dans un fenêtrage Blackman.
- Le WCL (*Worst Case Process Loss*) est la perte d'amplitude qu'il peut y avoir sur un lobe principal du fait de l'utilisation d'un fenêtrage (de la même manière que lorsque un filtre est appliqué sur un signal) et de la mauvaise position de la fréquence (provenant du fait que l'erreur sera maximum sur les fréquences qui sont des multiples demi-entiers de δF). Ainsi une somme de 2 composantes fréquentielles F1 et F2 de même amplitude ne donnera pas forcément deux lobes de la même hauteur si la résolution en champ n'est pas suffisante.
- La largeur de bande à -6 dB correspond à la séparation minimum qu'il faut entre 2 lobes de même taille pour pouvoir les distinguer. Cette valeur fait figure de minimum dans le cas où les pics n'ont

Fenêtrage	Hauteur du 1er pic secondaire (dB)	ENBW (δF)	WCL (dB)	Largeur de bande à -6dB (δF)
Rectangulaire (Porte)	-13	1	3.92	1.21
Triangle	-27	1.33	3.07	1.78
Hann	-23	1.2	3.01	1.65
Hamming	-43	1.36	3.1	1.81
Blackman	-58	1.73	3.47	2.35

TABLE C.1 – Tableau des différentes caractéristiques des fenêtrages illustrés sur la figure C.2

pas la même hauteur.

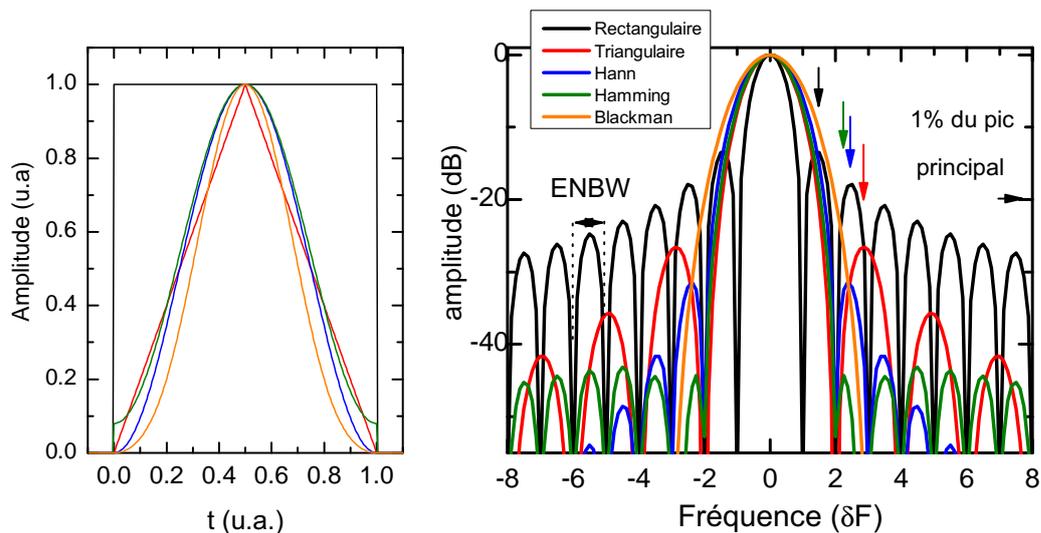


FIGURE C.2 – Figure illustrant les différentes fenêtres et leurs transformées de Fourier respectives. Les flèches indiquent la position des lobes secondaires

Il est important de retenir que dans le cadre de l'analyse des oscillations quantiques, deux types de fenêtrages sont à considérer. Le fenêtrage rectangulaire permet une bonne séparation des pics proches car la largeur des lobes est la plus étroite. Cependant la hauteur des pics secondaires et l'erreur sur l'amplitude des pics n'est pas adaptée pour une analyse quantitative. Les fenêtrages Hann et Blackman, sont utiles pour les analyses quantitatives, mais souffrent dans certains cas d'un manque de précision sur la position et la distinction des pics proches.

Bibliographie

- [1] N. Ashcroft, N. Mermin, *Physique des solides*, EDP Sciences, 2002.
URL <http://books.google.fr/books?id=6qo8e9DeC24C> (Cité en pages 3 et 110.)
- [2] A. Pippard, *Magnetoresistance in Metals*, Cambridge Studies in Low Temperature Physics, Vol 2, Cambridge University Press, 1989.
URL <http://books.google.fr/books?id=D5XHMArd2ocC> (Cité en page 3.)
- [3] C. Kittel, *Physique de l'état solide : Cours et problèmes*, Sciences sup, Dunod, 2005.
URL <http://books.google.fr/books?id=1kbbkQAACAAJ> (Cité en page 3.)
- [4] W. Mercurioff, *La Surface de Fermi des métaux*, Collection de monographies de physique, Masson et Cie, 1967.
URL <http://books.google.fr/books?id=3bPvAAAAMAAJ> (Cité en page 3.)
- [5] M. V. Kartsovnik, *Chemical Reviews* 104 (11) (2004) 5737–5782, pMID : 15535667. arXiv:<http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/cr0306891>, [link].
URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/cr0306891> (Cité en pages 3, 13 et 20.)
- [6] G. Sawatzky, *Nature* 342 (1989) 480. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v342/n6249/pdf/342480a0.pdf>
(Cité en page 5.)
- [7] C. Bergemann, A. P. Mackenzie, S. R. Julian, D. Forsythe, E. Ohmichi, *Advances in Physics* 52 (7) (2003) 639–725. [link].
URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00018730310001621737> (Cité en pages 8, 13, 14, 18, 19 et 123.)
- [8] A. Shekhter, C. M. Varma, *Phys. Rev. B* 80 (2009) 214501. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.80.214501> (Cité en page 10.)
- [9] V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, G. Blatter, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 1242–1245. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.1242> (Cité en page 10.)
- [10] J. Ferraris, D. O. Cowan, V. Walatka, J. H. Perlstein, *Journal of the American Chemical Society* 95 (3) (1973) 948–949. arXiv:<http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/ja00784a066>, [link].
URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ja00784a066> (Cité en page 11.)
- [11] P. Monceau, *Advances in Physics* 64 (4) (2012) 325–581. [link].
URL <http://www.tandfonline.com/doi/ref/10.1080/00018732.2012.719674>
(Cité en page 12.)
- [12] A. W. Overhauser, *Phys. Rev.* 128 (1962) 1437–1452. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.128.1437> (Cité en page 12.)
- [13] D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals*, Cambridge Monographs on Physics, Cambridge University Press, 1984.
URL <http://books.google.fr/books?id=G07cNJ12juAC> (Cité en pages 13 et 83.)
- [14] I. Lifshitz, A. Kosevich, *Sov. Phys. JETP* 3 (1956) 636. (Cité en page 16.)
- [15] S. Engelsberg, G. Simpson, *Influence of electron-phonon interactions on the de Haas-van Alphen effect*, *Phys. Rev. B* 2 (1970) 1657–1665. doi:10.1103/PhysRevB.2.1657.
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.2.1657> (Cité en page 17.)
- [16] K. Yamaji, *Journal of the Physical Society of Japan* 58 (5) (1989) 1520–1523. [link].
URL <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/58/1520/> (Cité en page 19.)

- [17] E. Steep, L. Nguyen, W. Biberacher, H. Müller, A. Jansen, P. Wyder, *Physica B : Condensed Matter* 259–261 (0) (1999) 1079 – 1080. doi:10.1016/S0921-4526(98)00723-6, [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921452698007236>
(Cité en page 20.)
- [18] L. M. Falicov, H. Stachowiak, *Phys. Rev.* 147 (1966) 505–515. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.147.505> (Cité en page 20.)
- [19] R. W. Stark, C. B. Friedberg, *Phys. Rev. Lett.* 26 (1971) 556–559. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.26.556> (Cité en pages 21 et 86.)
- [20] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 64 (1986) 189–193. [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01303701> (Cité en page 23.)
- [21] C. Chu, L. Gao, F. Chen, Z. Huang, R. Meng, Y. Xue, *Nature* 365 (1993) 323–325. [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1038/365323a0> (Cité en page 23.)
- [22] [link].
URL http://staff.aist.go.jp/t-yanagisawa/activity/hightc_E.html (Cité en page 24.)
- [23] J. Fink, N. Nucker, H. A. Romberg, J. C. Fuggle, *IBM Journal of Research and Development* 33 (3) (1989) 372 –381. doi:10.1147/rd.333.0372. (Cité en page 25.)
- [24] L. F. Mattheiss, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1028–1030. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1028> (Cité en pages 25 et 31.)
- [25] R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, *Philosophical Magazine* 92 (19–21) (2012) 2563–2581. arXiv:<http://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/14786435.2012.669065>, [link].
URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786435.2012.669065> (Cité en pages 26 et 27.)
- [26] M. Sutherland, Ph.D. thesis. (Cité en page 26.)
- [27] M. v. Zimmermann, J. R. Schneider, T. Frello, N. H. Andersen, J. Madsen, M. Käll, H. F. Poulsen, R. Liang, P. Dosanjh, W. N. Hardy, *Phys. Rev. B* 68 (2003) 104515. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.68.104515> (Cité en page 26.)
- [28] 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, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, B. Keimer, G. A. Sawatzky, D. G. Hawthorn, ArXiv e-prints arXiv:1207.3667. (Cité en pages 27, 46, 131 et 138.)
- [29] R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, *Phys. Rev. B* 73 (2006) 180505. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.180505> (Cité en pages 28 et 70.)
- [30] N. P. Armitage, P. Fournier, R. L. Greene, *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010) 2421–2487. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.2421> (Cité en page 29.)
- [31] B. Vignolle, D. Vignolles, D. LeBoeuf, S. Lepault, B. Ramshaw, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, N. Doiron-Leyraud, A. Carrington, N. Hussey, L. Taillefer, *Comptes rendus de Physique* 12 (2011) 446–460. [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.crhy.2011.04.011> (Cité en pages 29, 66 et 68.)
- [32] S. Uchida, T. Ido, H. Takagi, T. Arima, Y. Tokura, S. Tajima, *Phys. Rev. B* 43 (1991) 7942–7954. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.43.7942> (Cité en pages 30 et 41.)
- [33] M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura, *Metal-insulator transitions*, *Rev. Mod. Phys.* 70 (1998) 1039–1263.
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.70.1039> (Cité en page 31.)
- [34] S. Shamoto, M. Sato, J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, G. Shirane, *Phys. Rev. B* 48 (1993) 13817–13825. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.48.13817> (Cité en page 31.)

- [35] J. M. Tranquada, D. E. Cox, W. Kunnmann, H. Moudden, G. Shirane, M. Suenaga, P. Zolliker, D. Vaknin, S. K. Sinha, M. S. Alvarez, A. J. Jacobson, D. C. Johnston, *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988) 156–159. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.156> (Cité en page 31.)
- [36] J. M. Tranquada, G. Shirane, B. Keimer, S. Shamoto, M. Sato, *Phys. Rev. B* 40 (1989) 4503–4516. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.40.4503> (Cité en page 31.)
- [37] F. Coneri, S. Sanna, K. Zheng, J. Lord, R. De Renzi, *Phys. Rev. B* 81 (2010) 104507. doi: 10.1103/PhysRevB.81.104507, [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.104507> (Cité en pages 31 et 46.)
- [38] R. Coldea, S. M. Hayden, G. Aeppli, T. G. Perring, C. D. Frost, T. E. Mason, S.-W. Cheong, Z. Fisk, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 5377–5380. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.5377> (Cité en pages 31 et 32.)
- [39] C. Proust, E. Boaknin, R. W. Hill, L. Taillefer, A. P. Mackenzie, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 147003. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.147003> (Cité en pages 32 et 33.)
- [40] D. Singh, W. Pickett, *Physica C* 203 (192) 193–202. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/092145349290526I> (Cité en pages 33 et 65.)
- [41] N. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. Mackenzie, L. Balicas, *Nature* 425 (2003) 814–817. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v425/n6960/full/nature01981.html> (Cité en pages 33 et 65.)
- [42] M. Platé, J. D. F. Mottershead, I. S. Elfimov, D. C. Peets, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Chiuzbaian, M. Falub, M. Shi, L. Patthey, A. Damascelli, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 077001. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.077001> (Cité en pages 33 et 65.)
- [43] A. P. Mackenzie, S. R. Julian, D. C. Sinclair, C. T. Lin, *Phys. Rev. B* 53 (1996) 5848–5855. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.53.5848> (Cité en pages 33, 66 et 68.)
- [44] A. F. Bangura, P. M. C. Rourke, T. M. Benseman, M. Matusiak, J. R. Cooper, N. E. Hussey, A. Carrington, *Phys. Rev. B* 82 (2010) 140501. doi:10.1103/PhysRevB.82.140501, [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.82.140501> (Cité en pages 33 et 65.)
- [45] R. A. Cooper, Y. Wang, B. Vignolle, O. J. Lipscombe, S. M. Hayden, Y. Tanabe, T. Adachi, Y. Koike, M. Nohara, H. Takagi, C. Proust, N. E. Hussey 323 (5914) (2009) 603–607. (Cité en pages 33 et 34.)
- [46] Y. Kubo, Y. Shimakawa, T. Manako, H. Igarashi, *Phys. Rev. B* 43 (1991) 7875–7882. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.43.7875> (Cité en page 33.)
- [47] B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 2012–2015. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.2012> (Cité en page 33.)
- [48] V. J. Emery, S. A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 3253–3256. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.3253> (Cité en pages 33 et 45.)
- [49] H. Takagi, B. Batlogg, H. L. Kao, J. Kwo, R. J. Cava, J. J. Krajewski, W. F. Peck, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2975–2978. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.2975> (Cité en page 34.)
- [50] E. Maxwell, *Phys. Rev.* 78 (1950) 477–477. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.477> (Cité en page 35.)

- [51] C. A. Reynolds, B. Serin, W. H. Wright, L. B. Nesbitt, *Phys. Rev.* 78 (1950) 487–487. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.487> (Cité en page 35.)
- [52] W. L. McMillan, J. M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.* 14 (1965) 108–112. doi:10.1103/PhysRevLett.14.108, [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.14.108> (Cité en page 35.)
- [53] R. Stedman, L. Almqvist, G. Nilsson, *Phys. Rev.* 162 (1967) 549–557. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.162.549> (Cité en page 35.)
- [54] D. Esteve, J. Martinis, C. Urbina, M. Devoret, G. Collin, P. Monod, M. Ribault, A. Revcolevschi, *Europhys. Lett.* 3 (1987) 1237. (Cité en page 37.)
- [55] C. Gough, M. Coldclough, F. E.M., J. R.G., M. Keene, C. Muirhead, A. Rae, T. N., A. J.S., S. S., *Nature* 326 (1987) 855. [link].
URL <http://www.nature.com/physics/looking-back/gough/gough.pdf> (Cité en page 37.)
- [56] H. Alloul, T. Ohno, P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 1700–1703. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.1700> (Cité en pages 37, 38 et 40.)
- [57] H. Ding, M. R. Norman, J. C. Campuzano, M. Randeria, A. F. Bellman, T. Yokoya, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, *Phys. Rev. B* 54 (1996) R9678–R9681. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.R9678> (Cité en pages 38 et 39.)
- [58] C. Renner, O. Fischer, *Phys. Rev. B* 51 (1995) 9208–9218. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.51.9208> (Cité en page 38.)
- [59] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* 72 (2000) 969–1016. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.72.969> (Cité en pages 38 et 39.)
- [60] V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, A. Barone, *Phys. Rev. B* 36 (1987) 235–238. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.36.235> (Cité en page 38.)
- [61] S. Hufner, M. A. Hossain, A. Damascelli, G. A. Sawatzky, *Reports on Progress in Physics* 71 (6) (2008) 062501. [link].
URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/71/i=6/a=062501> (Cité en page 38.)
- [62] A. Sacuto, Y. Gallais, M. Cazayous, S. Blanc, M.-A. Méasson, J. Wen, Z. Xu, G. Gu, D. Colson, *Comptes Rendus Physique* 12 (5–6) (2011) 480 – 501. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070511000831>
(Cité en page 39.)
- [63] S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F. Grosche, R. Haselwimmer, M. Steiner, E. Pugh, I. Walker, S. Julian, P. Monthoux, G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, J. Flouquet, *Nature* 406 (2000) 587–592. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v406/n6796/full/406587a0.html>
(Cité en page 40.)
- [64] H. e. a. Yuan, *Science* 302 (2003) 2104–2107. [link].
URL <http://www.sciencemag.org/content/302/5653/2104> (Cité en page 40.)
- [65] P. Monthoux, D. Pines, G. Lonzarich, *Nature* 450 (2007) 1177–1183. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v450/n7173/full/nature06480.html>
(Cité en page 40.)
- [66] D. Pines, *Physica B* 163 (1990) 78–88. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/092145269090133F>
(Cité en page 40.)
- [67] T. Timusk, B. Statt, *Report on Progress in Phiscis* 62 (61). [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/62/1/002> (Cité en page 40.)

- [68] B. Fauqué, Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhès, C. T. Lin, X. Chaud, P. Bourges, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 197001. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.197001> (Cité en pages 40 et 45.)
- [69] W. W. Warren, R. E. Walstedt, G. F. Brennert, R. J. Cava, R. Tycko, R. F. Bell, G. Dabbagh, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1193–1196. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.62.1193> (Cité en page 40.)
- [70] M. Norman, H. Ding, M. Randeria, J. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. K., G. P., D. Hinks, Nature 392 (1998) 157–160. [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1038/> (Cité en pages 41 et 65.)
- [71] 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, C. H. Park, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1553. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.1553> (Cité en page 40.)
- [72] T. Xiang, C. Panagopoulos, J. R. Cooper, International Journal of Modern Physics B 12 (1998) 1007–1032. arXiv:arXiv:cond-mat/9807404. (Cité en page 41.)
- [73] K.-Y. Yang, T. M. Rice, F.-C. Zhang, Phys. Rev. B 73 (2006) 174501. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.174501> (Cité en page 43.)
- [74] N. Nagaosa, P. A. Lee, Phys. Rev. B 45 (1992) 966–970. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.45.966> (Cité en page 42.)
- [75] F. C. Zhang, T. M. Rice, Phys. Rev. B 37 (1988) 3759–3761. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.37.3759> (Cité en page 43.)
- [76] E. V.J., K. S.A., Nature 374 (1995) 434–437. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v374/n6521/pdf/374434a0.pdf>
(Cité en page 44.)
- [77] M. Franz, Nature Physics 3 (2007) 686–687. [link].
URL <http://www.nature.com/nphys/journal/v3/n10/full/nphys739.html> (Cité en page 44.)
- [78] J. Xia, E. Schemm, G. Deutscher, S. A. Kivelson, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, W. Siemons, G. Koster, M. M. Fejer, A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 127002. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.127002> (Cité en page 45.)
- [79] C. M. Varma, P. B. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams, A. E. Ruckenstein, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1996–1999. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.1996> (Cité en page 45.)
- [80] J. M. Tranquada, N. Ichikawa, S. Uchida, Phys. Rev. B 59 (1999) 14712–14722. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.59.14712> (Cité en pages 46 et 93.)
- [81] J. Chang, E. Blackburn, A. T. Holmes, N. B. Christensen, J. Larsen, J. Mesot, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, A. Watenphul, M. Zimmermann, E. M. Forgan, S. Hayden, Nature Physics 8 (2012) 1. [link].
URL <http://www.nature.com/nphys/journal/vaop/ncurrent/full/nphys2456.html>
(Cité en pages 46, 96, 131 et 138.)
- [82] G. Ghiringhelli, M. LeTacon, M. Minola, S. Blanco-Canosa, C. Mazzoli, N. Brookes, G. De Luca, A. Frano, D. Hawthorn, F. He, T. Loew, M. Moretti-Sala, D. Peets, M. Salluzzo, E. Schierle, R. Sutarto, G. Sawatzky, E. Weshke, B. Keimer, L. Braicovich, Science 337 (2012) 821. [link].
URL <http://www.sciencemag.org/content/337/6096/821.abstract> (Cité en pages 46 et 131.)
- [83] E. Blackburn, J. Chang, M. Hucker, A. T. Holmes, N. B. Christensen, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, M. v. Zimmermann, E. M. Forgan, S. M. Hayden, ArXiv e-prints arXiv:1212.3836. (Cité en pages 46, 104 et 131.)

- [84] S. Blanco-Canosa, A. Frano, T. Loew, Y. Lu, J. Porras, G. Ghiringhelli, M. Minola, C. Mazzoli, L. Braicovich, E. Schierle, E. Weschke, M. Le Tacon, B. Keimer, ArXiv e-prints [arXiv:1212.5580](https://arxiv.org/abs/1212.5580). (Cité en pages 46, 131 et 138.)
- [85] C. Jaudet, Ph.D. thesis. (Cité en page 55.)
- [86] Numerical Recipes : The art of scientific computing, Cambridge University press, 2007. (Cité en page 61.)
- [87] N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf, J. Levallois, J.-B. Bonnemaision, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, L. Taillefer, *Nature* 447 (2007) 565. [[link](#)].
URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature05872> (Cité en pages 65 et 66.)
- [88] C. Jaudet, D. Vignolles, A. Audouard, J. Levallois, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, B. Vignolle, M. Nardone, A. Zitouni, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, L. Taillefer, C. Proust, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 187005. [[link](#)].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.187005> (Cité en pages 65 et 66.)
- [89] B. Vignolle, A. Carrington, R. Cooper, M. French, A. Mackenzie, C. Jaudet, D. Vignolles, C. Proust, N. Hussey, *Nature* 455 (2008) 952–955. [[link](#)].
URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature07323> (Cité en page 65.)
- [90] T. Helm, M. V. Kartsovnik, M. Bartkowiak, N. Bittner, M. Lambacher, A. Erb, J. Wosnitza, R. Gross, *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009) 157002. [[link](#)].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.157002> (Cité en pages 65 et 90.)
- [91] E. A. Yelland, J. Singleton, C. H. Mielke, N. Harrison, F. F. Balakirev, B. Dabrowski, J. R. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 047003. [[link](#)].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.047003> (Cité en page 65.)
- [92] 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, N. E. Hussey, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 047004. [[link](#)].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.047004> (Cité en pages 65, 72 et 78.)
- [93] J. Loram, K. Mirza, J. Wade, J. Cooper, W. Liang, *Physica C : Superconductivity* 235–240, Part 1 (0) (1994) 134 – 137. [[link](#)].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0921453494913315> (Cité en page 66.)
- [94] P. Rourke, A. Bangura, T. Benseman, M. Matusiak, J. Cooper, A. Carrington, N. Hussey, *New Journal of Physics* 12 (10) (2010) 105009. [[link](#)].
URL <http://stacks.iop.org/1367-2630/12/i=10/a=105009> (Cité en page 66.)
- [95] S. Riggs, O. Vafek, J. Kemper, J. Betts, A. Migliori, F. Balakirev, W. Hardy, L. R., D. Bonn, G. Boebinger, *Nature Physics* 6 (2011) 332. [[link](#)].
URL <http://dx.doi.org/10.1038/NPHYS1921> (Cité en pages 66 et 128.)
- [96] A. Carrington, E. A. Yelland, *Phys. Rev. B* 76 (2007) 140508. [[link](#)].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.140508> (Cité en pages 67, 97 et 131.)
- [97] D. LeBoeuf, Ph.D. thesis. (Cité en pages 68 et 72.)
- [98] D. Leboeuf, N. Doiron-Leyraud, J. Levallois, R. Daou, J.-B. Bonnemaision, N. Hussey, L. Balicas, B. Ramshaw, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, S. Adachi, C. Proust, L. Taillefer, *Nature* 450 (2007) 533–536. [[link](#)].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v450/n7169/full/nature06332.html> (Cité en pages 68 et 138.)
- [99] J. Chang, R. Daou, C. Proust, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, F. Laliberté, B. Pingault, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, H. Takagi, A. B. Antunes, I. Sheikin, K. Behnia,

- L. Taillefer, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 057005. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.057005> (Cité en pages 68 et 138.)
- [100] A. Audouard, C. Jaudet, D. Vignolles, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, L. Taillefer, C. Proust, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 157003. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.157003> (Cité en pages 68, 69, 79, 80, 83, 84, 127 et 128.)
- [101] B. Ramshaw, B. Vignolle, J. Day, R. Liang, W. Hardy, C. Proust, D. Bonn, Nature Physics 7 (2011) 234. [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1038/NPHYS1873> (Cité en pages 69, 81, 92, 127 et 128.)
- [102] B. Ramshaw, J. Day, B. Vignolle, D. Leboeuf, P. Dosanjh, C. Proust, L. Taillefer, R. Liang, W. Hardy, D. Bonn, Phys. Rev. B 86 (2012) 174501. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.174501> (Cité en page 72.)
- [103] S. Sebastian, N. Harrison, G. Lonzarich, Reports on Progress in Physics 75 (10) (2012) 102501. [link].
URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/75/i=10/a=102501> (Cité en page 75.)
- [104] N. Harrison, Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 186408. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.186408> (Cité en pages 75, 97 et 98.)
- [105] S. E. Sebastian, N. Harrison, P. A. Goddard, M. M. Altarawneh, C. H. Mielke, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, O. K. Andersen, G. G. Lonzarich, Phys. Rev. B 81 (2010) 214524. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.214524> (Cité en pages 81, 84 et 89.)
- [106] S. E. Sebastian, N. Harrison, M. M. Altarawneh, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, G. G. Lonzarich, Nature Communications 2. [link].
URL <http://www.nature.com/ncomms/journal/v2/n9/full/ncomms1468.html> (Cité en page 82.)
- [107] S. Sebastian, N. Harrison, E. Palm, T. Murphy, C. Mielke, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, G. Lonzarich, Nature 454 (2008) 200–203. [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature07095> (Cité en pages 83 et 92.)
- [108] C. Bergemann, Ph.D. thesis. (Cité en page 83.)
- [109] B. Vignolle, D. Vignolles, M.-H. Julien, C. Proust, Comptes Rendus Physique 14 (1) (2013) 39 – 52, <ce :title>Physics in High Magnetic Fields / Physique en champ magnétique intense</ce :title>. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070512001533> (Cité en page 84.)
- [110] S. E. Sebastian, N. Harrison, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, C. H. Mielke, G. G. Lonzarich, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 196403. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.196403> (Cité en pages 84, 99, 100, 127 et 128.)
- [111] M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, N. D. Kushch, P. Wyder, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 126802. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.126802> (Cité en page 86.)
- [112] P. D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, W. Biberacher, N. D. Kushch, P. Wyder, Phys. Rev. B 65 (2002) 060403. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.060403> (Cité en page 86.)
- [113] P. M. C. Rourke, A. F. Bangura, C. Proust, J. Levallois, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, L. Taillefer, S. Adachi, M. L. Sutherland, N. E. Hussey, Phys. Rev. B 82 (2010) 020514. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.82.020514> (Cité en pages 86, 119 et 120.)

- [114] A. V. Chubukov, D. K. Morr, *Physics Reports* 288 (1–6) (1997) 355 – 387. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157397000331>
(Cité en page 89.)
- [115] E. Motoyama, G. Yu, I. Vishik, O. Vajk, P. Mang, M. Greven, *Nature* 445 (2007) 186. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v445/n7124/full/nature05437.html>
(Cité en page 90.)
- [116] S. Massidda, N. Hamada, J. Yu, A. Freeman, *Physica C : Superconductivity* 157 (3) (1989) 571 – 574. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0921453489902876>
(Cité en page 90.)
- [117] N. P. Armitage, F. Ronning, D. H. Lu, C. Kim, A. Damascelli, K. M. Shen, D. L. Feng, H. Eisaki, Z.-X. Shen, P. K. Mang, N. Kaneko, M. Greven, Y. Onose, Y. Taguchi, Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 257001. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.257001> (Cité en page 90.)
- [118] H. Matsui, T. Takahashi, T. Sato, K. Terashima, H. Ding, T. Uefuji, K. Yamada, *Phys. Rev. B* 75 (2007) 224514. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.75.224514> (Cité en page 90.)
- [119] Y. Dagan, M. M. Qazilbash, C. P. Hill, V. N. Kulkarni, R. L. Greene, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 167001. doi:10.1103/PhysRevLett.92.167001, [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.167001> (Cité en page 90.)
- [120] M. Lambacher, Ph.D. thesis, Technische Universität München, München (2008). (Cité en page 90.)
- [121] J. Lin, A. J. Millis, *Phys. Rev. B* 72 (2005) 214506. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.214506> (Cité en page 90.)
- [122] M. V. Kartsovnik, T. Helm, C. Putzke, F. Wolff-Fabris, I. Sheikin, S. Lepault, C. Proust, D. Vignolles, N. Bittner, W. Biberacher, A. Erb, J. Wosnitza, R. Gross, *New Journal of Physics* 13 (1) (2011) 015001. [link].
URL <http://stacks.iop.org/1367-2630/13/i=1/a=015001> (Cité en pages 90 et 91.)
- [123] K. Jin, N. Butch, K. Kirshenbaum, P. J., R. Greene, *Nature* 476 (2011) 73. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v476/n7358/full/nature10308.html>
(Cité en page 91.)
- [124] C. Tsuei, A. Gupta, G. Koren, *Physica C : Superconductivity* 161 (3) (1989) 415 – 422. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0921453489903547>
(Cité en page 91.)
- [125] P. Dai, H. A. Mook, R. D. Hunt, F. Doğan, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 054525. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.054525> (Cité en page 92.)
- [126] C. Stock, W. J. L. Buyers, R. Liang, D. Peets, Z. Tun, D. Bonn, W. N. Hardy, R. J. Birgeneau, *Phys. Rev. B* 69 (2004) 014502. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.014502> (Cité en page 92.)
- [127] S. E. Sebastian, N. Harrison, M. M. Altarawneh, F. F. Balakirev, C. H. Mielke, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, G. G. Lonzarich, *ArXiv e-prints* arXiv:1103.4178, [link].
URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011arXiv1103.4178S> (Cité en page 92.)
- [128] R. Ramazashvili, *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010) 216404. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.216404> (Cité en page 92.)
- [129] V. V. Kabanov, A. S. Alexandrov, *Phys. Rev. B* 77 (2008) 132403. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.132403> (Cité en page 92.)

- [130] W. T., H. Mayaffre, S. Kramer, M. Hortvatic, C. Berthier, W. Hardy, R. Linag, M.-H. Bonn, D.A. Julien, *Nature* 477 (2011) 191–194. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v477/n7363/full/nature10345.html>
(Cité en pages 92, 138 et 144.)
- [131] S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganessian, J. M. Tranquada, A. Kapitulnik, C. Howald, *Rev. Mod. Phys.* 75 (2003) 1201–1241. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.75.1201> (Cité en page 92.)
- [132] M. Vojta, *Advances in Physics* 58 (6) (2009) 699–820. [link].
URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00018730903122242> (Cité en pages 92 et 94.)
- [133] A. J. Millis, M. R. Norman, *Phys. Rev. B* 76 (2007) 220503. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.220503> (Cité en pages 92, 93, 94 et 95.)
- [134] M. Fujita, H. Goka, K. Yamada, M. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 167008. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.167008> (Cité en pages 92 et 131.)
- [135] J. Tranquada, B. Sternlieb, J. Axe, Y. Nakamura, S. Uchida, *Nature* 375 (2005) 561–563. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v375/n6532/abs/375561a0.html>
(Cité en pages 92 et 131.)
- [136] N. Ichikawa, S. Uchida, J. M. Tranquada, T. Niem ller, P. M. Gehring, S.-H. Lee, J. R. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 1738–1741. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.1738> (Cité en pages 92 et 131.)
- [137] M. v. Zimmermann, A. Vigliante, T. Niem ller, N. Ichikawa, T. Frello, J. Madsen, P. Wochner, S. Uchida, N. H. Andersen, J. M. Tranquada, D. Gibbs, J. R. Schneider, *EPL (Europhysics Letters)* 41 (6) (1998) 629. [link].
URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/41/i=6/a=629> (Cité en pages 92 et 131.)
- [138] A. W. Hunt, P. M. Singer, A. F. Cederstr m, T. Imai, *Phys. Rev. B* 64 (2001) 134525. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.64.134525> (Cité en pages 92 et 131.)
- [139] Y. S. Lee, R. J. Birgeneau, M. A. Kastner, Y. Endoh, S. Wakimoto, K. Yamada, R. W. Erwin, S.-H. Lee, G. Shirane, *Phys. Rev. B* 60 (1999) 3643–3654. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.3643> (Cité en pages 92 et 131.)
- [140] H. Kimura, K. Hirota, H. Matsushita, K. Yamada, Y. Endoh, S.-H. Lee, C. F. Majkrzak, R. Erwin, G. Shirane, M. Greven, Y. S. Lee, M. A. Kastner, R. J. Birgeneau, *Phys. Rev. B* 59 (1999) 6517–6523. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.59.6517> (Cité en pages 92 et 131.)
- [141] H. J.E, E. Hudson, K. Lang, V. Madhavan, H. Eisaki, S. Uchida, J. Davis, *Science* 295 (2002) 466. (Cité en page 93.)
- [142] C. Howald, H. Eisaki, N. Kaneko, M. Greven, A. Kapitulnik, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 014533. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.67.014533> (Cité en page 93.)
- [143] 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, L. Taillefer, *Nature Communications* 2 (432). [link].
URL <http://www.nature.com/ncomms/journal/v2/n8/pdf/ncomms1440.pdf> (Cité en pages 93 et 138.)
- [144] D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, B. Vignolle, M. Sutherland, B. J. Ramshaw, J. Levallois, R. Daou, F. Laliberté, O. Cyr-Choinière, J. Chang, Y. J. Jo, L. Balicas, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, C. Proust, L. Taillefer, *Phys. Rev. B* 83 (2011) 054506. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.054506> (Cité en pages 93, 104, 119, 127, 129 et 138.)

- [145] O. Andersen, A. Liechtenstein, O. Jepsen, F. Paulsen, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 56 (12) (1995) 1573 – 1591. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369795002693>
(Cité en pages 94, 96, 97, 101 et 111.)
- [146] M. R. Norman, J. Lin, A. J. Millis, *Phys. Rev. B* 81 (2010) 180513. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.180513> (Cité en page 94.)
- [147] H. Yao, D.-H. Lee, S. Kivelson, *Phys. Rev. B* 84 (2011) 012507. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.84.012507> (Cité en pages 94 et 96.)
- [148] R. Daou, J. Chang, D. Leboeuf, O. Cyr-Choniere, F. Laliberte, N. Doiron-Leyraud, B. Ramshaw, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, L. Taillefer, *Nature* 463 (2010) 519. [link].
URL <http://www.nature.com/nature/journal/v463/n7280/full/nature08716.html>
(Cité en page 96.)
- [149] D. LeBoeuf, S. Krämer, W. N. Hardy, R. Liang, D. A. Bonn, C. Proust, *Nature Physics* 9 (2012) 79–83. [link].
URL <http://www.nature.com/nphys/journal/v9/n2/full/nphys2502.html> (Cité en pages 96 et 138.)
- [150] N. Harrison, S. Sebastian, *New Journal of Physics* 14 (9) (2012) 095023. [link].
URL <http://stacks.iop.org/1367-2630/14/i=9/a=095023> (Cité en pages 96, 98 et 101.)
- [151] D. Fournier, G. Levy, Y. Pennec, J. McChesney, A. Bostwick, E. Rotenberg, R. Liang, W. Hardy, D. Bonn, I. Elfimov, A. Damascelli, *Nature Physics* 6 (2010) 905. [link].
URL <http://www.nature.com/nphys/journal/v6/n11/full/nphys1763.html> (Cité en page 97.)
- [152] V. Brouet, W. L. Yang, X. J. Zhou, Z. Hussain, R. G. Moore, R. He, D. H. Lu, Z. X. Shen, J. Laverock, S. B. Dugdale, N. Ru, I. R. Fisher, *Phys. Rev. B* 77 (2008) 235104. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.235104> (Cité en page 97.)
- [153] M. D. Johannes, I. I. Mazin, *Phys. Rev. B* 77 (2008) 165135. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.165135> (Cité en page 99.)
- [154] K. Yoshida, Y. Maeno, S. Nishizaki, S. Ikeda, T. Fujita, *Journal of Low Temperature Physics* 105 (1996) 1593–1598, 10.1007/BF00753927. [link].
URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF00753927> (Cité en pages 109, 124 et 125.)
- [155] H. Weiss, M. V. Kartsovnik, W. Biberacher, E. Steep, E. Balthes, A. G. M. Jansen, K. Andres, N. D. Kushch, *Phys. Rev. B* 59 (1999) 12370–12378. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.59.12370> (Cité en page 109.)
- [156] P. Anderson, *The theory of superconductivity in the High- T_c Cuprates*, Princeton University press, 1997. (Cité en page 110.)
- [157] J. Singleton, P. A. Goddard, A. Ardavan, A. I. Coldea, S. J. Blundell, R. D. McDonald, S. Tozer, J. A. Schlueter, *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007) 027004. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.027004> (Cité en page 110.)
- [158] P. Moses, R. H. McKenzie, *Phys. Rev. B* 60 (1999) 7998–8011. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.7998> (Cité en page 110.)
- [159] S. L. Cooper, D. Reznik, A. Kotz, M. A. Karlow, R. Liu, M. V. Klein, W. C. Lee, J. Giapintzakis, D. M. Ginsberg, B. W. Veal, A. P. Paulikas, *Phys. Rev. B* 47 (1993) 8233–8248. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.47.8233> (Cité en pages 111 et 130.)
- [160] K. Takenaka, K. Mizuhashi, H. Takagi, S. Uchida, *Phys. Rev. B* 50 (1994) 6534–6537. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.50.6534> (Cité en pages 112 et 113.)
- [161] Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, Y. Kurita, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 267001. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.267001> (Cité en page 112.)

- [162] T. Kimura, S. Miyasaka, H. Takagi, K. Tamasaku, H. Eisaki, S. Uchida, K. Kitazawa, M. Hiroi, M. Sera, N. Kobayashi, Phys. Rev. B 53 (1996) 8733–8742. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.53.8733> (Cité en page 112.)
- [163] T. Watanabe, T. Fujii, A. Matsuda, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2113–2116. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.2113> (Cité en page 112.)
- [164] F. Balakirev, Y. Ando, A. Passner, J. Betts, L. Schneemeyer, K. Segawa, G. Boebinger, Physica C : Superconductivity 341–348, Part 3 (0) (2000) 1877 – 1878. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453400012363>
(Cité en pages 114 et 129.)
- [165] B. Vignolle, B. J. Ramshaw, J. Day, D. LeBoeuf, S. Lepault, R. Liang, W. N. Hardy, D. A. Bonn, L. Taillefer, C. Proust, Phys. Rev. B 85 (2012) 224524. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.224524> (Cité en page 121.)
- [166] T. Katsufuji, M. Kasai, Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 126–129. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.126> (Cité en page 123.)
- [167] S.-C. Wang, H.-B. Yang, A. K. P. Sekharan, H. Ding, J. R. Engelbrecht, X. Dai, Z. Wang, A. Kaminski, T. Valla, T. Kidd, A. V. Fedorov, P. D. Johnson, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 137002. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.137002> (Cité en page 123.)
- [168] A. P. Mackenzie, S. R. Julian, A. J. Diver, G. J. McMullan, M. P. Ray, G. G. Lonzarich, Y. Maeno, S. Nishizaki, T. Fujita, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3786–3789. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.3786> (Cité en page 124.)
- [169] S. Sebastian, N. Harrison, M. Altarawneh, C. Mielke, R. Liang, D. Bonn, W. Hardy, G. Lonzarich, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A 107 (14) (2010) 6175. [link].
URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC2851994/> (Cité en page 129.)
- [170] J. M. Tranquada, D. N. Basov, A. D. LaForge, A. A. Schafgans, Phys. Rev. B 81 (2010) 060506. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.060506> (Cité en page 129.)
- [171] A. D. LaForge, A. A. Schafgans, S. V. Dordevic, W. J. Padilla, K. S. Burch, Z. Q. Li, K. Segawa, S. Komiya, Y. Ando, J. M. Tranquada, D. N. Basov, Phys. Rev. B 81 (2010) 064510. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.064510> (Cité en page 129.)
- [172] L. Wang, O. Vafek, ArXiv e-prints [arXiv:1301.5629](https://arxiv.org/abs/1301.5629). (Cité en page 131.)
- [173] T. Das, Phys. Rev. B 86 (2012) 064527. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.064527> (Cité en page 131.)
- [174] J. M. Tranquada, G. D. Gu, M. Hücker, Q. Jie, H.-J. Kang, R. Klingeler, Q. Li, N. Tristan, J. S. Wen, G. Y. Xu, Z. J. Xu, J. Zhou, M. v. Zimmermann, Phys. Rev. B 78 (2008) 174529. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.174529> (Cité en page 131.)
- [175] N. Barišić, Y. Li, X. Zhao, Y.-C. Cho, G. Chabot-Couture, G. Yu, M. Greven, Phys. Rev. B 78 (2008) 054518. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.054518> (Cité en pages 132 et 133.)
- [176] D. Singh, Physica C 212 (1993) 228–232. [link].
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/092145349390508N>
(Cité en page 132.)
- [177] A. Yamamoto, W.-Z. Hu, S. Tajima, Phys. Rev. B 63 (2000) 024504. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.024504> (Cité en pages 133 et 139.)
- [178] C. Bernhard, J. L. Tallon, Phys. Rev. B 54 (1996) 10201–10209. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.10201> (Cité en page 133.)

-
- [179] N. Doiron-Leyraud, S. Lepault, O. Cyr-Choinière, B. Vignolle, G. Grissonnanche, F. Laliberté, J. Chang, N. Barišić, M. K. Chan, L. Ji, X. Zhao, Y. Li, M. Greven, C. Proust, L. Taillefer, *Phys. Rev. X* 3 (2013) 021019. [link].
URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.3.021019> (Cité en pages 143, 144 et 145.)
- [180] F. Harris, *Proceedings of the IEEE* 66 (1) (1978) 51 – 83. [link].
URL <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=1455106>
(Cité en page 155.)