

Les fluctuations supraconductrices dans le composé
 $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

par

Jacques Renaud

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

FACULTÉ DES SCIENCES
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 20 avril 2006

Composition du jury

Le _____, le jury a accepté la thèse de M. Jacques Renaud dans sa version finale.

Prof. Mario Poirier
Département de physique
Président-rapporteur

Prof. Patrick Fournier
Département de physique
Co-directeur de recherche

Prof. Jacques Beauvais
Département de génie électrique et de génie informatique
Co-directeur de recherche

Prof. André-Marie Tremblay
Département de physique

Prof. Michael Hilke
Physics Department, McGill University

Sommaire

Ce travail étudie les fluctuations supraconductrices dans le composé supraconducteur à haute température critique dopé aux électrons $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. La technique utilisée pour sonder ces fluctuations est le transport électrique DC dans le plan ab . Il s'agit, à notre connaissance, de la première étude de ce type dans la classe générale des supraconducteurs à haute température critique dopés aux électrons et, plus particulièrement, dans $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. De plus, l'étude est effectuée pour trois régimes de dopage, soit sous-dopé $x = 0.135$, dopage optimal $x = 0.15$ et surdopé $x = 0.17$.

Les échantillons étudiés sont des couches minces d'épaisseur plus grande que 100 nm crues par ablation laser. Les mesures électriques DC effectuées dans ce travail sont la résistance en réponse linéaire et les courbes IV en réponse non linéaire en fonction de la température. La mise en oeuvre expérimentale de ces mesures a nécessité une grande attention au filtrage et aux effets de chauffage à haut courant. Nous montrons que, sans cette attention, les données expérimentales sont toujours erronées dans le régime pertinent pour nos échantillons.

Les résultats pour le dopage optimal $x = 0.15$ sont expliqués de façon très convaincante dans le cadre de fluctuations purement 2D. D'abord, le régime des fluctuations gaussiennes est très bien décrit par le modèle d'Aslamazov-Larkin en deux dimensions. Ensuite, le régime de fluctuations critiques, se trouvant à plus basse température que le régime gaussien, est très bien décrit par la physique 2D de Kosterlitz-Thouless. Dans cette analyse, les deux régimes ont des températures critiques cohérentes entre elles, ce qui semble confirmer ce scénario 2D. Une analyse des données dans le cadre de fluctuations 3D est explorée mais donne des conclusions incohérentes. Les résultats pour les autres dopages sont qualitativement équivalents avec le dopage optimal et permettent donc une explication purement 2D. Par contre, contrairement au dopage optimal, les effets du désordre semblent être très importants.

Une analyse détaillée de tous ces résultats semble indiquer que les signatures 2D

identifiées proviennent vraisemblablement de plans parallèles découplés formés d'environ 4 plans CuO_2 couplés. On discute de cette mise en ordre partielle comme une possible conséquence d'une séparation de phase isolante antiferromagnétique/supraconducteur. La largeur de la transition en fonction du dopage est aussi analysée dans le but de mettre en lumière un possible effet du pseudogap. On montre que nos mesures ne supportent pas une telle interprétation.

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mes directeurs de recherche Patrick Fournier et Jacques Beauvais. D'abord Patrick, qui m'a accompagné quotidiennement tout au long de ce travail. Son flair et sa culture scientifique en plus de sa curiosité ont été une source intarissable d'inspiration et de motivation tout au long de ce travail. Ensuite, Jacques, mon codirecteur, qui, malgré les tangentes imprévues qu'a pris mon travail, a toujours été enthousiaste et disponible pour discuter et débloquer les difficultés rencontrées.

Il faut aussi souligner les contributions déterminantes de Mike Denhoff du CNRC et de Claude Bourbonnais. Mike m'a accueilli dans son laboratoire du CNRC pour faire des gravures qui n'auraient pas pu être faites sans son aide généreuse. Quant à Claude, il a été un guide patient dans mon apprentissage du comportement des supraconducteurs en présence de fluctuations thermiques. Je l'en remercie. De plus, je veux souligner la grande disponibilité du corps professoral du Département de physique. Ils ont presque tous, à un moment ou à un autre, répondu à mes questions sur différents aspects physiques et techniques.

Je remercie tout spécialement Stéphane Pelletier pour sa compétence et sa patience à mon égard. Les travaux présentés dans cette thèse n'auraient pu être réalisés sans ses nombreuses contributions techniques. Je veux aussi inclure dans ces remerciements toute l'équipe technique du Département. Il est clair dans mon esprit que sans eux, la recherche au Département serait loin d'être aussi dynamique.

Bien sûr, plusieurs étudiants au Département m'ont aidé d'une façon ou d'une autre. D'abord, j'ai reçu des coups de main très appréciés au laboratoire de la part de tous mes collègues de l'équipe Fournier : Marie-Ève Gosselin, Stéphane Savard, Jessica Gauthier, Stéphanie Gagné et les autres stagiaires. Aussi, j'ai profité de nombreuses discussions enrichissantes avec Alexandre Blais, Pierre Richard, Alexandre Faribeault, Sébastien Roy, David Fournier, Charles Doiron et bien d'autres. Je leur en suis très reconnaissant.

Finalement, je veux souligner l'apport central que ma conjointe, Vicky Gauthier, a

joué tout au long de ces années d'études. D'abord pour son support de tous les jours et ensuite pour la relecture soignée de cette thèse.

Table des matières

Sommaire	iii
Table des matières	viii
Liste des tableaux	ix
Liste des figures	xii
Introduction	1
1 Fluctuations dans les supraconducteurs	8
1.1 Théorie BCS de la supraconductivité conventionnelle	8
1.2 Théorie Ginzburg-Landau (GL) de la supraconductivité	12
1.2.1 Fluctuations dans la théorie GL	14
1.2.2 Longueur de pénétration et vortex	21
1.2.3 Limites de la théorie GL et critères de Ginzburg	26
1.3 Modèle général de la transition supraconductrice : au-delà de la théorie GL	28
1.3.1 Excitations de l'état supraconducteur	29
1.3.2 Ordres et désordre	33
1.3.3 Transition de Kosterlitz-Thouless (KT)	34
1.3.4 Transition de phase dans les supraconducteurs anisotropes quasi-2D	38
1.4 Applications au transport électrique	42
1.4.1 Modèle physique de la dissipation électrique dans l'état supracon-	
ducteur	42
1.4.2 Relation d'échelle pour le transport électrique dans la transition	
supraconductrice	49

2	Méthode expérimentale	53
2.1	Échantillons	53
2.1.1	Dépôt de couches minces supraconductrices	54
2.1.2	Fabrication des échantillons mesurables	57
2.2	Montage expérimental	59
2.2.1	Contrôle de température et cryogénie	59
2.2.2	Techniques de mesures électriques	60
3	Fluctuations supraconductrices dans $\text{Pr}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$	74
3.1	Paraconductivité dans le régime gaussien	74
3.2	Fluctuations critiques non gaussiennes	84
3.3	Effets de taille finie	94
3.3.1	Transition 3D ?	94
3.3.2	Effets de taille finie en 2D	107
3.4	Sommaire et discussion	112
4	Fluctuations supraconductrices dans $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ à dopage non optimal	115
4.1	Fluctuations dans $\text{Pr}_{1.83}\text{Ce}_{0.17}\text{CuO}_{4+\delta}$	115
4.2	Fluctuations dans $\text{Pr}_{1.865}\text{Ce}_{0.135}\text{CuO}_{4+\delta}$	121
4.3	Sommaire et discussion	126
	Conclusion	130
	A Paraconductivité et l'approximation du milieu effectif	134
	Bibliographie	138

Liste des tableaux

2.1	Recettes de croissance pour $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$	57
3.1	Comparaison entre les différentes valeurs obtenues pour T_{c0} et T_{KT} à dopage optimal.	94
4.1	Comparaison chiffrée entre les différents dopages de $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. . .	127

Liste des figures

1	Diagramme de phases type des supraconducteurs à haute température critique.	2
2	Cellule unité du composé mère Pr_2CuO_4	5
1.1	Symétries du gap supraconducteur.	10
1.2	Différence d'énergie libre entre l'état supraconducteur et l'état normal en fonction de l'amplitude du paramètre d'ordre.	13
1.3	Schéma de la solution des équations différentielles de GL en champ uniforme.	21
1.4	Vortex en théorie GL.	22
1.5	Excitations d'un supraconducteur dans la représentation du modèle XY	30
1.6	Illustration d'excitations de boucles de vortex en fonction de la température.	32
1.7	Schéma du passage 2D vers 3D dans le modèle 3D- XY anisotrope.	40
1.8	Exemple de mesures de la densité superfluide dans une couche mince de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$	41
1.9	Énergie d'une paire v/a en fonction de leur séparation et énergie d'une boucle de vortex en fonction de son rayon lorsque soumise à un courant électrique.	43
1.10	Prédiction théorique de E vs J dans le régime des fluctuations dans l'état supraconducteur.	48
2.1	Schéma du système d'ablation laser.	54
2.2	Susceptibilité magnétique en fonction de la température.	56
2.3	Schéma du système cryogénique utilisé lors des expériences.	60
2.4	Stabilité en température mesurée pendant une expérience.	61
2.5	Schéma des échantillons et circuit équivalent.	62
2.6	Circuits de mesure.	65

2.7	Éléments de filtrage.	66
2.8	Effets du filtrage sur les mesures de transport électrique.	67
2.9	Tracé type mesuré par la carte d'acquisitions a/d pour un voltage d'excitation AC.	69
2.10	Effets du chauffage sur des courbes IV mesurés par différentes méthodes.	70
2.11	Courbes IV pour plusieurs T utilisant différentes méthodes de mesures.	71
2.12	Paraconductivité en fonction de la température réduite pour de faibles champs magnétiques.	72
3.1	Résistivité dans le plan ab en fonction de la température pour un échantillon à dopage optimal.	75
3.2	Résistance dans le plan ab en fonction du champ magnétique appliqué.	76
3.3	Extrapolation de la résistance de l'état normal en fonction de la température.	78
3.4	Analyse de la paraconductivité à dopage optimal.	80
3.5	Analyse de la paraconductivité en fonction du désordre.	82
3.6	$1/\sigma_s$ sur l'échelle logarithmique en fonction de T	85
3.7	Courbes de voltage en fonction du courant pour un échantillon à dopage optimal.	86
3.8	Lissage en loi de puissance des courbes IV à dopage optimal.	87
3.9	$d \log E/d \log J$ en fonction du courant à dopage optimal.	88
3.10	Exposant a de l'ajustement en loi de puissance des courbes IV en fonction de T	90
3.11	Lissage de σ_s à dopage optimal à la théorie d'Halperin-Nelson.	92
3.12	Lissage de la courbe universelle de résistance à dopage optimal.	93
3.13	Effet sur σ_s d'un champ magnétique appliqué.	95
3.14	Courbes IV à dopage optimal pour un échantillon de faible taille.	97
3.15	Agrandissement de la figure 3.14 (b) utilisé pour mettre en évidence le critère de concavité.	99
3.16	Effondrement 3D des courbes IV à dopage optimal.	100
3.17	Courbes IV typiques dans le régime fort courant.	101
3.18	Illustration qui montre comment deux pics convolués peuvent reproduire le critère de concavité.	102
3.19	Courbes IV présentées pour mettre en évidence la dépendance IV produite par des boucles de vortex soumises à un courant.	103

3.20	Courbes IV calculées pour un modèle de désordre.	104
3.21	Analyse de σ_s à dopage optimal pour un échantillon de petite taille. . . .	106
3.22	λ_{\perp} en fonction de T déduit de l'exposant a	108
3.23	Effondrement 2D des courbes IV à dopage optimal.	109
3.24	Évaluation par les effets de taille finie de l'épaisseur effective du film supraconducteur en fonction de la température.	111
3.25	$\lambda^{-2} \sim n_s$ en fonction de la température pour plusieurs dopages x	114
4.1	Données de transport électrique pour un échantillon surdopé, $x = 0.17$. . .	117
4.2	Analyses des données de transport électrique pour un échantillon surdopé, $x = 0.17$	118
4.3	Effondrement des courbes IV pour un échantillon surdopé, $x = 0.17$. . .	120
4.4	Données de transport électrique pour un échantillon sous-dopé, $x = 0.135$. . .	122
4.5	Analyses des données de transport électrique pour un échantillon sous-dopé, $x = 0.135$	124
4.6	Effondrement des courbes IV pour un échantillon surdopé, $x = 0.135$. . .	126
4.7	$\frac{dR}{dT}$ en fonction de T pour les trois dopages étudiés.	128
A.1	Réseau carré de résistances désordonnées.	135
A.2	Résultat de la paraconductivité dans l'approximation du milieu effectif. . .	136

Introduction

Dans cette introduction, nous commencerons par quelques généralités sur la supraconductivité à haute température critique (haute- T_c). Dans un deuxième temps, nous tenterons d'expliquer les motivations de l'étude présentée dans ce document. Ensuite, on fera un survol rapide des propriétés générales du composé $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. Et finalement, on donnera une brève description des quatre chapitres de cette thèse.

Généralités sur les supraconducteurs haute- T_c

La supraconductivité à haute température critique est devenue, depuis sa découverte il y a presque 20 ans, le problème central de la physique des électrons fortement corrélés. Cette grande popularité a plusieurs origines, mais on peut en citer deux. D'abord, il est clair que les grands espoirs technologiques que porte la supraconductivité y contribuent fortement. Une autre des raisons pour expliquer cette popularité est sans doute la richesse du diagramme de phase de ces matériaux. La figure 1 présente le diagramme générique des cuprates¹ en fonction du dopage x [1, 2].

À la base, les cuprates sont formés de plans parallèles de CuO_2 . Si on néglige les interactions électron-électron, la masse effective peut être jusqu'à 100 fois plus faible dans les plans CuO_2 que perpendiculairement à ces plans. Les cuprates sont donc des matériaux fortement anisotropes avec une grande mobilité dans les plans. La description la plus utilisée pour ces matériaux est donc celle de plans parallèles faiblement couplés. Chacun de ces plans est un réseau carré d'atomes de cuivre avec quatre atomes d'oxygène comme plus proches voisins. De plus, il s'avère que, dans ces systèmes, les corrélations électroniques jouent un rôle déterminant. Malgré cette complexité apparente, ces plans peuvent être modélisés, en bonne approximation, par un modèle de Hubbard à une bande

¹On appelle les supraconducteurs haute- T_c les cuprates parce qu'ils sont tous basés sur les mêmes plans d'oxyde de cuivre (CuO_2).

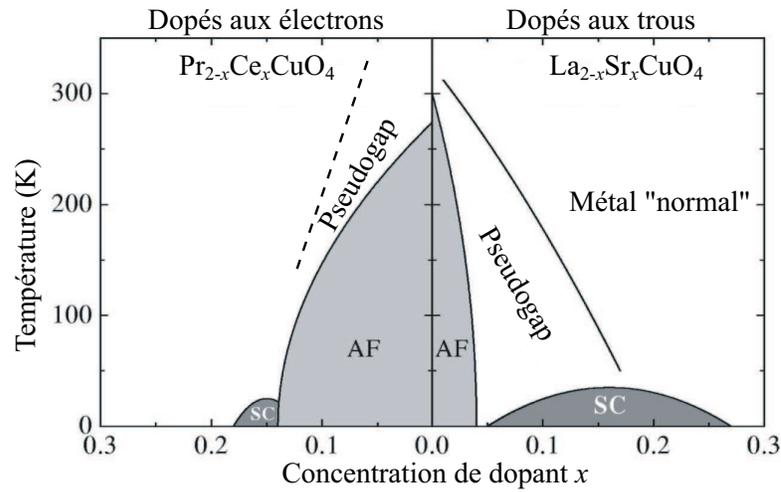


FIGURE 1 – Diagramme de phases type des supraconducteurs à haute température critique basé sur la référence [1]. La ligne de pseudogap du côté dopé aux électrons est inspirée des données optiques de Onose *et al.* [2].

[3,4]. Le modèle de Hubbard est simplement un modèle d'électrons en interaction sur site. Il comprend généralement deux termes, soit le terme de saut entre sites et le terme de répulsion coulombienne sur site.

À dopage nul, la bande électronique qui traverse le niveau de Fermi est à demi-remplie, de sorte qu'il y a autant d'électrons que de sites. Dans ce contexte, l'état fondamental compte un électron par site qui doit surmonter l'énergie de Coulomb pour se déplacer. Cette énergie de Coulomb est ce que l'on appelle le gap de Mott. À dopage nul, les cuprates sont donc isolants et, pour des raisons de symétrie, l'état isolant est généralement antiferromagnétique (AF) ($x = 0$ à la figure 1). Cette solution du modèle de Hubbard 2D est très bien comprise, mais les difficultés se présentent lorsque l'on dope ces composés.

On comprend qu'ajouter des porteurs pour que le système ne soit plus à demi-rempli devrait mener vers un état métallique où le gap de Coulomb devient insignifiant et où l'ordre magnétique est détruit. On peut voir à la figure 1 que c'est bien ce qui se produit à fort dopage où l'on trouve un métal normal. Entre ces deux régimes, soit entre le dopage nul et le dopage fort, se trouve la physique encore mal comprise. Actuellement, aucun consensus n'existe sur la théorie qui permettrait d'expliquer la présence d'un dôme de supraconductivité non conventionnelle, d'une région de pseudogap [5] et même d'antiferromagnétisme isolant à dopage fini [6] dans ces matériaux. L'enjeu le plus important dans ce diagramme de phase est probablement la nature du pseudogap. Compte tenu

qu'il s'agit de l'état électronique voisin de la supraconductivité, beaucoup d'efforts sont mis pour le comprendre. Il y a deux catégories de scénarios étudiés pour expliquer le pseudogap dans les dopés aux trous. D'abord, plusieurs tentent de l'expliquer comme étant un état précurseur à la supraconductivité [7–9]. Le terme «précurseur» dans ce cas signifie seulement que la supraconductivité doit émerger du pseudogap; l'absence de ce pseudogap signifierait l'absence de supraconductivité. Ensuite, il existe quelques théories qui expliquent le pseudogap comme une phase en compétition avec la supraconductivité [10,11]. Dans ce scénario, si on supprimait le pseudogap, la région supraconductrice serait beaucoup plus étendue. Par contre, il semble que, actuellement, l'option la plus populaire soit celle de l'état précurseur, mais cette question reste encore ouverte [12].

Un autre élément important de ce diagramme de phase est l'existence d'une certaine symétrie électron-trou. On constate d'abord la présence d'un dôme supraconducteur pour les deux dopages. De plus, on peut voir que les deux types de dopages permettent l'existence d'une phase AF à faible dopage. Une description plus détaillée du diagramme de phase montre que la symétrie électron-trou n'est pas complète. En effet, les matériaux dopés aux électrons montrent généralement une région supraconductrice beaucoup moins étendue en dopage avec des températures critiques généralement plus basses. La température critique à dopage optimal pour les composés dopés aux électrons est d'environ 20 à 25 K tandis que leur plus proche cousin du côté dopé aux trous, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, a une température critique optimale de presque 40 K. La phase AF aussi a une étendue en dopage assez différente pour les deux types de dopages. Dans la partie dopée aux trous, le dôme AF s'éteint à $x \approx 0.05$, tandis que, en dopage aux électrons, le dôme AF chevauche la phase supraconductrice jusqu'à $x \approx 0.15$ [13, 14]. Il est donc clair que l'AF doit jouer un rôle plus important dans l'explication de la forme du dôme supraconducteur pour le dopage aux électrons que pour le dopage aux trous. Une autre différence importante entre les deux dopages est la forme de la ligne de pseudogap. En effet, pour le dopage aux trous, le pseudogap dépasse largement en dopage la phase AF, et, à l'opposé, pour le dopage aux électrons, le pseudogap s'étend sur approximativement le même dopage que la phase AF [2]. La nature du pseudogap dans le régime de dopage aux électrons semble aussi mieux comprise. Plusieurs études semblent montrer qu'il s'agit bien d'effets reliés à la diffusion des électrons sur des fluctuations AF [15–18]. Dans ce contexte, il est fort probable que la supraconductivité soit produite par ces mêmes fluctuations AF [19].

Motivations

Dans ce travail, on se propose d'étudier le diagramme de phase d'un composé dopé aux électrons par transport électrique DC dans les plans CuO_2 . Le transport électrique, comme la majorité des sondes expérimentales, peut être très fortement couplé à la présence de certaines phases ordonnées comme la supraconductivité et être presque insensible à d'autres comme l'AF. Il apparaît donc profitable de concentrer notre attention autour du dôme supraconducteur et d'essayer d'y identifier les effets possibles de la phase AF ou du pseudogap.

Comme la conductivité DC diverge dans l'état supraconducteur, il est difficile, voire impossible, de mesurer les propriétés électriques profondément dans le dôme supraconducteur. On doit donc se limiter à la frontière entre la phase supraconductrice et l'état normal, dans le régime des fluctuations supraconductrices. En plus de permettre une étude du diagramme de phase, l'étude de ces fluctuations est intéressante en soi. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 1, les supraconducteurs haute- T_c présentent une région de fluctuations supraconductrices accessible expérimentalement. Par conséquent, il est possible de faire une étude générale du comportement critique à l'approche des transitions de phase [20–23]. Malgré un grand nombre d'études sur cette question, les propriétés critiques du point de vue du transport électrique DC en champ magnétique nul ne sont pas bien établies dans les supraconducteurs haute- T_c [24–31]. Dans ce contexte, l'étude systématique d'un nouveau composé haute- T_c , comme les cuprates dopés aux électrons, permet de donner un nouvel éclairage sur la question des propriétés critiques.

De plus, l'étude de ces fluctuations permet une analyse quantitative, et cette analyse quantitative permet, en principe, de mettre en évidence des tendances en fonction du dopage. Par exemple, l'évolution de la largeur de la région critique en fonction du dopage pourrait donner des indications sur la présence du pseudogap. En effet, les théories qui décrivent le pseudogap comme un état précurseur à la supraconductivité distinguent souvent la transition dans les régimes sous-dopé et surdopé. Dans le régime sous-dopé, la transition serait pilotée par des fluctuations de phase ayant une région critique très large, tandis que, dans le régime surdopé, la transition serait pilotée par des fluctuations d'amplitude avec une région critique plus étroite [7]. Finalement, l'analyse quantitative des fluctuations permet aussi, dans certaines situations, d'évaluer le volume supraconducteur. Une telle mesure peut donner des indices sur l'existence d'une coexistence/séparation de phases (ex : AF/supraconductivité). Une telle coexistence/séparation de phases, qu'elle

soit intrinsèque [32] ou causée par le désordre [33], est souvent discutée pour expliquer la transition en dopage d'un état isolant AF vers un état supraconducteur. Cette séparation de phase est un transfert de porteurs d'une région à une autre, de sorte que les régions riches sont supraconductrices et les régions pauvres sont isolantes et AF. Plus le dopage est grand, plus la fraction supraconductrice est grande [34].

Propriétés générales de $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

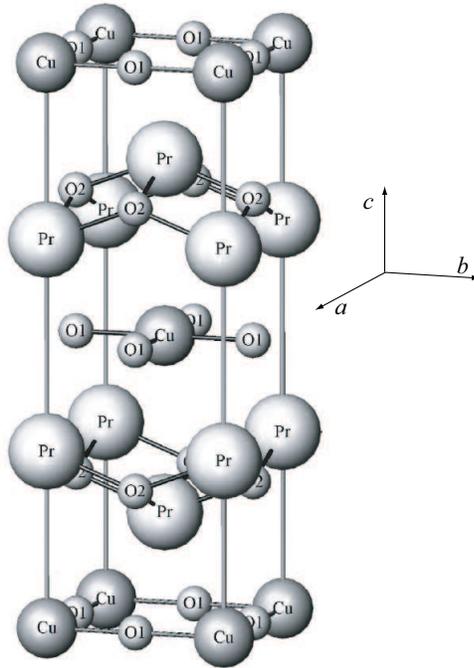


FIGURE 2 – Cellule unité du composé mère Pr_2CuO_4 [35].

Pour effectuer cette étude, nous étudierons le composé supraconducteur dopé aux électrons $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ en couches minces (épaisseur entre 150 et 350 nm). La figure 2 présente la structure cristalline du composé mère non dopé, Pr_2CuO_4 , tiré de [35]. La définition des axes cristallins, soit a , b , et c , sera utilisée pour tout ce travail. Il s'agit d'une structure tétragonale dont le paramètre de maille, selon l'axe a et b , est 3.943 \AA , et, selon l'axe c , est 12.15 \AA (pour $x = 0.15$). Les plans CuO_2 sont donc parallèles au plan ab , et la direction de faible mobilité est selon l'axe c . La cellule unité contient deux plans CuO_2 , et tous les plans sont séparés par $\approx 6 \text{ \AA}$. Cette caractéristique est différente des composés comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, où les plans CuO_2 sont tous

en paires.

Pour doper ce composé, on remplace dans la structure un ion Pr^{3+} par un ion Ce^{4+} . Ceci a pour conséquence de donner aux plans CuO_2 un électron additionnel. L'ajout d'électrons dans les plans CuO_2 est confirmé par le coefficient de Hall négatif à faible dopage [36]. Par contre, il est clair que le transport, à dopage intermédiaire et fort, n'est pas simplement assuré par une bande d'électrons. Il apparaît à ces dopages une forte contribution d'une bande de trous. Il est intéressant de noter qu'il semble exister une corrélation entre l'apparition de cette bande de trous et l'existence d'un ordre supraconducteur [37, 38]. Cette question est encore fortement étudiée [36, 37, 39, 40]. Pour cette étude, nous sonderons le diagramme de phase en mesurant des échantillons sous-dopés $x = 0.135$, à dopage optimal $x = 0.15$ et surdopés $x = 0.17$.

La concentration en oxygène est un autre élément qui détermine les propriétés de ce composé [37]. Nous nous limitons ici à dire que l'oxygénation n'est pas un paramètre à l'étude et que, par conséquent, nos échantillons seront toujours préparés pour que l'oxygénation maximise la température de la transition supraconductrice.

Comme nous l'avons mentionné, les cuprates sont des matériaux fortement anisotropes. $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ne fait pas exception à cette règle. En effet, le rapport de la résistivité selon l'axe c sur la résistivité dans le plan ab est très grand, $\rho_c/\rho_{ab} \approx 1000 - 5000$, ce qui est comparable avec $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [20]. On peut supposer que le rapport des masses effectives, m_{ab}^*/m_c^* , est du même ordre.

Structure de la thèse

Cette thèse est divisée en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, on fait une description détaillée des fluctuations thermiques dans les supraconducteurs et de leurs effets sur le transport électrique. Nous discuterons d'abord brièvement de la théorie BCS de la supraconductivité. Ensuite, nous nous concentrerons sur la théorie Ginzburg-Landau et autres théories macroscopiques. Ces théories macroscopiques permettront une description quantitative des propriétés électriques dans le régime des fluctuations. On finira par une autre description du transport électrique, mais cette fois basée sur les lois d'échelles.

Le deuxième chapitre explique les techniques expérimentales utilisées pour faire les expériences. On commence par décrire les méthodes utilisées pour fabriquer les échantillons. Ensuite, on présente le système cryogénique utilisé lors de ces expériences. Finalement, on discute des différentes techniques de mesures électriques utilisées. Entre autres,

on montre qu'une mesure électrique simple, c.-à-d. sans pulser le courant et sans filtrage, ne donne jamais la bonne dépendance voltage/courant dans nos échantillons.

Les chapitres 3 et 4 présentent les résultats et les discussions. Le chapitre 3 traite exclusivement des échantillons à dopage optimal. À ce dopage, on montre que l'analyse pointe clairement vers un comportement 2D avec ce qui semble être un volume supraconducteur incomplet. Dans le chapitre 4, on décrit les échantillons sous-dopés et surdopés pour ensuite identifier les effets qui peuvent provenir du dopage. On montre que l'effet déterminant est probablement l'effet du désordre.

Finalement, une conclusion récapitulative sera présentée.

Chapitre 1

Fluctuations dans les supraconducteurs

Le but de ce chapitre est de dresser un portrait des concepts et des résultats importants en théorie de la supraconductivité pour ensuite décrire les scénarios possibles dans l'étude de la transition de phase normal-supraconducteur. Pour ce faire, nous commencerons par une brève description de la théorie BCS de la supraconductivité. Par la suite, nous aborderons la théorie macroscopique de Ginzburg-Landau plus utile dans la description des fluctuations. En nous basant sur la théorie de Ginzburg-Landau, nous aborderons des modèles macroscopiques plus poussés qui permettent de décrire les supraconducteurs non conventionnels. Nous finirons ce chapitre en décrivant l'effet des fluctuations sur les propriétés de transport électrique DC.

1.1 Théorie BCS de la supraconductivité conventionnelle

L'état fondamental d'un supraconducteur, tel que décrit dans la théorie BCS, est un état où les électrons forment des paires de Cooper de spin total nul (\uparrow, \downarrow) et de vecteur d'onde total nul ($\mathbf{k}, -\mathbf{k}$) [41, 42]. Pour briser une de ces paires, on doit surmonter un gap d'énergie, $\Delta_{\mathbf{k}}$, qui dépend explicitement du potentiel de couplage entre électrons. Pour les supraconducteurs non conventionnels, la source de l'appariement est encore inconnue, mais, pour les supraconducteurs conventionnels, le couplage électron-phonon est bien établi comme étant responsable de la formation de paires. On a donc la fonction de

gap [41, 42]

$$\Delta_{\mathbf{k}} = - \sum_{\mathbf{l}} V_{\mathbf{kl}} \langle a_{-\mathbf{l}\downarrow} a_{\mathbf{l}\uparrow} \rangle \quad (1.1)$$

où $V_{\mathbf{kl}}$ est l'élément de matrice du potentiel d'interaction électron-électron effectif et $a_{-\mathbf{l}\downarrow} a_{\mathbf{l}\uparrow}$ est l'opérateur d'annihilation d'une paire d'électrons. $\Delta_{\mathbf{k}}$ est une fonction complexe qu'on appelle aussi paramètre d'ordre. On peut voir qu'il s'agit de l'échelle d'énergie pertinente pour briser une paire de Cooper.

La symétrie de $V_{\mathbf{kl}}$ détermine la symétrie du gap supraconducteur. Dans le cas isotrope, $V_{\mathbf{kl}}$ peut être développé sur les harmoniques sphériques. Dans les supraconducteurs conventionnels, comme l'interaction effective entre électrons ne dépend pas de \mathbf{k} , le gap supraconducteur est de type s , $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta$. En termes des harmoniques sphériques pour le cas isotrope, on a $j = 0$ et $m = 0$, où j est le moment cinétique total et m est le nombre quantique azimutal. À l'opposé, dans les supraconducteurs haute- T_c , l'interaction dépend de \mathbf{k} , car le gap a une symétrie $d_{x^2-y^2}$ [43, 44]¹. Un gap de type $d_{x^2-y^2}$ dans les supraconducteurs haute- T_c est analogue à l'harmonique sphérique où $j = 2$ et $m = 2$. La figure 1.1 présente, dans l'espace des vecteurs d'ondes 2D, la grandeur du gap pour une symétrie s (gauche) et pour une symétrie $d_{x^2-y^2}$ (droite). On peut voir que la symétrie $d_{x^2-y^2}$, contrairement à la symétrie s , possède des noeuds et une inversion de la phase à tous les $\frac{\pi}{2}$. La présence de noeuds fait en sorte que, dans les supraconducteurs haute- T_c , il y a une population thermique significative de quasi-particules (d'électrons dépariés) à toutes les températures. Cette population de quasi-particules peut jouer un rôle déterminant, mais ce n'est généralement pas le cas près de la transition, là où nos résultats sont obtenus.

Nous avons vu que les paires de Cooper ont un spin total nul, ce qui signifie qu'elles ont une statistique de bosons. Les paires peuvent donc toutes occuper le même état microscopique. Étant donné l'existence d'un gap d'excitation, le niveau fondamental sera toujours fortement peuplé. Dans la théorie BCS, l'état fondamental [41, 42] s'écrit

$$|\Psi_{BCS}\rangle = \prod_{k < k_F} \left[u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger a_{-\mathbf{k},\downarrow}^\dagger \right] |0\rangle \quad (1.2)$$

¹Il existe un consensus sur ce point dans les cuprates dopés aux trous. Par contre, dans les cuprates dopés aux électrons, aucun consensus n'a encore émergé. Plusieurs expériences semblent confirmer l'existence d'un paramètre d'ordre de symétrie $d_{x^2-y^2}$ [45–47] ou d'une symétrie $d_{x^2-y^2}$ non monotone [48, 49], mais certaines expériences semblent indiquer l'existence d'une symétrie s [50] ou encore d'une symétrie qui change de $d_{x^2-y^2}$ à s en fonction du dopage et de la température [51, 52]. Dans cette thèse, nous supposons, tout en conservant en tête que cette question n'est pas complètement réglée, que la symétrie de type $d_{x^2-y^2}$ est la bonne.

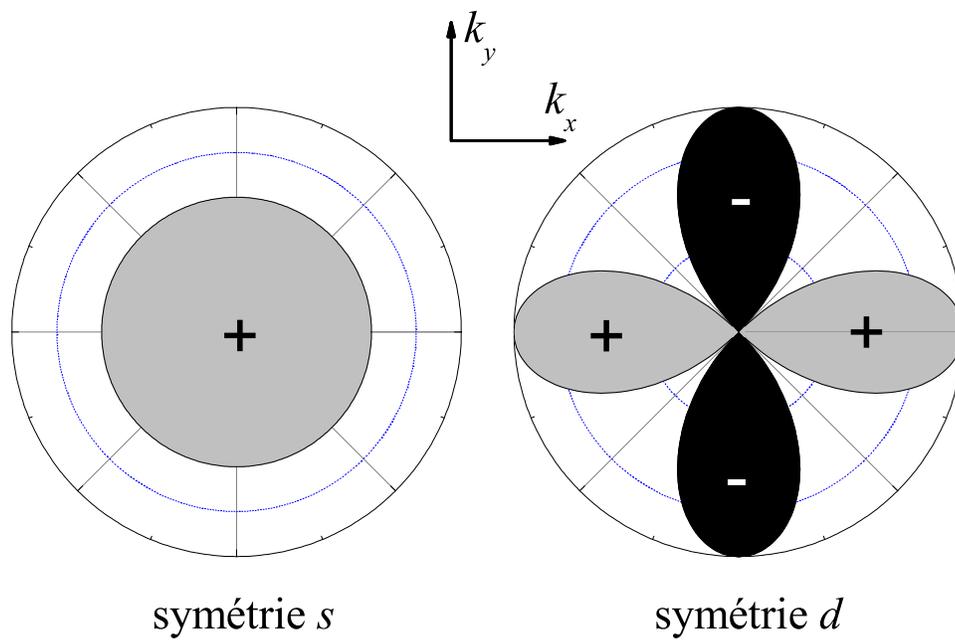


FIGURE 1.1 – Symétries du gap supraconducteur. À gauche, la symétrie s qui caractérise les supraconducteurs conventionnels. À droite, la symétrie d qui caractérise les supraconducteurs haute- T_c .

où $v_{\mathbf{k}}$ ($u_{\mathbf{k}}$) est l'amplitude de probabilité associée au fait que la paire $\{\mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow\}$ est occupée (libre). La normalisation de la probabilité impose que $|v_{\mathbf{k}}|^2 + |u_{\mathbf{k}}|^2 = 1$. $|\Psi_{BCS}\rangle$ est un état cohérent [53], c'est-à-dire qu'il n'est pas un état propre de l'opérateur nombre de paires, N_{op} , mais plutôt de sa variable conjuguée φ , la phase de la fonction d'onde. Ceci peut être vu facilement en effectuant le produit dans l'équation 1.2. Le résultat est une superposition d'états de nombres différents, $|\Psi_{BCS}\rangle = \sum_n \lambda_n |\Psi_n\rangle$ où les λ_n sont des produits de n fois $v_{\mathbf{k}}$ et $(\frac{N}{2} - n)$ fois $u_{\mathbf{k}}$: $\lambda_n = \prod_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} \prod_{\mathbf{k}'} u_{\mathbf{k}'}$. Il va sans dire que n représente le nombre de paires de Cooper dans un état $|\Psi_n\rangle$ donné et N est le nombre total d'électrons dans la mer de Fermi. Comme toutes les variables canoniquement conjuguées, la phase et le nombre ont une relation d'incertitude : $\Delta n \Delta \varphi \geq 1/2$. Ceci signifie que l'état supraconducteur est un condensat de paires de Cooper qui occupent toutes le même état cohérent et possèdent une phase bien déterminée. Pour maintenir sa phase fixe, le condensat doit toujours avoir un nombre de paires incertain.

Cette incertitude en valeur absolue peut être grande, $\Delta n \approx 10^9$, mais, en termes relatifs, ces fluctuations tendent vers zéro dans le cas où tous les électrons participent à la supraconductivité, $\frac{\Delta n}{\langle n \rangle} \approx 10^{-13}$ [41]. Un calcul simple dans le cadre de la théorie BCS [54] peut montrer que $\Delta n \sim \sqrt{\langle n \rangle}$, de sorte que, plus le nombre moyen de paires dans le condensat est grand, plus l'incertitude sur la phase est faible. Ceci deviendra important dans les prochaines sections. De plus, pour simplifier les discussions à venir, on traitera les nombres de particules ou de paires (ex. : N) comme des densités. En particulier, nous ferons l'identification suivante $\langle n \rangle \equiv n_s$, où n_s est la densité superfluide.

À titre indicatif, on peut dès maintenant mentionner que $\Delta_{\mathbf{k}}$ et n_s ont qualitativement la même dépendance en fonction de la température. Dans le modèle BCS, pour $T > T_c^{BCS}$, le gap et la densité superfluide sont nuls, tandis que, à $T = 0$, on a que $n_s \approx \frac{N}{2}$ et $\Delta_{\mathbf{k}}(T = 0) = \Delta(T = 0) = \Delta_0$ où Δ_0 est la valeur maximale que peut prendre le gap. De plus, ces deux fonctions de la température sont monotones décroissantes. On verra dans la prochaine section qu'il existe, dans certaines limites, une relation univoque entre ces deux quantités.

1.2 Théorie Ginzburg-Landau (GL) de la supraconductivité

La théorie phénoménologique de la supraconductivité proposée par Ginzburg et Landau s'est avérée être un outil très puissant pour décrire la supraconductivité dans des situations où le paramètre d'ordre n'est pas uniforme dans l'espace. Comme nous nous intéressons aux fluctuations de l'état supraconducteur, il semble que cette théorie soit un bon point de départ pour les décrire.

À la base de cette théorie macroscopique, on retrouve le postulat d'une fonction d'onde macroscopique qui décrit la supraconductivité en tout point [41,42]. Ce paramètre d'ordre local a deux composantes qu'on peut écrire comme un nombre complexe

$$\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})| e^{i\varphi(\mathbf{r})} \quad (1.3)$$

où $|\psi(\mathbf{r})|$ est l'amplitude locale et où $\varphi(\mathbf{r})$ est la phase locale. $\psi(\mathbf{r})$ est définie de telle sorte que, lorsque l'on prend sa norme au carré, on obtient la densité superfluide : $|\psi(\mathbf{r})|^2 = n_s(\mathbf{r})$. On peut associer à cette densité superfluide un supercourant, \mathbf{J} , qui prend la forme habituelle en mécanique quantique

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= \frac{e^* \hbar}{m^* i} (\psi^*(\mathbf{r}) \nabla \psi(\mathbf{r}) - \psi(\mathbf{r}) \nabla \psi^*(\mathbf{r})) - \frac{e^{*2}}{m^* c} \psi^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) \mathbf{A}(\mathbf{r}) \\ &= \frac{e^*}{m^*} n_s(\mathbf{r}) \left(\hbar \nabla \varphi(\mathbf{r}) - \frac{e^*}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

où on a défini m^* et e^* comme la masse et la charge effective du système. De plus, la théorie de Ginzburg-Landau suppose que, près de la transition de phase et pour de lentes variations spatiales de $\psi(\mathbf{r})$, on peut faire un développement de l'énergie libre par unité de volume de la forme :

$$f_s(\mathbf{r}, T) = f_n + a(T) |\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{b}{2} |\psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right) \psi(\mathbf{r}) \right|^2 + \frac{h^2(\mathbf{r})}{8\pi}. \quad (1.5)$$

On définit ici f_n l'énergie libre par unité de volume d'un métal à champ magnétique nul et $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ le champ magnétique local. Comme pour toutes les transitions du second ordre, on pose que $a(T) = \alpha \left(\frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} \right)$ où α est une constante plus grande que zéro. Nous commençons dès maintenant à parler de T_{c0} plutôt que de T_c , car la théorie de GL est une théorie champ moyen et, bien qu'elle décrive de la physique importante, elle ne tient

pas compte d'effets qui peuvent renormaliser à la baisse la vraie température critique T_c . La distinction entre T_{c0} et T_c sera abordée en détails plus loin.

Bien que phénoménologique à l'origine, cette théorie a été montrée formellement comme un cas limite de la théorie BCS. Une description complète de cette démonstration utilisant les équations de Gor'kov peut être trouvée dans le chapitre 6 de la référence [55] ou le chapitre 14 de la référence [56]. Cette démonstration a l'avantage de donner la correspondance microscopique du paramètre d'ordre GL et des paramètres effectifs e^* et m^* . Ainsi, dans la limite de validité de la théorie GL, on trouve que

$$\psi \leftrightarrow \left[KN \frac{\Delta}{k_B T_c^{BCS}} \right], \quad e^* \leftrightarrow 2e, \quad m^* \leftrightarrow 2m \quad (1.6)$$

où K est une constante numérique. Cette correspondance montre bien la validité de la théorie GL pour les supraconducteurs conventionnels. D'abord, on remarque que le facteur 2 entre la charge (masse) électronique et la charge (masse) effective est bien le résultat auquel nous aurions pensé arriver pour des paires de Cooper. De plus, on peut voir la correspondance entre le paramètre d'ordre BCS et celui de la théorie GL. En effet, dans la théorie BCS, on a bien que $\Delta^2 \sim n_s$ près de T_c^{BCS} (T_{c0}). Par contre, cette correspondance exacte n'est pas valide loin de la transition [56].

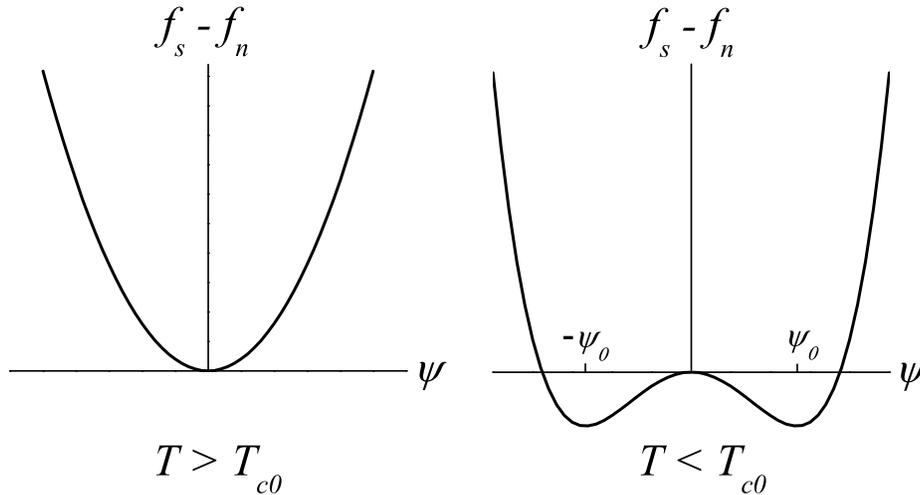


FIGURE 1.2 – Différence d'énergie libre entre l'état supraconducteur et l'état normal en fonction de l'amplitude du paramètre d'ordre. Gauche : au-dessus de T_{c0} , le minimum d'énergie libre est donné pour $|\psi| = 0$. Droite : sous T_{c0} , le minimum est donné pour une valeur finie de l'amplitude du paramètre d'ordre.

Pour développer une première intuition sur le comportement de l'équation 1.5, posons nuls les champs et le gradient, de sorte que l'on trouve

$$f_s(\mathbf{r}, T) = f_n + a(T) |\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{b}{2} |\psi(\mathbf{r})|^4. \quad (1.7)$$

La figure 1.2 présente une solution numérique de la différence d'énergie libre entre l'état supraconducteur et l'état normal pour une température au-dessus de T_{c0} (gauche) et sous T_{c0} (droite). Pour $T \geq T_{c0}$, le minimum d'énergie libre se trouve pour $\psi = 0$, mais, lorsque $T \leq T_{c0}$, le minimum se trouve à amplitude finie. Dans la figure 1.2, on voit que le minimum d'énergie libre est deux fois dégénéré. En fait, si on revient à la définition du paramètre d'ordre, $\psi = |\psi_0| e^{i\varphi}$, on voit que l'état d'énergie libre minimum est infiniment dégénéré, car toutes les valeurs de φ donnent le même résultat. Ainsi, comme l'état fondamental BCS, l'état supraconducteur dans la théorie GL brise la symétrie de jauge.

On peut dès maintenant définir un concept essentiel qui reviendra souvent sous différentes formes. Il s'agit de la valeur à nu de la densité superfluide $n_{s0} = |\psi_0|^2$. La solution de 1.7 implique que

$$\boxed{n_{s0} \sim T_{c0} - T} \quad (1.8)$$

pour $T \leq T_{c0}$ et $n_{s0} = 0$ pour $T \geq T_{c0}$.

1.2.1 Fluctuations dans la théorie GL

Il faut maintenant aborder le coeur de notre discussion, c.-à-d. le comportement des fluctuations dans un supraconducteur et, plus particulièrement, près de la transition de phase. On commence par le cas général où un champ et/ou une variation de $\psi(\mathbf{r})$ font partie du système étudié. Dans ce cas, il faut minimiser l'énergie libre par rapport à $\psi(\mathbf{r})$ pour obtenir la configuration spatiale du paramètre d'ordre la plus probable. Cette procédure donne la première équation différentielle de GL [41, 42] :

$$a\psi(\mathbf{r}) + b|\psi(\mathbf{r})|^2\psi(\mathbf{r}) + \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.9)$$

les autres étant bien sûr l'équation 1.4 de la densité de supercourant et la loi d'Ampère. Pour avoir une première idée sur la façon dont les fluctuations apparaissent dans la théorie GL, il est intéressant de se placer sous T_{c0} , de poser $\mathbf{A} = 0$ et de faire le changement de

variable $f(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r})/\psi_0$ avec $|\psi_0|^2 = a/b$. Si on se limite au cas 1D, on obtient

$$\xi^2(T) \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + f(x) - f(x)^3 = 0 \quad (1.10)$$

où on a défini la longueur caractéristique

$$\xi(T) = \xi_0 \left| \frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} \right|^{-\nu} \quad (1.11)$$

avec $\xi_0 = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^* \alpha}}$ et $\nu = 1/2$. Pour simplifier la notation par la suite, on utilisera parfois la température réduite $\epsilon = \frac{T - T_{c0}}{T_{c0}}$. On appelle $\xi(T)$ la longueur de corrélation et ξ_0 la longueur de cohérence. La longueur de cohérence peut être obtenue dans la théorie BCS comme $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta_0}$ où v_F est la vitesse de Fermi. Il s'agit essentiellement de la distance effective entre les deux électrons d'une paire de Cooper. Comme nous le verrons, $\xi(T)$ est au coeur de toute description de la transition de phase normal-supraconducteur ou de toute autre transition de phase du second ordre.

On peut deviner que $\xi(T)$ décrit la distance caractéristique sur laquelle $\psi(x)$ ou $f(x)$ change et que ξ_0 est sa valeur minimale. Pour confirmer cette intuition, on pose de petites variations spatiales de $f(x)$ par rapport à la moyenne, de sorte que $f(x) = 1 + g(x)$ avec $g(x) \ll 1$. On peut maintenant linéariser l'équation 1.10 pour obtenir

$$\xi^2(T) \frac{d^2 g(x)}{dx^2} + [1 + g(x) + \dots] - [1 + 3g(x) + \dots] = 0. \quad (1.12)$$

On trouve donc la solution simple

$$g(x) = \frac{\psi(x) - \psi_0}{\psi_0} \sim e^{\pm \sqrt{2}x/\xi(T)}. \quad (1.13)$$

Ce résultat confirme bien notre intuition initiale sur $\xi(T)$.

Revenons maintenant sur la définition de $\xi(T)$ à l'équation 1.11. On voit que $\xi(T)$ diverge à T_{c0} et, plus on s'éloigne de la transition, plus les changements de $\psi(\mathbf{r})$ se font sur de courtes distances, jusqu'à atteindre ξ_0 . La définition de $\xi(T)$, bien qu'elle émane d'une théorie champ moyen, est très générale et peut être retrouvée à l'aide de théories beaucoup plus sophistiquées comme le groupe de renormalisation. Bien sûr, dans

une théorie plus complète impliquant des contributions renormalisant le résultat champ moyen, on remplacerait T_{c0} par T_c dans la définition de $\xi(T)$. La forme de $\xi(T)$ est la même au-dessus et en-dessous de T_c pour toutes les transitions du second ordre en 3D. Le paramètre ξ_0 , par contre, devient ξ_+ pour $T > T_c$ et ξ_- pour $T < T_c$ et dépend généralement de la physique microscopique du système étudié. On reparlera plus loin de l'importance de l'exposant critique ν et des valeurs qu'il peut prendre.

Fluctuations gaussiennes et leur contribution à la conductivité DC [57]

On peut maintenant s'intéresser au cas simple des fluctuations gaussiennes dans la théorie GL. On a vu, tel qu'illustré à la figure 1.2, qu'il existe un ou des minimums de l'énergie libre du système en fonction de ψ . On sait par contre que, même si les minimums sont les états les plus probables, ils ne sont pas les seuls à avoir une probabilité d'occupation non nulle. L'énergie thermique permet par exemple d'avoir une densité superfluide moyenne $\langle n_s(\mathbf{r}) \rangle = \langle |\psi(\mathbf{r})|^2 \rangle$ non nulle pour $T > T_{c0}$. On peut facilement écrire la moyenne thermodynamique

$$\langle |\psi(\mathbf{r})|^2 \rangle = \frac{1}{Z} \int |\psi(\mathbf{r})|^2 e^{-F/k_B T} d^2\psi \quad (1.14)$$

où $d^2\psi \equiv d\psi d\psi^*$, $F = V(f_s - f_n)$ de l'équation 1.5 et Z est la fonction de partition. On suppose les fluctuations très petites de sorte qu'on néglige le terme en $|\psi(\mathbf{r})|^4$. Cette procédure est ce qu'on appelle l'approximation des fluctuations gaussiennes, car on ne garde que les termes quadratiques dans l'argument de l'exponentielle de la valeur moyenne (éq. 1.14). En posant les champs à zéro, on trouve donc :

$$F = a(T)V |\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{\hbar V}{2m^*} |\nabla\psi(\mathbf{r})|^2. \quad (1.15)$$

Il est utile de développer le paramètre d'ordre en série de Fourier

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.16)$$

pour que l'énergie libre s'écrive

$$F = \sum_{\mathbf{k}} \left(a(T) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right) |\psi_{\mathbf{k}}|^2. \quad (1.17)$$

En réinjectant l'énergie libre dans l'équation 1.14, on obtient

$$\begin{aligned} \langle |\psi(\mathbf{r})|^2 \rangle &= \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{Z} \int |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \exp \left[\frac{-\sum_{\mathbf{k}'} \left(a(T) + \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} \right) |\psi_{\mathbf{k}'}|^2}{k_B T} \right] d^2 \psi \\ &= \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} \langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle \end{aligned} \quad (1.18)$$

où la définition de $\langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle$ est implicite. L'intégrale gaussienne dans cette définition permet un calcul exact selon la méthode habituelle [58]. On développe donc la fonction de partition et on simplifie les termes identiques au numérateur et au dénominateur dans l'exponentielle :

$$\begin{aligned} \langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle &= \frac{\int |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \prod_{\mathbf{k}'} \exp \left[\frac{-\left(a(T) + \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} \right) |\psi_{\mathbf{k}'}|^2}{k_B T} \right] d^2 \psi}{\int \prod_{\mathbf{k}'} \exp \left[\frac{-\left(a(T) + \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} \right) |\psi_{\mathbf{k}'}|^2}{k_B T} \right] d^2 \psi} \\ &= \frac{\int |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \exp \left[\frac{-\left(a(T) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right) |\psi_{\mathbf{k}}|^2}{k_B T} \right] d^2 \psi}{\int \exp \left[\frac{-\left(a(T) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right) |\psi_{\mathbf{k}}|^2}{k_B T} \right] d^2 \psi}. \end{aligned} \quad (1.19)$$

On a maintenant la forme classique où on introduit une dérivée par rapport à $\zeta = \left(a(T) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right) / k_B T$:

$$\begin{aligned} \langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle &= \frac{-\frac{\partial}{\partial \zeta} \int \exp [-\zeta |\psi_{\mathbf{k}}|^2] d^2 \psi}{\int \exp [-\zeta |\psi_{\mathbf{k}}|^2] d^2 \psi} \\ &= -\frac{\partial}{\partial \zeta} \ln \left(\int \exp [-\zeta |\psi_{\mathbf{k}}|^2] d^2 \psi \right). \end{aligned} \quad (1.20)$$

Il nous reste maintenant à adimensionnaliser l'intégrale avec le changement de variable $y = \sqrt{\zeta} \psi$ et $y^* = \sqrt{\zeta} \psi^*$:

$$\begin{aligned} \langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle &= -\frac{\partial}{\partial \zeta} \ln \left(\frac{1}{\zeta} \int \exp [-y^2] d^2 y \right) \\ &= \frac{1}{\zeta} - \frac{\partial}{\partial \zeta} \ln \left(\int \exp [-y^2] d^2 y \right). \end{aligned} \quad (1.21)$$

Comme l'intégrale ne dépend pas de ζ , on a que

$$\begin{aligned} \langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle &= \frac{1}{\zeta} \\ &= \frac{k_B T}{a(T) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}} \\ &= \frac{k_B T}{a(T) (1 + k^2 \xi^2)}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Ce résultat est identique au théorème d'équipartition où on attribuerait une énergie $k_B T$ à chaque mode du système [58].

On s'intéresse maintenant à la dynamique des fluctuations, c'est-à-dire le temps de vie d'une fluctuation de densité superfluide non nulle pour $T > T_{c0}$. La forme la plus simple d'une généralisation qui tient compte de la dynamique permettrait un retour à l'équilibre avec une décroissance exponentielle. Pour ce faire, on utilise l'équation différentielle GL (1.9) qu'on fixe proportionnelle à $-\partial\psi/\partial t$. Cette procédure est ce qu'on appelle dans la littérature la dynamique de Langevin, le modèle relaxationnel ou le modèle A [41, 59]. Dans le cas simple que nous traitons ici [57], cette équation peut prendre la forme linéarisée

$$(1 - \xi^2 \nabla^2) \psi(\mathbf{r}) = -\tau_{GL} \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial t} \quad (1.23)$$

où $\tau_{GL} = \frac{\hbar\pi}{8k_B(T-T_c)}$ est le temps de relaxation caractéristique pour le mode $k = 0$. Cette équation est généralement appelée équation Ginzburg-Landau dépendante du temps. Avec les méthodes habituelles, on peut obtenir cette équation dans l'espace des impulsions

$$(1 + \xi^2 k^2) \psi_{\mathbf{k}} = -\tau_{GL} \frac{\partial \psi_{\mathbf{k}}}{\partial t}. \quad (1.24)$$

La solution de cette équation permet la définition d'un temps de vie pour chacun des modes :

$$\tau_{\mathbf{k}} = \frac{\tau_{GL}}{(1 + \xi^2 k^2)}. \quad (1.25)$$

Détail important, en trouvant la forme explicite de temps de vie dans notre modèle, nous avons calculé la valeur d'un nouvel exposant critique. Il s'agit de l'exposant critique dynamique z dont la définition s'écrit de façon générale comme $\tau_{k=0} \sim \xi^z$ où $z = 2$ dans notre modèle. Nous utiliserons cet exposant critique lorsque nous regarderons les lois d'échelles associées au transport électrique à la fin de ce chapitre.

Pour calculer la contribution à la conductivité électrique des fluctuations gaussiennes

dans la phase normale, on traite un modèle simple à deux fluides. On peut présumer que la conductivité totale sera la somme de la conductivité du canal normal et du canal supraconducteur (ou paraconductivité) :

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_n + \sigma_s \\ &= \frac{ne^2}{m}\tau_n + \frac{e^{*2}}{2m^*V} \sum_{\mathbf{k}} \langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle \tau_{\mathbf{k}}.\end{aligned}\quad (1.26)$$

On note que le facteur 2 du deuxième terme provient du fait que le temps de vie de $\langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle$ sera 2 fois plus petit que le temps de vie de $\psi_{\mathbf{k}}$.

Dans le cas purement champ moyen, c'est-à-dire la théorie GL où l'on ne s'intéresse qu'à l'état d'énergie minimum, on a que $\langle |\psi(\mathbf{r})|^2 \rangle = \langle |\psi_{k=0}|^2 \rangle = n_{s0}$ et que $\tau_{k=0} = \infty$, donc la solution est simplement une discontinuité à T_c où σ passe de σ_n à ∞ . Dans le cas gaussien, on utilise les résultats obtenus précédemment où l'on suppose que le changement de densité d'électrons normaux dû à la création de paires est négligeable². Reste maintenant à effectuer la somme sur les modes pour avoir la contribution des fluctuations supraconductrices. On passe d'abord dans la limite continue

$$\frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} \rightarrow \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3}.\quad (1.27)$$

Il faut borner cette intégrale divergente en fixant la coupure pour exclure les modes non physiques, soit $1/\xi_0$. Nous allons expliciter le calcul dans le cas d'un supraconducteur 2D, c.-à-d. où l'épaisseur du plan, d , est de l'ordre de ξ_0 . Ainsi, l'intégrale prend la forme réduite

$$\begin{aligned}\frac{1}{d} \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \langle |\psi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle \tau_{\mathbf{k}} &= \frac{k_B T \tau_{GL}}{2\pi d a(T)} \int_0^{1/\xi_0} \frac{k dk}{(1 + k^2 \xi^2)^2} \\ &= \frac{k_B T \tau_{GL}}{2\pi d a(T)} \frac{1}{2\xi^2} \int_1^{1+\epsilon} \frac{dx}{x^2} \\ &= \frac{k_B T \tau_{GL}}{2\pi d a(T)} \frac{1}{2\xi^2} \left[\frac{1}{1+\epsilon} \right].\end{aligned}\quad (1.28)$$

²Cette contribution à la conductivité est souvent appelée «terme de densité d'état» [60] et est généralement négligeable. Une exception notable sont les mesures de conductivité selon l'axe c dans les supraconducteurs non conventionnels [61].

En sachant que $\frac{1}{1+\epsilon} = \frac{T_{c0}}{T}$ et en explicitant les différentes expressions on obtient que

$$\boxed{\sigma_s^{AL2D} = \frac{e^2}{16d\hbar}\epsilon^{-1}}. \quad (1.29)$$

Cette équation est le résultat connu pour la contribution directe ou d'Aslamazov-Larkin (AL) à la paraconductivité 2D [57]. Un calcul équivalent en 3D donne

$$\boxed{\sigma_s^{AL3D} = \frac{e^2}{32\xi_0\hbar}\epsilon^{-1/2}}. \quad (1.30)$$

On a donc un modèle simple de la conductivité à l'approche de la transition supraconductrice. Ce modèle donne la correction d'ordre zéro au cas purement champ moyen. Pour des films minces de supraconducteurs conventionnels, le cas 2D reproduit bien les résultats expérimentaux dans la limite sale ($\xi \gg$ le libre parcours moyen). Par contre, dans la limite propre, la contribution AL à la paraconductivité semble significativement inférieure aux résultats expérimentaux [57].

En effet, le modèle simple à deux fluides n'inclut pas tous les effets pertinents, même au niveau de la théorie de GL dépendante du temps. Pour ce faire, on doit ajouter la contribution indirecte ou de Maki-Thompson. Il s'agit essentiellement d'une correction qui vient du fait que les fluctuations supraconductrices, une fois relaxées, conservent une nature qui s'apparente à l'état supraconducteur et ont donc un apport supplémentaire à la conductivité³. En 2D, cette correction peut s'écrire en fonction de la contribution directe [57] :

$$\sigma_s^{MT2D} = \frac{2\epsilon}{\epsilon - \delta} \ln\left(\frac{\epsilon}{\delta}\right) \sigma_s^{AL2D} \quad (1.31)$$

où δ est essentiellement un paramètre libre qui décrit l'importance des processus microscopiques qui brisent les paires de Cooper. Cette contribution peut être vue comme la correction du premier ordre au champ moyen dans la théorie de GL dépendante du temps [63]. Pour les supraconducteurs haute- T_c , le gap de type d fait en sorte que cette contribution devrait en principe être très faible [64].

³Cette contribution peut aussi être vue comme l'apport à la paraconductivité des réflexions d'Andreev se produisant aux interfaces des volumes supraconducteurs considérés dans la contribution AL [62].

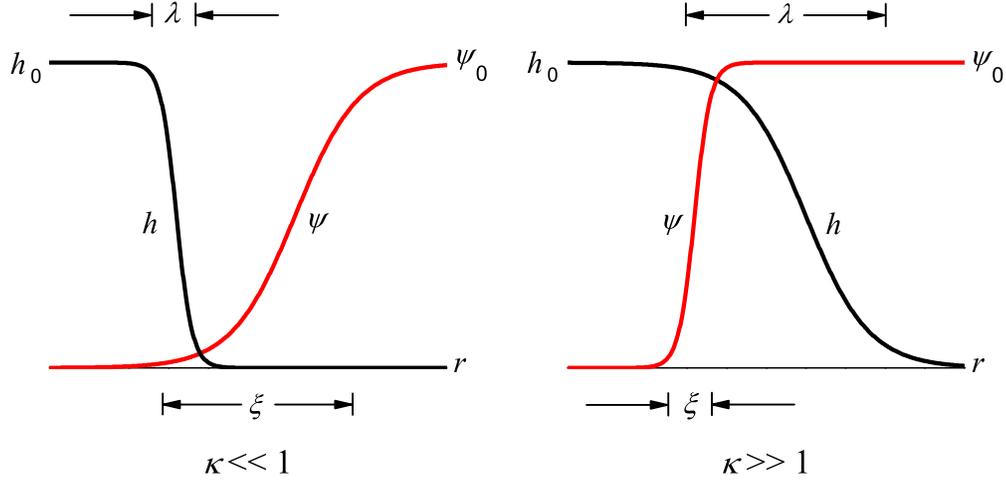


FIGURE 1.3 – Schéma de la solution des équations différentielles de GL dans le cas d'une région supraconductrice semi-infinie plongée dans un champ magnétique uniforme.

1.2.2 Longueur de pénétration et vortex

Pour discuter des fluctuations au-delà de l'approximation gaussienne, il devient essentiel d'introduire les concepts liés à l'existence de l'effet Meissner dans les supraconducteurs [41]. L'effet Meissner est essentiellement l'expulsion du champ magnétique d'un supraconducteur. Pour illustrer cette idée dans la théorie GL, supposons une région supraconductrice ($T < T_{c0}$) semi-infinie plongée dans un champ magnétique uniforme h_0 . Ce problème se résume simplement à un problème 1D où l'on pose les conditions aux limites $\psi = 0$ ($\psi = \psi_0$) et $h = h_0$ ($h = 0$) lorsque $x \rightarrow -\infty$ ($x \rightarrow \infty$). Dans cette situation, les équations différentielles GL linéarisées permettent une solution telle qu'illustrée à la figure 1.3 [41]. Ici, on a défini la longueur caractéristique de pénétration du champ magnétique, λ , qu'on appelle aussi longueur de pénétration de London. La décroissance du champ magnétique dans le supraconducteur s'écrit donc, sous certaines conditions, comme $h(x) \sim e^{-x/\lambda}$ où

$$\lambda^2 = \frac{m^* c^2}{4\pi n_{s0} e^{*2}}. \quad (1.32)$$

La dépendance en température de λ est fixée par la dépendance de la densité superfluide. Comme nous l'avons mentionné précédemment, pour $T \lesssim T_{c0}$, $n_{s0} \propto |T - T_{c0}|$, alors on peut dire que λ a la même dépendance en température que ξ dans la région critique sous T_{c0} . On peut donc définir $\kappa = \lambda/\xi$ comme un paramètre non universel qui dépend du matériau. Ce paramètre peut être vu comme le rapport entre l'énergie élastique

associée au gradient de la phase du paramètre d'ordre et l'énergie de condensation du supraconducteur. La valeur de κ devient un paramètre très important lorsque l'on plonge un supraconducteur dans un champ magnétique. Pour $\kappa < 1/\sqrt{2}$, la supraconductivité écrante parfaitement le champ magnétique jusqu'à $h = H_c$, où se produit une transition du premier ordre [41]. On désigne ces supraconducteurs comme étant de type I. Les supraconducteurs de type II sont ceux pour lesquels on a $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Dans ce cas, en champ magnétique, la transition de phase est du deuxième ordre et se fait à H_{c2} . La distinction plus classique qu'on peut faire entre ces deux types de supraconducteurs est la possibilité qu'ont les types II d'avoir un état fondamental, entre H_{c1} et H_{c2} ($H_{c1} < H_{c2}$), où le condensat laisse localement passer le champ magnétique par des défauts topologiques nommés vortex [59]. On appelle cette phase l'état de vortex d'Abrikosov [41].

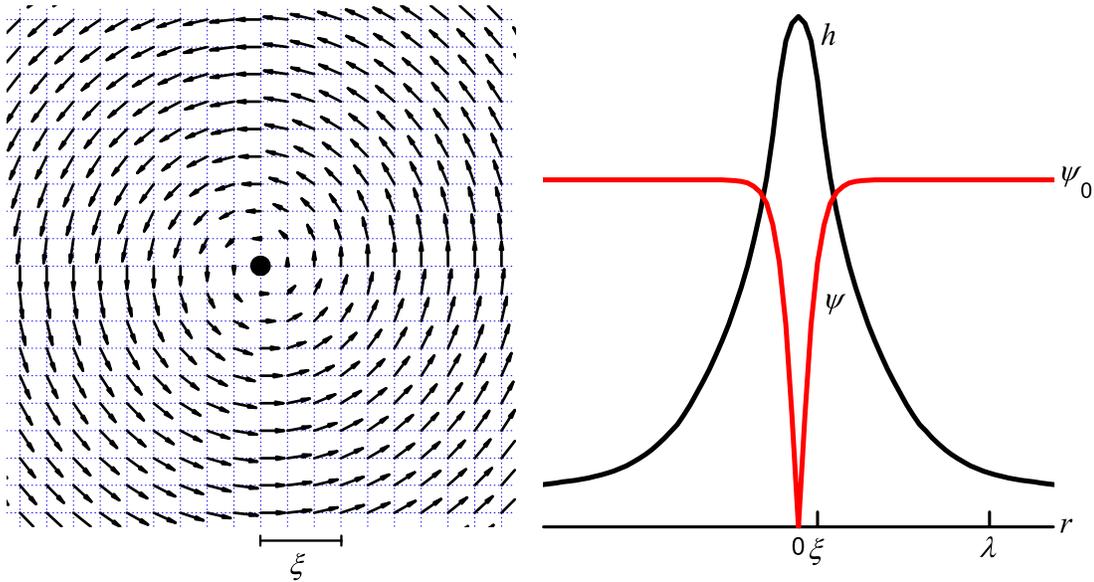


FIGURE 1.4 – Vortex en théorie GL. Gauche : champ vectoriel dans la théorie GL du paramètre d'ordre supraconducteur, $\psi(\mathbf{r})$, pour un vortex isolé avec $q = 1$. Droite : dépendance radiale, r , de l'amplitude du paramètre d'ordre et du champ magnétique pour le même vortex dans le cas $\kappa = 10$.

Dans les supraconducteurs haute- T_c , $\kappa > 10$, ce qui fait en sorte que les vortex y jouent un rôle déterminant. En fait, ils seront importants même sans champ magnétique appliqué lorsque l'état de vortex n'est pas l'état fondamental mais plutôt un état excité. D'abord, intéressons-nous à la définition générale des défauts topologiques que sont les vortex. Le paramètre pertinent dans cette définition est la phase du paramètre d'ordre φ . On dit donc qu'un vortex est une déformation topologiquement stable du paramètre

d'ordre pour laquelle, sur un parcours fermé autour du vortex, Γ ,

$$\oint d\varphi(\mathbf{r}) = \oint_{\Gamma} \frac{d\varphi(\mathbf{r})}{dz} dz = 2\pi q \quad q = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.33)$$

Ici z est simplement une variable de position sur le parcours et q est la vorticité. L'intégrale est prise par convention dans le sens anti-horaire. Ainsi, la figure 1.4 présente à gauche un vortex avec $q = 1$. Cette définition des vortex est bonne pour tout parcours fermé sauf pour un contour qui passe par le centre du vortex. En ce point, il y a singularité mathématique. En général, dans le modèle XY^4 cette singularité peut causer un problème, mais, ici, l'amplitude du paramètre d'ordre supraconducteur tombe à zéro au coeur du vortex [41]. Pour une description détaillée de la structure topologique des vortex, nous référons au livre de Chaikin et Lubensky [59].

La figure 1.4 présente le résultat classique d'un vortex isolé dans la théorie GL. On trouve, en résolvant les équations différentielles de GL, un paramètre d'ordre supraconducteur qui prend la forme en coordonnées polaires (r, θ)

$$\psi(r, \theta) = \psi_0 f(r) e^{i(\theta + \phi_0)} \quad (1.34)$$

où ϕ_0 est un choix de jauge arbitraire et $f(r) \approx \tanh \frac{vr}{\xi}$ avec $v \sim 1$ [41]. On a donc une suppression du paramètre d'ordre au centre du vortex d'une taille caractéristique ξ . Dans la partie gauche de la figure 1.4, on peut voir le profil radial de la composante perpendiculaire au plan du champ magnétique traversant le vortex. On peut facilement évaluer de façon exacte le flux magnétique qui traverse un vortex en regardant les équations 1.4 et 1.33. Sachant que, sur un parcours pour lequel r est très grand, la densité de courant,

⁴Le modèle XY est un modèle de spin 2D en interaction avec les plus proches voisins [59]. Ce modèle est souvent utilisé comme base de comparaison pour les systèmes supraconducteurs. Les différences importantes entre les supraconducteurs et le modèle XY est que ce dernier n'est pas couplé à la charge et, surtout, que l'amplitude des spins ne fluctue pas. Le Hamiltonien de ce modèle s'écrit

$$H = J \sum_{\langle ij \rangle} \cos(\varphi_i - \varphi_j) \approx \rho_s \sum_{\langle ij \rangle} (\varphi_i - \varphi_j)^2$$

où l'approximation des faibles variations de φ est faite. Le paramètre ρ_s se nomme la rigidité de spin. Ce modèle est équivalent au réseau de jonctions Josephson souvent utilisé pour étudier les propriétés des supraconducteurs [41]. Dans la limite continue, le Hamiltonien s'écrit

$$H \approx \rho_s \int d\mathbf{r} (\nabla \varphi(\mathbf{r}))^2.$$

$\mathbf{J}(\mathbf{r})$, s'annule, on a que

$$2\pi q - \oint_{\Gamma} \frac{e^*}{c\hbar} \mathbf{A}(\mathbf{r}) d\mathbf{z} = 0. \quad (1.35)$$

En utilisant $\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(\mathbf{r})$ et le théorème de Stokes, on obtient que le flux magnétique au coeur d'un vortex est quantifié en unité de quantum de flux $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e^*$:

$$\int_S \mathbf{B}(\mathbf{r}) d\mathbf{a} = q\Phi_0 \quad (1.36)$$

où l'intégrale de surface se fait sur l'élément différentiel de surface $d\mathbf{a}$.

Reste maintenant à savoir quantitativement quelle est la distribution radiale du champ magnétique pour un vortex dans la théorie GL. Le cas général n'admet pas de solution analytique simple, mais, comme nous nous intéressons au cas des supraconducteurs non conventionnels avec des valeurs de ξ_0 petites, une bonne approximation pour ces matériaux serait de poser que $\kappa \gg 1$. Cette approximation permet de considérer que pour $r > \xi$, $f(r) = 1$. La solution exacte est une fonction d'Hankel d'ordre zéro

$$h(r) = \frac{q\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \quad (1.37)$$

avec les limites pertinentes

$$\begin{aligned} h(r) &\approx \frac{q\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \left(\ln \frac{\lambda}{r} + 0.12 \right) & \xi \ll r \ll \lambda \\ h(r) &\rightarrow \frac{q\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \left(\frac{\pi\lambda}{2r} \right)^{1/2} e^{-r/\lambda} & r \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (1.38)$$

De plus, il est correct de supposer dans ce schéma d'approximation que $h(\xi) \approx h(0) = h_0$.

On s'intéresse maintenant à l'énergie de la nucléation d'un vortex. On a pu voir que la structure simplifiée d'un vortex implique deux contributions à son énergie. D'abord, il y a l'énergie du coeur, E_c , qui est reliée à la destruction du paramètre d'ordre dans un volume $\xi^2 \mathcal{L}$ où \mathcal{L} est la longueur du vortex. Ensuite, il y a l'énergie associée au courant qui écrante le champ magnétique, E_{el} . Ce dernier a deux parties, soit l'énergie cinétique et l'énergie contenue dans le champ magnétique qui se trouve dans un volume $\mathcal{L}\lambda^2\pi$. On appelle cette deuxième contribution E_{el} , parce qu'elle est équivalente à l'énergie de déformation élastique de la phase du paramètre d'ordre.

L'énergie de coeur en théorie GL peut être déterminée de façon exacte. On obtient,

indépendamment de la valeur de κ , que [29]

$$E_c = 0.390 \, 2\pi q^2 \frac{\hbar^2}{m^*} n_{s0} \mathcal{L}. \quad (1.39)$$

L'énergie due à la déformation élastique du paramètre d'ordre se calcule directement en sommant la partie magnétique et la partie cinétique :

$$\begin{aligned} E_{el} &= \frac{1}{8\pi} \int d^3\mathbf{r} h^2(\mathbf{r}) + \frac{m^*}{2e^{*2}} \int d^3\mathbf{r} \frac{J^2(\mathbf{r})}{n_s(\mathbf{r})} \\ &= \frac{1}{8\pi} \int d^3\mathbf{r} h^2(\mathbf{r}) + \frac{m^* c^2}{2(4\pi)^2 e^{*2}} \int d^3\mathbf{r} \frac{|\nabla \times h(\mathbf{r})|^2}{n_s(\mathbf{r})}. \end{aligned} \quad (1.40)$$

L'intégrale sur la longueur met en évidence une dépendance linéaire de l'énergie. Avec ce problème 2D, on peut revenir immédiatement aux coordonnées polaires et, surtout, à la dépendance radiale. Comme défini précédemment, on a que $n_s(r) = n_{s0} f^2(r)$, de sorte que :

$$E_{el} = \frac{\mathcal{L}}{4} \int r dr \left[h^2(r) + \frac{\lambda^2}{f^2(r)} \left(\frac{dh(r)}{dr} \right)^2 \right]. \quad (1.41)$$

La solution de cette intégrale peut être obtenue numériquement mais, ici, en se limitant au cas $\kappa \gg 1$, on peut trouver une solution analytique simple. Cette approximation permet essentiellement de ne conserver qu'une dépendance en $\ln \kappa$ et, par conséquent, de ne conserver que la contribution venant de l'énergie cinétique. Ainsi, l'énergie d'un vortex supraconducteur dans la limite $\kappa \gg 1$ a la même forme que pour un vortex dans le modèle XY [41, 59]. On trouve l'expression pour l'énergie élastique :

$$E_{el} \approx \left(\frac{q\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \mathcal{L} \ln \kappa = \pi q^2 \frac{\hbar^2}{m^*} n_{s0} \mathcal{L} \ln \kappa. \quad (1.42)$$

Fait important à mentionner : étant donné la décroissance exponentielle de h pour $r \gtrsim \lambda$, on a posé λ comme la limite supérieure de l'intégrale.

L'énergie totale de nucléation d'un vortex par unité de longueur s'écrira donc

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= E_c/\mathcal{L} + E_{el}/\mathcal{L} = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_{el} \\ &= \pi q^2 \frac{\hbar^2}{m^*} n_{s0} (0.780 + \ln \kappa). \end{aligned} \quad (1.43)$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, on peut voir que κ détermine le rapport E_c/E_{el} . Il y a trois éléments clés dans cette expression pour l'énergie de nucléation d'un vortex dans la théorie GL : 1) elle dépend linéairement de la longueur du vortex considéré ; 2) elle dépend quadratiquement de la vortacité, q , ce qui favorise beaucoup les vortex $q = \pm 1$; et 3) elle est directement reliée à la valeur à nu de la densité superfluide et, par conséquent, a la même dépendance en température.

Le dernier élément essentiel qu'il nous reste à regarder est l'énergie d'interaction de deux vortex. Encore une fois, on se place dans la limite $\kappa \gg 1$, de sorte que le champ magnétique total est seulement la superposition des deux champs magnétiques. Cette superposition fait en sorte que le calcul est identique au cas traité précédemment auquel on ajoute un terme croisé qui tient compte de l'interaction. On a donc l'énergie par unité de longueur pour deux vortex séparés d'une distance $\xi \ll r \ll \lambda$ [59] :

$$\mathcal{E}_{2vortex}(r) = \pi \frac{\hbar^2}{m^*} n_{s0} \left[0.780 (q_1^2 + q_2^2) + (q_1 + q_2)^2 \ln \kappa - 2q_1 q_2 \ln(r/\xi) \right]. \quad (1.44)$$

On voit que la vortacité, $q_{1(2)}$, du vortex 1(2) joue un rôle déterminant. Ainsi, deux vortex de vortacité opposés s'attirent et deux vortex de même vortacité se repoussent. Autre résultat important de l'équation 1.44 : pour deux vortex de vortacité égale mais opposée, les termes d'énergie élastique des deux vortex s'annulent de sorte qu'il ne reste plus que l'énergie de coeur et l'énergie d'interaction.

1.2.3 Limites de la théorie GL et critères de Ginzburg

Tel que discuté précédemment, aucun consensus n'existe sur la théorie microscopique qui expliquerait la supraconductivité dans les cuprates. Par conséquent, on ne peut pas montrer que l'utilisation de la théorie GL est justifiée formellement dans ces matériaux. Par contre, la théorie GL offre une description générale des transitions de phase du second ordre qui dépassent le contexte de la supraconductivité [59]. Ceci fait en sorte qu'elle est toujours un bon point de départ pour comprendre la physique d'une transition de phase donnée.

Une question importante se pose dans l'application de la théorie de GL dans un cas général : existe-t-il des circonstances où cette théorie offre une description incomplète de phénomènes critiques autour de la transition de phase ? Microscopiquement, la théorie GL remplace les degrés de liberté locaux par leurs valeurs moyennes, de sorte qu'il est clair qu'on néglige les fluctuations. Pour corriger cette lacune, on peut considérer l'importance

des fluctuations thermodynamiques, au premier ordre, autour de l'état d'équilibre, comme nous l'avons fait à la section 1.2.1. Bien que cette méthode donne de bons résultats dans plusieurs cas, elle ne permet pas une description quantitative pour toutes les transitions de phase dans toutes les gammes de température. Une méthode pour quantifier la validité de l'approche au premier ordre est le *critère de Ginzburg* [59].

L'idée dans ce critère est de comparer la moyenne thermodynamique de densité superfluide dans l'approximation des fluctuations gaussiennes, $\langle n_s(\mathbf{r}) \rangle$, à la valeur à nu de densité superfluide, n_{s0} , dans la phase ordonnée. Ce calcul nous amène à définir une température T_G pour laquelle $\left| \frac{\langle n_s(\mathbf{r}) \rangle - n_{s0}}{n_{s0}} \right| = 1$ avec la température réduite associée ϵ_G . Au dessus de $|\epsilon_G|$, les fluctuations suivront bien l'approximation gaussienne, tandis que, sous $|\epsilon_G|$, les fluctuations deviendront trop importantes, et la description de la théorie GL perdra son applicabilité. On a donc la forme habituelle du critère de Ginzburg

$$\epsilon_G = \left(\frac{A_D}{2\Delta_{cV}\xi_0^D} \right)^{2/(4-D)} \quad (1.45)$$

où Δ_{cV} est le saut de chaleur spécifique champ moyen, D est la dimensionnalité du système considéré et A_D est une constante qui dépend de D . Compte tenu que l'argument de l'équation 1.45 est une fraction entre zéro et un, il existe une dimension critique supérieure, $D_c = 4$, pour laquelle $\epsilon_G \rightarrow 0$. C'est donc dire que, pour $D = 4$, l'approximation de fluctuation gaussienne décrit toujours les fluctuations supraconductrices à l'approche de la transition de phase. Plus la dimensionnalité est basse, pour $D < 4$, plus le comportement critique devient non gaussien à $|\epsilon_G|$ grand. Un autre paramètre important dans le *critère de Ginzburg* est la longueur de cohérence ξ_0 . On peut voir dans l'équation 1.45 que $\epsilon_G \sim \xi_0^{-2D/(4-D)}$ de sorte que, plus ξ_0 est grand, plus la théorie GL est bonne sur une large gamme de températures.

Microscopiquement, on peut facilement comprendre la dépendance de ϵ_G sur ξ_0 et D . De façon schématique, pour de petites valeurs de ξ_0 , peu de paires de Cooper seront contenues dans l'hypervolume ξ_0^D , et les fluctuations du nombre de paires dans cet hypervolume seront très importantes. Ainsi, l'approximation du champ moyen apparaît moins valable. Il en va de même pour la dimensionnalité : plus D est petit, moins les paires ont de voisins avec lesquels interagir.

Pour fixer les idées, comparons le cas des supraconducteurs conventionnels et des cuprates. Dans le cas du supraconducteur conventionnel Al ($T_c = 1.19$ K), ϵ_G peut être évalué à environ 10^{-16} [59]. Cette valeur est hors de portée pour toutes les expériences

modernes, donc on comprend bien pourquoi toutes les propriétés de la transition supraconductrice peuvent être expliquées par la théorie GL. À l’opposé, dans les cuprates, une évaluation approximative de ϵ_G donne $\sim 10^{-2}$ [65], une valeur beaucoup plus proche du domaine expérimentalement accessible. La différence entre ces deux valeurs est principalement due à ξ_0 et à la forte anisotropie des cuprates. On peut donc s’attendre à ce que $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ ne présente pas seulement un comportement compatible avec la théorie GL, mais présente aussi des effets dus aux fluctuations non triviales qui apparaissent près de la transition.

Dans les prochaines sections, nous regarderons plus en détails les comportements attendus à proximité de la transition de phase, au-delà de la théorie GL.

1.3 Modèle général de la transition supraconductrice : au-delà de la théorie GL

Nous venons d’explorer le cas simple de la transition supraconductrice dans le cas où les fluctuations ne jouent pas un rôle déterminant. La théorie complète des transitions de phase qui prend en compte les fluctuations pertinentes à toutes les échelles est le groupe de renormalisation (GR) [59]. Une description détaillée de cette théorie ne sera pas présentée ici, mais nous ferons un survol rapide des résultats pertinents associés à cette théorie.

D’abord, la première conséquence importante du groupe de renormalisation est l’universalité des exposants critiques tels que α , β , γ , ν et η [59]. L’universalité dit essentiellement que les valeurs de ces exposants dépendent seulement de la symétrie du paramètre d’ordre, de la dimensionnalité spatiale du système et de la symétrie et de la portée de l’interaction. Les détails de la forme et de l’amplitude de l’interaction ne jouent aucun rôle dans la valeur des exposants. C’est donc dire qu’il existe des classes d’universalités qui décrivent chacune plusieurs systèmes physiques différents. Par exemple, étant donné les deux composantes de leur paramètre d’ordre, la supraconductivité et la superfluidité sont toutes deux dans la même classe d’universalité que le modèle XY . Ceci signifie qu’en 3D leur exposant critique statique est donné par la classe d’universalité 3D- XY , soit $\nu = 0.67$ [59].

Une autre conséquence importante du groupe de renormalisation est la confirmation microscopique de l’hypothèse d’échelle. Cette hypothèse, que nous utiliserons plus loin

pour dériver la loi d'échelle courant-voltage dans la transition supraconductrice, dit que ξ joue un rôle essentiel dans le comportement critique près d'une transition de phase. De façon pratique, l'hypothèse d'échelle permet, en dimensionnant les différentes quantités en unité de ξ , d'extraire des liens non triviaux entre ξ , ces variables et les exposants critiques.

Le dernier résultat essentiel du traitement complet des fluctuations dans le GR est la renormalisation des propriétés statistiques. En particulier, nous nous intéresserons dans ce travail à la température critique et la densité superfluide. La densité superfluide renormalisée ou macroscopique⁵, n_{sR} , tient compte des fluctuations qui diminuent ou suppriment complètement la rigidité de phase à longue portée. À fréquence nulle ($\omega = 0$), n_{sR} , comme le paramètre d'ordre moyen, devient non nul pour $T < T_c$. Ici, T_c est la température critique renormalisée, c.-à-d. la température réelle de la transition vers l'état ordonné. Ainsi, sous T_{c0} , l'amplitude du paramètre d'ordre est fixée en grande partie, ce qui donne lieu à une valeur finie de $n_{s0} = |\psi_0|^2$. Par contre, la phase moyenne du paramètre d'ordre φ demeure nulle jusqu'à $T \leq T_c$, où la phase cesse de fluctuer.

Pour décrire avec plus de détails la physique de n_{sR} et de n_{s0} , on va maintenant discuter des excitations de l'état fondamental supraconducteur qui peuvent mener à la renormalisation de ces quantités. On parle ici des excitations de quasi-particules, des ondes de phase et des vortex.

1.3.1 Excitations de l'état supraconducteur

Les quasi-particules

Les excitations de quasi-particules sont importantes dans la mesure où elles affectent n_{s0} . Comme ces excitations ne perturbent pas directement la phase du condensat, elles ne peuvent pas affecter la valeur de n_{sR} autrement qu'à travers sa dépendance en n_{s0} .

Les ondes de phase

Les ondes de phase, telles qu'illustrées à la partie (a) de la figure 1.5, sont simplement une conséquence du théorème de Goldstone [59]. Comme l'état fondamental supraconducteur brise une symétrie continue, la symétrie de jauge, il doit exister un

⁵ n_{sR} est la valeur pertinente lorsqu'on parle de mesure macroscopique comme la longueur de pénétration λ .

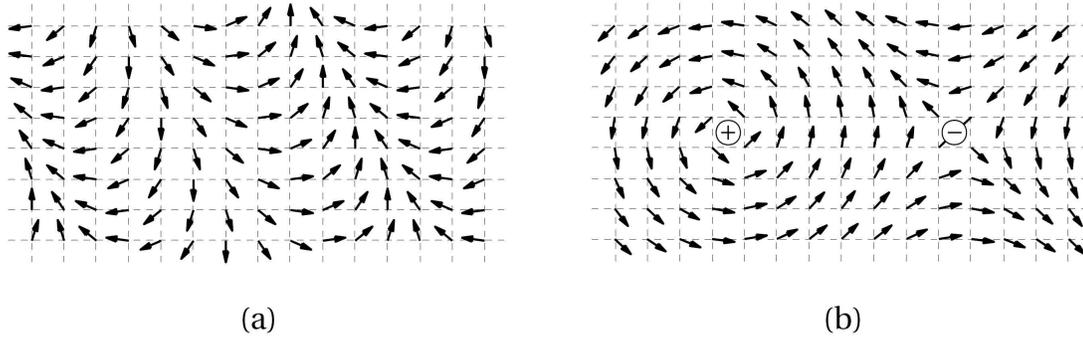


FIGURE 1.5 – Excitations d’un supraconducteur dans la représentation du modèle XY . (a) Ondes de phases. (b) Paires vortex-antivortex.

mode à zéro fréquence associé à une oscillation de la phase. Il s’agit d’excitation bosonique délocalisée, analogue aux phonons, avec une dispersion qui peut avoir des branches acoustiques et parfois des branches optiques. Ce type d’excitations joue un rôle essentiel dans plusieurs systèmes, dont l’ ^4He superfluide [56]. Dans les supraconducteurs, la situation est très différente parce que le condensat est chargé. En effet, comme le mode d’Anderson-Bogoliubov [66] fait intervenir la charge des électrons qui forment le condensat, l’interaction coulombienne à longue portée fait en sorte que ce mode ne disperse pas à partir de fréquence nulle mais plutôt de la fréquence plasma. L’énergie plasma est typiquement de l’ordre de l’eV, ce qui correspond à environ 10000 K. Cette grande énergie d’activation fait en sorte que ce mode est impossible à observer.

Le seul mode de phase observable dans le supraconducteur est le mode dissipatif ou mode de Carlson-Goldman, où la densité de charge du condensat est écrantée par la charge normale. Dans les supraconducteurs conventionnels, ce mode est seulement observable près de la transition [67, 68], où la densité de quasi-particules est suffisamment grande. Par contre, dans les supraconducteurs haute- T_c , l’existence de ce mode est encore une question ouverte. Par contre, comme la symétrie du gap supraconducteur est du type $d_{x^2-y^2}$, la population thermique de quasi-particules est significative pour des températures beaucoup plus faibles que T_c . Cette différence fait en sorte qu’il serait possible, selon certains calculs, d’observer le mode de Carlson-Goldman jusqu’à environ $T = 0.2T_c$ [69, 70]. Malgré ces considérations, il semble que ces excitations ne soient pas nécessaires pour expliquer le comportement en température de la densité superfluide dans les supraconducteurs haute- T_c [71].

Les vortex

Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.2, les vortex peuvent être partie intégrante de l'état fondamental GL en champ magnétique, mais ils peuvent aussi être des excitations pertinentes lorsque le champ magnétique appliqué est nul. Ceci est particulièrement vrai près de la température critique, où leur énergie de nucléation peut être très petite car proportionnelle à la densité superfluide (équation 1.43). Élément important à considérer pour cette discussion est que, comme on pose le champ magnétique appliqué nul et que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, les configurations de vortex excitées génèrent des lignes de champ magnétique en boucle fermée. Encore une fois et pour toute la discussion, nous nous limitons au cas où $\kappa \gg 1$.

Dans le cas d'un supraconducteur 3D infini et isotrope, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ impose qu'on s'intéresse à des boucles fermées de vortex. Regardons un modèle GL de l'énergie d'une de ces boucles. Nous adoptons une géométrie circulaire pour simplifier une fois de plus la discussion, mais le calcul pour des géométries arbitraires est possible [59]. En généralisant les résultats de l'équation 1.44 dans le cas d'une boucle circulaire de rayon $R \gg \lambda$, on a que [20]

$$E_{anneau}(R) \approx 2\pi R\mathcal{E} \quad (1.46)$$

où \mathcal{E} est l'énergie par unité de longueur d'un segment de vortex (équation 1.43). Pour une boucle avec $R < \lambda$, la situation devient un peu plus complexe avec \mathcal{E} qui conserve une dépendance en $\ln R/\xi$ [72]. Qualitativement, on peut voir qu'une population de boucles de rayon R , $P(R, T)$, qui est proportionnelle au poids de Boltzmann, sera présente à température T :

$$P(R, T) \sim e^{-\frac{E_{anneau}(R)}{k_B T}}. \quad (1.47)$$

Les fluctuations dues à la présence de ces boucles de vortex, dont la taille moyenne augmente avec la température, sont la source de deux types de renormalisation de la densité superfluide. D'abord, comme le cœur d'un vortex est essentiellement une région normale, plus il y a de boucles et plus elles ont un grand rayon, plus le volume supraconducteur effectif est petit. Ainsi, l'apparition de boucles de vortex renormalise à la baisse n_{s0} . Ensuite, les boucles de vortex sont directement reliées à la suppression de la rigidité de phase macroscopique. Plus la taille moyenne des boucles est grande, plus la rigidité de phase du système diminue. Dans la limite où le rayon moyen des boucles est infini, la rigidité de phase tombe à zéro [73], car leur présence provoque des glissements

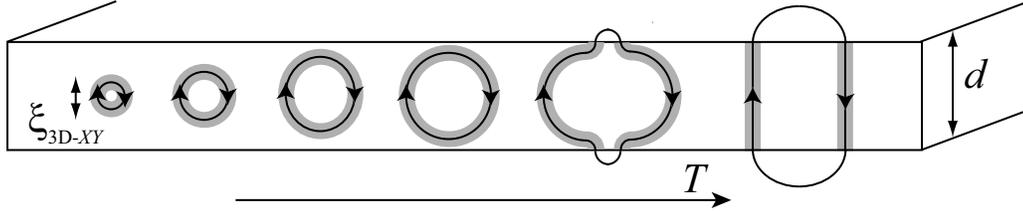


FIGURE 1.6 – Illustration d’excitation de boucles de vortex en fonction de la température. Lorsque $\xi_{3D-XY} \sim d$, la boucle déborde de l’échantillon et forme une paire vortex-antivortex en interaction.

de phase⁶ [72] qui détruisent l’ordre.

Une théorie complète de la statistique de ces excitations et de leurs effets sur les propriétés du modèle XY (incluant l’He superfluide et la supraconductivité) dans le cadre du GR a été étudiée par Shenoy [74–76] et Williams [73, 77–79]. Dans cette théorie, la renormalisation s’effectue en exprimant l’Hamiltonien en fonction de ses excitations élémentaires (vortex et ondes de spins) plutôt qu’en série perturbative du paramètre d’ordre. Cette théorie permet de bien décrire le comportement de la densité superfluide à l’approche de la transition supraconductrice. Par exemple, Williams [79] obtient en 3D dans la limite thermodynamique que, sous T_c , la densité superfluide⁷

$$n_{sR}(T) \sim \xi_{3D-XY}^{-1}(T) \sim \left[\frac{T_c - T}{T_c} \right]^\nu, \quad (1.48)$$

avec $\nu = 0.6717$. Cette valeur de ν est en accord avec les valeurs connues pour la classe d’universalité 3D- XY obtenue par d’autres techniques du GR [59]. De plus, ceci est en accord parfait avec les résultats obtenus par Kamal *et al.* sur des cristaux d’ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [21]. Il est intéressant de noter que ξ_{3D-XY} , la longueur de corrélation associée aux fluctuations de phase dans le modèle 3D- XY , peut être vue comme le diamètre des boucles de vortex dominantes dans le système.

Dans tout échantillon réel, et plus particulièrement dans le cas des couches minces, les effets de taille finie peuvent devenir très importants. Ceci peut être observé clairement dans la figure 1.6, où l’on voit que, lorsque la longueur de corrélation, ξ_{3D-XY} , devient de l’ordre de l’épaisseur de la couche supraconductrice, d , la physique de vortex 2D devient dominante. Une boucle de vortex qui déborde de l’échantillon selon l’épaisseur devient essentiellement une paire vortex-antivortex (v/a) tel qu’illustré à la figure 1.5 et dans la

⁶«phase slips» en anglais.

⁷La relation d’échelle de Josephson stipule que $n_s \sim \epsilon^{(d-2)\nu}$ de sorte qu’en 3D on a $n_s(T) \sim \xi^{-1}(T)$.

limite haute température de la figure 1.6. Ces paires v/a jouent en 2D un rôle analogue aux boucles de vortex en 3D dans la renormalisation de la densité superfluide. Les limites 2D et quasi-2D seront explorées plus en détails dans les prochaines sous-sections. Nous verrons que, en 2D, la phase ordonnée et la transition qui mène vers cette phase ont une nature différente à celle du cas 3D.

1.3.2 Ordres et désordre

Contrairement à la description donnée par la théorie champ moyen GL, lorsqu'on tient compte des fluctuations thermiques, la possibilité d'avoir un ordre à longue portée à température finie dépend de la dimensionnalité du réseau. Pour comprendre plus formellement cette affirmation, regardons les fonctions de corrélation spatiale de la phase dans l'approximation des fluctuations gaussiennes en fonction de la température. À l'image du résultat obtenu à l'équation 1.13, dans un état désordonné ($T > T_{c0}$), la fonction de corrélation du paramètre d'ordre entre deux points séparés d'une distance r est

$$G_\psi(r, T) = \langle \psi(\mathbf{r})\psi(0) \rangle \sim \frac{e^{r/\xi(T)}}{r^{D-2+\eta}} \quad (T > T_{c0}). \quad (1.49)$$

Tous les termes ont leur définition habituelle et η est un exposant critique. Dans la phase désordonnée, les corrélations spatiales décroissent exponentiellement avec la distance, indépendamment de la dimension.

Intéressons-nous maintenant seulement au cas d'un réseau 3D. À T_{c0} , comme ξ diverge, les corrélations spatiales deviennent algébriquement décroissantes :

$$G_\psi(r, T) \sim \frac{1}{r^{1+\eta}} \quad (T = T_{c0}). \quad (1.50)$$

Pour $T < T_{c0}$, on a une phase qui présente un ordre à longue portée avec un paramètre d'ordre non nul. Ainsi, pour $T < T_{c0}$ au premier ordre, la fonction de corrélation ne dépend pas de r dans la limite $r \rightarrow \infty$. On écrit donc

$$G_\psi(r, T) \approx n_{s0}C(T) \quad (T < T_{c0}, r \rightarrow \infty) \quad (1.51)$$

où $C(T)$ est une fonction qui dépend de la température mais pas de r . On voit donc que le système est fortement corrélé. Par contre, il subsiste des fluctuations locales du paramètre d'ordre par rapport à la valeur moyenne. Pour mettre en évidence ces fluctuations, on

calcule le corrélateur à r finie, par rapport à sa valeur à $r \rightarrow \infty$:

$$G_{\psi-\langle\psi\rangle}(r, T) = \langle\psi(r)\psi(0)\rangle - \langle\psi\rangle^2 \sim \frac{e^{r/\xi(T)}}{r^{1+\eta}} \quad (T < T_{c0}). \quad (1.52)$$

Ce résultat est essentiellement le même que celui obtenu à l'équation 1.13. On peut voir que les fluctuations du paramètre d'ordre ont qualitativement le même comportement, indépendamment de la valeur moyenne du paramètre d'ordre, qu'il soit nul ou fini.

Dans le cas du réseau 2D, la situation devient plus subtile, car le théorème de Mermin-Wagner [80] stipule qu'il ne peut y avoir d'ordre à longue portée tel que décrit par les équations 1.51 et 1.52. Par contre, le théorème de Mermin-Wagner n'exclut pas l'ordre à quasi-longue portée. Pour comprendre la distinction, il faut regarder $G_\psi(r, T)$ dans le cas 2D sous T_{c0} et avec n_{s0} fini. Le résultat de ce calcul donne une décroissance algébrique identique au résultat de l'équation 1.50. On a donc que

$$G_\psi(r, T) \sim \frac{1}{r^\eta} \quad (T \leq T_{c0}) \quad (1.53)$$

où

$$\eta = \frac{k_B T m^*}{2\pi n_{s0} \hbar^2 d} \quad (1.54)$$

et d est l'épaisseur du système 2D telle que définie dans la figure 1.6. Dans la limite de $T \rightarrow 0$, on obtient bien des corrélations indépendantes de r , ce qui constitue un ordre à longue portée. Par contre, à température finie, lorsque $n_{s0} \rightarrow 0$, on retrouve un état où les corrélations ont une décroissance plus rapide qu'une décroissance algébrique. Dans le cas des fluctuations gaussiennes en 2D, on a toujours un ordre à quasi-longue portée pour $T < T_{c0}$. Par contre, si on tient compte des fluctuations de phase produites par la présence de vortex, il existera une transition de phase d'un ordre à quasi-longue portée vers un état désordonné lorsque $n_{sR} \rightarrow 0$ pour $T < T_{c0}$. En fait, cette transition est la transition de Kosterlitz-Thouless [81, 82] et sera le sujet de la prochaine sous-section.

1.3.3 Transition de Kosterlitz-Thouless (KT)

Tel que mentionné précédemment, la transition de Kosterlitz-Thouless est une transition qualitativement différente d'une transition de phase 3D parce qu'elle ne mène pas vers une phase d'ordre à longue portée mais bien vers une phase avec un ordre à quasi-longue portée. La raison de cet ordre incomplet à température finie est que les fluctuations

thermiques en 2D sont déterminantes.

Pour discuter de la question des fluctuations thermiques qui mènent à la transition KT en 2D, nous nous baserons sur une description GL de l'état supraconducteur, sur lequel on greffe une population de vortex et d'antivortex. Au même titre qu'en 3D, les boucles de vortex de taille infinie détruisent l'ordre à longue portée et la présence de vortex libres et mobiles en 2D provoquent la destruction de l'ordre 2D [41, 59]. Pour se convaincre de cela, on peut simplement noter qu'un glissement de phase de 2π est produit lorsqu'un vortex diffuse à travers tout l'échantillon. Un processus équivalent serait la création d'une paire v/a au centre d'un échantillon, que chacun diffuse de son côté et se désintègre à $+\infty$ et $-\infty$.

Dans ce contexte, il devient intéressant de revisiter la description des vortex de la théorie GL pour en faire une théorie 2D effective pour une couche d'épaisseur d [29]. Les quantités pertinentes d'une telle théorie sont la densité superfluide surfacique $n_s^{2D} = dn_s$ et la longueur de pénétration dans le plan $\lambda_{\perp} = \lambda^2/d \sim 1/n_s^{2D}$. Pour des couches minces, $\lambda \gg d$, λ_{\perp} joue le rôle de longueur de pénétration dans le plan [83], ce qui signifie que, en théorie GL, le champ magnétique autour d'un vortex a une portée de λ_{\perp} dans l'équation 1.38 au lieu de λ .

Le fait que la portée du potentiel d'interaction entre vortex soit coupée à λ_{\perp} dans les supraconducteurs⁸, dû à l'écrantage du champ magnétique, a initialement fait croire que la transition KT ne pouvait pas exister dans ces systèmes [81, 82]. Par contre, il a été démontré que, de façon effective, λ_{\perp} est généralement de l'ordre de la taille de l'échantillon à la transition [84], ce qui fait en sorte que la coupure réelle pour le calcul de l'énergie élastique d'un vortex (équation 1.41) ou l'énergie d'interaction entre vortex (équation 1.44) est plutôt le rayon de l'échantillon, l . Donc, près de la transition KT, l'énergie élastique associée à un seul vortex, avec $q = 1$, s'écrit

$$E_{el} = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} n_{s0}^{2D} \ln \frac{l}{\xi}. \quad (1.55)$$

Maintenant, regardons la démonstration heuristique de Kosterlitz *et al.* [81, 82] sur comment les vortex mènent à une transition de phase en 2D. D'abord, on suppose qu'on peut négliger l'énergie de coeur des vortex. Pour obtenir l'énergie libre, on doit évaluer l'entropie, S , associée à la présence d'un vortex dans un échantillon de surface l^2 . Étant

⁸Dans le cas du modèle XY et du superfluide non chargé, l'interaction de portée infinie entre vortex semble beaucoup plus propice à ce genre de transition.

donné, la taille du coeur ξ^2 , le nombre de configurations possibles de ce vortex dans l'échantillon est l^2/ξ^2 , de sorte que $S = 2k_B \ln(l/\xi)$. Dans ce contexte, l'énergie libre s'écrit comme

$$F = E - TS = \left(\frac{\pi \hbar^2}{m^*} n_{s0}^{2D} - 2k_B T \right) \ln \frac{l}{\xi}. \quad (1.56)$$

L'équation 1.56 nous donne immédiatement une condition sur la température sous laquelle l'existence de vortex libre est défavorisée et l'ordre peut s'établir. On définit donc la température critique de Kosterlitz-Thouless

$$T_{KT} = \frac{\pi \hbar^2}{2k_B m^*} n_{s0}^{2D}. \quad (1.57)$$

Ce résultat, bien qu'obtenu d'arguments grossiers, donne le bon résultat si on utilise la densité superfluide surfacique renormalisée, n_{sR}^{2D} , plutôt que n_{s0}^{2D} . On a donc de façon plus exacte

$$\boxed{T_{KT} = \frac{\pi \hbar^2}{2k_B m^*} n_{sR}^{2D} = \frac{\Phi_0^2}{32\pi^2 k_B \lambda_{\perp}}} \quad (1.58)$$

où, bien sûr, λ_{\perp} est la valeur pleinement renormalisée.

L'équation contient plus qu'une simple relation entre la température critique et la densité superfluide : elle décrit un élément important de la transition de KT, soit le saut universel de densité superfluide à la transition de phase [85]. Contrairement aux résultats GL (équation 1.8) ou 3D-XY (équation 1.48), la densité superfluide est discontinue à la transition KT.

Une description physique plus détaillée utilise, en champ magnétique nul, une population égale de vortex et d'antivortex en interaction via un potentiel à deux corps. On arrive ainsi à une équation 1.44 corrigée. Ces corrections sont bien sûr la coupure mentionnée précédemment et l'utilisation de n_{sR}^{2D} au lieu de n_{s0}^{2D} . Comme le potentiel d'interaction a une forme identique à l'interaction de Coulomb en 2D, $\ln(r/\xi)$, on peut calquer exactement ce problème sur celui du gaz de Coulomb en 2D [86]. Dans cette analogie, la vorticité q joue le rôle de la charge et on écrit la renormalisation de la densité superfluide dans l'approximation linéaire comme une constante diélectrique

$$n_{sR}^{2D} = \frac{n_{s0}^{2D}}{\varepsilon(k=0)}. \quad (1.59)$$

Pour $T > T_{KT}$, on a bien s ur que $\varepsilon^{-1}(k=0) = 0$ et tend vers 1 à basse température.

Dans cette description plus détaillée, la transition KT est due à l'appariement de tous les vortex et antivortex. Ainsi, pour $T < T_{KT}$, tous les vortex sont liés en paires v/a , de sorte qu'un ordre à quasi-longue portée peut exister. Ces paires peuvent écranter l'interaction v/a , ce qui fait que $\varepsilon^{-1}(k=0)$ peut être différent de 1. Pour $T > T_{KT}$, les paires v/a commencent à se dissocier. La présence de vortex libres a deux effets : ils détruisent l'ordre et ils écrantent beaucoup mieux l'interaction v/a que des paires liées, ce qui amplifie la dissociation v/a . On comprend donc la nature du saut de densité superfluide à T_{KT} comme une conséquence de la prolifération de vortex libres à la transition.

Un autre résultat important de la transition KT est le comportement non trivial de la longueur de corrélation dans la phase désordonnée à l'approche de T_{KT} . Le résultat obtenu en fonction des paramètres de la théorie GL prend la forme [87, 88]

$$\boxed{\xi_{KT} \approx a\xi \exp \left[\sqrt{\frac{b\epsilon_c}{\epsilon}} \right] \quad T_{KT} < T \ll T_{c0}} \quad (1.60)$$

où a et b sont des constantes de l'ordre de 1, ξ est la longueur de corrélation dans la théorie GL associée à la taille du coeur des vortex et où on a défini $\epsilon_c = (T_{c0} - T_{KT})/T_{KT}$. Pour $T \leq T_{KT}$, les corrélations spatiales ont une décroissance algébrique de sorte que $\xi_{KT} = \infty$.

Effets de taille finie dans la transition KT

Une description physique complète de la transition KT dans tous les échantillons réels exige une discussion sur les effets de taille finie. Il s'agit en fait de considérer l'interaction entre les paires de v/a et le bord de échantillon. Cette interaction permet, en principe, l'annihilation d'un vortex d'une paire de sorte qu'elle produit une population de vortex libres même sous T_{KT} . Ainsi, à l'approche de la transition, la divergence de ξ_{KT} est tronquée à la taille de l'échantillon, l . Les propriétés critiques seront ainsi masquées près de T_{KT} . Il va sans dire que la phase quasi ordonnée sous T_{KT} aura aussi des excitations présentes qui fixeront $\xi \approx l$. On peut donc dire que la transition de phase en termes formels n'a jamais lieu, elle est plutôt remplacée par le passage⁹ d'un état désordonné vers un autre état désordonné où ξ_{KT} est très grand.

D'autres effets dans les supraconducteurs peuvent avoir les mêmes conséquences sur la transition KT. Un champ magnétique appliqué non nul, aussi petit soit-il, peut nucléer des vortex libres. Dans les supraconducteurs haute- T_c , la portée finie de l'interaction

⁹«Crossover» en anglais.

v/a peut aussi être très importante. Comme nous l'avons vu précédemment, la portée maximale de l'interaction v/a est donnée par λ_{\perp} . C'est donc dire que, si $\lambda_{\perp} < l$, la coupure de la divergence de ξ sera fixée par λ_{\perp} . De plus, comme λ_{\perp} diminue avec la température, une fois que ξ aura atteint λ_{\perp} , il se mettra à diminuer avec la diminution de la température. Cet effet peut être particulièrement important dans les cuprates parce que, comme l'équation 1.58 le montre, λ_{\perp} est inversement proportionnel à la température de transition à la transition. Par exemple, pour $T_{KT} = 1$ K, nous obtenons $\lambda_{\perp}(T_{KT}) = 9.8$ mm alors qu'avec $T_{KT} = 100$ K, c'est plutôt $\lambda_{\perp}(T_{KT}) = 98$ μm .

1.3.4 Transition de phase dans les supraconducteurs anisotropes quasi-2D

Depuis le début de cette section du chapitre, nous n'avons toujours considéré qu'un système isotrope. Comme l'objectif de ce travail est d'étudier un supraconducteur fortement anisotrope, il devient nécessaire d'évaluer l'impact de cette anisotropie sur les fluctuations supraconductrices. Un modèle pertinent pour les supraconducteurs haute- T_c est le modèle de Lawrence-Doniach [41]. Dans ce modèle, on suppose des plans supraconducteurs séparés par des régions non supraconductrices. Dans ce contexte, on peut écrire une énergie libre de GL où il existe un couplage entre deux plans voisins. Si on néglige la contribution du potentiel vecteur et que l'on pose le champ appliqué à zéro, l'équation 1.5 pour la densité d'énergie libre dans un plan d'indice n peut prendre la forme [41]

$$F_n(\mathbf{r}, T) = a(T) |\psi_n(\mathbf{r})|^2 + \frac{b}{2} |\psi_n(\mathbf{r})|^4 + \frac{\hbar^2}{2m_{ab}^*} \left(\left| \frac{\partial \psi_n(\mathbf{r})}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi_n(\mathbf{r})}{\partial y} \right|^2 \right) + \frac{\hbar^2}{2m_c^* s^2} |\psi_n(\mathbf{r}) - \psi_{n-1}(\mathbf{r})|^2. \quad (1.61)$$

Ici, m_{ab}^* est la masse effective dans les plans supraconducteurs, m_c^* est la masse effective perpendiculaire aux plans supraconducteurs et s est la distance interplan. On peut immédiatement voir que le dernier terme est la forme discrète du gradient. Bien sûr, pour avoir l'énergie totale d'une configuration, il faut intégrer sur la surface des plans et sommer sur tous les plans. Le dernier terme de l'équation joue essentiellement le rôle du couplage Josephson entre les plans. En effet, si on suppose que les fluctuations pertinentes

entre les plans sont sur la phase du paramètre d'ordre, le dernier terme devient

$$(\hbar^2/m_c^*s^2) |\psi_n(\mathbf{r})|^2 [1 - \cos(\varphi_n(\mathbf{r}) - \varphi_{n-1}(\mathbf{r}))]. \quad (1.62)$$

Dans le modèle Lawrence-Doniach, basé sur la théorie GL loin de T_{c0} , les fluctuations gaussiennes seront généralement celles de plans 2D découplés. À l'approche de T_{c0} ($T > T_{c0}$), l'augmentation de $\langle |\psi_n(\mathbf{r})|^2 \rangle$ augmentera le couplage interplan de sorte que, suffisamment près de T_{c0} , il y aura un passage vers des fluctuations 3D. On atteint donc la limite des grandes longueurs d'ondes où $(\psi_n(\mathbf{r}) - \psi_{n-1}(\mathbf{r}))/s$ peut être prise comme continue et remplacée par $\partial\psi_n(\mathbf{r})/\partial z$. Dans cette limite, ce modèle devient simplement une théorie GL anisotrope où $1/m^*$ devient un tenseur. Ceci a pour conséquence que des quantités importantes comme ξ deviennent des tenseurs aussi. Selon les axes principaux, d'indice i , on a donc que $\xi_{0,i}^2 = \frac{\hbar^2}{2m_i^*s}$, où i peut être pris dans les plans ou perpendiculaire aux plans supraconducteurs. On comprend qu'il devient pertinent de définir le facteur d'anisotropie

$$\gamma \equiv \left(\frac{m_c}{m_{ab}} \right)^{1/2} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}}. \quad (1.63)$$

Dans $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, le rapport de masse effective présenté dans l'introduction nous donne un $\gamma \approx 50$.

La valeur de ϵ à laquelle le passage 2D-3D se fait est inversement proportionnelle à γ et s . Ce passage 2D-3D a des conséquences sur la contribution AL à la paraconductivité. La solution des fluctuations gaussiennes dans le modèle Lawrence-Doniach donne une contribution de la forme [62]

$$\sigma_s^{LD} = \frac{e^2}{16s\hbar\epsilon} \left[1 + \frac{4}{\epsilon} \left(\frac{\xi_{0,c}}{s} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (1.64)$$

Dans la limite 2D, c'est-à-dire le cas où $s \gg \xi_{0,c}$, on conserve seulement le premier terme et on obtient la forme 2D (équation 1.29) où on a remplacé l'épaisseur du plan, d , par la distance interplan, s . Dans la limite 3D ($s \ll \xi_{0,c}$), on conserve le deuxième terme et on retrouve la forme 3D (équation 1.30) où on a maintenant remplacé ξ_0 du cas isotrope par $\xi_{0,c}$.

Ce passage 2D-3D pour des matériaux faiblement anisotropes comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ semble être bien décrit par le modèle Lawrence-Doniach [89]. Par contre, les matériaux

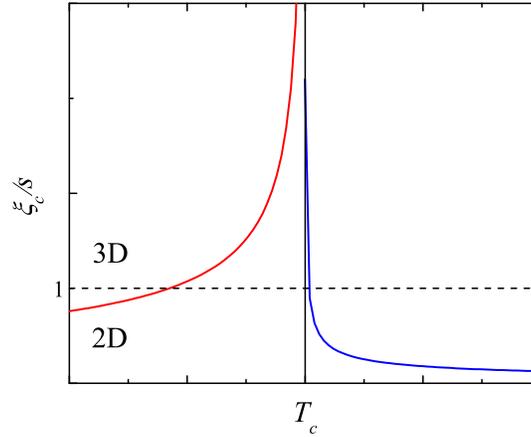


FIGURE 1.7 – Schéma du passage 2D vers 3D dans le modèle 3D-XY anisotrope. On peut voir la divergence de la longueur de corrélation selon l’axe c autour de T_c . Lorsque celle-ci dépasse la distance interplan, s , les fluctuations 3D deviennent dominantes. La suppression rapide des corrélations 3D pour $T > T_c$ suggère une forte renormalisation du couplage interplan dans la phase désordonnée. Figure inspirée de [29].

plus anisotropes comme $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ semblent être décrits par des fluctuations 2D pour tout le domaine de validité de la théorie des fluctuations gaussiennes [90].

Dans le cas où la transition 2D-3D s’est produite au niveau GL, la classe d’universalité 3D-XY devrait être le seul comportement observable à l’approche de T_c . Par contre, dans le cas de matériaux très anisotropes, le modèle 3D-XY anisotrope devrait pouvoir décrire le passage 2D-3D au-delà de la théorie GL. Une approche possible à l’étude de ce passage 2D-3D est une analyse numérique [91]. Les résultats d’une telle analyse montrent que, pour $T > T_c$, les fluctuations dues à la présence de vortex deviennent 2D juste au-dessus de la transition de phase 3D. Une illustration de ce résultat en termes de la longueur de corrélation selon l’axe c , ξ_c , est présentée à la figure 1.7. On voit que, loin de T_c , les fluctuations sont essentiellement 2D parce que ξ_c/s est plus petit que 1. Ceci est bien sûr le cas pour $T > T_c$ et pour $T < T_c$. Par contre, on voit que, à l’approche de T_c , l’étendue de la région 3D n’est pas la même pour $T > T_c$ et pour $T < T_c$. En effet, pour $T > T_c$, cette région est quasi inexistante.

D’autres approches théoriques ont confirmé ces résultats. En particulier, Pierson a utilisé le GR en intégrant à la physique KT un potentiel linéaire en r entre vortex et antivortex dû au couplage interplan. Ces résultats montrent que l’étendue de la région 3D est fortement atténuée pour $T > T_c$ [92,93]. Finalement, Shenoy *et al.* ont montré, en

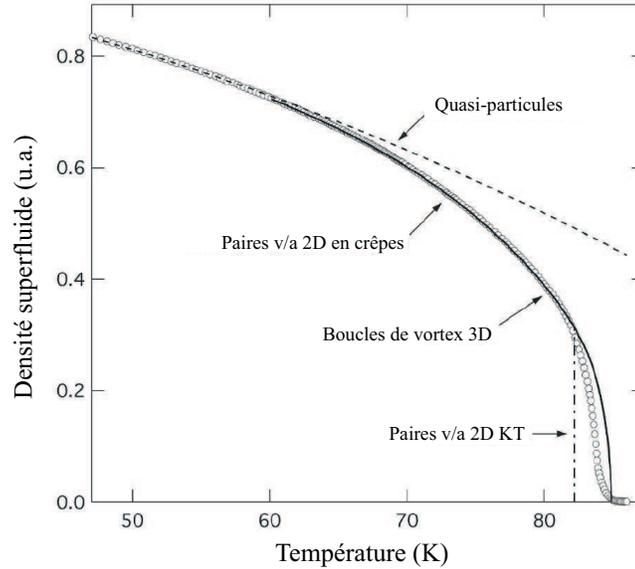


FIGURE 1.8 – Exemple de mesures de la densité superfluide dans une couche mince de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [96]. La courbe continue est le résultat d'un calcul du GR [71].

étudiant le modèle 3D-XY anisotrope à l'aide de GR des boucles de vortex, que, pour des cas de forte anisotropie, la signature des fluctuations 2D de plans découplés pouvait être vue sur une gamme de températures significatives pour $T > T_c$ [94, 95].

Pour résumer cette section, on présente à la figure 1.8 une mesure de densité superfluide sur une couche mince de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [96]. La courbe continue est le résultat d'un calcul du GR [71]. On voit que, loin de la transition, la dépendance de n_{sR} est déterminée par la densité de quasi-particules. Quand on s'approche de la transition, la dépendance de n_{sR} change parce que les boucles de vortex apparaissent. Celles-ci forment d'abord des paires v/a dans un seul bi-plan CuO_2 , mais, à plus haute température, les boucles deviennent de vrais objets 3D. Dans ce régime, les fluctuations sont décrites par la classe d'universalité 3D-XY. Lorsque les boucles deviennent suffisamment grandes, la physique KT apparaît pour des paires v/a qui traversent tout l'échantillon. La densité superfluide cesse de suivre le comportement 3D-XY en tendant rapidement vers zéro. Il s'agit du saut universel de densité superfluide KT.

Dans la prochaine section, nous revisiterons l'essentiel des discussions de cette section en tentant d'extraire les propriétés de transport électrique qui s'en dégagent.

1.4 Applications au transport électrique

1.4.1 Modèle physique de la dissipation électrique dans l'état supraconducteur

Comme nous avons décrit la transition supraconductrice en fonction d'excitations de vortex, on peut faire une description de la dissipation électrique dans cet état en regardant l'effet d'un courant sur un vortex. En général, la force de Lorentz¹⁰ par unité de longueur sur un vortex causée par une densité de supercourant s'écrit [98]

$$\mathbf{f}_L = 2\pi \frac{\hbar}{e^*} \mathbf{J} \times \mathbf{q}. \quad (1.65)$$

où \mathbf{q} est la version vectorielle de la vorticité q^{11} . Donc, l'application d'un courant provoque une force perpendiculaire au courant sur les vortex.

Si les vortex sont ancrés par des défauts, ils seront immobiles et n'auront aucun impact sur les propriétés de transport. En général, on dit que l'ancrage est causé par des non-uniformités dans l'énergie de nucléation d'un vortex et que l'importance de cet effet augmente avec la diminution de la température [41]. Ainsi, on suppose que les effets d'ancrage sont négligeables près de la transition.

Cas 2D

Pour fixer les idées, nous commençons par traiter le cas purement 2D (la transition KT) [98]. Regardons d'abord l'effet d'un courant pour $T < T_{KT}$, là où tous les vortex sont en paires v/a . La force de Lorentz de l'équation 1.65 aura un effet égal et opposé sur le vortex et l'antivortex de chaque paire. La force totale sur la paire sera nulle, mais son énergie deviendra (   comparer avec éq. 1.44)

$$\begin{aligned} E_{v/a}(r) &= 2E_c + 2\pi \frac{\hbar^2}{m^*} n_{sR}^{2D} \ln(r/\xi) - 2d\mathbf{r} \cdot \mathbf{f}_L \\ &= 2E_c + 2\pi \frac{\hbar^2}{m^*} n_{sR}^{2D} \ln(r/\xi) - 4\pi dr \frac{\hbar}{e^*} J \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (1.66)$$

¹⁰Ou force de Magnus [97].

¹¹La généralisation de l'équation 1.33 qui définit la vorticité prend la forme

$$\oint_{\Gamma} \frac{d\varphi(\mathbf{r})}{dz} d\mathbf{z} \times \hat{\mathbf{r}} = 2\pi \mathbf{q}$$

où $\hat{\mathbf{r}}$ est le vecteur unitaire de position de l'élément de parcours $d\mathbf{z}$.

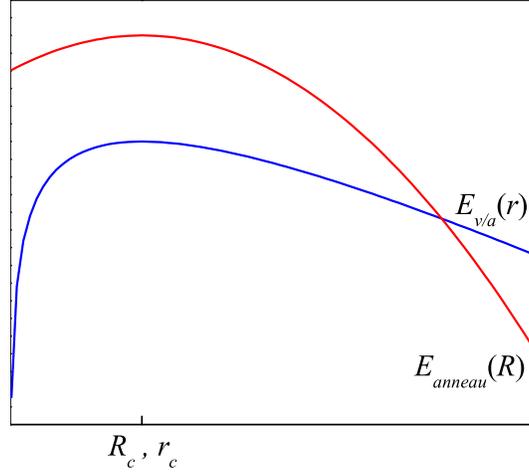


FIGURE 1.9 – Énergie d'une paire v/a en fonction de leur séparation, r , et énergie d'une boucle de vortex en fonction de son rayon, R , lorsque soumis à un courant électrique.

Ici, ϑ est l'angle entre le courant et l'axe qui lie la paire v/a. Cette énergie a un point de selle pour $\vartheta = \pi/2$ et $r = r_c$ où

$$r_c = \frac{\hbar e^* n_s^{2D}}{2m^* dJ}. \quad (1.67)$$

La figure 1.9 illustre la forme de $E_{v/a}(r)$ pour $\vartheta = \pi/2$. On voit que, pour $r > r_c$, les vortex d'une paire sont poussés vers une séparation infinie par la force de Lorentz. Il y a donc dissociation de paires v/a induite par le courant, ce qui mène effectivement à des vortex libres soumis à un courant.

La solution classique à ce problème est le modèle de Bardeen-Stephen [41]. Dans ce modèle simple, on suppose que les vortex circulent dans un milieu visqueux où la dissipation est assurée par les processus dans l'état normal du coeur des vortex. On a donc que la résistivité, ρ , est proportionnelle à la densité de vortex libres, N_V ,

$$\rho = (2\pi\xi^2\rho_n)N_V \quad (1.68)$$

où ρ_n est la résistivité de l'état normal et ξ la longueur de corrélation GL ou la taille du coeur des vortex.

Pour connaître la densité de vortex libres, on peut supposer un modèle dynamique [98] où on calcule le taux d'échappement au-dessus d'une barrière classique. La hauteur de la

barrière est évaluée à r_c

$$E_{v/a}(r_c) = 2E_c - 2\pi \frac{\hbar^2}{m^*} n_{sR}^{2D} [\ln(J/J_0) + 1] \quad (1.69)$$

où $J_0 = \hbar e^* n_{sR}^{2D} / 2m^* d\xi$. Comme J_0 est du même ordre de grandeur que le courant critique GL [41], on supposera que le courant appliqué est toujours suffisamment faible pour négliger 1 devant $\ln(J/J_0)$. Ce taux d'échappement peut donc s'écrire comme

$$\Gamma \sim \exp \left[-\frac{E_{v/a}(r_c)}{k_B T} \right] \sim \left(\frac{J}{J_0} \right)^{\left(2\pi \hbar^2 n_{sR}^{2D} / m^* k_B T \right)}. \quad (1.70)$$

De plus, l'argument classique veut que, comme la recombinaison est un processus à deux corps, le taux de recombinaison devrait être proportionnel à la densité au carré, N_V^2 [99, 100]. Dans le régime stationnaire, on peut dire que $N_V \sim \sqrt{\Gamma}$, de sorte que

$$\rho \sim \left(\frac{J}{J_0} \right)^{\left(\pi \hbar^2 n_{sR}^{2D} / m^* k_B T \right)}. \quad (1.71)$$

On trouve donc une dissipation électrique de la forme

$$\boxed{E \sim J^a} \quad (1.72)$$

où E est le champ électrique et avec l'exposant¹²

$$\boxed{a = 1 + \frac{\pi \hbar^2 n_{sR}^{2D}}{m^* k_B T} \quad \text{AHNS}}. \quad (1.73)$$

Des arguments d'échelles et des résultats numériques récents semblent contredire la forme de cet exposant basée sur une hypothèse de recombinaison à deux corps [101, 102]. Selon ces résultats, la description plus juste de l'exposant serait donnée par

$$\boxed{a = \frac{2\pi \hbar^2 n_{sR}^{2D}}{m^* k_B T} - 1 \quad \text{MP}}. \quad (1.74)$$

De plus, certaines expériences semblent confirmer cette forme [28, 29, 103]. Ce résultat est souvent appelé phénoménologie de Minnhagen (MP) parce qu'il n'y a pas encore

¹²AHNS vient de V. Ambegaokar, B. I. Halperin, D. R. Nelson et E. D. Siggia [99, 100].

d'explication microscopique claire qui la justifie.

Pour identifier expérimentalement la température de transition, T_{KT} , il est utile de remplacer l'équation 1.58 dans les résultats de l'exposant a , équations 1.73 et 1.74. On voit immédiatement dans les deux cas que $a(T_{KT}) = 3$. Comme nous l'avons mentionné plus haut, pour $T < T_{KT}$, on s'attend à ce que $n_{sR}^{2D} \rightarrow n_{s0}^{2D}$. Si la théorie de GL tient, c.-à-d. $n_{s0}^{2D} \sim 1 - T/T_{c0}$, on devrait pouvoir avoir $a \sim T$ et extraire une valeur de T_{c0} .

Pour $T > T_{KT}$, ou $a < 3$, une population de vortex libres apparaît. L'effet de ces vortex libres peut encore une fois être décrit par le modèle de Bardeen-Stephen. La densité de vortex libres peut être estimée en notant que la présence d'un vortex libre désordonne la phase. On peut donc estimer qu'il y a un vortex par surface de corrélation ξ_{KT}^2 . On a donc [88]

$$N_V = 2\pi C \xi_{KT}^{-2} \quad (1.75)$$

où C est une constante de l'ordre 1. En remplaçant les équations 1.75 et 1.60 dans 1.68, on obtient le résultat classique de Halperin-Nelson :

$$\boxed{\sigma_s^{HN} = A\sigma_n \exp \left[2\sqrt{\frac{b\epsilon_c}{\epsilon}} \right]} \quad (1.76)$$

où $1/A = 10.8b$ [104].

On peut évaluer numériquement à $\epsilon/\epsilon_c \approx 0.05$ [105] la largeur de la région critique où l'équation 1.76 est bonne selon les modèles. Pour permettre une analyse sur une région plus large des données, Minnhagen a montré que, dans le gaz de Coulomb Ginzburg-Landau, certaines quantités observables doivent être des fonctions universelles de la variable X [86], où

$$\boxed{X = \frac{T}{T_{c0} - T} \frac{T_{c0} - T_{KT}}{T_{KT}}}. \quad (1.77)$$

Ainsi, σ_s/σ_n devrait être une fonction universelle de X [86, 106]. Il existe une forme approximative de la fonction universelle de σ/σ_n , valide pour $X \lesssim 2$ [107], qui est inspirée du résultat d'Halperin-Nelson (équation 1.76) :

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_n} \sim \exp \left[K\sqrt{X - 1} \right] \quad (1.78)$$

où K est une constante.

Le portrait est donc, que, sous T_{KT} , la dissipation électrique est en loi de puissance

pour $J \rightarrow 0$. Il s'agit d'une des signatures importantes de la transition KT. À $T = T_{KT}$, $a = 3$. Pour $T > T_{KT}$, où $a < 3$, une population de vortex libres, apparaît et génère de la dissipation ohmique pour $J \rightarrow 0$. Un élément important qui n'a pas été inclus dans notre discussion est la dissipation par les vortex libres induits par le courant pour $T > T_{KT}$. En fait, la description précédente de l'effet du courant sur les paires liées reste bonne, même pour $T > T_{KT}$, de sorte que, pour J suffisamment grand, la dissipation devrait reprendre une dépendance en loi de puissance.

Reste maintenant à considérer les effets de taille finie. On comprend bien que, comme ces effets génèrent des vortex libres pour $T \leq T_{KT}$, ils y provoquent de la dissipation ohmique pour $J \rightarrow 0$. Ces excitations résiduelles devraient être dominantes à faible courant, c.-à-d. lorsque $r_c \approx \xi \approx \min[l, \lambda_\perp]$. Comme on s'attend à ce que la densité de vortex libres due aux effets de taille finie suive une loi d'activation thermique, il devrait en être de même pour ρ .

Cas 3D

Le cas purement 3D ou 3D anisotrope est beaucoup plus complexe à décrire de façon simple que le cas 2D. Nous ferons donc une discussion qualitative basée sur les idées utilisées dans le cas 2D, mais nous nous en remettrons aux lois d'échelles de la prochaine section pour une description quantitative.

On regarde donc l'effet d'un courant appliqué sur l'énergie d'une boucle de vortex pour $T < T_c$. La force de Lorentz par unité de longueur (équation 1.65) doit dans ce cas-ci être intégrée sur la circonférence de l'anneau. L'équation 1.46 pour l'énergie d'une boucle devient donc

$$E_{anneau}(R) \approx 2\pi R\mathcal{E} - (2\pi R)^2 \frac{\hbar}{e^*} J \cos \vartheta \quad (1.79)$$

où ϑ est ici l'angle entre \mathbf{J} et la normale au plan où se trouve la boucle de vortex. Comme dans le cas 2D, cette énergie a un point de selle pour $\vartheta = 0$ et $R = R_c$ où

$$R_c = \frac{\mathcal{E}e^*}{4\pi\hbar J}. \quad (1.80)$$

La figure 1.9 illustre la forme de $E_{anneau}(R)$ pour $\vartheta = 0$. On voit que, pour $R > R_c$, les boucles de vortex sont poussées vers une taille infinie par la force de Lorentz. Il y a donc explosion d'anneaux induite par le courant. Il s'agit encore du problème d'une barrière classique où la résistance est proportionnelle au taux d'échappement. La résistivité s'écrit

donc comme un poids de Boltzmann [20]

$$\boxed{\rho \sim \exp \left[-\frac{\mathcal{E}^2 e^*}{4\hbar k_B T J} \right] = \exp \left[-\frac{J_T}{J} \right]} \quad (1.81)$$

Cette forme tient en autant que $R_c \gg \xi$, ce qui équivaut à dire que $J \ll J_F$ où J_F est le courant critique GL. On comprend donc que les fluctuations thermiques deviennent significatives lorsque $J_F \gtrsim J_T$. En effet, il est possible de montrer que le critère de Ginzburg équivaut à la condition $J_F \sim J_T$ [20].

Nous serions tentés d'extraire la dépendance en température de la résistivité pour $T < T_c$ et pour $J_F \gtrsim J_T$ en notant que $\mathcal{E} \sim n_{sR}$. Par contre, la dynamique et la statistique de la population des boucles de vortex ont un effet non trivial, de sorte que la solution serait incomplète. La solution à cette question sera donnée par la relation d'échelle pour le transport obtenue plus loin.

Comme dans le cas 2D, on commence à observer des effets de taille finie lorsque R_c devient de l'ordre de la taille de l'échantillon. Dans le cas d'un échantillon beaucoup plus large qu'épais, les excitations importantes près de T_c à faible courant sont essentiellement des vortex 2D qui peuvent provoquer une dissipation ohmique même pour $T < T_c$. On a donc encore une condition entre d et R_c pour l'apparition de la dissipation linéaire.

Cas 3D anisotrope

Dans le cas 3D faiblement anisotrope, la description de l'équation 1.81 reste valable si on remplace \mathcal{E}^2 par $\mathcal{E}_{ab}\mathcal{E}_c = \mathcal{E}_{ab}^2/\gamma$ où $\mathcal{E}_{ab(c)}$ est l'énergie de nucléation par unité de longueur pour un vortex dans le plan (perpendiculaire aux) supraconducteurs [20].

Dans le cas plus fortement anisotrope décrit par le modèle 3D-XY anisotrope, on peut modéliser le passage 2D/3D en incluant dans le traitement 2D un potentiel linéaire en $\mathcal{E}_J r$ dans l'équation 1.66 [108]. Ce potentiel, comme mentionné dans la section précédente, tient compte du couplage Josephson entre les plans voisins. Un vortex dans le plan n et un antivortex dans le plan $n + 1$ ont une énergie d'interaction $\mathcal{E}_J r$ pour $r \gtrsim \lambda_J = \gamma s$, la longueur de Josephson. Pour $r \lesssim \gamma s$, l'énergie d'interaction devient négligeable [109]. \mathcal{E}_J est proportionnelle à l'énergie d'interaction intraplan divisée par la longueur de Josephson : $\mathcal{E}_J \propto n_s^{2D}/\lambda_J$. Sous la température de passage 2D/3D, ce modèle prévoit

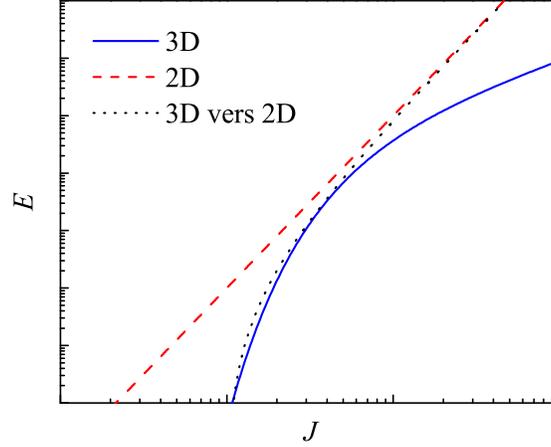


FIGURE 1.10 – Prédiction théorique de E vs J dans le régime des fluctuations dans l'état supraconducteur. La courbe 2D présente une loi de puissance (équation 1.72), la courbe 3D présente une dépendance exponentielle (équation 1.81) et la courbe 2D vers 3D présente une loi de puissance avec l'ajout d'un courant critique (équation 1.82). Les paramètres utilisés pour évaluer les fonctions sont choisis pour faciliter la comparaison visuelle.

donc une dissipation électrique de la forme

$$E \sim J(J - J_c)^{a-1} \quad (1.82)$$

où l'exposant a est défini de la même façon qu'en 2D (équation 1.73 ou 1.74). J_c est une densité de courant seuil sous laquelle les fluctuations sondées sont 3D et au-dessus de laquelle les vortex de plans voisins se dissocient et les fluctuations deviennent 2D. Comme J_c est directement relié à \mathcal{E}_J , plus le système est anisotrope, plus J_c est petit. De plus, sa dépendance en température devrait suivre celle de la densité superfluide.

La figure 1.10 compare les prédictions pour les courbes E vs J obtenues dans le cas purement 2D (équation 1.72), le cas purement 3D (équation 1.81) et le cas 3D fortement anisotrope avec passage 3D vers 2D (équation 1.82). On remarque immédiatement que, sur un graphique log – log, la loi de puissance, signature 2D, est le seul cas qui n'a pas de courbure négative. En fait, la forme de la dépendance des trois scénarios est suffisamment distincte qu'il devrait être possible de bien discerner lequel des scénarios s'applique à nos données.

1.4.2 Relation d'échelle pour le transport électrique dans la transition supraconductrice

Les lois d'échelles sont des méthodes puissantes pour décrire le comportement de quantités mesurables lors d'une transition de phase [20]. Ici, nous nous intéressons à la relation entre I , V et $\epsilon(T)$ ou, encore plus généralement, J , E et $\epsilon(T)$. Cela nous permettra de confirmer et, dans le cas 3D, de fixer la bonne dépendance en température des propriétés électriques autour de la transition de phase.

Pour débiter cette analyse, on suppose, comme c'est le cas dans le GR, que la longueur caractéristique pertinente pour les fluctuations dans une transition de phase est ξ . De plus, on suppose que le temps de vie caractéristique des fluctuations diverge près de T_c comme $\tau \sim \xi^z$. À partir de ces deux hypothèses, on veut construire une relation d'échelle de la forme $E = F(J, \epsilon)$ qui ne dépend que de ξ .

On suppose donc une densité de courant due aux fluctuations, J_X , et qui génère une induction magnétique fluctuante B_X . Ici, on peut mettre en évidence une dépendance en ξ en notant que la seule quantité pertinente est le nombre de quantum de flux par surface de corrélation. On a donc

$$B_X \sim \frac{\Phi_0}{\xi^2}. \quad (1.83)$$

Avec la loi d'échelle de l'induction magnétique, on peut utiliser la loi de Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.84)$$

pour déduire la loi pour le champ électrique :

$$\begin{aligned} \frac{E_X}{\xi} &\sim \frac{B_X}{\tau} \sim \Phi_0 \xi^{-z-2} \\ E_X &\sim \Phi_0 \xi^{-z-1}. \end{aligned} \quad (1.85)$$

Comme la section 1.2.1 nous l'a montré, on peut généralement associer une énergie moyenne $k_B T$ à chaque mode de fluctuations dans le régime critique près d'une transition. Dans l'espace réel, chaque volume ξ^D en D dimensions contribue pour un mode. Cette hypothèse est ce qui est appelé dans la littérature «hyperscaling», c.-à-d. une loi d'échelle qui dépend de la dimensionnalité. Maintenant, pour obtenir la loi d'échelle de courant, on regarde l'énergie moyenne dissipée par les fluctuations de courant, J_X , et de champ

électrique, E_X , dans l'hypervolume. On a donc que

$$J_X E_X \xi^D \tau \sim k_B T \quad (1.86)$$

et, en remplaçant la loi d'échelle pour E_X , on obtient

$$J_X \sim \frac{k_B T}{\Phi_0} \xi^{1-D}. \quad (1.87)$$

Finalement, la loi d'échelle pour la température réduite peut facilement être obtenue en utilisant la définition de ξ :

$$\epsilon_X = \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)^{-1/\nu}. \quad (1.88)$$

On peut donc réexprimer la relation $E = F(J, \epsilon)$ où toutes ces dépendances sont mesurées par rapport aux échelles pertinentes :

$$\begin{aligned} \frac{E}{E_X} &= F\left(\frac{J}{J_X}, \frac{\epsilon}{\epsilon_X}\right) \\ E \xi^{z+1} &= F\left(\frac{J \xi^{D-1}}{T}, \pm 1\right). \end{aligned} \quad (1.89)$$

L'apparition du ± 1 vient de l'inversion de ϵ à T_c . Il existe donc deux lois d'échelle, au-dessus et en-dessous de T_c , ayant chacune leur fonction d'échelle.

$$E \xi^{z+1} = F_{\pm} \left(\frac{J \xi^{D-1}}{T} \right). \quad (1.90)$$

La forme typique retrouvée dans la littérature factorise le terme $J \xi^{D-1}$ de la fonction d'échelle et suppose que T est constante de sorte qu'on trouve

$$\boxed{\frac{E}{J} = \xi^{D-2-z} \mathcal{F}_{\pm} (J \xi^{D-1})} \quad (1.91)$$

où de nouvelles fonctions d'échelles \mathcal{F}_{\pm} sont définies.

Pour valider ce résultat, on commence par regarder si on peut retrouver les résultats de la paraconductivité d'Aslamazov-Larkin au-dessus de T_c dans la limite de la réponse linéaire. Pour $J \rightarrow 0$, on a que $\mathcal{F}_+(0) \rightarrow Cst$, où Cst est une constante positive non nulle qui exprime le fait que la résistance électrique est toujours finie pour $T > T_c$. L'équation

1.91 devient donc

$$\frac{J}{E} = \sigma_s \sim \xi^{2+z-D}. \quad (1.92)$$

Pour comparer avec le résultat des fluctuations gaussiennes ($D = 2$ éq. 1.29 et $D = 3$ éq. 1.30), on se rappelle que $\nu = 1/2$ et que $z = 2$ dans ce modèle. Tel qu'attendu, on a bien en 2D $\sigma_s \sim \epsilon^{-1}$ et en 3D $\sigma_s \sim \epsilon^{-1/2}$.

On peut maintenant étendre cette analyse au-delà des fluctuations gaussiennes et aller très près de T_c où les classes d'universalité du modèle XY sont applicables. Dans le cas 3D, on devrait trouver $\sigma_s \sim \epsilon^{-2/3}$. Dans le cas 2D, on utilise la forme ξ de l'équation 1.60 et $z = 2$ et on retrouve le résultat de Halperin-Nelson pour σ_s (équation 1.76).

Un autre cas intéressant est la limite $T \rightarrow T_c$ pour J finie. Dans ce cas, $\xi \rightarrow \infty$, de sorte que, pour avoir E/J finie, on doit avoir $\mathcal{F}_\pm (J\xi^{D-1}) \sim (J\xi^{D-1})^y$ où $y = (2 + z - D)/(D - 1)$. Donc, à T_c , ou toute autre situation où $\xi \rightarrow \infty$, on a

$$E \sim J^{\frac{z+1}{D-1}}. \quad (1.93)$$

Dans le cas 3D, on a donc de la dissipation en loi de puissance seulement très près de T_c . En effet, si on suppose $z = 2$ en 3D, on peut identifier T_c comme étant la température pour laquelle $E \sim J^{3/2}$.

La seconde application de l'équation 1.93 est le cas 2D pour lequel on a dit que $\xi \rightarrow \infty$ pour $T \leq T_{KT}$. On confirme donc le résultat obtenu dans la section 1.4.1 selon lequel la dissipation en 2D à T_{KT} dans l'état quasi ordonné est en loi de puissance. On a donc que

$$E \sim J^{z+1}. \quad (1.94)$$

Comme on sait que $E \sim J^3$ à T_{KT} , on confirme que $z = 2$ pour $T \geq T_{KT}$. Par contre, on remarque que sous T_{KT} , $z + 1 = a$ et, par conséquent, dépend de la température. Pour appliquer la relation d'échelle de l'équation 1.91 à une transition KT dans un échantillon fini, on remplace ξ par l ou par λ_\perp lorsque les effets de taille se font sentir. L'équation 1.91 devient donc dans ce contexte [110, 111]

$$\boxed{\frac{E}{J} = l^{-z(T)} \mathcal{G}(Jl g_l(T))} \quad (1.95)$$

ou

$$\boxed{\frac{E}{J} = \lambda_\perp^{-z(T)} \mathcal{G}(J\lambda_\perp g_{\lambda_\perp}(T))}. \quad (1.96)$$

La présence de la fonction $g_{l,\lambda_\perp}(T)$ vient du fait que, pour chaque température sous le passage vers le comportement à taille finie, il y a une nouvelle fonction d'échelle qui s'applique. De façon générale, la fonction $g_{l,\lambda_\perp}(T)$ devrait être finie et positive pour tout $T > 0$. $g_{l,\lambda_\perp}(T)$ devrait diverger à $T = 0$ lorsque la résistance à $J \rightarrow 0$ disparaît. En utilisant l'équation 1.92, on peut donc réécrire les lois d'échelles en fonction de la conductance dans le régime de la réponse linéaire

$$\boxed{\frac{E\sigma_s}{J} = \mathcal{G}(Jl g_l(T))} \quad (1.97)$$

ou

$$\boxed{\frac{E\sigma_s}{J} = \mathcal{G}(J\lambda_\perp g_{\lambda_\perp}(T))}. \quad (1.98)$$

Ceci conclut donc la partie théorique de ce travail. Nous avons fait une description générale des propriétés de transport électrique dans les supraconducteurs près de la transition supraconductrice. Avec tous les concepts théoriques nécessaires en main, nous pouvons dans le prochain chapitre décrire les différentes techniques expérimentales reliées à notre étude.

Chapitre 2

Méthode expérimentale

Dans ce chapitre, nous aborderons les différentes techniques qui ont permis la réalisation des expériences dans ce travail. Nous présenterons d'abord une brève description des méthodes utilisées pour fabriquer les échantillons. Ensuite, nous passerons en revue les techniques de mesures électriques utilisées.

2.1 Échantillons

Les échantillons étudiés dans ce travail sont des couches minces crues sur des substrats de SrTiO_3 (100) isolants. L'intérêt d'utiliser ce type de substrats est le bon accord de maille avec $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ (PCCO). Le paramètre de maille dans le plan (100) de SrTiO_3 est de 3.905\AA , comparativement à 3.943\AA pour Pr_2CuO_4 . On a donc un désaccord de maille de 0.97% en compression. LaAlO_3 , un autre substrat communément utilisé, offre un désaccord de 2.9% en compression, ce qui est significativement plus grand. SrTiO_3 offre donc une façon de minimiser les contraintes dues au désaccord de maille.

Les couches minces ont des épaisseurs, d_{ech} , entre 100nm et 350nm. L'intérêt d'utiliser ce type de couches minces par rapport à des monocristaux est le meilleur contrôle de la concentration d'oxygène, δ , et de cérium, x qu'elles offrent. Ce meilleur contrôle permet d'avoir, de façon reproductible, des transitions supraconductrices plus étroites qui ne présentent pas de discontinuités. Pour illustrer ceci, nos données expérimentales pourront être comparées avec la référence [112].

Nous commencerons donc par décrire la technique de croissance utilisée. Ensuite, nous décrirons les outils utilisés pour fabriquer les motifs et les contacts des échantillons.

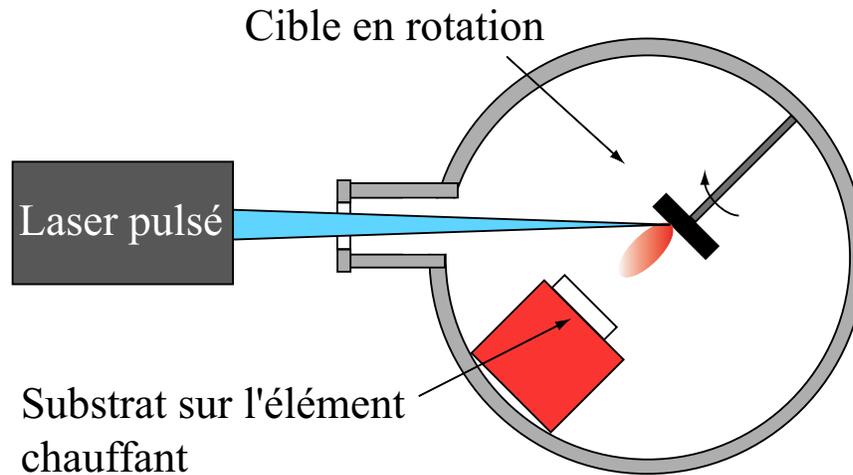


FIGURE 2.1 – Schéma du système d'ablation laser.

2.1.1 Dépôt de couches minces supraconductrices

La croissance des matériaux est un élément primordial du travail que nous présentons. En particulier, l'étude de la transition supraconductrice dans PCCO nécessite la meilleure qualité d'échantillon possible pour s'assurer que la transition mesurée représente bien le comportement intrinsèque du matériau et non une convolution de plusieurs transitions à des températures différentes.

La technique utilisée pour la croissance des couches est la déposition par ablation laser. Cette technique commence avec une cible polycristalline qui a la composition que l'on veut reproduire. Pour PCCO, les atomes dont la proportion exacte dans la cible est importante sont le praséodyme, le cérium et le cuivre. La concentration exacte d'oxygène dans la cible n'est pas déterminante, car la croissance s'effectue sous atmosphère riche en oxygène, et c'est cette atmosphère et le recuit subséquent qui détermineront la concentration d'oxygène finale dans l'échantillon. L'important pour la cible est qu'elle soit la plus uniforme possible et qu'elle soit suffisamment compacte pour éviter qu'elle ne perde des microparticules lors de l'ablation. La cible est placée sur un support rotatif dans une chambre à atmosphère contrôlée (figure 2.1).

En plus de la cible, la chambre contient un support à substrat chauffant. Ce support chauffant fonctionne par conduction, c.-à-d. que le substrat est collé sur l'élément avec de la laque d'argent pour assurer un bon contact thermique. Dans la cloche, la surface polie du substrat fait face à la cible à une distance de 8 cm.

On utilise un laser excimer pulsé à 10 Hz, focalisé sur la cible pour en faire l'ablation

(figure 2.1). La rotation de la cible permet d'utiliser toute la cible lors d'un dépôt. La longueur d'onde du laser est de 248 nm, la durée de chaque impulsion est d'environ 20 ns et la densité d'énergie déposée par impulsion est de 1.7 J/cm^2 . On constate que chaque impulsion dépose une densité de puissance de 85 MW/cm^2 . L'idée est d'utiliser ces impulsions à haute puissance pour arracher des ions de la cible et les déposer sur le substrat. Comme le substrat est à haute température, les atomes ajoutés ont une grande mobilité, ce qui leur permet de s'organiser de façon épitaxiale. Le nombre d'impulsions détermine donc directement l'épaisseur de la couche déposée par cette méthode. Le taux de déposition typique est d'environ 0.15 \AA par impulsion.

Comme nous l'avons mentionné, une atmosphère contrôlée est maintenue dans la cloche à vide. Cette atmosphère joue trois rôles principaux. D'abord, elle fait en sorte que les ions éjectés de la cible perdent une grande part de leur énergie cinétique, ce qui empêche la surface du substrat d'être endommagée par ceux-ci ; ensuite, elle favorise la bonne stoechiométrie du dépôt et, finalement, elle fournit de l'oxygène lors de la croissance. Pour tous les échantillons de ce travail, les croissances ont utilisé une atmosphère de N_2O . Quand le laser pulvérise la cible, les ions éjectés interagissent avec l'atmosphère et forment un plasma en expansion vers le substrat. Ce plasma, qui est illustré à la figure 2.1, porte souvent le nom de "plume".

Une fois que le dépôt est terminé, il reste une étape cruciale pour la synthèse de $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ supraconducteur, soit le recuit post-croissance. Typiquement, une croissance où on ne fait que redescendre la température après la croissance produira un échantillon non-supraconducteur [37]. Pour rendre les couches supraconductrices, il faut faire un recuit de réduction à la suite de la croissance. Dans notre cas, on fait le vide dans la cloche à la suite du dépôt et on maintient la température le temps du recuit. Ensuite, on refroidit l'échantillon le plus rapidement possible sous vide. Il est à noter que la qualité finale de l'échantillon est très sensible au temps de ce recuit. Des changements aussi petits que 30 s peuvent avoir un impact important sur la qualité de l'échantillon. Un recuit trop court donnera généralement une transition non maximale, et un recuit trop long peut décomposer la couche. La raison exacte pour l'importance du recuit n'est pas encore bien établie, mais il est assez clair qu'il s'agit d'une réduction, c.-à-d. qu'on enlève de l'oxygène [113]. Par contre, comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, le rôle que joue l'oxygène est encore un sujet actif d'études [37, 114–116]. Il est important de noter que l'oxygénation peut aussi être un facteur important d'hétérogénéité de composition dans nos échantillons.

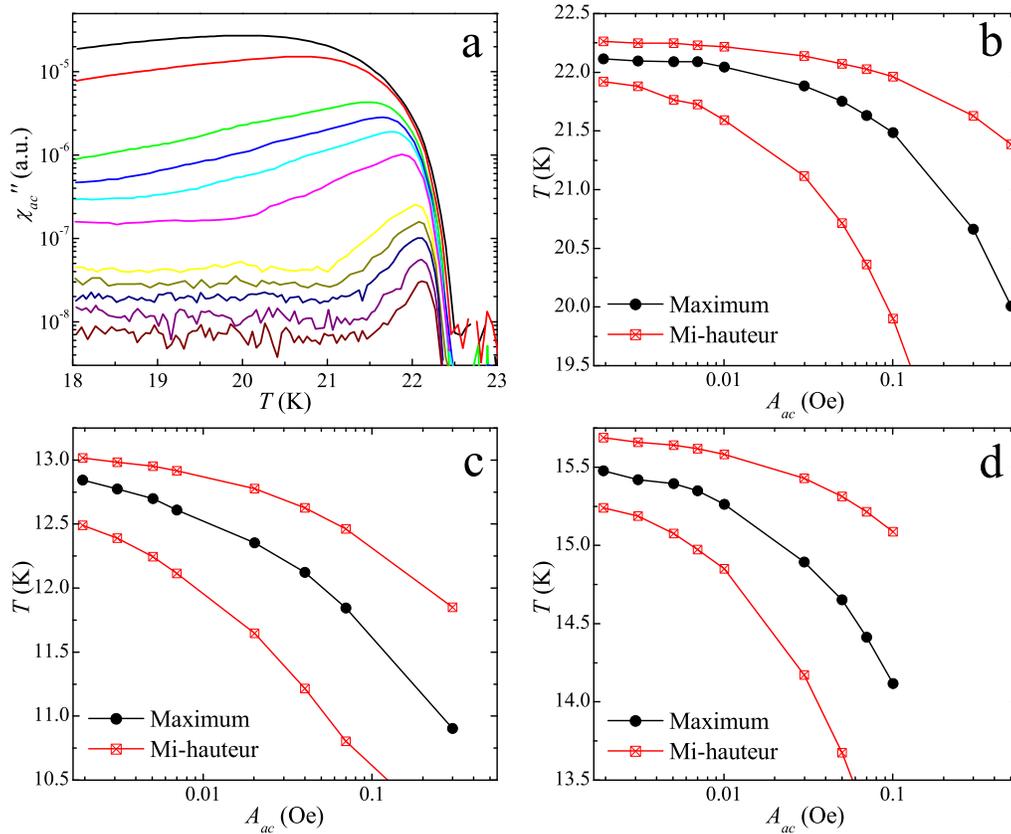


FIGURE 2.2 – (a) Partie imaginaire de la susceptibilité magnétique en fonction de la température pour un échantillon à dopage optimal, $x = 0.15$. (b) Position du maximum et des fronts de montée et de descente à mi-hauteur en fonction du champ d’excitation AC pour un échantillon à dopage optimal, $x = 0.15$, (c) surdopé, $x = 0.17$ et (d) sous-dopé, $x = 0.135$.

Pour optimiser la qualité des échantillons, on ajuste généralement les valeurs de la pression pendant le dépôt P , la température du substrat T et le temps de recuit. La durée du dépôt détermine l’épaisseur de la couche. Dans cette étude, comme on s’intéresse à la transition supraconductrice, la qualité de l’échantillon est quantifiée par des mesures de susceptibilité magnétique. La position et la largeur du pic de la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique sont utilisées comme une mesure semi-quantitative de la qualité de l’échantillon. La raison pour laquelle cette mesure est seulement semi-quantitative est qu’il est très difficile d’atteindre la réponse linéaire avec des films minces dans notre système de mesures¹. Pour illustrer ceci, on présente dans la partie (a) de la figure 2.2

¹PPMS de Quantum Design

un exemple d'une mesure de la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique en fonction de la température sur un échantillon à dopage optimal. Les mesures ont été faites pour plusieurs champs d'excitations à une fréquence de 10 kHz. La partie (b) de la figure 2.2 présente la position du maximum et des fronts de montée et de descente à mi-hauteur en fonction de l'excitation pour ce même échantillon. On constate que, bien que la position du maximum converge, la largeur à mi-hauteur ne converge pas aux plus petites excitations disponibles. Si on compare avec des mesures équivalentes sur des échantillons surdopés (c) et sous-dopés (d), on voit que même la position du maximum ne converge pas toujours pour la plus faible excitation. Malgré cette difficulté, en comparant des échantillons à dopage et à géométrie identiques, un travail d'optimisation efficace peut être fait. Le tableau 2.1 présente un résumé des recettes optimales obtenues pour les différents dopages.

TABLEAU 2.1 – Recettes de croissance pour $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$.

x	Croissance			Recuit		
	T (K)	P (mTorr)	t (min)	T (K)	P (mTorr)	t (min)
0.135	780	200	30	780	< 1	6
0.15	820	200	30	820	< 1	3
0.17	830	200	30	830	< 1	3

2.1.2 Fabrication des échantillons mesurables

Une fois les couches minces crues, il est nécessaire de fabriquer des structures permettant de faire du transport électrique avec une géométrie bien déterminée. Pour ce faire, il est d'abord nécessaire de pouvoir faire des gravures spatialement sélectives. Dans ce travail, nous utiliserons deux méthodes pour faire cette gravure. La première est la plus communément utilisée pour graver les supraconducteurs haute- T_c , soit le faisceau d'ions.

La gravure par faisceau d'ions permet de fabriquer des structures haute résolution [117], mais a comme désavantages majeurs de chauffer l'échantillon et de ne pas offrir de sélectivité significative quant au taux de gravure pour différents matériaux. Comme il s'agit d'une gravure physique, les matériaux très durs comme les cuprates ont un taux de gravure parmi les plus faibles. Dans ce contexte, il est nécessaire d'utiliser un masque de gravure très épais pour permettre une gravure spatialement sélective. De plus, comme cette technique est essentiellement un bombardement ionique, elle dépose beaucoup de

chaleur et, plus la gravure est longue, plus on risque que l'échantillon soit modifié à cause de cette augmentation de la température. Étant donné ces difficultés, nous avons évité cette méthode de gravure lorsque c'était possible. Les échantillons gravés par cette méthode ont été faits à Ottawa, au Conseil national de recherche du Canada.

La deuxième méthode est une gravure mécanique à l'aide d'une pointe de diamant. Cette méthode se résume simplement à tracer manuellement des traits sur la couche mince. Un avantage important de cette gravure mécanique est de ne pas soumettre l'échantillon à des changements de température qui pourraient modifier la concentration d'oxygène. Le plus grand désavantage de cette méthode est qu'elle offre une résolution spatiale très faible. Les échantillons ont toujours été gravés par cette méthode, sauf lorsque la résolution exigée ne le permettait pas, $l < 500 \mu\text{m}$.

Reste maintenant à faire les contacts électriques sur les échantillons. Cette étape joue un rôle important, car une faible résistance de contact permet en principe d'améliorer la qualité des données. Ceci sera discuté dans la section 2.2.2. Dans ce travail, nous avons utilisé deux méthodes pour faire ces contacts. La première est l'évaporation d'indium, et la seconde est le soudage de contacts en alliage indium/argent à l'aide d'un fer à souder à $\sim 400^\circ\text{C}$. Bien que cette seconde méthode permette une certaine diffusion des contacts, elle produit une résistance de contact $\sim 10 - 100 \Omega$ selon la géométrie du contact. Ces résistances sont entre 100 et 10000 fois plus grandes que ce que l'on peut retrouver pour des contacts sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [118]. Ce résultat, quoique pas très bon, est prévisible. La difficulté de faire des contacts électriques de faible résistance sur PCCO est bien documentée [112, 119]. Une explication possible pour ceci est la grande sensibilité des propriétés électriques à la concentration d'oxygène. Un échantillon sur-oxygéné n'est pas seulement non supraconducteur, il est aussi isolant [37]. Ainsi, il est fort possible que la surface des échantillons de PCCO soit toujours sur-oxygénée, ce qui ferait en sorte qu'il existe toujours une couche isolante en surface qui augmente systématiquement la résistance de contact. La grande résistance de contact a des effets négatifs identifiables sur nos mesures, mais n'aura pas un impact déterminant comme on le verra.

Dans la prochaine section, nous regarderons le montage et les circuits de mesures que nous avons utilisés pour faire les mesures de transport électrique.

2.2 Montage expérimental

Dans cette expérience, les données obtenues se résument essentiellement à des mesures de voltage aux bornes d'un échantillon pour différents courants appliqués et différentes températures. Il y a donc deux aspects fondamentaux dans ces mesures, soit le contrôle de température et les mesures électriques. Cette section discutera d'abord de cryogénie et ensuite des aspects importants de nos techniques de mesures électriques.

2.2.1 Contrôle de température et cryogénie

Pour permettre le contrôle de la température de l'échantillon, celui-ci est placé dans un cryostat. Ce cryostat est un PPMS² de Quantum Design interfacé pour fonctionner avec un système de mesures électriques extérieur. Le PPMS sert seulement de système à température variable.

La figure 2.3 présente un schéma du système de contrôle de température dans le PPMS. L'échantillon est d'abord collé sur un support à l'aide de graisse thermoconductrice ou de laque d'argent. Ce support comporte une masse métallique qui assure un bon contact thermique. Une fois l'échantillon collé et les contacts électriques déposés, on place le support dans son siège (siège du support à échantillon sur la figure 2.3). Ce siège joue le rôle d'interface électrique et de contact thermique entre le PPMS et le support. L'échantillon se trouve donc dans une chambre (chambre à échantillon sur la figure 2.3) où l'on établit une pression d'He gazeux d'environ 1 Torr. Ce gaz d'échange permet d'améliorer encore le contact thermique avec l'échantillon.

Pour refroidir la chambre à échantillon, celle-ci est placée dans une enceinte de refroidissement isolée du reste du système. Cette enceinte est essentiellement un tube avec un diamètre un peu plus grand que la chambre à échantillon. À la base de cette enceinte se trouve un tube mince qui sert de lien avec le bain d'He liquide. Un élément chauffant qui sert à vaporiser l'He liquide se trouve à l'entrée de ce tube. Comme l'enceinte de refroidissement est maintenue à basse pression à l'aide d'un système de pompage, l'He gazeux est siphonné dans le tube. Compte tenu que ce tube a un très petit diamètre et est très long, son impédance est très grande. Inversement, l'enceinte de refroidissement a un volume beaucoup plus grand, ce qui fait en sorte que son impédance est beaucoup plus faible. À la jonction de ces deux régions, le changement d'impédance rapide produit

²Physical Property Measurement System

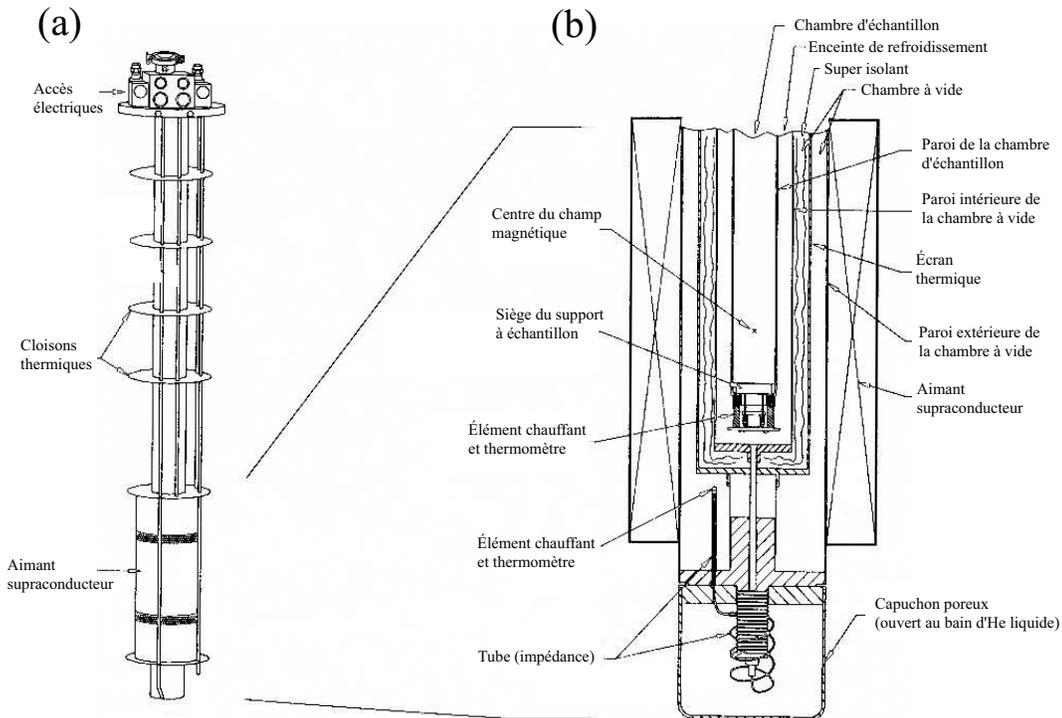


FIGURE 2.3 – Schéma du système cryogénique utilisé lors des expériences. À gauche, on a une vue complète de la sonde. Cette sonde inclut un aimant supraconducteur et est plongée dans l'He liquide. À droite, on voit un agrandissement de la région où l'échantillon loge.

un changement abrupt de pression. On a donc l'équivalent d'une détente Joule-Thomson, un processus qui permet un refroidissement.

Pour réchauffer la chambre à échantillon, un élément chauffant est enroulé autour de celui-ci. Le contrôle de la température peut donc se faire en asservissant le courant dans l'élément chauffant avec un thermomètre. Dans notre montage, on utilise un thermomètre résistif Cernox fabriqué par LakeShore.

Ce système permet une stabilité en température d'environ ± 2 mK. La figure 2.4 présente des mesures typiques de la température en fonction du courant lors de mesures de courbes courant-voltage.

2.2.2 Techniques de mesures électriques

Les mesures électriques sont parmi les techniques les plus utilisées en physique du solide expérimentale. Malgré leur apparence simpliste, elles renferment, comme toutes

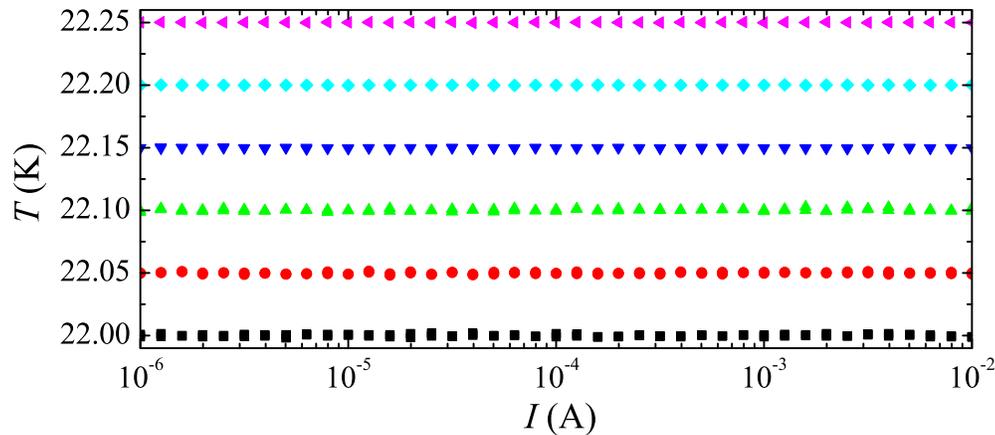


FIGURE 2.4 – Stabilité en température mesurée pendant une expérience. Il est clair que la stabilité en termes de température est beaucoup supérieure à l'écart entre isothermes (ici 50 mK).

techniques expérimentales de pointe, de nombreuses subtilités que nous explorerons. Plus précisément, nous nous intéresserons aux mesures de résistivité et à la forme de la dépendance courant-voltage. En général, nous travaillerons en mesures DC avec un courant fixe, mais, plus loin dans la section, pour aborder la question du chauffage, nous discuterons d'une méthode AC basse fréquence et d'une méthode pulsée. On verra qu'une approche simple aux mesures électriques, c.-à-d. sans courant pulsé et sans filtrage, ne produit jamais la bonne dépendance IV dans nos échantillons.

Mesures électriques 4 points

Nous commençons par l'effet des résistances de contact, R_c . Ces résistances jouent un rôle important ici, car, comme nous mesurons une transition vers un état de résistance nulle, une résistance de contact en série dominerait rapidement la mesure. Pour éviter ces problèmes, on utilise la configuration de mesures à 4 points. Dans cette configuration, le courant ne circule pas dans les contacts utilisés pour les mesures de voltage. De cette façon, la résistance de contact ne génère pas de chute de potentiel en série qui s'ajouterait avec celle mesurée. Dans la figure 2.5, on peut voir le schéma d'un échantillon utilisant cette configuration. Le circuit équivalent montre que, si le courant, I , est injecté entre $I+$ et $I-$, et que si le voltage est mesuré entre $V+$ et $V-$, le voltage sera exclusivement donné par $R_{ech}I$.

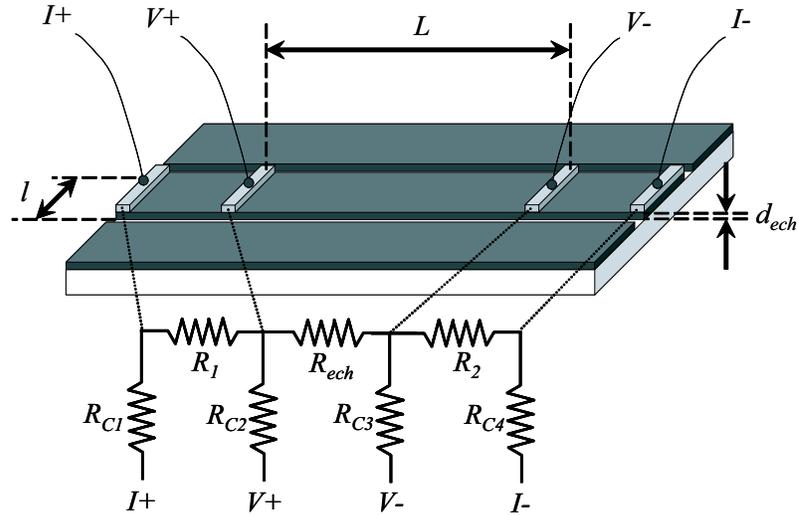


FIGURE 2.5 – Schéma des échantillons et circuit équivalent. Échantillon : La région blanche représente le substrat isolant, tandis que les régions noir représente le matériau supraconducteur étudié. Circuit : Les R_c sont les résistances des contacts électrique et la résistance R_{ech} représente la région du supraconducteur qui est étudié.

Limites en courant et en voltage des mesures électriques

À la base de ces mesures, il faut imposer un courant et mesurer un voltage. Les technologies modernes permettent d'imposer un courant aussi faible que 100 μA et de mesurer des voltages avec une résolution de l'ordre de 1 μV . Ces limites techniques ne sont pertinentes que dans certains cas bien particuliers et on verra qu'ici elles ne seront pas les aspects limitants principaux de notre étude.

Comme on a vu dans le chapitre 1, la gamme intéressante de courants est fixée par les dimensions de l'échantillon et par la physique sous-jacente. On peut définir trois régions en courant pour une température donnée dans la transition supraconductrice. D'abord, à très haut courant, c.-à.-d. au-dessus du courant critique, on trouve l'état normal qui présente une dissipation ohmique. À courant intermédiaire, c.-à.-d. au-dessous du courant critique, on trouve la dissipation non linéaire dont l'étude constitue une grande partie de ce travail. Et finalement, à très faible courant, au-dessous de la dissipation non linéaire, on trouve la réponse linéaire qui est le comportement que décrit la paraconductivité. Les régions de dissipation ohmique ne justifient pas la mesure complète de la dépendance IV , car, dans ces régions, un seul point permet de connaître la dépendance jusqu'à $J = 0$. On peut évaluer, en se basant sur l'équation 1.87, quel est le seuil sous lequel la réponse

linéaire sera obtenue. Pour un système purement 3D, où $l = d_{ech}$, ce courant seuil sera $\sim 0.1 \mu\text{A}$. Cette valeur de courant seuil est minimale pour $l = d_{ech}$, ce qui suggère qu'elle est peut-être une limite inférieure tout à fait générale [31]. Ceci semble être confirmé de façon empirique, car tous les échantillons que nous avons étudiés ont un courant seuil plus grand que $0.1 \mu\text{A}$. Ainsi, ce courant est la limite inférieure de la gamme des courants qui seront étudiés ici.

L'effet Joule est un autre élément qui limite le courant qu'on peut appliquer. Une résistance soumise à un courant dissipe une puissance $P = VI = RI^2$. Le contact thermique entre l'échantillon et le réservoir de chaleur (système cryogénique avec une température fixe T_{res}) assure une certaine thermalisation de l'échantillon. En fait, ce contact est caractérisé par une conductance thermique, U . Dans l'état stationnaire, on peut relier la chaleur évacuée à la différence de température entre le réservoir et l'échantillon, $Q = U\Delta T$. Ceci signifie que la température de l'échantillon suit le carré du courant appliqué, $T = \frac{RI^2}{U} + T_{res}$. Par contre, de façon pratique, comme on sonde plusieurs ordres de grandeur de courant et que T_{res} n'est stable qu'à environ 2 mK de la valeur cible, les petits courants n'affectent pas la température de l'échantillon suffisamment pour que cela soit visible sur les mesures. Dans les faits, le chauffage devient trop important à $\approx 10 \text{ mA}$, et, par conséquent, les mesures DC ne sont plus appropriées au-delà de ce seuil. Cette valeur seuil à laquelle les effets de chauffage apparaissent est comparable aux résultats pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [118] malgré la différence importante de résistance de contact. Ceci semble indiquer que les contacts ne sont pas les sources dominantes de chauffage. L'effet du chauffage sera discuté plus en détails dans les prochaines sections.

Nous avons donc les deux limites pour la gamme de courants que nous allons sonder. Il est maintenant intéressant de regarder les limitations de la résolution en voltage. La limite de résolution la plus pertinente sur le voltage n'est pas celle des appareils mais bien le bruit thermique ou Johnson. Le théorème de Nyquist stipule que, dans une résistance, le bruit thermique, indépendamment du courant appliqué, dissipe une puissance par unité de fréquence qui est donnée par l'énergie thermique, $k_B T$ [58]. Ainsi, sans courant appliqué, la valeur RMS moyenne du voltage aux bornes d'une résistance est proportionnelle à T , R et à Δf , $\langle V^2 \rangle = 4k_B T R \Delta f$. À température finie, il y a toujours une limite pratique à la résolution en voltage que l'on peut obtenir expérimentalement. Pour illustrer cette limitation dans notre cas, supposons un échantillon comme à la figure 2.5 avec une résistance de contact, $R_{c2} + R_{c3}$, de l'ordre de 10Ω , et une résistance étudiée,

R_{ech} , qui est négligeable par rapport à $R_{c2} + R_{c3}$. De plus, nous utilisons une température de transitions typique de 20 K et une bande passante typique pour notre montage de 1 Hz. Comme les résistances sont en série, on peut évaluer que $\sqrt{\langle V^2 \rangle} \approx 1$ nV. Il devient donc clair qu'une résolution expérimentale de 1 pV n'est pas utile dans notre expérience. Ainsi, un nanovoltmètre HP 34420A avec une résolution de 100 pV suffit à résoudre le voltage. Empiriquement, la valeur RMS du bruit mesuré à signal nul est d'environ 5 nV, ce qui permet, après intégration numérique, d'avoir une précision d'environ 1 nV. Les mesures de résistance (en réponse linéaire) dans la transition supraconductrice ont donc une résolution entre 1 et 10 m Ω selon la géométrie.

Un autre effet important qui limite la résolution en voltage est l'effet thermoélectrique ou Seebeck [120]. Cet effet relie un gradient de température à une différence de potentiel. Dans nos mesures, sans courant appliqué, un voltage thermoélectrique, V_t , de l'ordre de 500 nV est présent aux bornes des contacts $V+$ et $V-$. Comme nous avons un système dans lequel les fils de mesure vont de 300 K à ≈ 20 K, il est raisonnable de penser que ce voltage vient de l'effet Seebeck. Une façon efficace pour corriger ce décentrage est de prendre deux mesures avec des courants opposés et de faire leur différence

$$\Delta V = \frac{\Delta V(I) - \Delta V(-I)}{2} = \frac{(\Delta V + V_t) - (-\Delta V + V_t)}{2} \quad (2.1)$$

où $V(I)$ est le voltage mesuré lorsqu'un courant I circule dans l'échantillon et ΔV est la partie du voltage mesuré due au courant I . Comme les voltages thermoélectriques peuvent dériver dans le temps, cette compensation doit être faite le plus rapidement possible pour avoir de bons résultats. Dans nos mesures, une fois cette méthode appliquée, aucun voltage thermoélectrique résiduel subsiste au-delà de notre résolution expérimentale.

Nous allons maintenant regarder plus en détails les circuits de mesures utilisés pour faire les mesures de transport électrique. Ces circuits sont présentés à la figure 2.6. Les trois prochaines sous-sections traiteront de ces circuits.

Mesures IV DC

Comme mentionné précédemment, les mesures DC peuvent être faites assez aisément pour des courants qui vont de 1 μ A à environ 10 mA. Comme nous allons le voir, même cette technique requiert beaucoup de vigilance lorsque appliquée à une transition supraconductrice. Le circuit (a) de la figure 2.6 montre la grande simplicité de cette mesure. Seul élément remarquable est la présence d'un filtre sur chacun des fils. En effet, le fil-

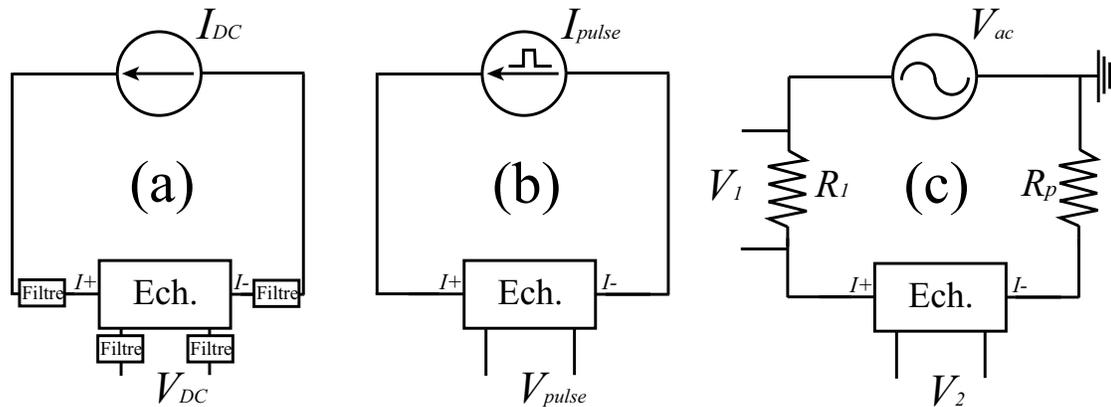


FIGURE 2.6 – (a) Circuit de mesure en courant continu, (b) circuit de mesure en courant pulsé et (c) circuit de mesure en courant alternatif.

trage est un élément méconnu mais essentiel lors de mesures DC d'éléments non linéaires à faible dissipation comme un supraconducteur [121].

Pour illustrer l'importance du filtrage, prenons comme exemple simple une diode. La diode est un composant qui a une courbe IV non linéaire. Lorsqu'on polarise une diode très près de la tension coude, le bruit du voltage au niveau de l'échantillon, s'il est suffisamment grand, peut amener la diode au-delà de son seuil. Celle-ci se mettra alors à conduire de façon intermittente. Ainsi, si on mesure le courant moyen, il aura une valeur non nulle, ce qui n'est pas la vraie valeur à cette polarisation.

Sullivan *et al.* [121] ont montré que, dans le cas d'un supraconducteur, le bruit pouvait transformer une dépendance non linéaire en queue ohmique à faible courant. De plus, ils ont montré qu'un filtrage passe-bas permet de minimiser cet effet. Dans leurs expériences, ils ont pu obtenir de bons résultats pour un système de filtrage qui offrait 3 dB d'atténuation à 2 kHz. Idéalement, le filtrage devrait avoir la fréquence de coupure la plus basse possible.

Pour corriger cette source d'erreurs, nous avons fabriqué deux étages de filtrage passif sur chacun des fils. Tous ces filtres sont fabriqués à base de capacités et d'inductances montées en surface³. Les capacités sont faites de plusieurs couches de céramiques qui permettent d'avoir une capacité de $47 \mu\text{F}$ dans un volume d'environ $3 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$. Les inductances de $220 \mu\text{H}$ sont environ de la même taille et offrent une résistance DC de 28

³«Surface mount» en anglais.

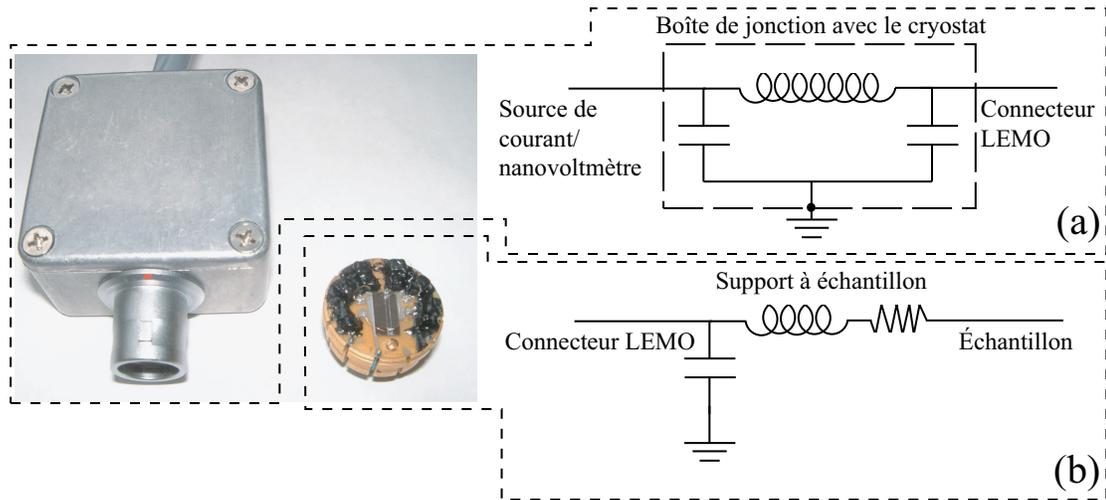


FIGURE 2.7 – Éléments de filtrage utilisés dans le circuit présenté à la figure 2.6(a). (a) Filtre passe-bas en configuration π situé à l’entrée du cryostat ($T = 300$ K). (b) Filtre RLC situé sur le support à échantillon (T de l’échantillon).

Ω . Le premier étage est un filtre π qui se situe à l’entrée du cryostat. Un schéma du filtre et une photo de la boîte de jonction qui contient le filtre sont présentés dans la partie (a) de la figure 2.7. Le deuxième étage de filtrage est situé sur le porte-échantillon. Un filtre RLC utilisant la résistance interne de l’inductance est placé à moins de 1 cm de l’échantillon. Un schéma du filtre et une photo du porte-échantillon qui porte ce filtre sont présentés dans la partie (b) de la figure 2.7. Une mesure du temps de commutation du voltage aux bornes de l’échantillon lorsque le courant est inversé montre que ce filtre passe-bas a 3 dB d’atténuation à 100 Hz, une amélioration évidente par rapport aux systèmes de filtrage de Sullivan *et al.* [121].

La partie principale de la figure 2.8 présente des résultats typiques de courbes IV à différentes températures. Sur un graphique log-log comme celui-ci, une loi de puissance passant par (0,0) prend la forme d’une ligne droite où la pente nous donne l’exposant. La première courbe en commençant à gauche est l’isotherme qui a la plus grande température. Cette courbe a une pente très près de 1, ce qui signifie qu’elle a une dissipation ohmique. Plus la température est basse (allant vers la droite), plus les courbes IV deviennent non linéaires. La figure 2.8 présente les résultats de courbes IV avec et sans les dispositifs de filtrage. On peut voir que l’effet des filtres est beaucoup plus important dans les régions de grande non-linéarité. Il va sans dire que le cas non filtré est complètement erroné. L’encart de la figure 2.8 présente l’effet du filtrage sur la résistance

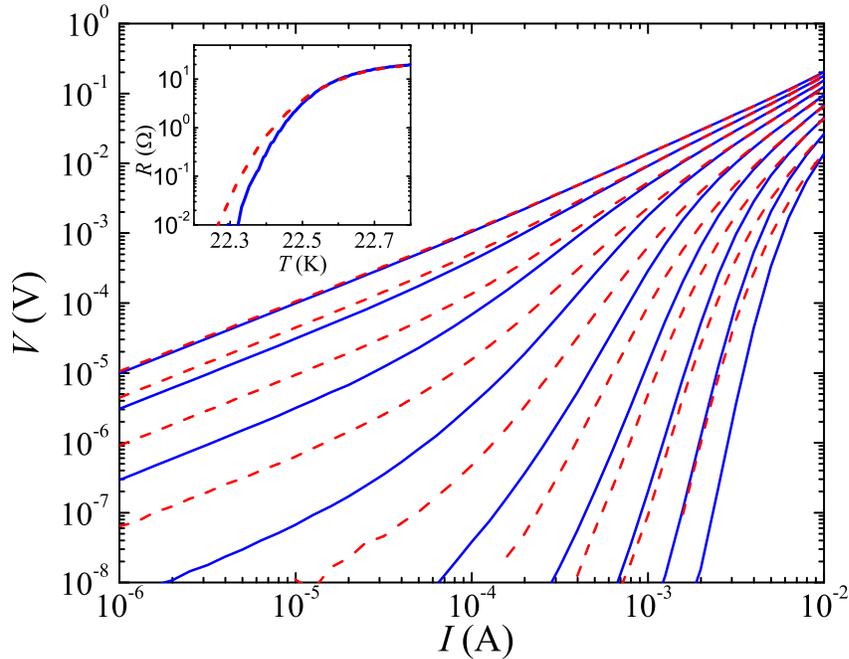


FIGURE 2.8 – Effets du filtrage sur les mesures de transport électrique. Mesures types de courbes IV en mode continu à différents isothermes autour de la transition. Les courbes continues représentent les données filtrées. Les courbes pointillées représentent les mesures non filtrées. Encart : R en fonction de T autour de la transition supraconductrice. Le style des courbes a la même signification que dans la partie principale de la figure.

à $1 \mu\text{A}$ en fonction de la température. Encore une fois, l'importance des dispositifs de filtrage est manifeste.

Mesures IV par méthode AC basse fréquence

Précédemment, nous avons discuté des effets de chauffage et montré que, dans l'état stationnaire, une différence de température entre l'échantillon et le bain est inévitable. De plus, nous avons mentionné que, en pratique, il existe un seuil au-delà duquel ce chauffage est mesurable. Dans cette section, nous regarderons plus en détails l'apparition des déviations dues au chauffage. Pour ce faire, nous utiliserons une méthode de mesure de courbes IV AC à basse fréquence. La figure 2.6 (c) montre un schéma du circuit électrique utilisé dans cette méthode. Il va sans dire que les filtres passe-bas sont à proscrire complètement lors de mesures AC.

L'idée générale derrière cette technique est de mesurer la courbe IV complète d'un

échantillon suffisamment rapidement pour que le système n'atteigne pas le régime stationnaire. Ceci est rendu possible par le fait qu'un échantillon soumis à un flux de chaleur qui varie dans le temps atteindra ce nouvel état stationnaire dans un temps caractéristique τ . Ce temps est essentiellement fonction de la capacité calorifique de l'échantillon et de la conductance thermique entre l'échantillon et le bain. Si une courbe IV est mesurée dans un temps beaucoup plus court que τ , les effets de chauffage devraient être négligeables.

L'idée derrière la méthode AC basse fréquence est de soumettre l'échantillon à un courant oscillant dont la période est beaucoup plus courte que τ de sorte qu'on peut considérer que la courbe IV est une vraie isotherme. Dans la figure 2.6 (c), on peut voir le circuit utilisé pour arriver à cette fin. Pour obtenir une source de courant AC, on utilise une source de tension AC, V_{ac} , avec une très grande résistance, $R_p \gg R_{Ech}$, en série, capable de dissiper une grande puissance. De plus, on place en série avec l'échantillon une résistance, R_1 , dont on connaît la valeur précise. Cette résistance est utilisée pour connaître le courant circulant dans l'échantillon. Par exemple, avec $R_p = 1.5 \text{ k}\Omega$ et $V_{ac} = 20 \text{ V}_{pp}$, on obtient un courant AC de 7 mA_{pp} dans l'échantillon. Pour obtenir la courbe IV , il faut mesurer V_1 et V_2 très rapidement de façon à avoir des couples de valeurs à plusieurs temps dans une période. Pour ce faire, on utilise une carte d'acquisitions ultra rapide (333 kS/s ou 333000 mesures par seconde) haute précision (16 bits) pour mesurer les deux voltages. La figure 2.9 présente des résultats typiques en fonction du temps pour une fréquence de mesure de 100 Hz. On peut voir que le courant suit une forme sinusoïdale tandis que le voltage aux bornes de l'échantillon, V_2 , suit une forme qui tient compte de la non-linéarité de la courbe IV d'un supraconducteur.

La partie principale de la figure 2.10 présente des résultats de courbes IV pour des mesures à 1 Hz et 100 Hz. On peut voir que la mesure à 1 Hz, en petits traits, présente un hystérésis (ouverture dans la courbe qui vient de la différence de comportement lorsque l'on monte et lorsque l'on descend le courant), tandis qu'à 100 Hz il n'y a pas d'hystérésis mesurable. L'apparition de cette hystérésis est une signature que $1/f \sim \tau$, car, si $1/f \gg \tau$, il n'y aurait pas d'hystérésis compte tenu que, à chaque courant, le régime stationnaire avec sa nouvelle température s'établirait indépendamment des valeurs qui la précèdent. Inversement, si $1/f \ll \tau$, il n'y aurait pas d'hystérésis, parce que le système atteint un état stationnaire moyen où la température ne change pas pendant le cycle. Ceci est dû au fait que le système ne peut répondre suffisamment rapidement.

La mesure à 100 Hz est donc un vrai isotherme et, par conséquent, représente la vraie dépendance V vs I . La température de l'échantillon, par contre, n'est plus celle du bain

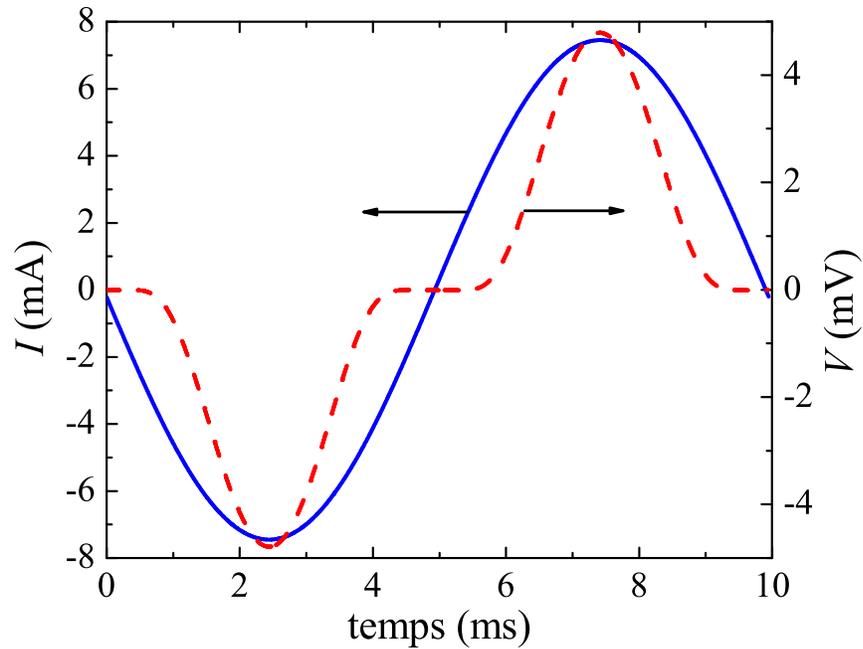


FIGURE 2.9 – Tracé type mesuré par la carte d’acquisitions a/d pour un voltage d’excitation AC et une température donnée. La courbe pointillée présente le courant $I = V_1/R_1$ de la figure 2.6(c) en fonction du temps. La courbe continue est le voltage aux bornes de l’échantillon supraconducteur V_2 en fonction du temps.

de chaleur, mais bien une température un peu plus élevée. Les points circulaires liés dans la figure 2.10 (encart et partie principale) présentent des courbes IV DC non filtrées prises à la même température que les courbes mesurées par la méthode AC. On peut voir dans l’encart que la méthode AC reproduit essentiellement le comportement des mesures DC sauf à faible voltage où la carte d’acquisitions produit des erreurs systématiques. Une observation plus détaillée permet de voir que les voltages AC à faible courant sont tous un peu plus grands que ceux de la technique DC. Ceci confirme que la température d’équilibre est un peu plus grande dans la technique AC. À haut courant, cette observation n’est plus bonne. La partie principale de la figure 2.10 montre que le voltage de la technique AC devient plus faible que celui de la méthode DC ($I \gtrsim 5$ mA). Ceci confirme bien que les distortions dues au chauffage à fort courant n’interviennent pas dans la méthode AC.

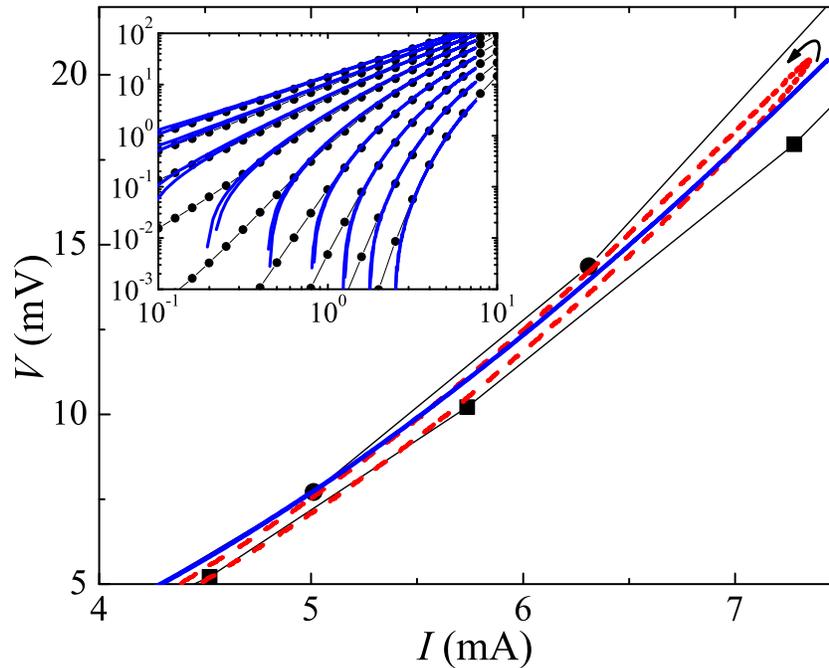


FIGURE 2.10 – Courbes IV à une seule température dans la gamme de courants où les effets de chauffage commencent à avoir de l'importance. La courbe continue (pointillée) est mesurée avec la méthode AC à une fréquence de 100 Hz (1 Hz). Les carrés (cercles) liés sont mesurés avec un courant pulsé (continu). Encart : courbes IV pour plusieurs températures sur une plus grande plage de courant. Le style des courbes a la même signification que dans la partie principale de la figure.

Mesures IV par méthode pulsée

Utiliser la technique AC basse fréquence pour mesurer les courbes IV à des courants plus grands que 1 mA donne de bons résultats. Cependant, elle ne permet pas d'aller beaucoup plus haut que 10 mA, parce que la puissance injectée dans l'échantillon demeure approximativement la même que la méthode DC, ce qui peut finir par détruire l'échantillon. Pour éviter ceci, on peut utiliser une méthode de courant pulsé. Le circuit de mesure en courant pulsé est présenté à la figure 2.6 (b).

La méthode pulsée consiste à injecter un courant dans l'échantillon pour un temps le plus court possible et ensuite laisser l'échantillon se thermaliser avec le bain. Cette méthode permet de maintenir l'échantillon à la même température tout au long de la mesure en plus de diminuer la puissance moyenne injectée dans l'échantillon.

Nos mesures ont été faites avec des impulsions de 20 ms avec 1 s sans courant entre

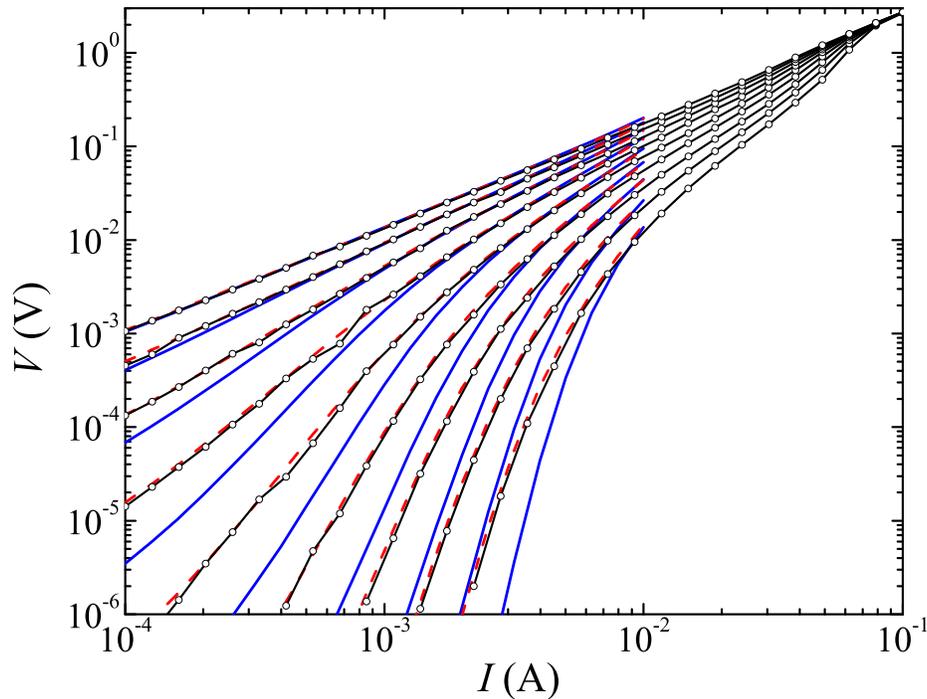


FIGURE 2.11 – Courbes IV pour plusieurs T utilisant différentes méthodes de mesures. Les isothermes sont donnés pour un intervalle de 100 mK. Les courbes continues représentent les données filtrées. Les courbes pointillées représentent les mesures non filtrées. Les points vides liés représentent les mesures pulsées.

chaque impulsion. Un exemple de mesures pulsées est présenté à la partie principale de la figure 2.10 (carrés liés). Toutes les courbes IV de la figure 2.10 sont mesurées à la même température, et on peut voir que la méthode pulsée est celle qui mesure les voltages les plus bas. Ce faible voltage montre que la température réelle de l'échantillon est plus petite dans la méthode pulsée que dans la méthode continue et la méthode AC basse fréquence.

Étant donné la plus faible puissance moyenne dissipée, nous pouvons faire des mesures IV jusqu'à 100 mA. Ces résultats sont présentés à la figure 2.11 (points liés) en comparaison des résultats obtenus avec les modes DC filtrés (courbes continues) et non filtrés (courbes pointillées). On peut remarquer que la méthode pulsée a un effet notable seulement pour les courants de ≈ 7 mA et plus. Ceci signifie que la méthode DC est quantitativement valable jusqu'à ≈ 7 mA. Basé sur la figure 2.10, on peut estimer le changement de température provoqué par un courant de 10 mA DC à moins de 100 mK. On remarque aussi que, comme la méthode DC non filtrée, la technique pulsée ne donne

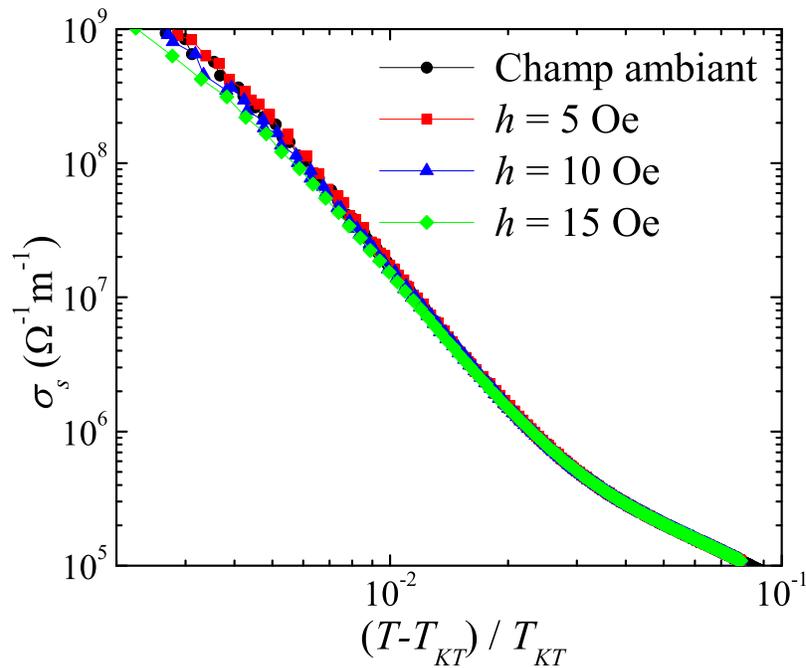


FIGURE 2.12 – Paraconductivité en fonction de la température réduite pour de faibles champs magnétiques. On remarque que l’effet du champ magnétique n’est pas mesurable sous 10 Oe.

pas les bons résultats à faible courant. Il est intéressant de noter qu’une mesure simple, c.à-d. sans impulsion et sans filtre, ne donne jamais la bonne dépendance IV dans nos échantillons.

On peut voir dans la figure 2.11 que le comportement des isothermes au-dessous et au-dessus de 10mA est différent. De plus, on remarque que, pour les courants plus grands que 80mA, tous les isothermes tendent vers la même dépendance linéaire. Il existe deux causes possibles pour ceci. D’abord 80 mA pourrait être le courant critique vers l’état normal à ces températures. La deuxième possibilité est que le chauffage moyen est redevenu si important que la température de l’échantillon a suffisamment monté pour qu’il devienne normal. Compte tenu de la robustesse de cette signature lorsque l’on change la géométrie de l’échantillon, nous croyons qu’il s’agit bien d’un effet intrinsèque comme un courant critique. Par contre, certaines contraintes techniques nous ont empêchés d’explorer cette question davantage. On discutera plus en détails de cette question dans le chapitre 3.

Effets du champ magnétique terrestre

Reste maintenant un dernier élément à discuter, soit l'effet du champ magnétique terrestre sur les mesures électriques. Comme nous avons mentionné dans le chapitre 1, un champ magnétique appliqué peut changer les propriétés mesurées près d'une transition supraconductrice dû au fait que celui-ci change la population de vortex. Pour évaluer l'importance du champ magnétique résiduel sur nos données, nous avons mesuré R sur un échantillon type pour plusieurs champs magnétiques près du champ magnétique terrestre. La figure 2.12 présente ces résultats pour différents champs appliqués. On constate que, pour $h = 5$ Oe, soit 10 fois le champ terrestre, l'effet est très petit ou non existant.

Ces résultats n'excluent pas que le champ résiduel joue un rôle dans nos mesures mais sous-entendent que, s'il en est un, il est seulement présent pour les plus petits voltages et n'est pas déterminant pour la grande majorité de nos données. De plus, si on se fie aux résultats obtenus sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [118, 122], le champ magnétique terrestre est approximativement la limite au-delà de laquelle le champ commence à avoir un impact significatif. Ainsi, il n'est pas hors de question qu'un champ résiduel affecte nos données, mais, comme on le verra dans les prochains chapitres, les données peuvent être expliquées sans faire appel à un champ magnétique résiduel.

Chapitre 3

Fluctuations supraconductrices dans $\text{Pr}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$

Dans ce chapitre, nous analyserons en détails les résultats de transport électrique dans la transition supraconductrice du cuprate dopé aux électrons $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ à dopage optimal. Les résultats obtenus pour les échantillons surdopés, $x = 0.17$, et sous-dopés, $x = 0.135$, seront présentés dans le prochain chapitre.

La résistivité dans le plan ab , ρ , en fonction de la température, T , d'un échantillon à dopage optimal est présentée à la figure 3.1. Les mesures sont faites pour un courant, I , de $1\mu\text{A}$, ce qui est dans la limite de la réponse linéaire pour toutes les températures mesurées (figure 3.7). Les grandeurs utilisées pour extraire la résistivité à partir de la résistance ont été mesurées au binoculaire (longueur L , largeur l) et au microscope électronique à balayage (l'épaisseur d_{ech}). L'incertitude sur les valeurs données dans la figure 3.1 sont d'environ 5%, ce qui provoque une incertitude systématique de 15% sur la valeur de la résistivité. On a donc, à $T = 30\text{K}$, que $\rho = (51 \pm 8)\mu\Omega\text{cm}$. De plus, l'encadré de la figure 3.1 montre que la largeur à mi-hauteur de la dérivée de la résistance en fonction de la température, $\Delta\frac{dR}{dT}$, est d'environ 0.25K. En comparant ces deux valeurs avec les meilleurs résultats publiés pour des couches minces crues par ablation laser [36], on constate que nos échantillons $x = 0.15$ sont de très bonne qualité.

3.1 Paraconductivité dans le régime gaussien

Pour extraire la paraconductivité, σ_s , des données de conductivité, $\sigma = \sigma_s + \sigma_n$, il faut être en mesure de bien modéliser la conductance des électrons de l'état normal en fonction

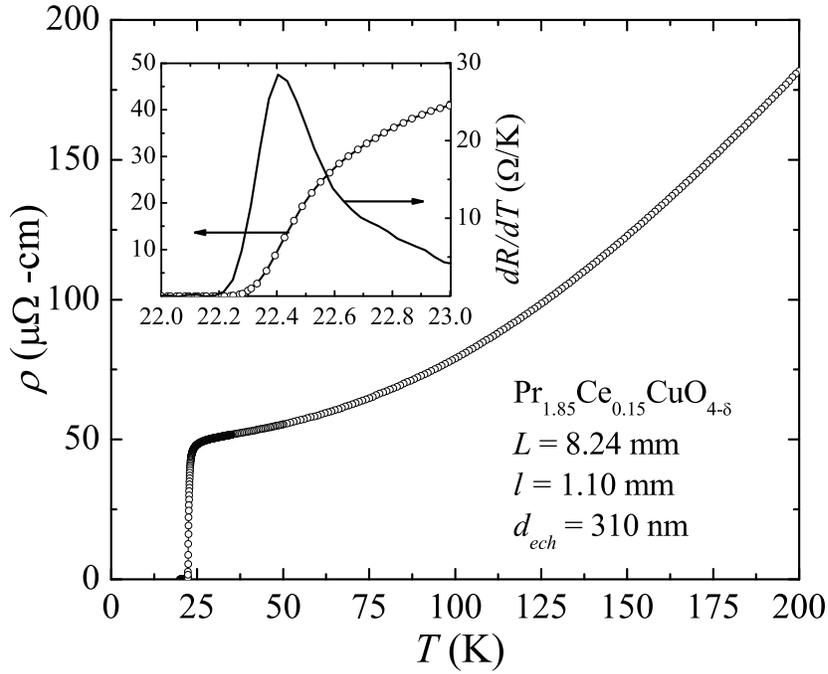


FIGURE 3.1 – Résistivité dans le plan ab en fonction de la température pour un échantillon à dopage optimal, $x = 0.15$. L'encadré présente un agrandissement de la transition supraconductrice superposé avec la dérivée numérique de la résistance par rapport à la température.

de la température, σ_n . Ceci est en fait une des grandes difficultés dans l'étude des fluctuations supraconductrices dans le régime gaussien. Il existe 2 stratégies communément utilisées. Une de ces méthodes est d'appliquer un champ magnétique suffisamment grand pour supprimer la supraconductivité et obtenir le comportement de l'état normal en fonction de la température. Cette méthode est particulièrement efficace lorsque appliquée à un supraconducteur conventionnel. Étant donné leur petit champ critique, il est facile d'appliquer un champ magnétique suffisamment élevé pour être sûr qu'il ne reste plus aucune trace de supraconductivité à haut champ. La deuxième raison pour laquelle cette solution fonctionne bien pour les supraconducteurs conventionnels est que leur magnétorésistance dans l'état normal est bien décrite par un modèle simple de transport électronique et, par conséquent, dépend quadratiquement du champ appliqué, h [120]. Une telle dépendance permet de compenser exactement la magnétorésistance de l'état normal en extrapolant la résistance vers sa valeur à champ nul.

La figure 3.2 présente les résultats de la résistance en fonction du champ magnétique

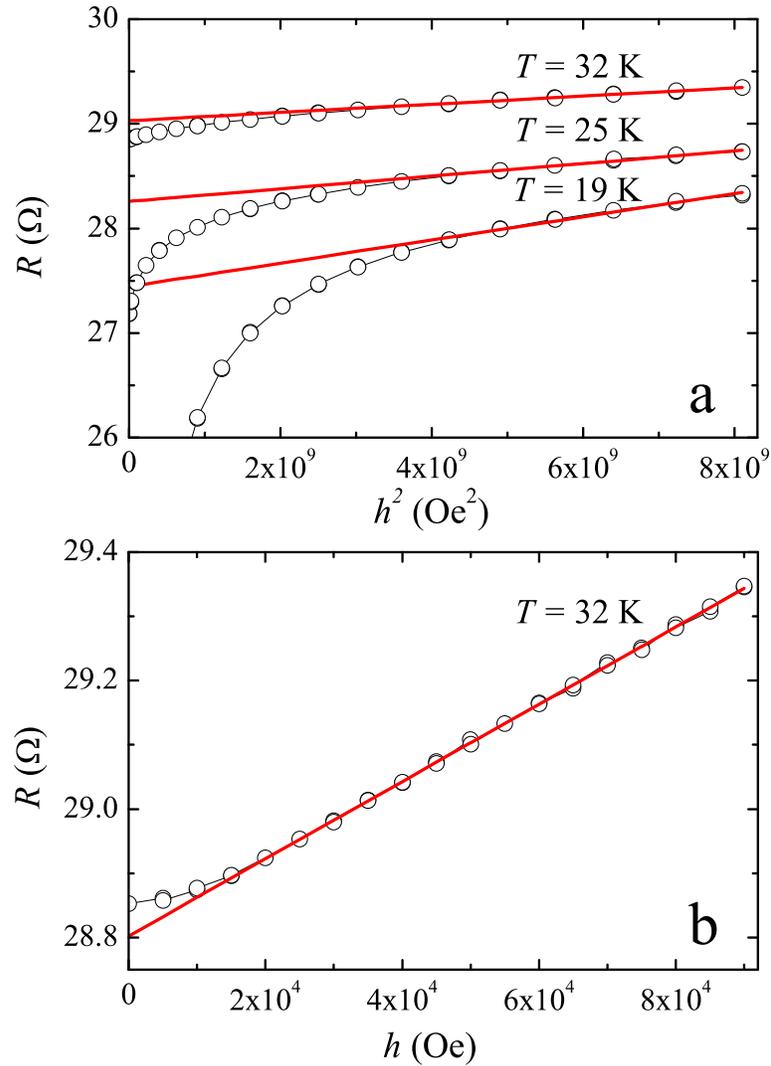


FIGURE 3.2 – a) Résistance dans le plan ab en fonction du carré du champ magnétique appliqué, h^2 . Les points sont les données expérimentales, et les courbes continues sont des lissages quadratiques pour extraire R à champ nul. b) Résistivité dans le plan ab en fonction du champ magnétique, h . On peut voir qu'un lissage linéaire semble mieux représenter la dépendance réelle de la magnéto-résistance.

appliqué, h , pour $\text{Pr}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$. Dans la partie (a) de la figure, les données sont présentées en fonction de h^2 . On peut voir qu'un lissage en h^2 est possible seulement pour $h \gtrsim 80$ kOe. L'interprétation conventionnelle suppose que la dépendance en h de R pour $h < 80$ kOe vient de la présence de supraconductivité. Pour $T = 19$ K, comme la résistance à champ nul est sous le seuil de sensibilité de nos mesures (figure 3.1), cette interprétation est très plausible. Par contre, pour $T = 32$ K, même si l'écart avec le comportement en h^2 est beaucoup plus petit, le lissage perd sa validité à environ la même valeur de champ, soit à $h \approx 60$ kOe. L'explication en terme de supraconductivité est beaucoup plus douteuse dans ce cas, car, à champ nul, la résistivité de l'échantillon à cette température ne semble pas être affectée par la présence de la transition supraconductrice 10 K plus bas. Ainsi, un champ critique de 60 kOe pour supprimer les fluctuations semble douteux si on le compare à $h \gtrsim 80$ kOe pour $T = 19$ K.

Pour explorer cette question plus en détails, il est utile de regarder simplement R en fonction de h à $T = 32$ K (figure 3.2 (b)). On peut voir en fait qu'il est très difficile d'identifier un comportement en h^2 sauf peut-être pour $h < 20$ kOe. En fait, à haut champ, le comportement semble beaucoup mieux décrit par une dépendance linéaire en h . Une telle dépendance est difficile à justifier en général, mais, comme $\text{Pr}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$ passe dans un régime isolant sous $\approx 10 - 20$ K [40] et à une magnétorésistance négative sous $\approx 8 - 10$ K [123], il est fort probable que plusieurs effets compétitionnent pour générer une dépendance linéaire de $\rho(h)$. Fait intéressant à noter, si on accepte une dépendance linéaire de la magnétorésistance et si l'on effectue l'extrapolation à champ nul, -comme présenté à la figure 3.2 (b)-, on serait porté à croire que, en fait, le comportement quadratique à champ faible est le précurseur d'une magnétorésistance négative qui apparaîtra à plus basse température.

Toutes ces difficultés semblent rendre la voie du champ magnétique difficile à emprunter pour $\text{Pr}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$. La seconde stratégie possible pour obtenir σ_n est l'extrapolation vers les basses températures du comportement normal à plus haute température. Cette technique est souvent utilisée pour les supraconducteurs haute- T_c [89,90] en raison de leur très grand champ critique. Pour effectuer cette extrapolation, nous avons utilisé une dépendance en température de la résistance de la forme classique : $\rho = AT^\beta + \rho_0$. Il y a cependant un élément arbitraire dans cette procédure, soit l'intervalle approximatif qui est utilisé pour faire le lissage. Plus la température minimum de l'intervalle est éloignée de la transition, plus il y a de chance que l'extrapolation n'ait pas la bonne dépendance et la bonne amplitude à la transition. Inversement, si le minimum de l'intervalle est choisi

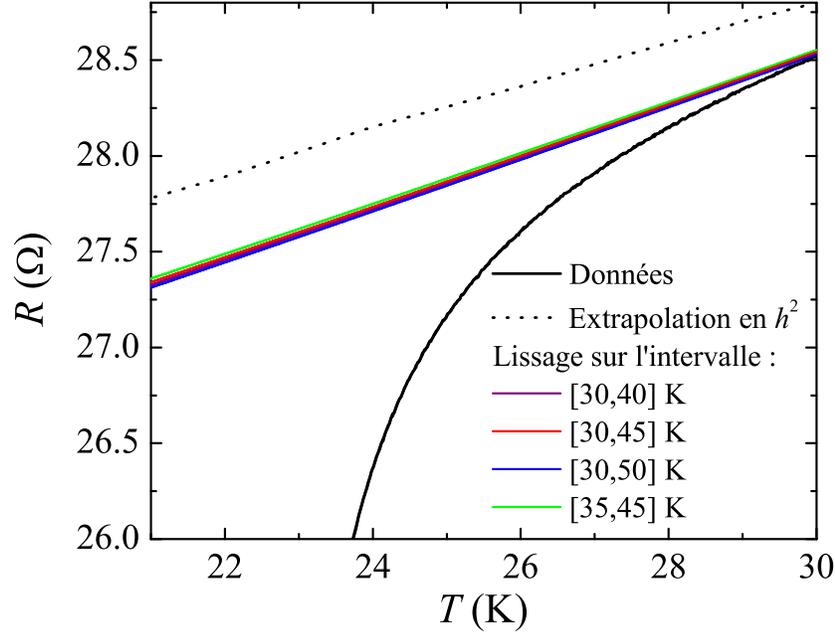


FIGURE 3.3 – Graphique de la résistance en fonction de la température présentant les résultats des différentes méthodes d'extrapolation pour obtenir σ_n .

trop près de la transition, l'extrapolation risque de sous-estimer la résistance de l'état normal à la transition. Nous avons déterminé la valeur minimum de l'intervalle à ~ 30 K, basée sur deux considérations. D'abord, une inspection détaillée de dR/dT montre que son minimum se trouve entre 30 et 35 K. Ce point d'inflexion peut être vu comme le premier signe des fluctuations et, par conséquent, un bon point de départ pour le lissage. Deuxièmement, les résultats de Dagan *et al.* [124] montrent que, dans les spectres d'effet tunnel, toutes les structures dans la densité d'état qui pourraient être associées à la supraconductivité disparaissent au-dessus de $T = 24$ K.

La figure 3.3 présente les courbes d'extrapolation obtenues pour plusieurs intervalles de lissage. On peut voir que l'effet d'un faible changement d'intervalle n'a généralement pas un impact très important sur la courbe d'extrapolation. Les écarts sont généralement sous 0.4% pour la région d'intérêt. Comme on veut obtenir σ_s , il est clair que, loin de la transition, là où la différence entre σ et σ_n est très petite, l'erreur associée à l'extrapolation est très grande. Par contre, plus on s'approche de la transition, plus cette erreur est petite. Dans notre analyse, on se limitera aux données pour $T < 24$ K, ce qui donne

une erreur associée à l'extrapolation d'au maximum 2%. La figure 3.3 présente aussi, à titre comparatif, l'extrapolation qui est obtenue en utilisant la méthode avec champ magnétique. On constate que cette méthode surestime beaucoup la résistance de l'état normal.

Les données extraites pour la paraconductivité, σ_s , sont présentées dans la figure 3.4. Pour mieux analyser les prédictions des théories dans le régime des fluctuations gaussiennes, on présente dans la partie (a) de la figure 3.4 le comportement attendu de $1/\sigma_s$ en fonction de T dans le cas d'un système 2D (équation 1.29), 3D (équation 1.30) et pour un passage 2D-3D (équation 1.64). La caractéristique importante à noter ici est que, dans le cas purement 2D, $1/\sigma_s$ a une dépendance linéaire tandis que les cas 3D ou 2D vers 3D ont des courbures négatives. Cette caractéristique est une signature claire de la présence de fluctuations 3D.

Dans la partie (b) de la figure 3.4, on peut voir les données expérimentales sous forme de $1/\sigma_s$ en fonction de T . On constate qu'il n'existe aucune gamme de températures où la courbure de $1/\sigma_s$ est négative. Par contre, on peut clairement observer une région de dépendance linéaire entre environ 22.8 et 23.8 K. Un ajustement de l'équation 1.29 sur ces données montre un bon accord. On déduit donc que $T_{c0} = 22.62$ K avec une distance interplan de $s = (2.3 \pm 0.4)$ nm¹. Si on compare cette distance avec le paramètre de maille selon l'axe c , soit 1.2 nm, on constate qu'il n'y a pas de correspondance. Pour mieux comprendre ce problème, il faut voir que la vraie quantité obtenue n'est pas s , mais bien le rapport d_{ech}/n où n est le nombre de plans supraconducteurs. Dans un échantillon où les plans supraconducteurs suivent un empilement parfaitement périodique, $d_{ech}/n = s$, mais cette description ne représente pas nécessairement bien notre échantillon.

Il existe deux pistes simples pour expliquer ce résultat. D'abord, on peut l'expliquer simplement par l'existence d'une erreur sur le volume supraconducteur dans l'échantillon. Par exemple, si des plans dans l'échantillon ne sont pas supraconducteurs et, par conséquent, ne contribuent pas à la paraconductivité, d_{ech}/n augmente. Pour que s soit égale à la distance interplan $s \approx 0.6$ nm, il faudrait que seulement 25% des plans soient supraconducteurs. Une autre explication pourrait être que les plans CuO_2 sont partiellement couplés selon l'axe c , de sorte qu'il existe effectivement $n/4$ films supraconducteurs découplés dans l'échantillon. Dans ce cas, on obtiendrait aussi une valeur de $s = 2.3$ nm dans notre analyse.

¹Comme le système est un empilement de plans 2D, on utilise la limite 2D du modèle Lawrence-Doniach et, par conséquent, le paramètre pertinent est s , la distance interplan, au lieu de d_{plan} .

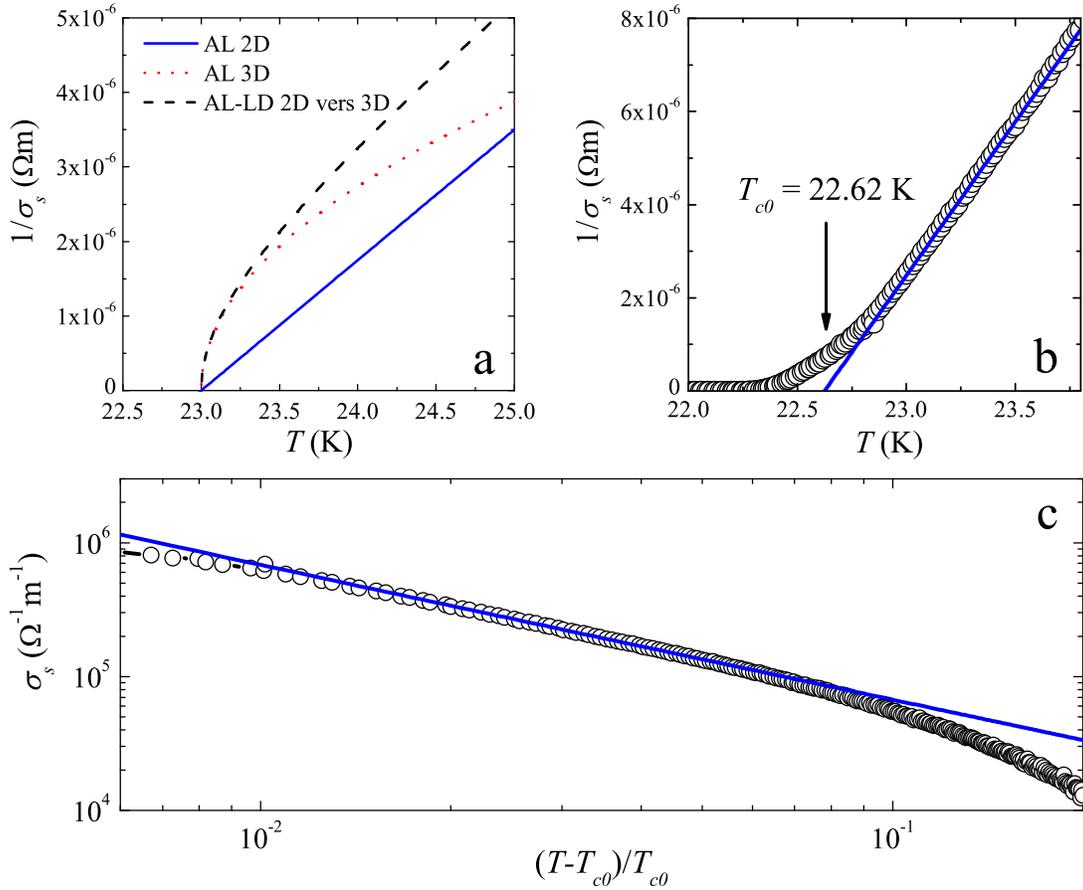


FIGURE 3.4 – a) $1/\sigma_s$ en fonction de T prédit par les calculs du régime des fluctuations gaussiennes. La courbe AL2D est le résultat de l'équation 1.29, la courbe AL3D, de l'équation 1.30, et la courbe AL-LD 2D vers 3D de l'équation 1.64. b) Résultats de $1/\sigma_s$ en fonction de T . Les points représentent les données expérimentales, tandis que la ligne continue représente un lissage de la paraconductivité AL 2D aux données. c) Données et lissage de la partie b représentés comme σ_s en fonction de la température réduite sur une échelle log-log.

Une autre façon intéressante pour tenter d'expliquer ce résultat est de modéliser le désordre dans l'échantillon. On peut imaginer que, en plus des fluctuations thermiques, il existe des fluctuations spatiales de composition dans l'échantillon qui provoquent une simple distribution de T_{c0} . Ceci ne serait pas surprenant, compte tenu des deux degrés de liberté qui sont disponibles pour le dopage : x , le dopage en cérium, et δ , l'oxygénation. On aurait donc une distribution spatiale de T_{c0} avec une valeur moyenne \bar{T}_{c0} . Prenons par exemple un système de résistances en série avec une distribution gaussienne de T_{c0} , $P(T_{c0} - \bar{T}_{c0})$. On peut dans ce cas écrire la conductivité totale comme

$$\sigma_s = \left[\sum_{T_{c0}} \frac{P(T_{c0} - \bar{T}_{c0})}{\sigma_s(T_{c0})} \right]^{-1} \quad (3.1)$$

où

$$P(T_{c0} - \bar{T}_{c0}) = \mathcal{C} e^{-(T_{c0} - \bar{T}_{c0})^2 / (2\Delta T_{c0}^2)}. \quad (3.2)$$

Ici, ΔT_{c0} est l'écart type de la distribution et \mathcal{C} est simplement un facteur de normalisation. La figure 3.5 (a) présente une évaluation numérique de l'équation 3.1 utilisant la paraconductivité AL 2D (équation 1.29) comme forme pour $\sigma_s(T_{c0})$. On peut voir qu'un changement de ΔT_{c0} n'a pas d'impact sur la pente de σ_s , et, par conséquent, sur la valeur de s . Par contre, on constate que ce modèle reproduit les données expérimentales près de \bar{T}_{c0} mieux que le modèle d'un échantillon avec une seule T_{c0} . En effet, on peut voir dans les parties (b) et (c) de la figure 3.5 que l'ajustement de l'équation 3.1 avec $\Delta T_{c0} = 260\text{mK}$ reproduit très bien les données expérimentales pour $T \gtrsim 22.5\text{K}$. Bien que ce modèle soit une meilleure représentation des données, il ne semble pas pouvoir corriger la valeur obtenue de s . Un modèle plus élaboré d'un réseau de résistances désordonné utilisant l'approximation du milieu effectif [125] ne change pas non plus s loin de \bar{T}_{c0} . De plus, un tel modèle ne génère pas le bon type de comportement près de \bar{T}_{c0} . Au lieu d'une queue de résistance finie, il génère une divergence accélérée de la conductivité pour $T > \bar{T}_{c0}^2$. On en déduit donc que le désordre de T_{c0} dans notre échantillon a un comportement principalement 1D ou série.

Une autre possibilité pour s'affranchir du problème avec s est de supposer que le comportement réel est 3D et d'utiliser l'équation 3.1 avec la version 3D de la paraconductivité d'AL (équation 1.30). La difficulté avec cette méthode est que, comme il n'y a pas de

²Cette divergence provoque une courbure qui ressemble au comportement AL-LD 2D vers 3D de la figure 3.4 (a). Pour plus de détails voir l'annexe A.

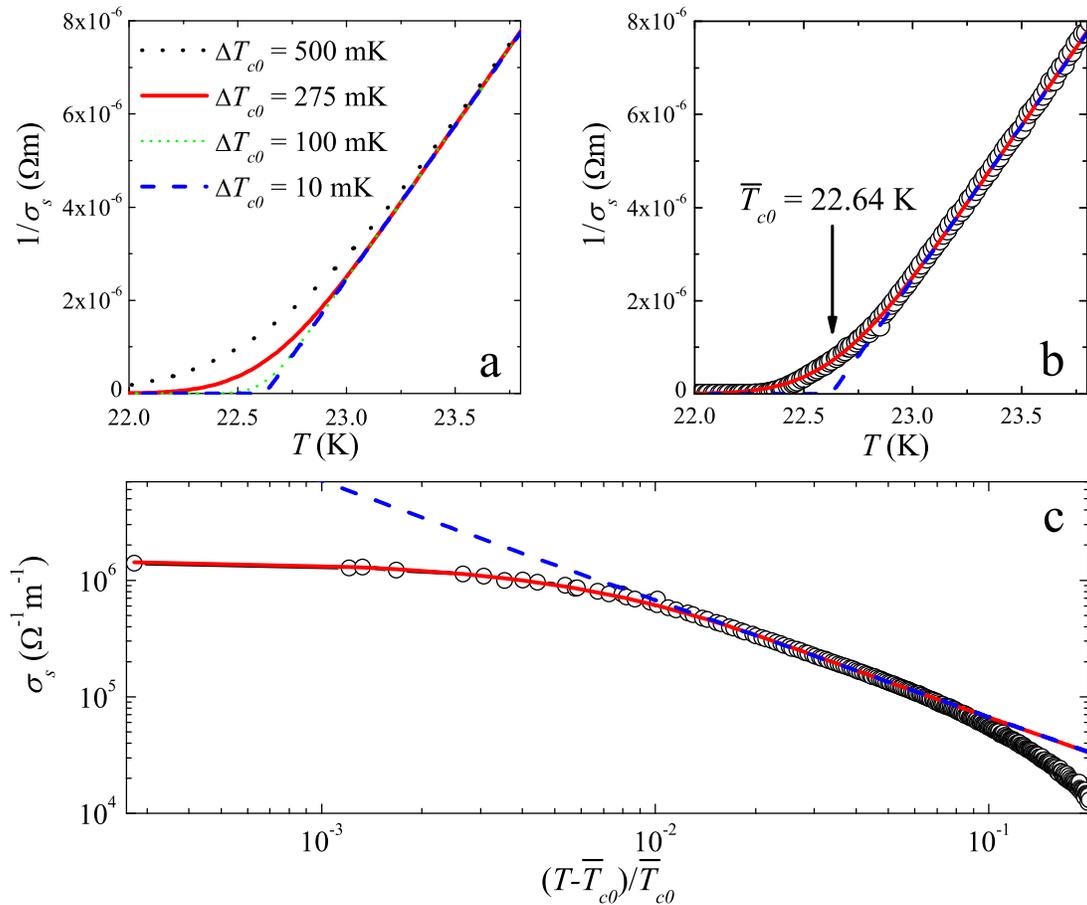


FIGURE 3.5 – a) $1/\sigma_s$ en fonction de T prédit par le modèle AL 2D de résistances séries désordonnées. b) Résultats de $1/\sigma_s$ en fonction de T . Les points représentent les données expérimentales tandis que la ligne continue représente un lissage de l'équation 3.1 pour $\Delta T_{c0} = 260$ mK. c) Données et lissage de la partie b représentés comme σ_s en fonction de la température, $(T - \bar{T}_{c0})/\bar{T}_{c0}$, réduite sur une échelle log-log.

région en température où le comportement pur AL 3D apparaît clairement, on se retrouve avec un lissage utilisant 3 paramètres libres : \bar{T}_{c0} , ΔT_{c0} et $\xi_{0,c}$ ³. Un tel ajustement n'est pas simple parce que la fonction à optimiser possède plusieurs minimums locaux. Les solutions les plus proches des mesures expérimentales sont généralement données lorsque la queue associée au désordre série compense suffisamment bien la courbure négative de $1/\sigma_s^{AL3D}$ pour générer une dépendance linéaire. Comme le lissage dépend d'une telle coïncidence, il est très instable aux changements de paramètres, et sa qualité n'est jamais aussi bonne que dans le cas 2D. Ainsi, il apparaît peu probable que le cas purement 3D explique nos données.

Le paraconductivité dans le modèle Lawrence-Doniach dans sa forme générale (équation 1.64) peut aussi être utilisée avec l'équation 3.1. Comme on peut s'y attendre, le lissage est très difficile à effectuer dans la limite où la courbure négative apparaît pour $T > T_{c0} + \Delta T_{c0}$. Dans le cas contraire, le lissage peut être fait aussi bien que dans le cas purement 2D. Par contre, le rapport maximal de $\xi_{0,c}/s$ nécessaire pour arriver à cette limite est de l'ordre de 0.05, et cette faible valeur du rapport rend improbable que le passage 2D-3D se fasse dans une description de Lawrence-Doniach. Improbable parce que, si on suppose que la valeur trop grande de s vient d'un volume supraconducteur réduit et qu'on la corrige pour que $s = 6 \text{ \AA}$, $\xi_{0,c}$ devrait être d'environ 0.3 \AA , soit plus petit que le rayon de Bohr⁴. On peut donc dire que ce modèle, bien que plus général, n'apporte rien de plus que les précédents sur le problème de la valeur de s et sur la description de σ_s .

Ainsi, les données dans le régime gaussien semblent être décrites le plus clairement par un modèle purement 2D avec désordre de composition en série. Aucun des modèles simples de désordre étudiés, c.-à-d. où on utilise une distribution de T_{c0} gaussienne, ne permet d'expliquer la valeur de $s = (2.3 \pm 0.4) \text{ nm}$. On doit donc se rabattre sur les deux explications décrites précédemment. La première est l'existence d'une partie importante du volume de l'échantillon qui ne contribue pas à la paraconductivité. Par exemple, pour expliquer la valeur obtenue pour s , il faudrait qu'environ 75% des plans ne contribuent pas à σ_s . Cette grande perte de volume semble difficilement attribuable à la présence d'un simple gradient d'oxygénation. Pour bien expliquer ce genre de perte de volume, il faut probablement faire appel à un phénomène qui provoque un contraste de propriétés

³Comme le système est quasi 2D, on utilise la limite 3D du modèle Lawrence-Doniach et, par conséquent, le paramètre pertinent est $\xi_{0,c}$.

⁴ $\approx 0.5 \text{ \AA}$

plus important. Un tel contraste peut être généré lors de la décomposition produite à la suite d'une trop grande réduction. Les recuits nécessaires à l'optimisation des propriétés supraconductrices nous mènent toujours très près de la décomposition de nos échantillons. Comme les produits de cette décomposition ne sont pas supraconducteurs, il existe un fort contraste à la transition supraconductrice entre ces deux phases. Ce fort contraste peut expliquer l'erreur sur s , mais, comme il s'agit d'une décomposition, l'aspect visuel des échantillons devrait trahir une perte de 75% du volume, ce qui n'est pas le cas.

Pour que ce premier scénario tienne, il doit donc y avoir d'autres effets qui expliquent la perte de 75% du volume. Une telle possibilité pourrait être la présence d'un ordre (ou simplement de fluctuations) antiferromagnétique (AF) parasite dans cette gamme de dopages [13, 14]. D'abord, comme on sait que la phase AF chevauche le dôme supraconducteur et qu'il s'agit potentiellement d'un paramètre d'ordre concurrent au paramètre d'ordre supraconducteur, il est possible qu'il existe, à dopage optimal, une séparation de phases supraconducteur/isolant AF [34]. Cette possible séparation de phases pourrait être la raison pour laquelle seulement une fraction des plans CuO_2 sont supraconducteurs.

Le second scénario pour expliquer une valeur de $s = 2.3$ nm est que les signatures 2D viennent d'environ $n/4$ groupes de quelques plans CuO_2 couplés. Cette explication sous-entend qu'il existerait un effet qui limite la longueur de corrélation selon l'axe c . Une telle coupure de la longueur de corrélation pourrait, en principe, être provoquée par une distribution aléatoire de la concentration de cérium et/ou de l'oxygénation selon l'axe c . Un autre élément qui pourrait limiter cette longueur de corrélation selon l'axe c serait, encore une fois, la présence de régions ou de fluctuations AF. Ces effets pourraient forcer un découplage qui limiterait ξ_c . Il n'est pas vraiment possible de déterminer quelle est la bonne façon d'expliquer nos résultats pour s , mais il est possible qu'il s'agisse en fait d'un mélange de tous ces scénarios.

3.2 Fluctuations critiques non gaussiennes

Comme décrit dans le chapitre 1, on s'attend à ce que, au-delà des fluctuations gaussiennes, on observe un régime de fluctuations critiques non triviales. Pour mettre en évidence l'apparition d'un tel régime, il est utile de voir les données de la figure 3.5 (b) sur une échelle logarithmique pour $1/\sigma_s$. Ce graphique est présenté à la figure 3.6. On remarque encore la très bonne correspondance entre les données et le lissage pour $T > 22.50$ K, mais on voit que, sous cette température, les données expérimentales se

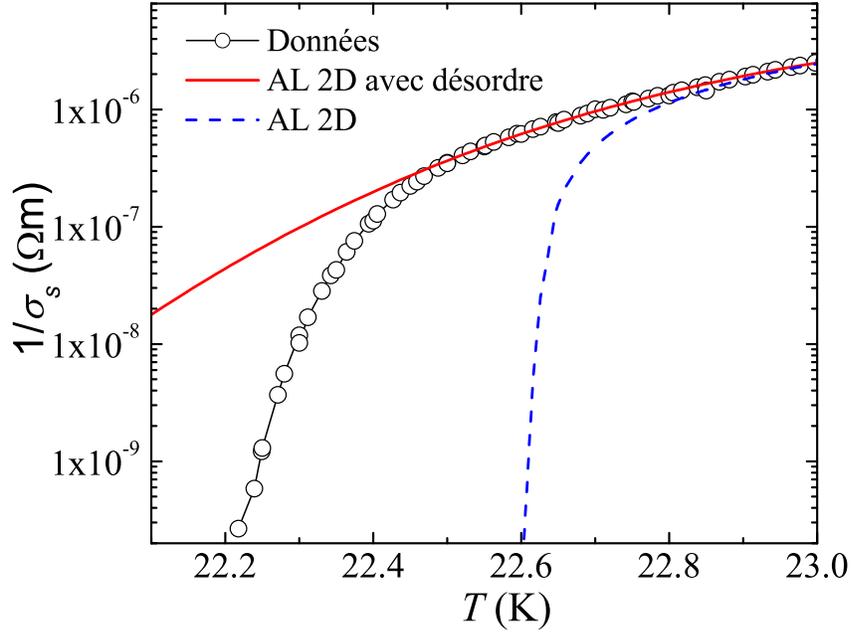


FIGURE 3.6 – Résultats de $1/\sigma_s$ sur l'échelle logarithmique en fonction de T . Les points représentent les données expérimentales tandis que la ligne continue représente un lissage de l'équation 3.1 pour $\Delta T_{c0} = 260$ mK.

mettent à diverger beaucoup plus rapidement. L'apparition de cette divergence signale l'apparition probable d'un parcours qui traverse tout l'échantillon pour lequel $T < T_{c0}$. Pour cette gamme de températures, la physique des fluctuations supraconductrices ne devrait pas être le régime gaussien mais bien le régime critique décrit dans les sections 1.3 et 1.4.

Pour mieux comprendre l'importance de ce régime dans la signature en transport électrique de la transition supraconductrice, on présente dans la figure 3.7 les courbes courant-voltage (IV) pour T de 21.90 K à 22.85 K à chaque 50 mK. L'isotherme accentué est obtenu pour $T = 22.50$ K, la température pour laquelle le lissage AL avec désordre cesse de fonctionner. On remarque que la plus grande partie des données IV non triviales sont sous cette température. Ceci est aussi visible sur les données de la résistivité totale en fonction de la température, figure 3.1. On peut y voir que à $T = 22.50$ K, la transition n'est complétée qu'à environ 50%.

Commençons l'analyse en comparant les courbes IV de la figure 3.7 avec les dépendances prévues par les modèles théoriques présentés à la figure 1.10. Si l'on s'intéresse

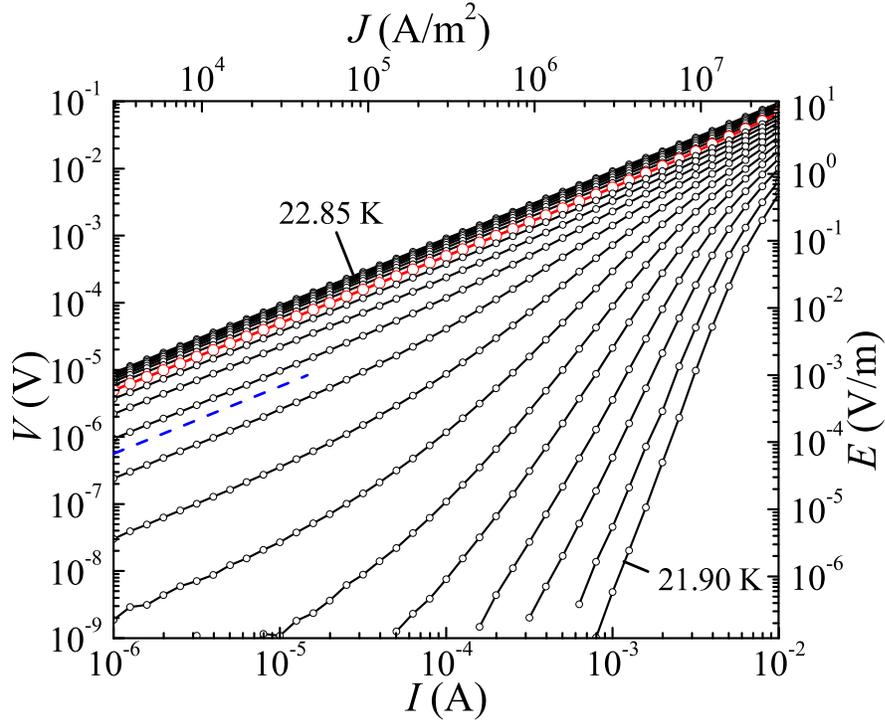


FIGURE 3.7 – Courbes de voltage en fonction du courant pour un échantillon à dopage optimal, $x = 0.15$. Les courbes sont prises pour T de 21.90 K (courbe la plus à droite) à 22.85 K (courbe la plus à gauche) à chaque 50 mK. L'isotherme accentué est obtenu pour $T = 22.50$ K. La droite pointillée représente la dissipation ohmique, soit une pente de 1 sur ce graphique.

seulement aux 4 courbes ayant les plus basses températures et si l'on exclut les données pour $I \gtrsim 5$ mA, on a bien ce qui ressemble à des lois de puissance. Les isothermes à plus haute température possèdent une queue ohmique ou l'amorce d'une queue ohmique à faible courant, mais, à courant intermédiaire, une dépendance en loi de puissance devient visible sur environ une décade de courant. Il apparaît donc clairement que le régime dominant de dissipation sous T_{c0} est en loi de puissance et que, s'il existe un régime avec une courbure négative, il est à haut courant. Ainsi, pour analyser ces données, nous utiliserons le modèle 2D pur, soit la physique Kosterlitz-Thouless (KT). Pour simplifier la discussion, nous supposerons, pour le moment, que cette physique 2D vient de plans CuO_2 découplés. Nous discuterons dans la prochaine section de la possibilité que ces signatures ne viennent pas d'objets purement 2D mais bien d'objets composés de plusieurs plans CuO_2 couplés.

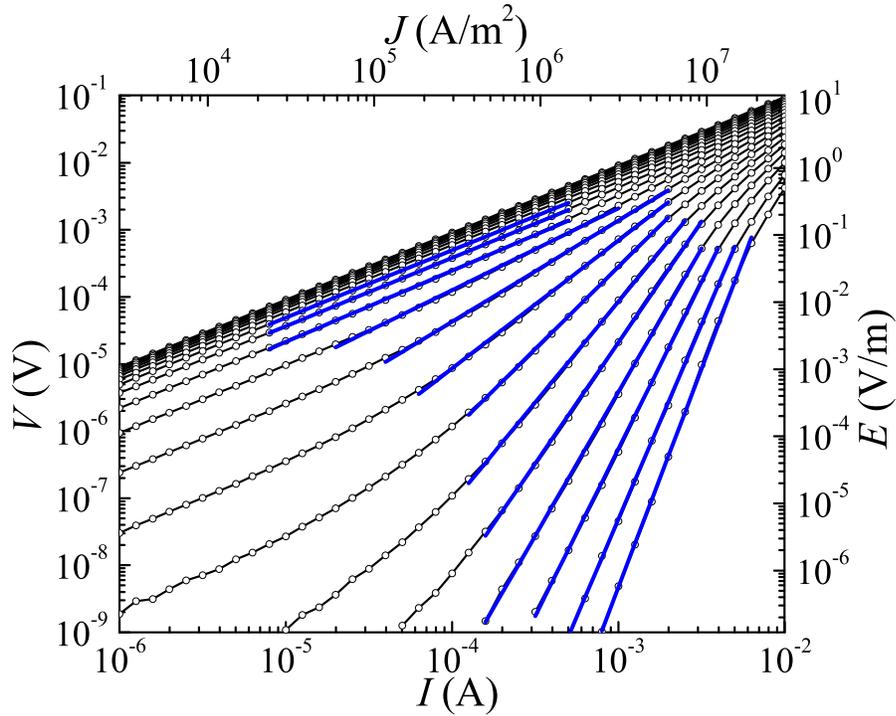


FIGURE 3.8 – Courbes de voltage en fonction du courant pour un échantillon à dopage optimal. Les courbes sont prises pour T de 21.90 K (courbe la plus à droite) à 22.85 K (courbe la plus à gauche) à chaque 50 mK. Les droites continues proviennent d'un lissage en loi de puissance de la forme $E = AJ^a$.

Pour confirmer l'observation qualitative du paragraphe précédent à propos de la dissipation en loi de puissance, il est utile de lisser la forme $E \sim J^a$ sur les données de chaque isotherme dans le régime de courant intermédiaire. On peut voir à la figure 3.8 que, sur les isothermes à plus basse température, les lissages semblent bons sur plus de 5 décades de voltage. De plus, les lissages semblent visuellement convaincants sur au moins une décade en voltage pour toutes les températures.

Une façon plus précise de mettre en évidence une loi de puissance centrée à zéro comme celle qu'on vient de lisser est de prendre le logarithme du voltage et le logarithme du courant et de dériver l'un par l'autre. Dans ce cas, une dissipation de la forme $E \sim J^a$ devient $d \log E / d \log J = d \log V / d \log I = a$. Ainsi, pour une vraie loi de puissance, la dérivée devient une constante en fonction du courant. La figure 3.9 présente $d \log E / d \log J$ en fonction du courant pour différentes températures. On remarque que, contrairement à la prédiction que nous venons de faire, les isothermes ne présentent aucun

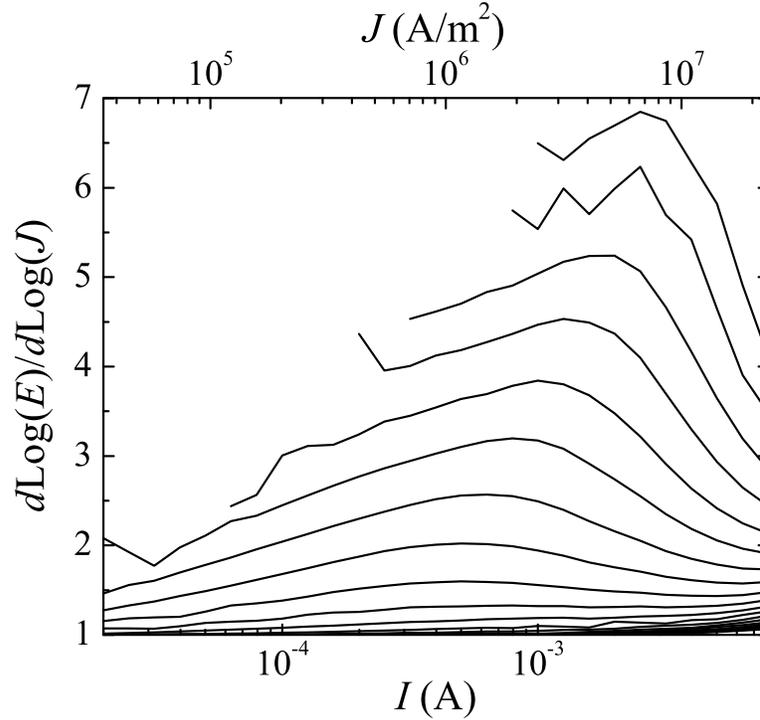


FIGURE 3.9 – $d \log E / d \log J$ en fonction du courant pour un échantillon à dopage optimal, $x = 0.15$. Les courbes sont prises pour T de 21.90 K (courbe la plus haute) à 22.85 K (courbe la plus basse) à chaque 50 mK.

vrai plateau et n'ont en fait que des maximums avec de lentes descentes à faible courant. En 2D, cette descente vers une dissipation ohmique où $a = 1$ à faible courant est signe qu'il y a, à toutes les températures dans le système, des vortex libres qui dissipent de la puissance électrique. On peut immédiatement dire qu'on n'observe aucune vraie transition de phase dans notre échantillon. Comme nous verrons plus en détails plus loin, cette descente peut être expliquée de façon quantitative par des effets de taille finie dans le cadre de la théorie sur la transition KT. En fait l'absence d'un plateau bien défini dans $d \log E / d \log J$ est une caractéristique habituelle de la transition KT limitée par les effets de taille finie [110, 126]. À notre connaissance, il n'existe aucune donnée expérimentale publiée où les plateaux attendus sous T_{KT} sont observables.

La présence d'un maximum de $d \log E / d \log J$ bien prononcé en fonction de I sous-entend qu'un lissage d'une loi de puissance sur un large intervalle de courant sous-estime la valeur de a . Il apparaît donc plus judicieux de prendre le maximum de $d \log E / d \log J$ vs I comme la vraie valeur de a . La figure 3.10 (a) présente les valeurs de a en fonction de

la température pour le lissage en loi de puissance et pour la valeur déduite du maximum de $d \log E / d \log J$ vs I . On remarque comme prévu que les valeurs des maximums sont toujours légèrement supérieures aux valeurs obtenues par lissage. Ainsi, on utilisera pour la suite les valeurs des maximums pour analyser le comportement de a par rapport à la température.

Pour analyser le comportement de a , on utilise les équations 1.73 et 1.74. Ces équations nous donnent la relation en a , T et n_{sR}^{2D} pour la description AHNS et MP. Dans ces deux cas, on peut mettre en évidence la dépendance en température de la densité superfluide en isolant celle-ci. Pour la dynamique AHNS, on a que $n_{sR}^{2D}(T) \sim (a - 1)T$ et, pour la dynamique MP, on a que $n_{sR}^{2D}(T) \sim (a + 1)T$. Ces quantités sont présentées en fonction de la température dans les parties (b) et (c) de la figure 3.10.

Si la description GL est bonne sous T_{KT} , on devrait avoir que $n_{sR}^{2D} \sim n_{s0}^{2D} \sim (T_{c0} - T)$ (équation 1.8). On identifie d'abord $T_{KT} = (22.16 \pm 0.01)$ K en interpolant entre les points la température pour laquelle on a que $a = 3$. Sous cette température, à la figure 3.10 (b) et (c), on peut voir que n_{sR}^{2D} augmente linéairement avec la diminution de la température. Ceci suggère fortement que la description GL est la bonne. En fait, ces données ressemblent beaucoup à des résultats numériques sur un modèle de réseaux 2D de jonctions Josephsons de taille finie obtenues par Medvedyeva *et al.* [110]. Comme nous l'avons dit au chapitre 1, ce genre de modèle est une réalisation du modèle XY et, par conséquent, subit une transition KT en 2D.

Un lissage linéaire des données sous T_{KT} permet d'extrapoler une valeur pour T_{c0} . La description AHNS des lois de puissance donne $T_{c0} = (22.30 \pm 0.02)$ K, tandis que la description MP donne $T_{c0} = (22.44 \pm 0.02)$ K. Une comparaison directe avec la valeur obtenue dans l'analyse de la paraconductivité ($T > T_{c0}$) n'est pas possible compte tenu de l'importance du désordre. Il n'est pas clair si les valeurs obtenues de a proviennent de tout l'échantillon ou simplement de la région avec la valeur de T_{c0} la plus basse. Dans ce dernier scénario, la chute de potentiel associée à la majorité de l'échantillon serait suffisamment petite pour ne pas apparaître dans les mesures. La valeur de $T_{c0} = (22.44 \pm 0.02)$ K obtenue dans la description MP est très près de la température seuil, 22.50K, où l'analyse AL désordonnée perd sa validité. Cette proximité entre les deux températures semble indiquer que les résultats des courbes IV viennent probablement d'une région réduite de l'échantillon, c.-à-d. la région avec la valeur de T_{c0} la plus basse. La valeur de T_{c0} dans la description AHNS est plus difficile à réconcilier avec l'un ou l'autre de ces scénarios et, par conséquent, semble confirmer que la description MP est la bonne [28, 29, 101–103].

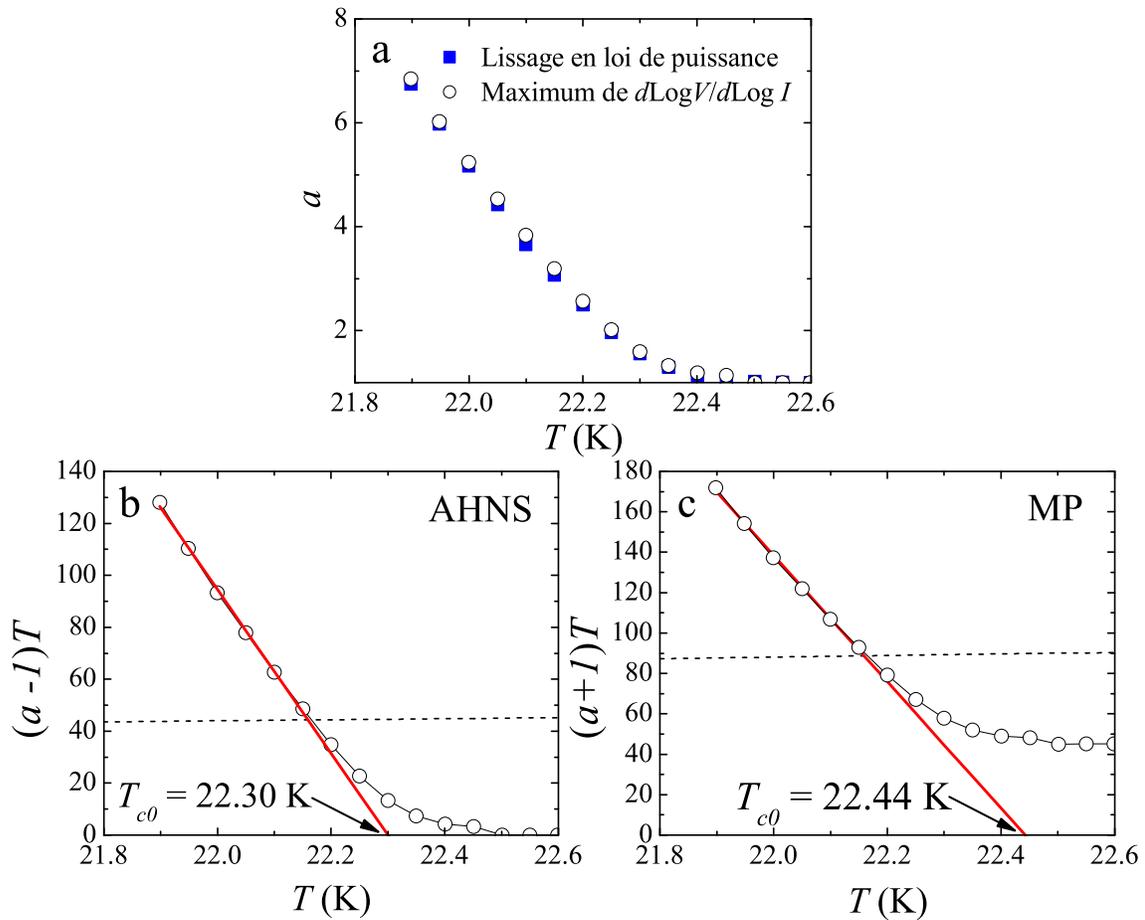


FIGURE 3.10 – a) Exposant a de l’ajustement en loi de puissance des courbes IV en fonction de la température. b) Transformation de a pour mettre en évidence la dépendance en température de n_{sR}^{2D} dans la description AHNS. c) Transformation de a pour mettre en évidence la dépendance en température de n_{sR}^{2D} dans la description MP. Les droites continues dans les parties b et c sont des lissages GL extrapolant vers T_{c0} . Les droites en petits traits dans les parties b et c sont les valeurs prévues pour $a = 3$ à T_{KT} .

Avec la température de transition T_{KT} estimée précédemment, on peut maintenant s'intéresser à la dépendance de σ_s sous 22.50 K et voir si on peut la décrire à l'aide de la forme de Halperin-Nelson (équation 1.76). La figure 3.11 (a) présente σ_s en fonction de la température réduite, $(T - T_{KT})/T_{KT}$, sur des échelles logarithmiques. On effectue l'ajustement de l'équation 1.76 en variant simplement A et $b\epsilon_c$. Le meilleur ajustement obtenu est présenté aux figures 3.11 (a) et (b) comme les courbes continues. Les paramètres optimaux sont $A = 0.004 \pm 0.002$ et $b\epsilon_c = 0.129_{-0.015}^{+0.021}$. Si on utilise $T_{c0} = 22.44$ K, on obtient que $b = 10.4_{-1.1}^{+1.7}$. Cette valeur de b est comparable aux valeurs dans la littérature, par exemple $b = 6.28_{-0.98}^{+1.05}$ dans le cas de couches minces d'un composé indium/oxyde d'indium [104]. Avec la valeur de b , on devrait pouvoir déduire indépendamment la valeur de A . Tel que mentionné dans le chapitre 1, on devrait avoir que $1/A = 10.8b$ [104]. En utilisant la valeur de b , on obtient $A = 0.009_{-0.0015}^{+0.001}$. Cette valeur de A semble être en accord qualitatif avec la valeur obtenue lors du lissage.

Dans le lissage précédent, même si le désordre de composition en série n'a pas été considéré, les données expérimentales sont très bien reproduites. Ce fait est très surprenant, car le lissage de la paraconductivité AL avait utilisé une distribution de T_{c0} avec un écart type de presque 300 mK, et, dans le lissage KT, l'intervalle total de lissage est d'environ 300 mK. En fait, toute tentative d'inclure une distribution de T_{KT} génère un lissage de moins bonne qualité. Une raison possible pour ceci est que, tel que nous l'avons abordé précédemment, seule la région avec la plus petite T_{c0} dans l'échantillon est responsable pour la chute de potentiel observable. Une telle explication impliquerait que le paramètre A obtenu lors du lissage serait sous-évalué par rapport à sa valeur pour un échantillon uniforme. Si on compare les deux valeurs indépendantes obtenues pour A et si l'on considère le choix quelque peu arbitraire de T_{c0} utilisée pour obtenir A à partir de b , il serait possible d'avoir un facteur de l'ordre de 10 entre le volume de l'échantillon et le volume supraconducteur. Ce scénario ne peut pas, à priori, être exclu.

Nous avons mentionné dans le chapitre 1 que la forme de la conductivité d'Halperin-Nelson devrait bien décrire les données seulement très près de T_{KT} . Une description plus générale de σ_s peut être faite dans le cadre du gaz de Coulomb 2D dans l'approximation GL. Dans ce cas, σ_s devrait être simplement une fonction universelle du paramètre X définie dans l'équation 1.77. Il existe deux difficultés pour vérifier cette dépendance pour nos données. D'abord, comme T_{c0} n'est pas bien définie dans notre échantillon, il est difficile de fixer sa valeur dans la définition de X . Ensuite, il n'existe pas de forme analytique connue pour $\sigma_s(X)$. Pour contourner ce dernier problème, Minnhagen *et al.*

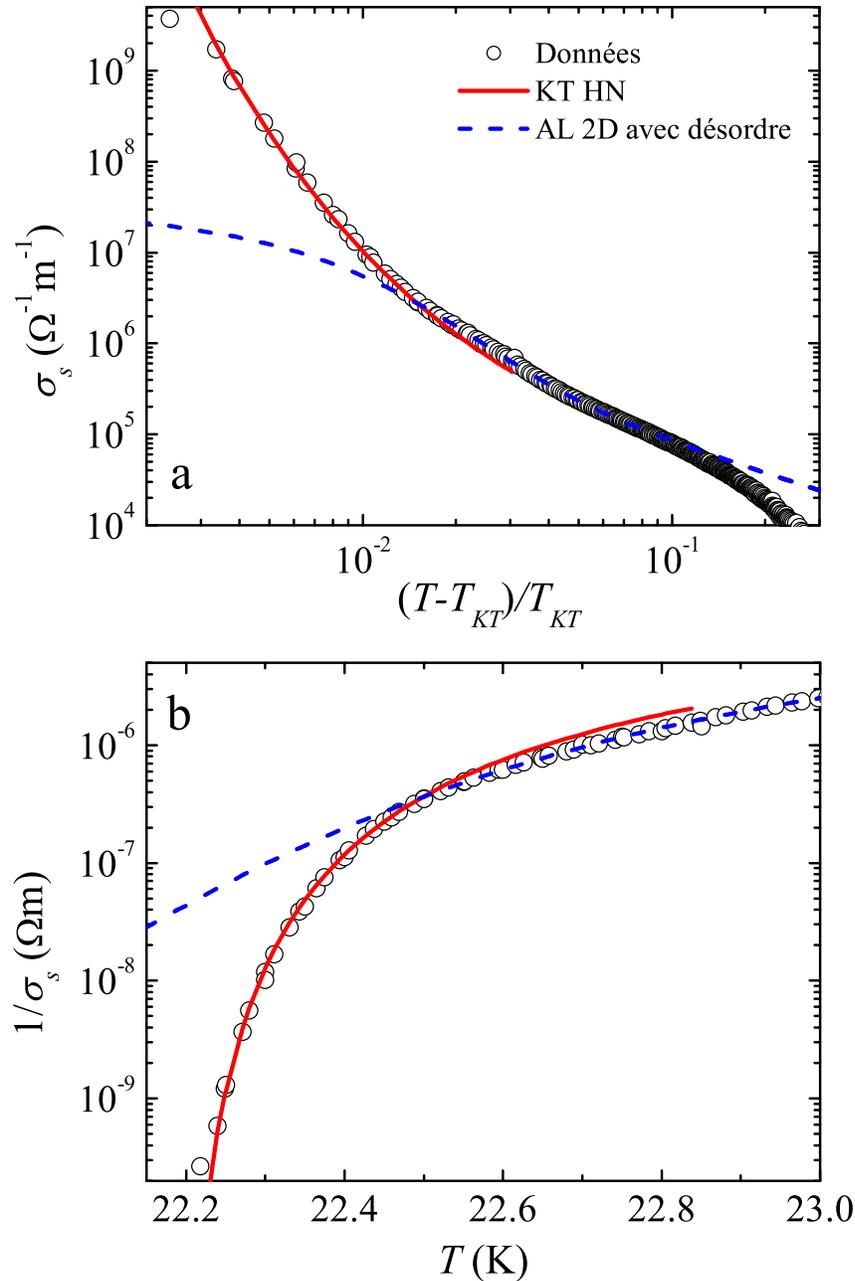


FIGURE 3.11 – a) σ_s en fonction de la température réduite, $(T - T_{KT})/T_{KT}$, sur échelles logarithmiques. La courbe continue représente un ajustement de l'équation 1.76, la forme d'Halperin-Nelson dans la théorie KT. La courbe en petits traits représente encore le modèle AL avec désordre en série. b) Représentation des mêmes données qu'en a sous forme de $1/\sigma_s$ sur échelle logarithmique en fonction de T .

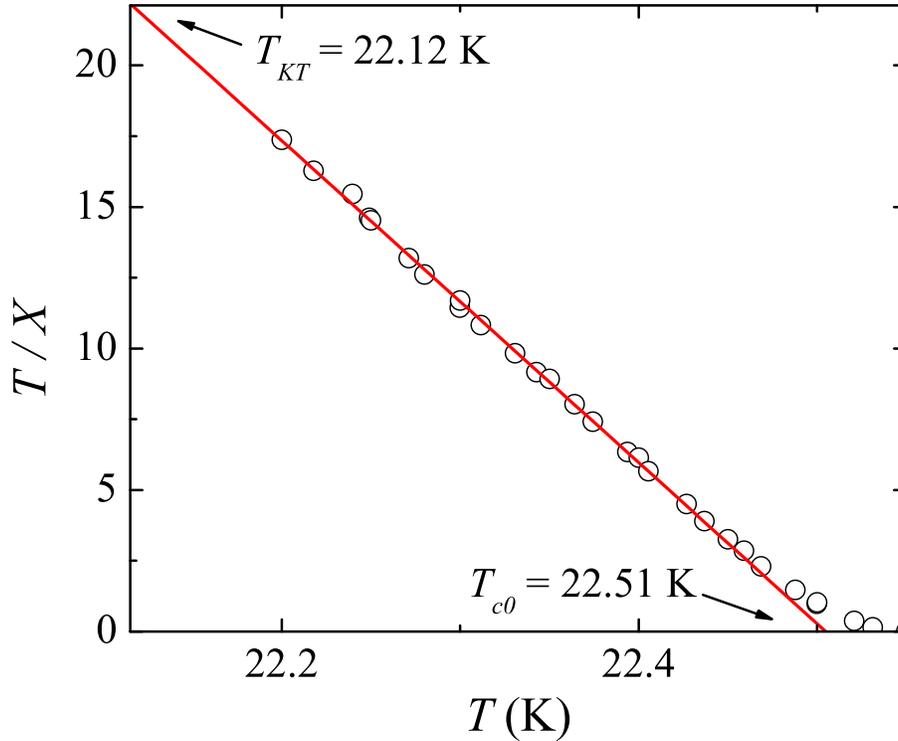


FIGURE 3.12 – T/X en fonction de la température pour le lissage à la courbe universelle de résistance dans le cadre du gaz de Coulomb 2D dans l'approximation GL.

[103, 105] proposent de poser la validité de certains résultats expérimentaux cités dans la référence [106] et de paramétrer la fonction universelle de X numériquement. Ainsi, une inversion numérique permet d'obtenir X à partir du rapport σ_s/σ_n . En définissant $\gamma = -\ln(\sigma_s/\sigma_n)$, l'inversion numérique prend la forme

$$X = \frac{1.5816}{\gamma^2} - \frac{2.2490}{\gamma} + 1.4984 + 0.0832\gamma + 0.0029\gamma^2 \quad (3.3)$$

pour $-0.32 \geq \gamma \geq -10.02$ et

$$X = 0.98 - \frac{1.143}{\gamma + 4.824} \quad (3.4)$$

pour $-10.02 > \gamma \geq -14.35$. Avec X en fonction de la température, il est possible, en principe, d'extraire T_{c0} et T_{KT} sans paramètres ajustables. Pour ce faire, il faut regarder T/X en fonction de T selon l'équation 1.77. Cette fonction devrait être une droite qui

intercepte T_{c0} à $T = 0$ et qui passe à T_{KT} à T_{KT} . La figure 3.12 présente un tel graphique dans lequel un lissage linéaire a été fait. L'ajustement permet d'obtenir $T_{KT} = (22.12 \pm 0.01)$ K et $T_{c0} = (22.51 \pm 0.02)$ K. L'incertitude sur la valeur de T_{c0} est plus grande parce que T_{c0} dépend plus fortement de σ_n .

TABLEAU 3.1 – Comparaison entre les différentes valeurs obtenue pour T_{c0} et T_{KT} sur l'échantillon à dopage optimal avec $l = 1.1$ mm. La valeur de T_{c0} donnée pour «AL2D avec désordre» correspond à la température seuil à laquelle le lissage cesse de fonctionner.

	T_{c0} (K)	T_{KT} (K)
	± 0.01	± 0.01
AL2D	22.62	-
AL2D avec désordre	22.50	-
<i>IV</i> AHNS	22.30	22.16
<i>IV</i> MP	22.44	22.16
Courbe universelle	22.51	22.12

On obtient donc de façon indépendante de nouvelles valeurs pour T_{c0} et T_{KT} qui sont très près des valeurs trouvées précédemment (voir le tableau 3.1). Pour T_{KT} , les incertitudes entre les deux valeurs ne se recoupent pas, mais elle sont suffisamment près l'une de l'autre pour dire qu'il y a accord semi-quantitatif. Pour T_{c0} , on retrouve exactement la valeur seuil à laquelle le lissage AL désordonné cesse de fonctionner.

Finalement, pour confirmer la distinction qu'on fait entre régime gaussien et régime KT, la figure 3.13 présente des σ_s en fonction de la température réduite $(T - T_{KT})/T_{KT}$ sur échelle logarithmique pour plusieurs valeurs de champs magnétiques appliqués. On peut aussi voir le résultat du lissage AL désordonné (courbe continue) et la température seuil où le lissage AL pur cesse de fonctionner (ligne verticale en petits traits). Pour des valeurs de champ faible, $h < 1000$ Oe, l'effet est principalement observable sous la température seuil. Ceci semble confirmer l'importance de la présence de vortex dans cette gamme de températures comme le scénario KT le prédit.

3.3 Effets de taille finie

3.3.1 Transition 3D ?

Comme il a été discuté dans le chapitre 1, les effets de taille finie peuvent être déterminants dans l'analyse des fluctuations critiques dans un supraconducteur. Dans

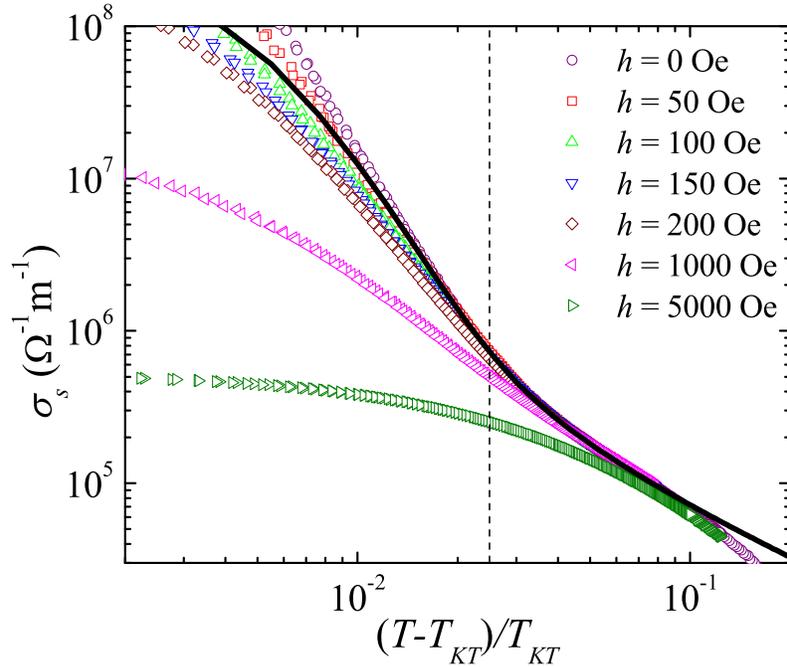


FIGURE 3.13 – σ_s en fonction de la température réduite $(T - T_{KT})/T_{KT}$ sur échelle logarithmique pour $h = 0, 50, 100, 150, 200, 1000$ et 5000 Oe. La courbe continue représente un lissage AL désordonné, et la ligne verticale en petits traits est la température seuil où le lissage AL pur cesse de fonctionner.

l'analyse de la section précédente, nous avons supposé que la transition de phase était purement 2D sans jamais tenter d'identifier s'il existait un comportement qui pourrait être associé à une mise en ordre 3D limitée par des effets de taille finie, des effets de désordre ou par la coexistence d'une phase AF. Nous commencerons donc par scruter les résultats présentés dans la section 3.2.

Un passage vers des fluctuations 3D a généralement l'effet d'accélérer la divergence de la conductivité dans un supraconducteur. Ceci est bien illustré dans la figure 3.4 (a) où l'on voit que, dans le modèle Lawrence-Doniach, la paraconductivité suit un comportement 2D vers une T_{c0} 2D fictive, mais, lorsque les corrélations 3D entrent en jeu, la divergence de σ_s s'accélère et suit le comportement 3D vers la vraie T_{c0} 3D. Cette vraie T_{c0} 3D est plus élevée que la T_{c0} 2D fictive. L'apparition des corrélations 3D provoque donc une rigidification du paramètre d'ordre supraconducteur et, par conséquent, accélère la divergence de la conductivité. Ceci peut aussi être vu dans la figure 1.10, où l'ordre 3D provoque une courbure négative du comportement courant-voltage.

Existe-il des signes d'une telle rigidification dans nos données IV ou dans σ_s de la section précédente? Les résultats de σ_s sont bien décrits par la courbe universelle à la figure 3.12 pour toutes les températures mesurées. Si on observait un passage vers des fluctuations 3D, on verrait une augmentation rapide de T/X (à la figure 3.12) avant d'atteindre T_{KT} . Ce type de déviation par rapport à la courbe universelle peut être vu dans la littérature dans $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ et $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ [28, 103].

L'absence de la signature de l'état 3D dans nos données de σ_s est très claire. Par contre, l'absence d'une courbure négative dans les courbes IV n'est pas si évidente. Commençons par une observation non ambiguë. Les lois de puissance identifiées à courant intermédiaire dans la figure 3.8 ne sont pas précédées à plus faible courant par un courant critique tel que décrit dans l'équation 1.82. Si on observait ces courants critiques de découplage des plans CuO_2 , on verrait dans $d \log E / d \log J$ (figure 3.9) une remontée à faible courant, ce qui n'est clairement jamais observé. Cette observation n'exclut pas absolument l'existence de J_c , mais impose que, s'il existe, il soit complètement masqué par les effets de taille finie à la résolution de notre expérience.

Courbure négative : effondrement et critère de concavité

La présence d'une courbure négative dans les courbes IV à fort courant peut être interprétée comme une signature possible que les corrélations supraconductrices sont vraiment 3D. Dans la figure 3.7, ce régime correspond à $I \gtrsim 5\text{mA}$. Si on se rappelle de la figure 2.11 sur l'effet du chauffage dans cette gamme de courants, on s'aperçoit que cette courbure est encore plus grande que ce qui est observé à la figure 3.7. Dans une interprétation conventionnelle, cette région pourrait simplement être décrite comme le courant critique de GL. Par contre, à $I \approx 80\text{mA}$ dans la figure 2.11, toutes les courbes IV se fusionnent en une seule courbe, ce qui semble mieux correspondre à un courant critique GL. Si cette courbure négative n'est pas reliée au courant critique GL, on peut imaginer qu'il s'agit d'une indication que les corrélations sont vraiment 3D. Dans ce scénario, la physique KT obtenue à faible courant est due aux fluctuations 2D associées à plusieurs groupes de plans CuO_2 corrélés en parallèle ou même à l'échantillon complet dont les corrélations font toute l'épaisseur de la couche. À faible courant, les boucles de vortex sondées sont tellement grandes (équation 1.80) qu'elles sont coupées par l'épaisseur des plans ou de la couche et deviennent des paires v/a qui sont responsables des fluctuations de type KT. À plus grand courant, les boucles sondées sont suffisamment petites pour permettre aux fluctuations 3D de s'exprimer et on observe alors l'apparition d'une

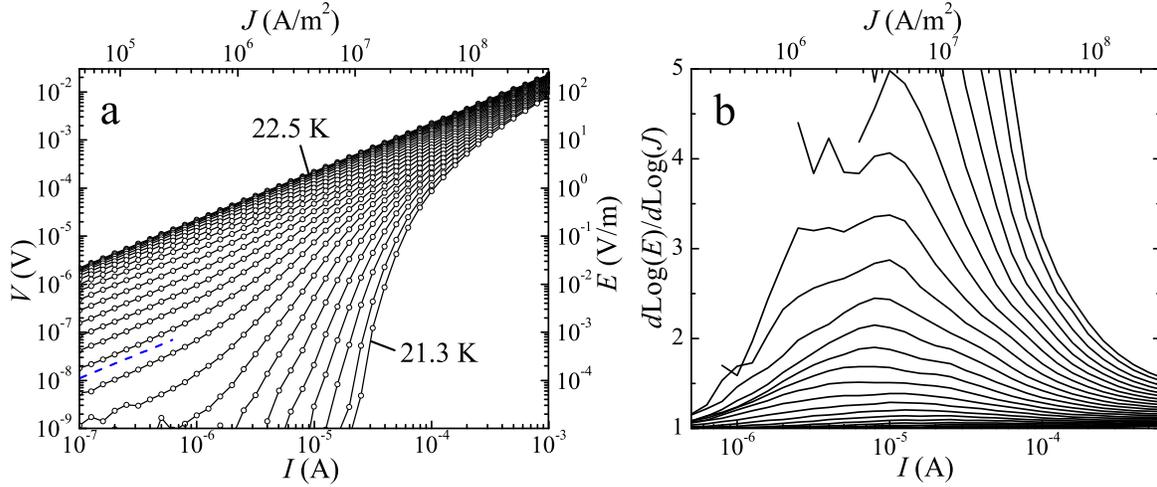


FIGURE 3.14 – a) Courbes de voltage en fonction du courant pour un échantillon à dopage optimal avec des dimensions $L = 100\ \mu\text{m}$, $l \approx 15\ \mu\text{m}$ et $d_{ech} \approx 150\ \text{nm}$. Les isothermes vont de 21.3 K (courbe la plus à droite) à 22.5 K (courbe la plus à gauche) avec un intervalle de 50 mK. b) Courbes $d \log E / d \log J$ en fonction de I pour les mêmes isothermes en a.

courbure négative du voltage en fonction du courant.

Pour regarder plus en détails cette hypothèse, il faut focaliser notre attention sur $I \gtrsim 5\ \text{mA}$ ou $J \gtrsim 1 \times 10^7\ \text{A/m}^2$. Pour faire ceci avec l'échantillon présenté jusqu'à présent, il faudrait utiliser les données mesurées avec le dispositif de filtrage et avec la méthode de courant pulsé. Le raccordement de ces deux types d'analyses est possible, mais, en général, il génère des erreurs dans la région d'intérêt. Pour contourner ce problème, nous analyserons un autre échantillon avec des dimensions qui permettent d'étudier à faible courant des densités de courant plus élevées. L'échantillon utilisé a donc $L = 100\ \mu\text{m}$, $l \approx 15\ \mu\text{m}$ et $d_{ech} \approx 150\ \text{nm}$. Les deux dernières dimensions sont approximatives avec des incertitudes de l'ordre de 30%. Cette grande erreur vient de deux sources. D'abord, tel que mentionné dans le chapitre 2, la technique de gravure par faisceau d'ions est très difficile à effectuer sur $\text{Pr}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$, et la technique de masquage utilisée n'offre pas la sélectivité nécessaire pour bien reproduire la géométrie dessinée. Ceci fait en sorte que la section de l'échantillon n'est pas rectangulaire mais plutôt trapézoïdale. L'autre source importante d'incertitude est la difficulté à mesurer directement l'épaisseur du canal de conduction compte tenu de sa petite taille. Bien que ces incertitudes soient très importantes, elles n'ont pas d'impact sur la discussion que nous allons faire.

Les courbes IV de cet échantillon à dopage optimal de petite taille sont présentées dans la partie (a) de la figure 3.14, et $d \log E / d \log J$ en fonction du courant est présenté

dans la partie (b). On constate immédiatement la différence importante entre ces courbes IV et celles présentées à la figure 3.7. Contrairement à ce qu'on avait obtenu pour l'échantillon de grande taille, les courbes IV de l'échantillon de petite taille ne montrent aucun signe d'une dépendance en loi de puissance de la dissipation. En fait, la dissipation est dominée par une courbure négative. Dans les courbes aux plus basses températures, cette dépendance a une grande ressemblance avec la forme présentée dans la figure 1.10 pour les fluctuations 3D sous T_c . Si cette courbure négative provient vraiment de fluctuations 3D, il devrait être possible d'effondrer les données à l'aide de la loi d'échelle de l'équation 1.91.

La loi d'échelle pour la transition 3D est un outil qui est potentiellement très puissant en ce sens où, en principe, il permet d'identifier la présence d'un comportement critique sans toutefois savoir les détails de la théorie microscopique. Par contre, une analyse plus détaillée de cette loi d'échelle en 3D montre en fait que l'effondrement de données IV n'est pas suffisant pour démontrer l'existence d'une transition de phase 3D. Strachan *et al.* [31, 118, 127] ont proposé un critère pour valider si un effondrement est vraiment associé à une transition de phase ou s'il est simplement dû au manque de sensibilité de cette méthode. Ce critère se nomme le critère de concavité opposée. La base de ce critère est que l'équation 1.93 montre que, à T_c en 3D, la dissipation devrait être en loi de puissance. De plus, avec une inversion des fonctions d'échelle, on peut montrer que, sous T_c , la dissipation devrait avoir une concavité négative et que, au-dessus de T_c , la dissipation devrait avoir une concavité positive. Pour $T < T_c$, le modèle de boucles de vortex confirme bien ce résultat (équation 1.81). Dans un système de taille finie, il est important de s'assurer que la gamme de courants utilisée pour identifier une T_c qui répond à ce critère est la même pour toutes les températures.

La figure 3.15 présente un agrandissement des données de $d \log E / d \log J$ en fonction du courant pour l'échantillon de petite taille. On peut voir qu'il existe pour $I > 10 \mu A$ une température pour laquelle la dissipation est en loi de puissance et pour laquelle les concavités des isothermes de part et d'autre sont opposées. Cet isotherme à $T = 22.3$ K correspondrait à $z = 1.08$ selon l'équation 1.93 en 3D. Cette très petite valeur de z est à priori difficile à comprendre si on la compare au résultat $z = 2$ que nous avons obtenu dans le chapitre 1. Supposons pour le moment que cette valeur de z est tout de même correcte.

Avec une valeur de $T_c = 22.3$ K et $z = 1.08$, on peut maintenant tenter d'effondrer toutes les courbes IV à l'aide de l'équation 1.91. Pour ce faire, on porte à la figure 3.16

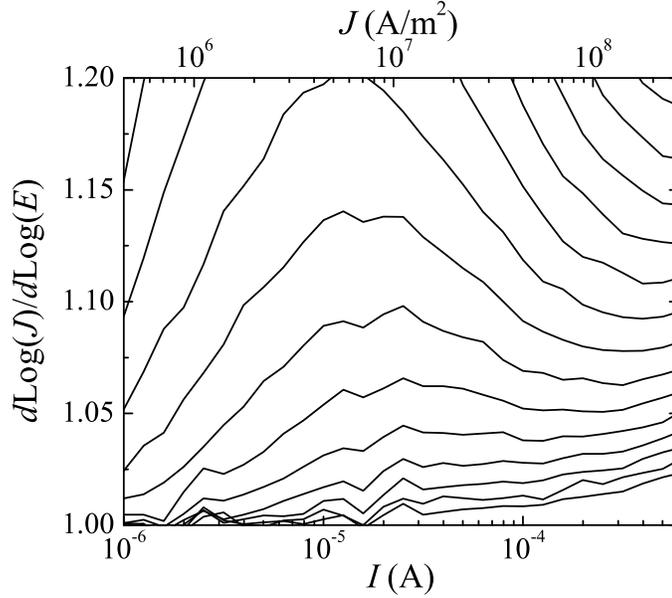


FIGURE 3.15 – Agrandissement de la figure 3.14 (b) utilisé pour mettre en évidence le critère de concavité dans nos données.

$\frac{E}{J} |\epsilon|^{-\nu(1-z)}$ en fonction de $J |\epsilon|^{-2\nu}$. On utilise l'exposant ν comme paramètre libre pour optimiser l'effondrement. La valeur optimale obtenue est $\nu = 1.9$. Dans la partie (a) de la figure 3.16, on voit que l'effondrement des courbes avec toutes les données génère des fonctions d'échelle imparfaites, mais, si on supprime les données sous $10 \mu\text{A}$ - partie (b) de la figure - les fonctions d'échelle obtenues des effondrements semblent très convaincantes. Ainsi, le critère de concavité semble nous avoir donné de bons paramètres pour effectuer notre effondrement pour des courants supérieurs à $10 \mu\text{A}$ ($J \gtrsim 10^7 \text{ A/m}^2$). Ceci semble donc confirmer la présence de corrélations 3D.

Cette conclusion est-elle assurée en se basant simplement sur l'effondrement que nous venons d'effectuer ? Une valeur de $\nu = 1.9$, bien que ne correspondant pas à la valeur de la classe d'universalité 3D-XY ($\nu = 2/3$), est assez typique dans les couches minces [31, 118, 128, 129]. La source exacte de cette augmentation de ν n'est pas très bien comprise, mais, selon Fisher *et al.* [20], l'ancrage faible et non corrélé des vortex peut en être la source. Ce genre de désordre transformerait la transition de phase en transition de verre des boucles de vortex avec des exposants corrigés. Le vrai problème est l'exposant $z = 1.08$: cette valeur est beaucoup plus difficile à justifier. La valeur attendue, $z = 2$ dans le cas du modèle A [130], est observée dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [31, 118] et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [96]. Pour une transition de verre, z est souvent très grand [20, 131]. De plus, des résultats

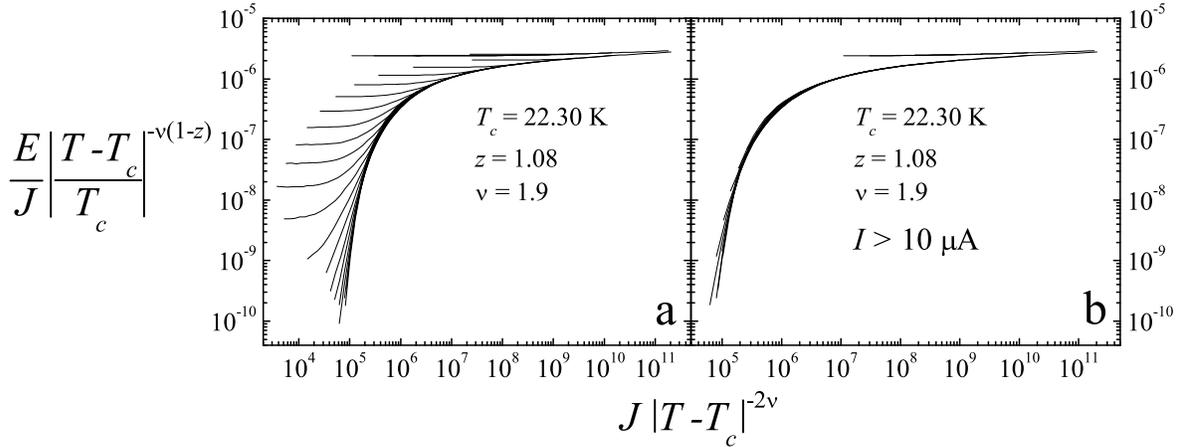


FIGURE 3.16 – Effondrement 3D des courbes IV utilisant toutes les données (a) et n'utilisant que les données respectant le critère de concavité (b).

théoriques récents semblent montrer que, en fait, les supraconducteurs de type II où $\kappa \rightarrow \infty$ devraient avoir $z = 1.5$ comme dans l' ^4He superfluide [132]. À notre connaissance, une valeur de $z < 1.5$ n'est jamais discutée dans le cadre d'une transition supraconductrice à température finie et est par conséquent très suspecte.

Deux transitions : fluctuations d'amplitude vs fluctuations de phase

Ce qui rend encore plus suspects les résultats de l'effondrement est que, expérimentalement, les valeurs exactes de z ne sont dans nos expériences pas très reproductibles et peuvent aller d'environ 1 à 1.5. Pour mieux identifier la possible provenance de la loi de puissance, $d \log E / d \log J = 1.04$, à 22.3 K, nous portons à la figure 3.17 des courbes IV types pour des densités de courant qui vont jusqu'à environ $5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$. Dans la partie (a) de la figure 3.17, on peut voir ces courbes IV sur échelles logarithmiques. Comme nous l'avons dit précédemment, on peut voir à très haut courant une anomalie que nous associons au courant critique GL, J_F . Le comportement observé pour ces grandes valeurs de J a été obtenu sur tous les échantillons où ces mesures ont pu être faites et est confirmé par les mesures pulsées présentées à la figure 2.11. La partie (b) de la figure 3.17 présente $d \log E / d \log J$ associé au courant IV de la partie (a). On peut voir que l'anomalie due à J_F provoque un pic dans $d \log E / d \log J$ en fonction du courant. Ainsi, on a un pic à faible densité de courant, qui est associé aux fluctuations de phase, et un second pic à haute densité de courant, que nous associons aux fluctuations de l'amplitude du paramètre

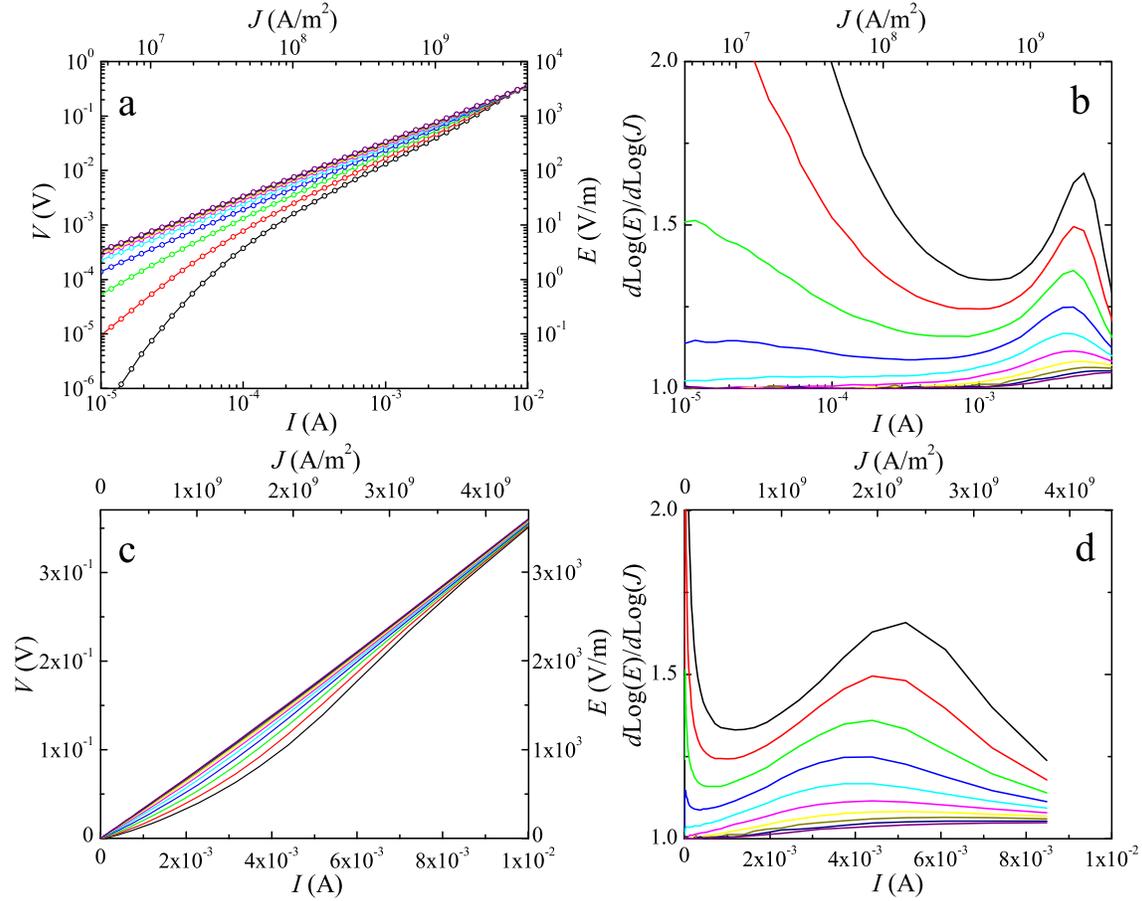


FIGURE 3.17 – a) et c) Courbes de voltage en fonction du courant typiques dans le régime fort courant. b) et d) $d \log E / d \log J$ en fonction du courant dans le régime fort courant.

d'ordre. Les figures 3.17 (c) et (d) sont les mêmes qu'en (a) et (b) sauf avec les données sur des axes linéaires pour mettre en évidence le comportement du courant critique GL du deuxième pic.

Comme on peut s'y attendre, le pic à plus haut courant subsiste jusqu'à des températures plus élevées que le pic à faible courant. Ceci est cohérent avec l'idée qu'il est associé aux fluctuations d'amplitudes du paramètre d'ordre décrit par la paraconductivité AL. Comme le pic à faible courant diminue d'amplitude plus rapidement que celui à fort courant, on peut s'attendre à ce qu'il existe une température à laquelle les deux pics convolués auront l'apparence d'un plateau comme c'est le cas dans nos données. Ceci est illustré à la figure 3.18. Ce plateau n'étant pas la signature d'une vraie loi de puissance associée à une transition de phase, on peut comprendre pourquoi les puissances obtenues ne sont pas reproductibles. De plus, dans ce scénario, le critère de concavité qu'on observe

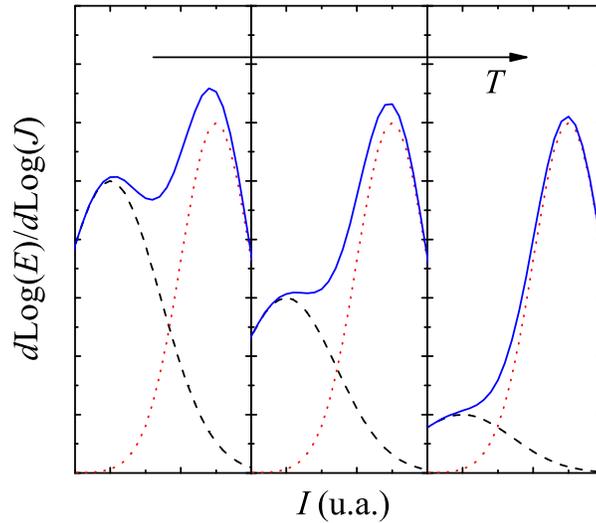


FIGURE 3.18 – Illustration qui montre comment deux pics convolués peuvent reproduire le critère de concavité. La courbe continue représente la somme des deux pics.

provient de la montée du pic à faible courant pour les températures plus petites que la température où on observe le plateau et de la descente du pic à haut courant pour les températures plus grandes que la température où on observe le plateau. Ainsi, la qualité de l'effondrement est simplement la conséquence d'avoir choisi des données qui satisfont le critère de concavité mais ne veut pas nécessairement dire qu'il s'agit bien du bon comportement critique.

Il n'y donc pas de région dans nos données qui réponde de façon convaincante à la loi d'échelle pour la transition 3D. Reste tout de même que les courbes IV de la figure 3.14 (a) ont une dépendance très similaire au résultat obtenu à l'équation 1.81. Pour pousser l'analyse un peu plus loin, on peut vérifier si cette dépendance peut être retrouvée dans les données expérimentales. La figure 3.19 présente, de façon à mettre en évidence la dépendance de l'équation 1.81, les données des courbes IV de la figure 3.14 pour les 7 isothermes de plus basse température. Sur ce graphique, une dépendance linéaire signifie un accord avec l'équation 1.81. On peut voir que des dépendances linéaires approximatives peuvent être ajustées sur une gamme de courants restreintes (pour I entre 10 et 100 μA) et, par conséquent, il n'est pas impossible que des boucles de vortex soient la source de la dépendance observée dans cette gamme de courants.

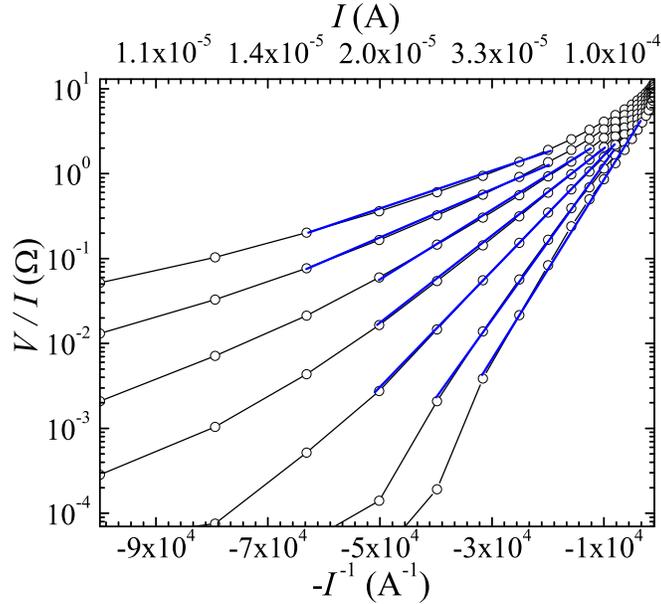


FIGURE 3.19 – Courbe IV présentée pour mettre en évidence la dépendance IV produite par des boucles de vortex soumises à un courant. La dépendance décrite par l'équation 1.81 apparaît comme une droite sur ces échelles. Les isothermes vont de 21.3 K (courbe la plus à droite) à 21.6 K avec un intervalle de 50 mK.

Rôle du désordre

Il existe une autre façon d'expliquer la dépendance en courant observée pour J entre $1 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ et $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ et c'est le désordre. Pour illustrer ceci, supposons plusieurs plans 2D découplés avec des températures de transition différentes en parallèle soumises à un courant. Pour simuler cet effet, on suppose la température fixe et que chacun de ces canaux a une dissipation en loi de puissance, $E \sim J^a$, et où a est la variable aléatoire. La forme exacte de la distribution n'a pas d'impact sur la démonstration, mais la valeur maximale que a peut prendre dans cette distribution joue un rôle critique. L'idée est simplement que dans une configuration parallèle, peu importe la fraction de l'échantillon qui a le a maximum, celle-ci dominera lorsque $J \rightarrow 0$. Inversement, dans cette même configuration parallèle, peu importe la fraction de l'échantillon avec la puissance minimum, celle-ci dominera toujours pour $J \rightarrow \infty$. Les figures 3.20 (a) et (b) présentent les résultats d'un calcul numérique de ce modèle où on a inclus différentes valeurs de queue ohmique à faible courant. La ligne en petits traits représente la puissance la plus grande dans la distribution, soit $a = 5$, la puissance la plus petite dans la distribution étant $a = 1$. On peut donc voir que, à haut courant, la puissance de la courbe IV tend bien vers 1, ce qui

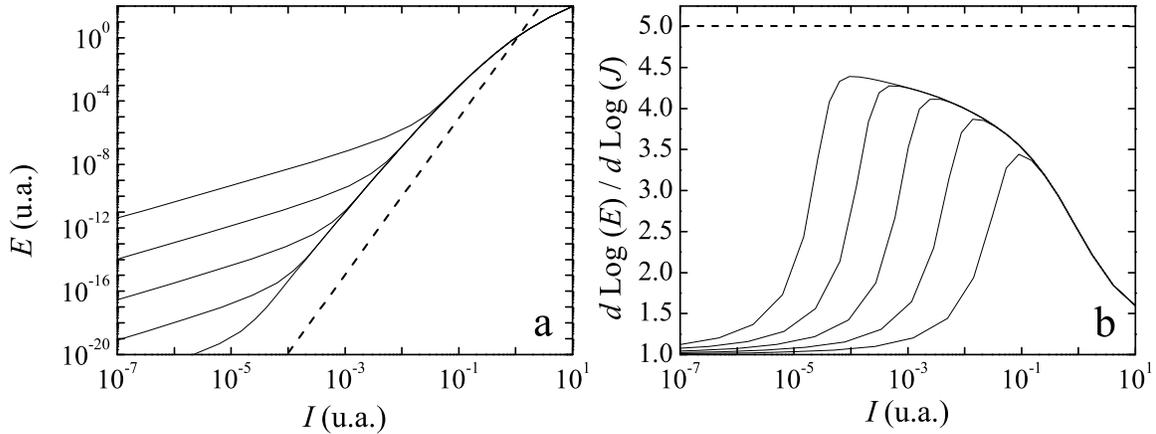


FIGURE 3.20 – Courbes de voltage en fonction du courant calculées pour un modèle de désordre où l'on considère des plans 2D découplés en parallèle qui ont une distribution de température de transition. La courbe pointillée représente la puissance, a , du plan avec T_{KT} la plus basse de la distribution. La puissance la plus basse dans la distribution est $a = 1$.

pourrait expliquer la dépendance pour J entre 1×10^7 A/m² et 1×10^8 A/m². On constate aussi que, plus la queue ohmique apparaît à basse température, plus la loi de puissance tend vers la valeur maximale dans la distribution. Comme les lois de puissance sont toujours sous-estimées, ce genre d'effet pourrait aussi expliquer pourquoi l'extrapolation de a en fonction de T à la figure 3.10 sous-estime T_{c0} .

Une note importante à propos des conclusions que nous venons de tirer sur l'effet du désordre : si nous avions utilisé des éléments dissipatifs de base avec un caractère 3D, la conclusion principale sur le comportement à haut courant aurait été la même et, par conséquent, pourrait être la source de l'absence d'une loi de puissance claire qui permettrait un effondrement 3D propre. Le comportement de J entre 1×10^7 A/m² et 1×10^8 A/m² ne peut donc pas exclure les effets purement 2D de plans découplés, mais l'échec de l'effondrement 3D n'exclut pas l'existence des corrélations 3D non plus.

Pour finaliser la discussion sur les échantillons de petite taille qui permettent d'étudier une densité de courant plus grande, nous allons maintenant regarder σ_s en fonction de la température pour cet échantillon de largeur réduite ($l \sim 15 \mu\text{m}$). La figure 3.21 présente ces données ainsi que les lissages appropriés. En (a), on peut voir le régime des fluctuations gaussiennes qui peut très bien être lissé par la forme AL 2D. Encore une fois, aucune courbure négative n'est observée et, par conséquent, les lissages de la

forme 3D, ou Lawrence-Doniach générale, ne sont pas justifiables. L'ajustement nous donne encore la valeur de $s \approx 2.4$ nm. Rappelons en effet que nous avons obtenu 2.3 nm précédemment pour l'échantillon de grande taille. Pour cet échantillon, un lissage AL désordonné en série n'ajoute pas beaucoup à la discussion, le lissage n'étant amélioré que jusqu'à (22.19 ± 0.01) K, la valeur de T_{c0} . Ceci semble indiquer que l'uniformité de nos échantillons est bonne sur au moins 100 μm . Ce niveau d'uniformité est cohérent avec le fait que l'on n'observe pas de désordre continu en parallèle sur l'échantillon de 1.1 mm de largeur. Il est donc probable que l'uniformité macroscopique soit très bonne sur une surface de ≈ 1 mm². Ceci, par contre, n'exclut pas la possibilité qu'il existe du désordre sur une échelle microscopique, plus petite que l'épaisseur de l'échantillon, qui s'exprimerait à haute densité de courant comme nous venons d'en discuter.

Dans la partie (b) de la figure 3.21, on utilise l'inversion numérique de la dépendance universelle de σ_s par rapport à X pour obtenir T/X en fonction de T . On peut voir que les données suivent très bien la courbe universelle de $T_{c0} = (22.21 \pm 0.01)$ K à $T = 22.0$ K. On note que les deux valeurs de T_{c0} obtenues indépendamment sont compatibles, c'est-à-dire $T_{c0} = (22.19 \pm 0.01)$ K et $= (22.21 \pm 0.01)$ K. De plus, contrairement à ce qui a été obtenu dans le cas de l'échantillon de grande taille, figure 3.12, les données ne suivent pas la courbe universelle jusqu'à la résolution de l'appareil. Il ne s'agit pas ici d'une divergence accélérée qui signalerait un passage possible vers des corrélations 3D, mais bien un ralentissement de la divergence de σ_s . Ceci est exactement l'effet auquel on s'attend dans un scénario 2D où l'on diminue beaucoup la largeur du canal. En diminuant autant l , la longueur de corrélation atteint la taille de l'échantillon plus loin de T_{KT} que dans un échantillon de grande taille. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, σ_s devrait suivre une loi d'activation thermique parce que le potentiel intervortex est coupé à la taille de l'échantillon. Si l'on considère simplement un potentiel entre un vortex et un antivortex en courant nul (équation 1.66 avec $J = 0$ et $r = l$), où on pose le comportement GL $n_s^{2D} \sim (T_{c0} - T)$, on obtient

$$\ln \left(\frac{\sigma_n}{\sigma_s} \right) = -\frac{\mathcal{A}}{T} + \mathcal{B} \quad (3.5)$$

où \mathcal{A} et \mathcal{B} sont des constantes et $\mathcal{A}/\mathcal{B} = T_{c0}$. Dans la figure 3.21 (c), on présente un graphique d'activation, $\ln(\sigma_n/\sigma_s)$, en fonction de $1000/T$. La droite représente le meilleur ajustement d'une loi d'activation pour $T < 22.00$ K. La qualité de l'ajustement montre que le modèle 2D explique très bien les données de σ_s . De plus, l'ajustement est obtenu

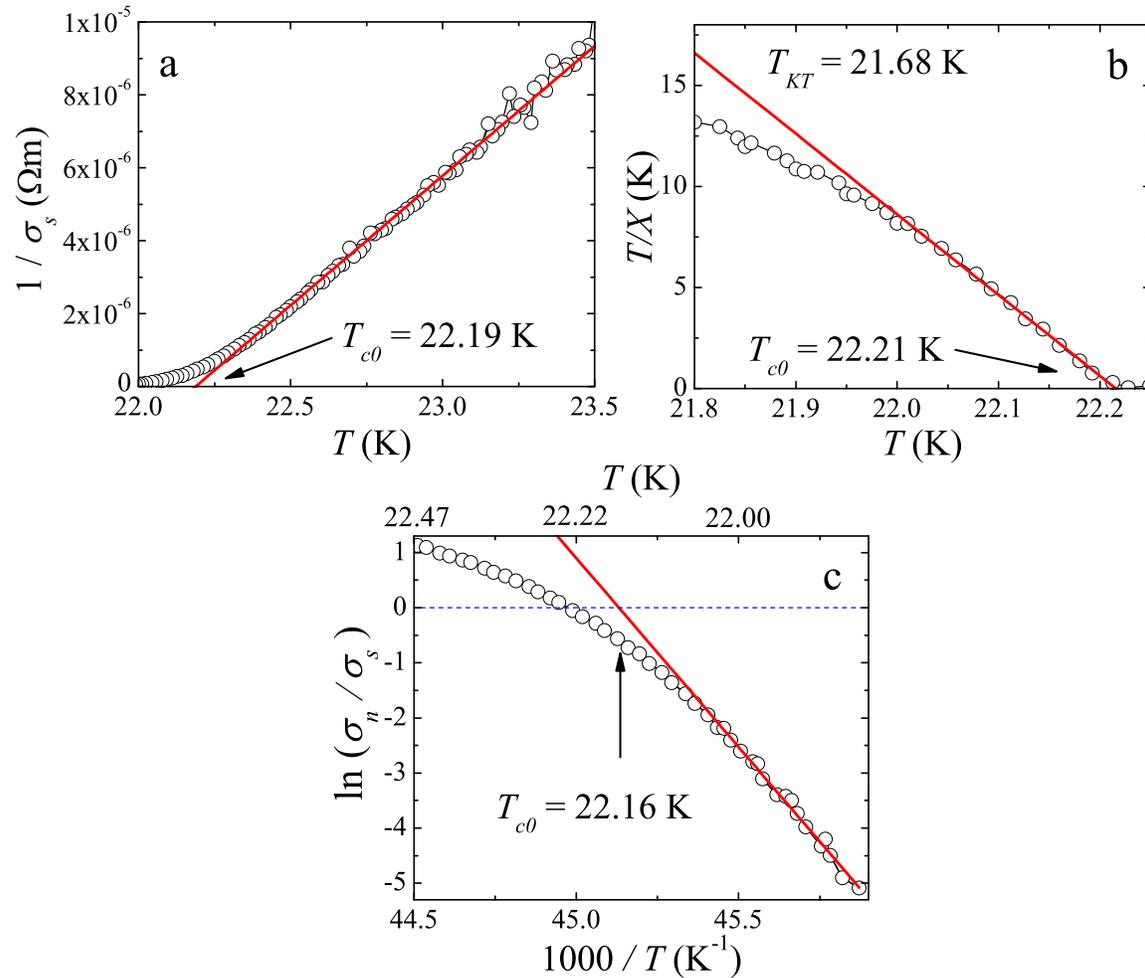


FIGURE 3.21 – a) σ_s en fonction de T dans le régime des fluctuations gaussiennes. La droite continue représente un lissage AL 2D (équation 1.29). b) T/X en fonction de la température pour le lissage à la courbe universelle de résistance. c) $\ln(\sigma_n/\sigma_s)$ en fonction de $1000/T$ pour la mise en évidence de la loi d'activation reliée à la taille finie de l'échantillon.

pour un rapport $\mathcal{A}/\mathcal{B} = T_{c0} = (22.16 \pm 0.01)$ K, ce qui est comparable à la valeur de ≈ 22.2 K obtenue précédemment.

Il semble donc que σ_s peut être bien expliquée par la description 2D indépendamment de la largeur de l'échantillon. De plus, le comportement en fonction de la largeur de l'échantillon renforce notre interprétation en termes de physique 2D (ou KT). Si la description KT s'applique à des plans CuO_2 découplés ou à des amas de quelques plans couplés, cette conclusion n'est pas vraiment surprenante, car la largeur des échantillons est toujours beaucoup plus grande que leur épaisseur. Par contre, si la description KT s'applique à toute l'épaisseur de l'échantillon, ce résultat est assez surprenant, car, sur le petit échantillon, le rapport largeur sur épaisseur corrigé par le facteur d'anisotropie est de l'ordre de 1, $l/\gamma d_{ech} \approx 2$. Ce rapport près de 1 signifie que, si une boucle de vortex déborde de l'échantillon en épaisseur, elle est très près de déborder ou déborde déjà selon la largeur. Comme ces boucles de vortex sont responsables de la dissipation lorsque $J \rightarrow 0$, on serait porté à croire qu'un rapport près de 1 assurerait une dépendance 3D de σ_s . Cette explication semblerait exclure l'hypothèse que des corrélations 3D sur l'épaisseur totale de la couche expliquent nos résultats.

Cette dernière conclusion est peut-être un peu simpliste. En fait, le rapport $\xi_{3D-X_{Y,c}}/l$ nécessaire pour qu'une boucle de vortex se transforme en paires v/a traversant tout l'échantillon est généralement plus petit que 1 [23]. Ceci couplé à un rapport $l/\gamma d_{ech} \approx 2$ dans notre échantillon fait en sorte qu'il est possible qu'une densité de paires v/a soit présente près de la transition et qu'elle représente les excitations dominantes pour $J \rightarrow 0$. Cet argument ne sous-entend pas que, pour tout échantillon où $l/\gamma d_{ech} \gtrsim 2$, la physique KT associée aux paires v/a est dominante, mais, pour les échantillons minces, ce serait le cas. Pour les échantillons plus épais, comme la condition $\lambda \gg d_{ech}$ n'est pas respectée, l'interaction logarithmique entre vortex sera fortement raccourcie [83] et, par conséquent, la dissipation pour $J \rightarrow 0$ serait sans doute de type 3D. En 3D, la dissipation est déterminée par l'énergie de nucléation des vortex et non l'énergie d'interaction v/a comme dans la description KT. On ne peut donc pas exclure la possibilité que des corrélations 3D sur l'épaisseur de la couche expliquent nos résultats.

3.3.2 Effets de taille finie en 2D

Pour tenter de comprendre la provenance de la physique KT, nous allons finalement explorer en détails les effets sur les courbes IV de la taille finie de ξ_{KT} . Pour ce faire,

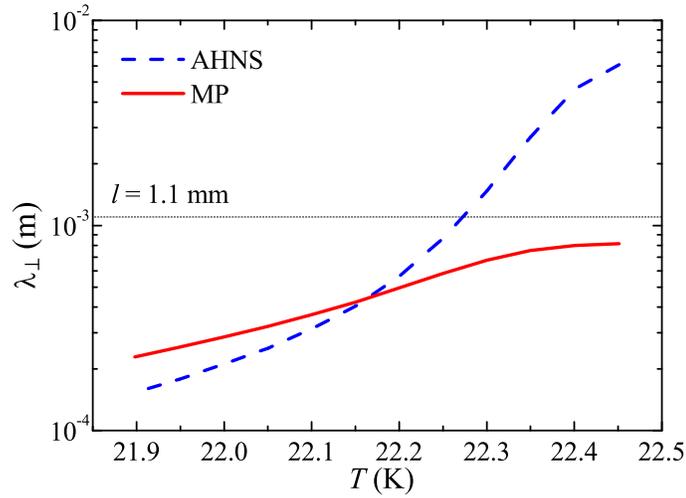


FIGURE 3.22 – λ_{\perp} en fonction de T déduit de l'exposant a avec l'équation 1.73 (AHNS) et 1.74 (MP). La ligne pointillée présente la largeur de l'échantillon.

nous allons commencer par utiliser les lois d'échelle de taille finie pour une transition 2D présentée dans la section 1.4.2. Nous utiliserons les mesures faites sur l'échantillon de grande taille présentées dans la première partie du chapitre pour faire cet effondrement. Cet échantillon est utilisé parce qu'il présente des signatures 2D sur des intervalles de courant suffisamment grands pour que l'effondrement soit contrôlable. Toutefois, une difficulté se présente : comme pour $T \leq 22.15 \text{ K} \approx T_{KT}$ la résistance dans le régime linéaire n'est pas accessible, il n'est pas possible d'utiliser dans ce régime les lois qui sont fonction de R (équations 1.97 et 1.98). Nous devons donc utiliser les lois qui sont directement en fonction des longueurs caractéristiques l et λ_{\perp} (équations 1.95 et 1.96). De plus, on se limitera aux isothermes $T \leq 22.2 \text{ K}$ pour s'assurer que $\xi_{KT} > l, \lambda_{\perp}$, de sorte que les lois d'échelle soient applicables.

La figure 3.22 présente λ_{\perp} , calculé à partir de l'exposant des courbes IV , a , en fonction de T . Pour évaluer λ_{\perp} , on a utilisé l'équation 1.73 pour la description AHNS et 1.74 pour la description MP. On constate que, pour tous les isothermes considérés, $l > \lambda_{\perp}$, de sorte que l'effondrement pourra simplement être fait avec l'équation 1.96.

La figure 3.23 présente le résultat de cet effondrement. On peut voir dans la partie (a) et (b) les résultats associés aux descriptions MP et AHNS respectivement. Dans les encadrés, on trouve la fonction $g_{\lambda_{\perp}}(T)$. À priori, ces effondrements sont équivalents à ce que l'on peut trouver dans la littérature [110], soit que les données à faible courant fusionnent en une fonction unique qui décrit le comportement de taille finie et, à

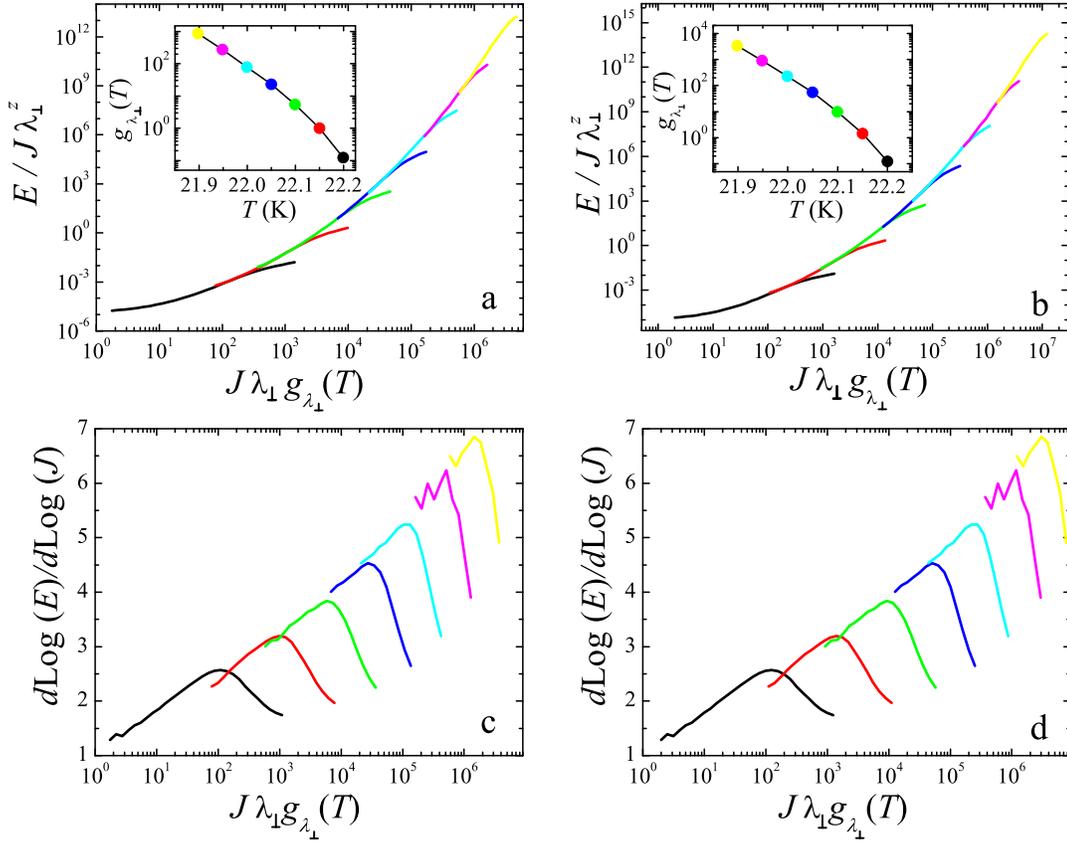


FIGURE 3.23 – Effondrement des courbes IV utilisant l'équation 1.96. Les parties (a) et (b) présentent respectivement les résultats utilisant les descriptions MP et AHNS de l'exposant a pour obtenir λ_{\perp} . Les encadrés présentent la fonction $g_{\lambda_{\perp}}(T)$. Les parties (c) et (d) présentent l'effondrement des dérivées $d \log E/d \log J$ associé à la partie (a) et (b).

haut courant, les données s'éloignent de ce comportement. Si on compare les effondrements en (a) et en (b), on voit que les descriptions MP et AHNS donnent des résultats équivalents, seule distinction notable se trouvant dans la fonction $g_{\lambda_{\perp}}(T)$. Dans les deux cas, la dépendance semble la même, sauf pour le cas AHNS, où $g_{\lambda_{\perp}}(T)$ semble diverger plus rapidement lorsque l'on abaisse la température. On ne peut donc pas différencier entre les deux descriptions avec ces résultats.

Une façon intéressante de vérifier si l'effondrement présenté répond bien à la relation d'échelle de l'équation 1.96 est d'invoquer l'hypothèse que la fonction d'échelle \mathcal{G} de cette équation a des propriétés telles qu'il existe une loi d'échelle des dérivées $d \log E/d \log J$

[118] de la forme

$$\boxed{\left(\frac{d \log E}{d \log J}\right)_T = \mathcal{R}(J \lambda_{\perp} g_{\lambda_{\perp}}(T))}. \quad (3.6)$$

où \mathcal{R} est une nouvelle fonction d'échelle. Les parties (c) et (d) de la figure 3.23 présentent les résultats de l'effondrement des dérivées associés aux résultats des parties (a) et (b). Encore une fois, il n'est pas possible de discriminer entre les deux scénarios, mais le résultat semble bien valider l'hypothèse d'une loi d'échelle des dérivées. En effet, on peut voir que les parties à faible courant présentent une continuité qui sous-entend qu'elles font partie d'une seule et même fonction. On peut aussi voir que l'isotherme à plus haute température, $T = 22.2$ K, répond moins bien à l'effondrement, ce qui pourrait signifier que λ_{\perp} n'est peut-être pas la bonne échelle de grandeur dans ce cas, ξ_{KT} jouant peut-être encore le rôle de longueur pertinente.

Une conséquence importante du succès de l'effondrement des dérivées est qu'il montre que le maximum dans $d \log E / d \log J$ en fonction de J est le début des effets de taille finie dans l'échantillon étudié. La position en densité de courant du maximum devrait donc correspondre au fait que la taille critique des fluctuations sondées, r_c , est de l'ordre de la valeur minimum entre, l , λ_{\perp} et ξ_{KT} . Pour vérifier ce résultat quantitativement, nous présentons d'abord dans la figure 3.24 (a) la position du maximum de $d \log E / d \log J$ en densité de courant, J_{max} , en fonction de la température. Rappelons ici que l'équation 1.67 nous dit que la taille des fluctuations sondées est inversement proportionnelle à J . À haute température, on peut voir que J_{max} diminue lorsque T diminue. Dans ce cas, J_{max} suit probablement $1/\xi_{KT}$. Ceci est normal parce que $T > T_{KT}$ et que ξ_{KT} diverge à l'approche de T_{KT} . À $T = 22.3$ K, J_{max} atteint sa valeur minimale et, ensuite, se met à augmenter. À cette température, on déduit que $\xi_{KT} \approx \lambda_{\perp}$ ou l . La figure 3.22 présente une comparaison de λ_{\perp} avec l en fonction de T . Dans la description MP, λ_{\perp} est toujours plus petit que l'échantillon tandis que, dans la description AHNS, λ_{\perp} devient seulement plus petit que l'échantillon lorsque $T \lesssim 22.3$ K. On utilise donc comme grandeur caractéristique la valeur minimum entre λ_{\perp} et l à chaque température.

On peut maintenant tenter de calculer, d , l'épaisseur de la région supraconductrice à l'aide de l'équation 1.67. Pour ce faire, on suppose que, à J_{max} , on a exactement $r_c = \min[l, \lambda_{\perp}]$. Les résultats de ce calcul pour les cas AHNS et MP sont présentés à la figure 3.24 (b). On peut voir que, dans les deux cas, une valeur non nulle de d apparaît seulement pour $T < T_{c0}$. Pour la description AHNS de l'exposant a , plus on descend la température, plus d augmente et atteint environ 80 nm à la plus basse température mesurée. Pour

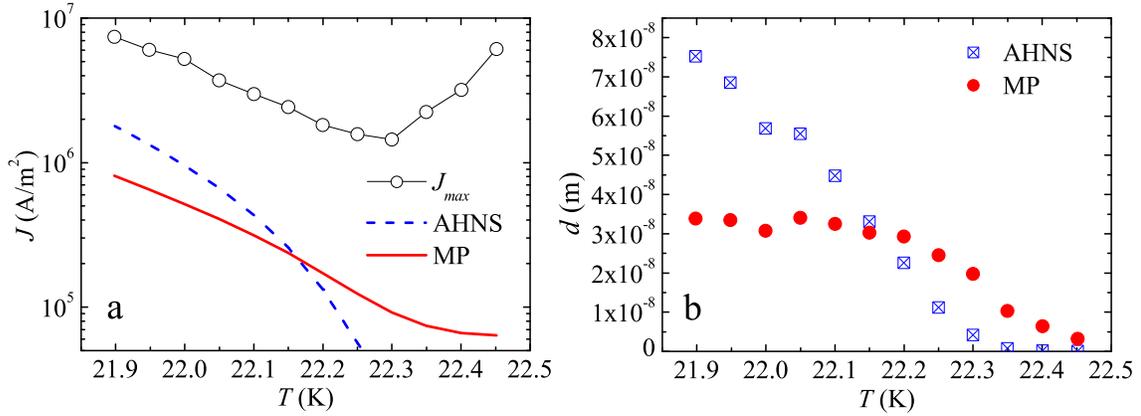


FIGURE 3.24 – a) Valeur de J_{max} , la position en densité de courant du maximum de $d \log E / d \log J$ en fonction de la température. Les courbes représentent les prédictions théoriques. b) Évaluation par les effets de taille finie de l'épaisseur effective du film supraconducteur en fonction de la température.

la description MP de l'exposant a , la situation est très différente. d augmente jusqu'à environ 22.2K, soit une température entre T_{KT} et la température où J_{max} est minimal, et semble ensuite devenir constante à $d \approx 35$ nm. Ce deuxième comportement semble bien correspondre au comportement auquel nous nous attendions sous T_{KT} : d est unique et, par conséquent, la position du maximum de $d \log E / d \log J$ est simplement déterminée par λ_{\perp} .

On se retrouve donc avec ce qui apparaît comme une bonne description des effets de taille finie dans la description MP de l'exposant a , sauf que l'épaisseur supraconductrice obtenue est beaucoup plus petite que l'épaisseur réelle de l'échantillon. Le résultat du calcul inverse où on fixe $d = d_{ech}$ et où on évalue le courant pour lequel les effets de taille finie apparaissent est présenté à la figure 3.24 (a). On peut voir encore une fois que la description MP de l'exposant a reproduit bien la dépendance en température de J_{max} mais est 10 fois trop petite. Il est important de noter qu'une erreur sur la largeur de l'échantillon produirait des résultats qualitativement différents de ceux présentés à la figure 3.24. En effet, une largeur réduite ferait en sorte que la valeur obtenue pour d diminuerait avec une baisse de température, ce qui semble non physique.

Une autre façon de décrire ce résultat est de dire que l'épaisseur utilisée pour calculer J à partir de I , $d_{ech} = 310$ nm est environ 10 fois plus grande que l'épaisseur qu'on déduit des effets de taille finie. Ce facteur 10 n'est pas une valeur nécessairement très précise compte tenu des hypothèses que nous avons faites. Le fait de poser $r_c = \min[l, \lambda_{\perp}]$ au

maximum de $d \log E / d \log J$ n'est peut-être pas exact, et ceci pourrait corriger partiellement ce facteur 10. Il reste qu'il existe probablement une différence importante entre d_{ech} et l'épaisseur effective obtenue. Il est par conséquent fort probable qu'il existe une distribution de T_{KT} sur l'épaisseur de l'échantillon, de sorte que la densité de courant n'est pas uniforme dans l'échantillon.

3.4 Sommaire et discussion

Dans cette section, nous ferons un rappel des interprétations possibles des résultats obtenus, mais résumons d'abord les conclusions sur les fluctuations supraconductrices dans $\text{Pr}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$:

1. Les données de σ_s ($T > T_c$) et de courbes IV ($T < T_c$) montrent une saveur fortement 2D :
 - (a) On peut identifier un régime où la paraconductivité AL 2D peut être appliquée de façon convaincante. Le désaccord entre les paramètres obtenus et les échelles du réseau semble indiquer que $n/4$ plans supraconducteurs parallèles, où n est le nombre de plans CuO_2 dans l'échantillon, sont responsables pour la paraconductivité. De plus, le désordre de composition macroscopique en série semble jouer un rôle significatif dans le régime des fluctuations gaussiennes sur les échantillons de grande taille.
 - (b) Les fluctuations critiques au-delà du régime gaussien sont cohérentes avec un modèle 2D traversant une transition de phase de type KT limitée par des effets de taille finie où l'exposant a est décrit par la phénoménologie de Minnhagen. Les signatures en transport électrique de la transition KT émergent du désordre de composition et n'en montrent aucun signe à densité de courant faible et intermédiaire. Les données semblent aussi indiquer que l'épaisseur effective du film supraconducteur est environ 10 fois plus petite que l'épaisseur.
2. À forte densité de courant, des signatures de corrélations 3D semblent apparaître, mais celles-ci ne montrent pas le comportement attendu pour $T \geq T_c$. Le désordre de composition peut expliquer qualitativement ces signatures 3D dans le cas de plans supraconducteurs découplés en parallèle. Le désordre de composition peut aussi expliquer qualitativement l'absence du comportement attendu pour $T \geq T_c$ dans un scénario 3D.

Comme on n'observe jamais de passages 2D-3D ou de comportements purement 3D sans ambiguïté, l'explication la plus directe de nos données serait sans doute une transition dans plusieurs films supraconducteurs très minces, découplés et en parallèle. Ces films minces peuvent être simplement des plans CuO_2 découplés ou, peut-être, des groupes de quelques plans CuO_2 couplés. Ce deuxième cas semble le plus probable, car, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, l'analyse du GR montre que l'existence d'un potentiel d'interaction entre les plans, si petit soit-il, fait en sorte que le point fixe est 3D.

Dans ce chapitre, nous avons cité deux grandes causes pour expliquer les différents problèmes reliés aux erreurs associées au volume supraconducteur, soit le simple désordre de composition et la possible coexistence avec une phase ou des fluctuations AF. Ces deux explications pourraient, en principe, faire en sorte que les corrélations supraconductrices se limitent à seulement quelques plans CuO_2 . Le désordre de composition ne peut jamais être complètement exclu de sorte qu'on peut toujours se rabattre sur cette explication. L'existence d'une phase isolante AF ou de simples fluctuations parasites est beaucoup moins claire. On sait que, pour $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, il existe à basse température un comportement isolant en résistivité jusqu'à $x \approx 0.165$ [36, 40] et que, par conséquent, la présence de parties isolantes près de la température de transition supraconductrice est fort probable. En fait, l'idée que le transport électrique dans les cuprates sous-dopés est décrit par une compétition entre des régions faiblement isolantes et des régions de fluctuations supraconductrices 2D séparées spatialement a récemment été montrée de façon très convaincante dans le composé $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ [34].

Avant de finir ce chapitre, il faut mentionner que les mesures expérimentales disponibles sur la densité superfluide (ou de longueur de pénétration) dans $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ [50] ne montrent aucun saut qui pourrait être associé à une transition KT. La figure 3.25 présente les données de $\lambda^{-2} \sim n_s$ tirées de [50] pour différents dopages. Les droites correspondent au saut universel de densité superfluide (équation 1.58) pour des épaisseurs de films de 1 Å (continue), 6 Å (petits traits) et 12 Å (pointillée). On constate l'absence d'un saut qui correspondrait à une transition KT dans des plans CuO_2 indépendants ($d \sim 1$ Å). Par contre, on observe que les données possèdent des queues à haute température qui pourraient être associées à une distribution de température critique. De plus, ces queues apparaissent à une valeur de λ^{-2} comparables au saut universel de densité superfluide pour une transition KT dans des groupements de quelques plans ($d \gtrsim 12$ Å). Les mesures de n_s sont donc compatibles avec le scénario où l'échantillon subit d'abord des transitions

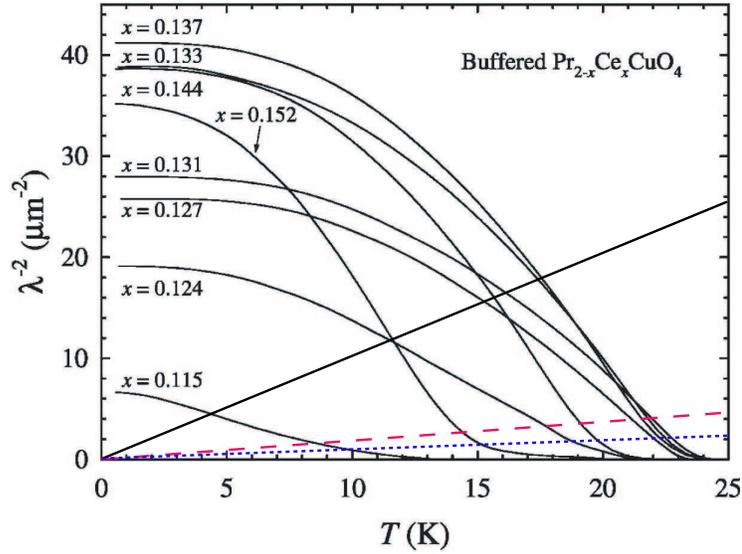


FIGURE 3.25 – Mesures de $\lambda^{-2} \sim n_s$ en fonction de la température pour plusieurs dopages x , tirées de [50]. Les droites correspondent au saut universel de densité superfluide (équation 1.58) pour des épaisseurs de films de 1 Å (continue), 6 Å (petits traits) et 12 Å (pointillées).

KT dans des groupes de quelques plans CuO_2 ayant une distribution de T_{KT} . La queue à haute température de n_s proviendrait donc d'une moyenne sur cette distribution de transition.

Nos résultats montrent que, contrairement aux mesures directes de n_s , le transport électrique peut focaliser très rapidement sur des régions suffisamment uniformes pour y voir un comportement critique intrinsèque. En effet, comme la conductance diverge très rapidement, les propriétés critiques peuvent ressortir même en présence d'une distribution de températures critiques. Dans le prochain chapitre, nous présenterons et analyserons les résultats pour les dopages non optimaux.

Chapitre 4

Fluctuations supraconductrices dans $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ à dopage non optimal

Dans ce chapitre, nous allons regarder les propriétés des fluctuations supraconductrices pour $\text{Pr}_{1.865}\text{Ce}_{0.135}\text{CuO}_{4+\delta}$ et $\text{Pr}_{1.83}\text{Ce}_{0.17}\text{CuO}_{4+\delta}$. Ces échantillons sont respectivement sous-dopés et surdopés. À la fin du chapitre, nous discuterons en comparant le résultats de ce chapitre avec ceux du précédent.

4.1 Fluctuations dans $\text{Pr}_{1.83}\text{Ce}_{0.17}\text{CuO}_{4+\delta}$

Commençons par le cas surdopé, $x = 0.17$. Un échantillon de grande taille, $L = 8.82$ mm, $l = 0.76$ mm et $d_{ech} = 305$ nm, est étudié parce que toutes les caractéristiques importantes discutées dans le chapitre précédent devraient y être observables. La figure 4.1 présente les données brutes des mesures a) de la résistivité dans le plan ab en fonction de la température, b) des courbes IV pour les isothermes de $T = 12.55$ K à 14.3 K avec un intervalle de 50 mK. À $T = 30$ K, cet échantillon a une résistivité $\rho = (46 \pm 7) \mu\Omega\text{cm}$, ce qui est encore une fois comparable aux meilleurs résultats publiés pour des couches minces crues par ablation laser [36]. L'encadré de la figure 4.1 (a) présente dR/dT en fonction de la température. On constate que la largeur à mi-hauteur de dR/dT , $\Delta \frac{dR}{dT}$, est de 0.7 K, soit près de 3 fois la largeur obtenue pour le cas à dopage optimal. Bien que la qualité de cet échantillon soit sans doute comparable aux meilleurs échantillons

disponibles, la différence de largeur du pic de dR/dT entre cet échantillon et l'échantillon à dopage optimal soulève un doute sur la qualité, en termes absolus, des échantillons surdopés. L'augmentation de la largeur pourrait venir d'effets intrinsèques comme la diminution de ξ_0 ¹ ou de l'augmentation de l'anisotropie par rapport au dopage optimal, mais, comme on le verra plus en détail dans la prochaine section, cette augmentation vient probablement du fait que la distribution de composition provoque à $x = 0.17$ une plus grande distribution de T_c qu'elle ne le ferait à $x = 0.15$. Ceci vient du fait que, à dopage optimal, $dT_c/dx \approx 0$ par définition, tandis que, à $x = 0.17$, $dT_c/dx \approx -300\text{K}$ selon [36]. Même avec cet élargissement de la transition apparemment extrinsèque, on verra qu'il est possible de mettre en évidence des signatures des fluctuations supraconductrices intrinsèques.

On peut voir à la figure 4.2 (a) $1/\sigma_s$ en fonction de T dans le régime qui devrait correspondre aux fluctuations gaussiennes si on compare avec les résultats du chapitre précédent. On ne peut voir sur aucun intervalle de température un comportement linéaire (AL 2D équation 1.29) ou une courbure négative (AL 3D équation 1.30). Cette observation est également vraie pour les données qui n'apparaissent pas sur le graphique et est reproductible pour tous les échantillons de ce dopage. On pourrait être tenté d'attribuer cette différence à un changement de la symétrie du gap supraconducteur, de type $d_{x^2-y^2}$ à dopage optimal vers le type s dans l'échantillon surdopé [51, 52], ce qui favoriserait l'apparition d'une contribution de Maki-Thompson à la paraconductivité. Par contre, en 2D, la contribution de Maki-Thompson, équation 1.31, provoque une courbure négative de $1/\sigma_s$. Ainsi, il est difficile de comprendre pourquoi la dépendance linéaire obtenue pour le dopage optimal n'est pas observée pour le cas surdopé. L'explication la plus simple pour cette observation est l'effet du désordre en série tel que discuté dans le chapitre précédent. Si ce désordre est suffisamment grand, le comportement linéaire est complètement caché, comme on peut le voir dans la figure 3.5 (a) lorsque $\Delta T_{c0} = 500\text{ mK}$. Compte tenu du fait que l'on n'observe jamais de comportements 2D purs, il est très spéculatif d'essayer de faire un lissage de ces données.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, le désordre n'affecte pas de la même façon le régime gaussien et le régime KT. Ainsi, même si le régime gaussien semble complètement obscurci par une distribution de T_{c0} , il est tout de même possible que le régime KT apparaisse proprement. Si on regarde en détails les courbes IV de la figure 4.1(b), on constate que le comportement en loi de puissance apparaît très clairement pour

¹Cette hypothèse n'est pas supportée par les mesures de H_{c2} [133].

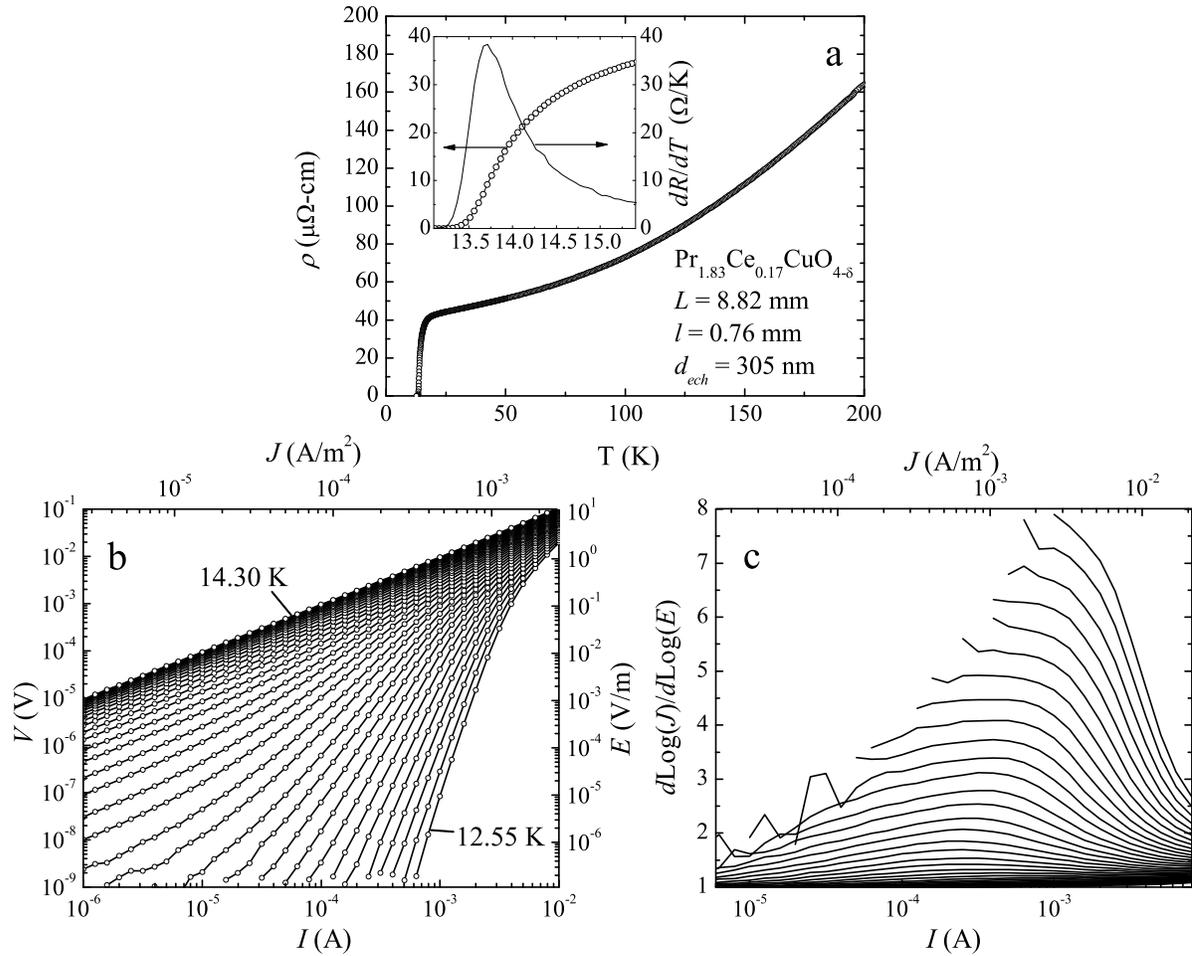


FIGURE 4.1 – a) Résistivité dans le plan ab en fonction de la température pour un échantillon surdopé, $x = 0.17$. L'encadré présente un agrandissement de la transition supraconductrice superposée avec la dérivée numérique de la résistance par rapport à la température. b) Courbes de voltage en fonction du courant pour des isothermes de 12.55 K (courbe la plus à droite) à 14.3 K (courbe la plus à gauche) séparés de 50 mK. c) $d\log E/d\log J$ en fonction du courant pour les isothermes de la partie (b) (12.55 K en haut, 14.3 K en bas).

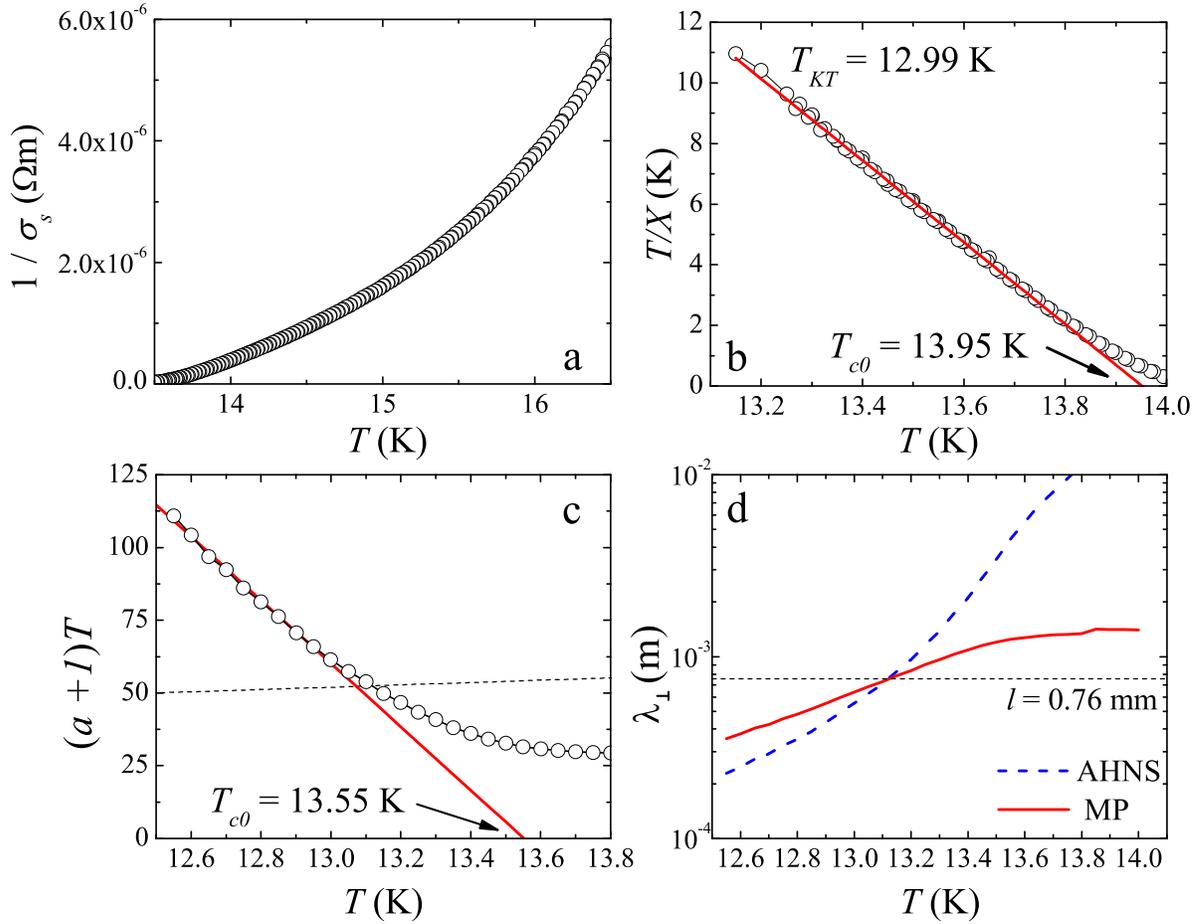


FIGURE 4.2 – a) $1/\sigma_s$ en fonction de T dans le régime qui devrait correspondre aux fluctuations gaussiennes pour $\text{Pr}_{1.83}\text{Ce}_{0.17}\text{CuO}_{4+\delta}$. b) T/X en fonction de la température pour le lissage à la courbe universelle de résistance. c) Transformation de a pour mettre en évidence la dépendance en température de n_{sR}^{2D} dans la description MP. La droite continue est un lissage GL extrapolant vers T_{c0} . La droite pointillée détermine la valeur de T_{KT} correspondant à $a = 3$. d) λ_{\perp} en fonction de T déduit de l'exposant a avec l'équation 1.73 (AHNS) et 1.74 (MP). La ligne pointillée présente la largeur de l'échantillon.

les courants intermédiaires. Dans la partie (c) de la figure 4.1, on peut voir $d \log E / d \log J$ en fonction du courant pour ces mêmes isothermes. Remarquablement, on peut voir des plateaux bien définis sur des intervalles de courant raisonnables pour des valeurs de $d \log E / d \log J$ entre 3.5 et 5.5. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, ce type de plateaux dans $d \log E / d \log J$ n'a jamais été observé à notre connaissance. Il s'agit en fait d'une signature convaincante que la physique KT joue encore un rôle central dans le comportement de la transition supraconductrice tel que mesuré en transport électrique.

On peut donc utiliser les équations 3.3 et 3.4 pour voir si σ_s suit le comportement universel pour une transition KT. La figure 4.2 (b) présente T/X en fonction de T . On constate que, comme pour l'échantillon à dopage optimal, σ_s suit bien la courbe universelle où $T_{c0} = (13.95 \pm 0.02)$ K et $T_{KT} = (12.99 \pm 0.01)$ K. Il n'y a pas d'accélération de la divergence qui signifierait un passage vers des fluctuations 3D ou de ralentissement de cette divergence dû à $\xi_{KT} \sim l, \lambda_{\perp}$. On s'intéresse maintenant au comportement de l'exposant a de la loi de puissance $E \sim J^a$ en fonction de T . En se basant sur les résultats du chapitre précédent, on peut supposer que la description MP de a est la bonne et, par conséquent, utiliser $(a + 1)T$ en fonction de T pour décrire la dépendance en température de la densité superfluide. La partie (c) de la figure 4.2 présente ces données. En utilisant les données de a , on trouve donc que $T_{KT} = (13.11 \pm 0.01)$ K et $T_{c0} = (13.55 \pm 0.1)$ K. On peut maintenant comparer les deux températures obtenues avec le lissage de la fonction universelle de σ_s et la dépendance de a sur T . D'abord, on constate que les deux valeurs de T_{KT} ne se recoupent pas. Par contre, si on regarde la valeur de a associée à la valeur de T_{KT} obtenue par la courbe universelle de σ_s , on obtient $a = 3.8$. Si on compare ce résultat à la même valeur équivalente obtenue pour le dopage optimal, $a = 3.6$, on constate que le désaccord entre les deux méthodes de détermination de T_{KT} est approximativement équivalent pour les deux dopages. Il est donc possible que la différence entre ces deux méthodes de détermination de T_{KT} provienne de la même source et soit un effet systématique. Les valeurs de T_{c0} , quant à elles, sont très différentes. Une différence de 400 mK sur un intervalle critique $T_{KT} - T_{c0} \lesssim 1$ K sous-entend qu'il y a sans doute une erreur importante dans une de ces deux descriptions.

Comme nous l'avons déjà remarqué, l'aspect le plus spectaculaire des données sur l'échantillon surdopé est la présence de plateaux bien définis dans $d \log E / d \log J$ en fonction de I . Les effets de taille finie semblent ainsi jouer un rôle moins important pour l'échantillon surdopé. La figure 4.2 (d) présente λ_{\perp} en fonction de T déduit des valeurs de

a. Si on le compare à l'échantillon à dopage optimal, figure 3.22, on constate que λ_{\perp} , dans l'échantillon surdopé, est environ deux fois plus grand. Ceci, couplé au fait que la largeur de l'échantillon est plus étroite, $l \approx \lambda_{\perp}(T_{KT})$, semble faire en sorte qu'un intervalle de courant où la dissipation est strictement déterminée par la dissociation de paires v/a due au courant est observable.

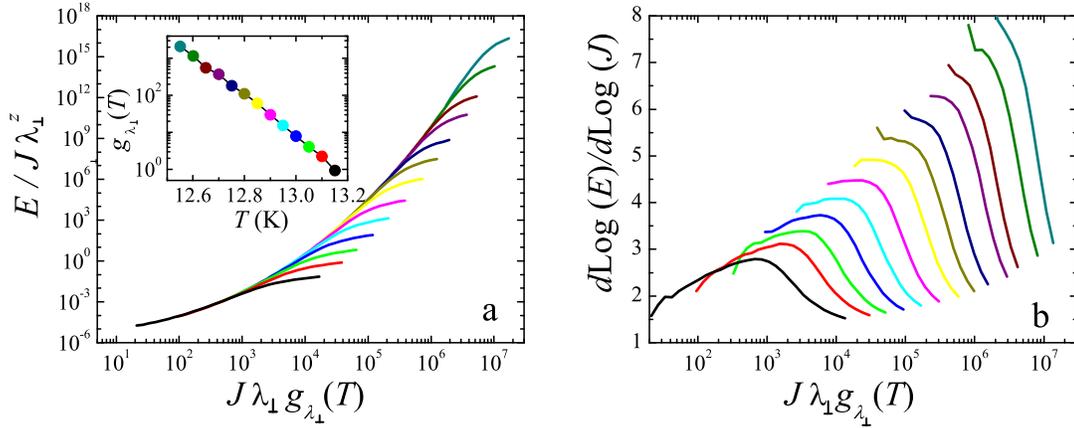


FIGURE 4.3 – Effondrement des courbes IV pour $x = 0.17$ utilisant l'équation 1.96. La partie (a) présente les résultats utilisant la description MP de l'exposant a pour obtenir λ_{\perp} . L'encadré présente la fonction $g_{\lambda_{\perp}}(T)$. La partie (b) présente l'effondrement des dérivées $d \log E / d \log J$ associées à la partie a.

Pour identifier l'impact des effets de taille finie plus en détails, on peut encore une fois utiliser la loi d'échelle pour le transport en 2D, équation 1.96. Comme nous l'avons fait dans le chapitre 3, nous présentons à la figure 4.3 (a) le résultat d'un effondrement utilisant λ_{\perp} obtenu par la description MP. On constate que l'effondrement semble de qualité équivalente à celui obtenu pour le dopage optimal. Les données à faible courant se fusionnent pour former une seule fonction d'échelle et, à haut courant, chaque isotherme prend son propre embranchement. La partie (b) de la figure 4.3 présente l'effondrement des dérivées, équation 3.6, associé à cet effondrement. Malgré que l'effondrement IV soit de qualité équivalente au résultat à dopage optimal, l'effondrement des dérivées est loin d'être aussi convaincant. En effet, il semble que les dérivées ne suivent pas une courbe unique. Ceci est en partie prévisible parce que l'effondrement 2D de taille finie est supposé décrire un comportement qui n'est pas une loi de puissance pure. Par conséquent, lorsque les données à effondrer sont des lois de puissance, elles ne peuvent pas suivre la fonction d'échelle unique. Le comportement attendu pour l'effondrement des dérivées serait que les données à faible courant suivent la fonction d'échelle unique jusqu'à un courant où

chaque isotherme se détache de la fonction unique pour former un plateau associé à la loi de puissance pure. Ce courant caractéristique, J_{2D} , est le courant pour lequel la distance critique entre le vortex et l'antivortex d'une paire $r_c \approx \lambda_{\perp}$. Si on augmente encore le courant, ces plateaux devraient s'arrêter, et $d \log E/d \log J$ devrait se mettre à descendre en raison d'un autre changement de régime associé au courant critique ou à un passage vers des fluctuations 3D.

Dans ce contexte, on peut comprendre les données de la figure 4.3 (b) comme étant le résultat du fait que J_{2D} est à la limite de la résolution de l'expérience pour les isothermes où $a \gtrsim 3.5$. Si on regarde bien la figure 4.3 (b), on peut facilement imaginer qu'une telle courbe unique existe pour les données à faible courant. Avec cette définition approximative de J_{2D} , on peut tenter de déterminer l'épaisseur effective du supraconducteur, comme nous l'avons fait dans la section 3.3.2. Qualitativement, on obtient que $d \gtrsim 60$ nm, soit une valeur plus grande que ce qu'on obtient pour le dopage optimal. Ceci peut simplement être une conséquence du désordre, mais, dans la perspective où une séparation de phases supraconducteur/isolant AF jouerait un rôle dans la diminution de l'épaisseur effective, ceci pourrait être une conséquence du fait que, dans l'échantillon surdopé, l'ordre AF est moins important. Cette explication est exactement ce que l'on déduirait en considérant le diagramme de phase de la figure 1.

On a donc pour l'échantillon surdopé une description qualitativement équivalente à celle obtenue pour le dopage optimal. Encore une fois, des signatures 2D claires émergent du désordre, même si celui-ci semble plus important. Comme il n'y a pas de différences qualitatives entre les deux dopages, on peut supposer que le caractère 2D observé provient de groupes de quelques plans CuO_2 pour $x = 0.17$ aussi. Cependant, la présence de lois de puissance mieux définies dans la dépendance IV semble indiquer qu'une plus grande fraction de l'échantillon est supraconducteur.

4.2 Fluctuations dans $\text{Pr}_{1.865}\text{Ce}_{0.135}\text{CuO}_{4+\delta}$

Le dernier dopage étudié est $x = 0.135$, soit le cas sous-dopé. L'échantillon présenté est encore un échantillon de grande taille, $L = 8.06$ mm, $l = 0.78$ mm et $d_{ech} = 215$ nm. La figure 4.4 présente en (a) les données de la résistivité dans le plan ab en fonction de la température, en (b) les courbes IV pour les isothermes de $T = 14.9$ K à 17.0 K avec un intervalle de 100 mK et, en (c), les dérivées, $d \log E/d \log J$, en fonction du courant pour ces mêmes isothermes.

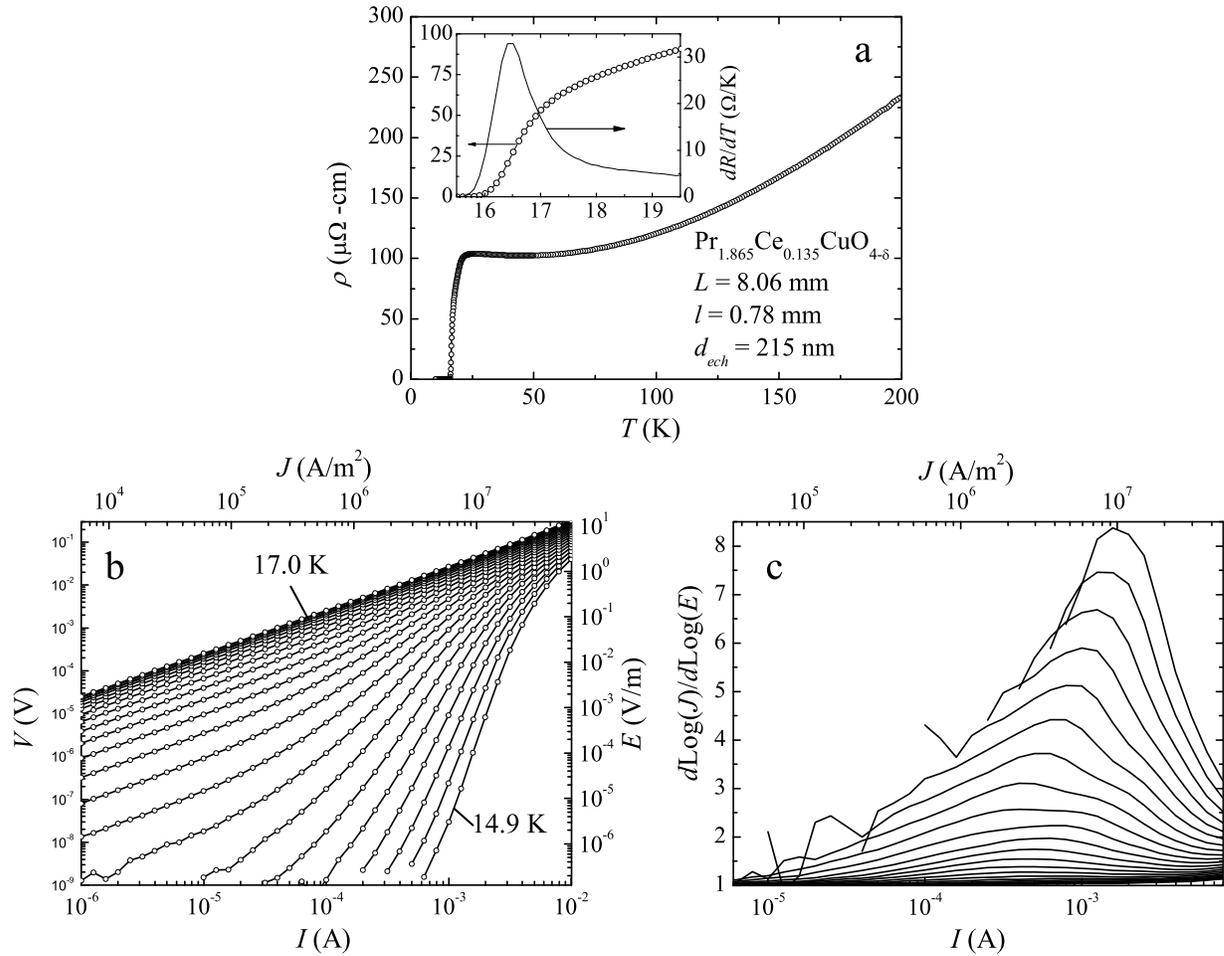


FIGURE 4.4 – a) Résistivité dans le plan ab en fonction de la température pour un échantillon sous-dopé, $x = 0.135$. L’encadré présente un agrandissement de la transition supraconductrice superposée avec la dérivée numérique de la résistance par rapport à la température. b) Courbes de voltage en fonction du courant pour des isothermes de 14.9 K (courbe la plus à droite) à 17.0 K (courbe la plus à gauche) à chaque 100 mK. c) $d\log E/d\log J$ en fonction du courant pour les isothermes de la partie (b) (14.9 K en haut, 17.0 K en bas).

Bien que la résistivité de cet échantillon, $(104 \pm 16) \mu\Omega\text{cm}$ à $T = 30$ K, soit encore une fois comparable aux meilleurs résultats publiés [36], on peut voir que la largeur de la transition semble indiquer qu'il s'agit ici d'un échantillon beaucoup moins uniforme qu'à dopage optimal. En effet, si on regarde dR/dT dans l'encadré de la figure 4.4 (a), on voit que $\Delta \frac{dR}{dT} = 1$ K, soit 4 fois plus grand que pour le dopage optimal.

Il existe une différence notable entre $\rho(T)$ de cet échantillon et $\rho(T)$ des échantillons présentés précédemment, soit l'apparition d'un minimum de résistivité à $T = 45$ K, au-dessus de la température de transition. Ce comportement isolant dans le régime sous-dopé peut être interprété comme un signe que la phase isolante AF occupe un volume de plus en plus important lorsqu'on diminue le dopage. Par contre, la nature exacte de ce comportement isolant et son influence sur les propriétés de transport dans l'état non-supraconducteur sont encore mal comprises [40, 123, 134, 135]. Pour tenir compte de cette remontée, nous utilisons la fonction d'extrapolation du comportement de l'état normal de la forme $\rho_n = \alpha \log(T) + \rho_0$. Cette fonction d'extrapolation en logarithme reproduit très bien les données de la région isolante avant la transition supraconductrice.

La figure 4.5 (a) présente les données de $1/\sigma_s$ extraites à l'aide de l'extrapolation en logarithme. On peut voir dans la partie principale de la figure qu'il existe un intervalle de température pour lequel $1/\sigma_s$ est linéaire. Cette dépendance linéaire peut être bien reproduite par un modèle AL 2D simple ou de façon encore plus efficace par le modèle AL 2D qui tient compte du désordre de composition (équation 3.1). La courbe continue représente le meilleur ajustement où on a $\bar{T}_{c0} = 16.25$ K, $d_{plan} = 3.3 \text{ \AA}$ et $\Delta T_{c0} = 0.210$ K. On constate dans l'encadré de la figure 4.5 (a) que cet ajustement reproduit bien les données jusqu'à la limite de la résolution de l'appareil. Contrairement aux échantillons à dopage optimal, aucune température seuil sous laquelle le modèle cesse de fonctionner apparaît.

Avant de conclure que le régime de fluctuations critiques est complètement caché pour cet échantillon, essayons de voir si la courbe universelle de conductance peut être ajustée à nos données. La figure 4.5 (b) présente T/X en fonction de T . On peut voir qu'il s'agit d'une dépendance linéaire, ce qui correspond bien au comportement de la courbe universelle de conductance. On obtient de cet ajustement que $T_{KT} = (15.35 \pm 0.02)$ K et $T_{c0} = (16.81 \pm 0.03)$ K.

On a donc deux descriptions qui se chevauchent pour expliquer les mêmes données. Il semble bien que le modèle de résistance désordonnée en série permet de reproduire, dans certains cas, la courbe universelle de σ_s . Contrairement aux résultats obtenus à dopage

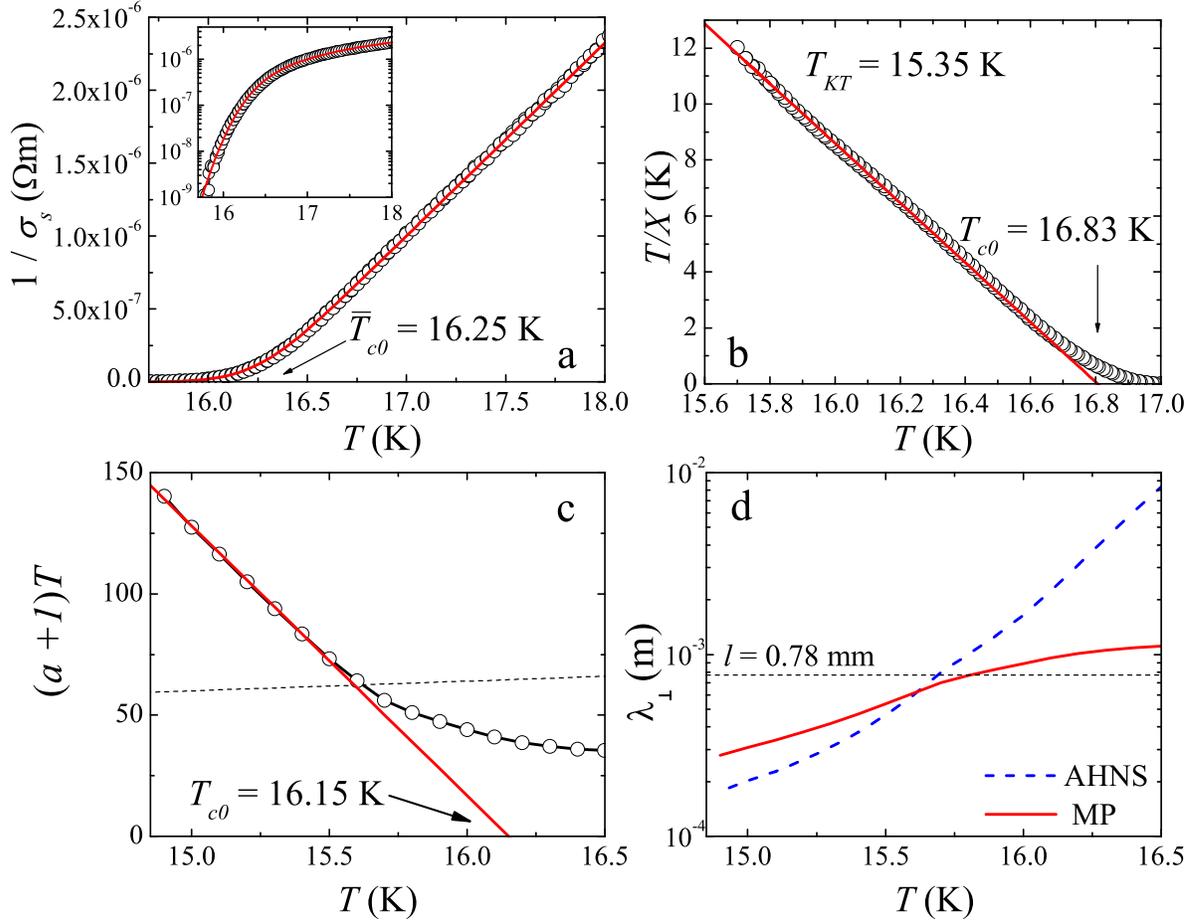


FIGURE 4.5 – a) $1/\sigma_s$ en fonction de T dans le régime qui devrait correspondre aux fluctuations gaussiennes pour $\text{Pr}_{1.865}\text{Ce}_{0.135}\text{CuO}_{4+\delta}$. L’encadré présente les mêmes données sur une échelle logarithmique. b) T/X en fonction de la température pour le lissage à la courbe universelle de résistance. c) Transformation de a pour mettre en évidence la dépendance en température de n_s^{2D} dans la description MP. La droite continue est un lissage GL extrapolant vers T_{c0} . La droite pointillée détermine la valeur de T_{KT} correspondant à $a = 3$. d) λ_{\perp} en fonction de T déduit de l’exposant a avec l’équation 1.73 (AHNS) et 1.74 (MP). La ligne pointillée présente la largeur de l’échantillon.

optimal, les différentes températures critiques dans cet échantillon ne sont pas cohérentes entre elles, et c'est ce qui semble produire le chevauchement entre les deux descriptions. Dans ce contexte, il est difficile de juger laquelle des deux descriptions est la bonne ou même de savoir si une des deux représente le comportement intrinsèque des fluctuations.

Comme à l'habitude, on peut regarder le comportement des courbes IV pour voir si on peut éclaircir cette question. Les courbes IV de la figure 4.4 (b) ont globalement la même apparence que ce qui peut être observé pour les deux autres dopages, soit une courbure négative à haut courant avec des lois de puissance à courant intermédiaire. Pour analyser ces apparentes lois de puissance, on regarde la dépendance de a , déterminée par la valeur du maximum de $d \log E / d \log J$ en fonction de T . La figure 4.5 (c) présente a transformé pour mettre en évidence la dépendance en température de n_{sR}^{2D} dans la description MP. On peut voir que n_{sR}^{2D} dépend linéairement de T lorsque $a > 3$, ce qui correspond au comportement GL attendu. La droite continue extrapole donc les données vers $T_{c0} = (16.15 \pm 0.02)$ K. Cette valeur de T_{c0} est plus proche de \bar{T}_{c0} obtenue par le lissage AL, ce qui semble indiquer que la description la plus appropriée pour σ_s est celle où les fluctuations AL et le désordre série jouent toujours un rôle déterminant, du moins jusqu'à $T = 15.8$ K.

Si on pousse l'analyse des courbes IV plus loin, on peut voir une différence notable avec les autres dopages, c.-à-d. la présence d'une amorce de queue ohmique visible, même sur les isothermes aux plus petites températures. Ceci est encore plus visible sur les dérivées $d \log E / d \log J$, figure 4.4 (c), où on peut voir que les isothermes aux plus basses températures ont une descente très abrupte à faible courant. Ceci semble cohérent avec la conclusion précédente où on a dit que le désordre série joue toujours un rôle déterminant. En effet, si ce désordre série est présent et fait en sorte qu'il reste toujours une très petite fraction de l'échantillon avec une dissipation ohmique, celui-ci dominera toujours à faible courant.

L'effondrement des courbes IV va nous permettre de mettre en évidence encore plus clairement l'effet du désordre. Utilisant les valeurs de λ_{\perp} dans la description MP présentée dans la figure 4.5 (d), la figure 4.6 (a) présente cet effondrement pour les isothermes allant de 14.9 K à 15.6 K. La partie (b) de la figure 4.6 présente l'effondrement des dérivées associées. L'effondrement direct des courbes IV est de qualité comparable à ce que nous avons obtenu pour les autres dopages, mais l'effondrement des dérivées n'est clairement pas comparable à ce que nous avons obtenu pour les autres dopages. En effet, on peut constater que les descentes à faible courant n'ont clairement pas la

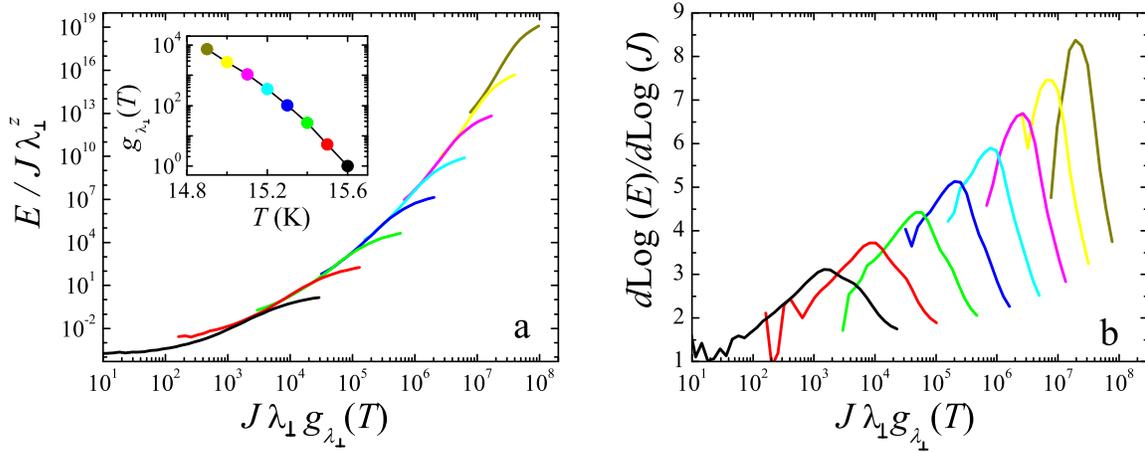


FIGURE 4.6 – Effondrement des courbes IV pour $x = 0.135$ utilisant l'équation 1.96. La partie (a) présente les résultats utilisant la description MP de l'exposant a pour obtenir λ_{\perp} . L'encadré présente la fonction $g_{\lambda_{\perp}}(T)$. La partie (b) présente l'effondrement des dérivées $d \log E / d \log J$ associé à la partie (a).

continuité attendue. Si on tente d'ajuster la fonction $g_{\lambda_{\perp}}(T)$ en optimisant l'effondrement des dérivées, l'effondrement des courbes IV est complètement détruit. Ainsi, l'échec de l'effondrement des dérivées a une signification réelle et ne dépend pas d'ajustements fins de $g_{\lambda_{\perp}}(T)$. On confirme donc que les queues ohmiques des courbes IV ne viennent probablement pas d'effets intrinsèques aux fluctuations supraconductrices comme la taille finie de λ_{\perp} , mais plutôt d'effets comme le désordre de composition qui génère une queue ohmique plus prononcée.

L'échantillon sous-dopé ne montre pas un scénario cohérent qui montrerait que l'analyse 2D est bonne, mais il n'en demeure pas moins que l'apparence générale des données et les dépendances qualitatives semblent montrer qu'il s'agit probablement d'effets 2D cachés par le désordre.

4.3 Sommaire et discussion

Dans cette section, nous ferons un rappel des résultats obtenus pour $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ pour $x = 0.17$ et 0.135 en les comparant avec les résultats du chapitre 3 sur $x = 0.15$. Le premier élément à souligner est le fait qu'il n'y a pas de différence qualitative importante entre les données brutes des différents dopages. Grossièrement, les courbes IV semblent toutes suivre une loi de puissance à densité de courant intermédiaire et avoir une courbure

négative seulement à haute densité de courant. Dans aucun cas nous n'avons observé une courbure négative de ces courbes IV à densité de courant intermédiaire et faible, signe de corrélations 3D pures. De plus, les trois dopages ne montrent pas de courbure négative dans $1/\sigma_s$, encore une fois signature de corrélations 3D.

D'un point de vue plus quantitatif, il est clair que l'analyse sur le dopage optimal produit les résultats les plus cohérents, c.-à-d. T_{c0} , T_{KT} , effets de taille finie. On a vu dans ce chapitre que les deux autres dopages produisent des résultats moins clairs. Pour $x = 0.17$, comme le régime des fluctuations gaussiennes n'a pas un comportement qu'on peut modéliser avec les théories connues, on ne peut pas montrer qu'il y a cohérence entre ces deux régimes. Pour $x = 0.135$, l'analyse complète des données montre qu'il y a plusieurs incohérences quantitatives que l'on peut probablement associer au désordre de composition.

En fait, le désordre semble être l'élément déterminant dans la différence entre les trois dopages. Pour mieux illustrer ceci, le tableau 4.1 présente une comparaison chiffrée des résultats obtenus pour chaque dopage. On y présente, pour chaque dopage $\frac{dT_c}{dx}$ tiré de [36, 136], T_{KT} et T_{c0} tirées de l'analyse de a en fonction de T , $\epsilon_c = (T_{c0} - T_{KT})/T_{KT}$, $\Delta\frac{dR}{dT}$ (la largeur du pic de $\frac{dR}{dT}$ en fonction de T) et $\rho_{30\text{K}}$ (la résistivité à 30 K).

TABLEAU 4.1 – Comparaison chiffrée entre les différents dopages de $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$.

x	$\frac{dT_c}{dx}$ (K)	T_{KT} (K)	T_{c0} (K)	$\epsilon_c(10^{-2})$	$\Delta\frac{dR}{dT}$ (K)	$\rho_{30\text{K}}$ ($\mu\Omega\text{cm}$)
0.135	900	15.62	16.15	3.4	1.0	104
0.15	0	22.16	22.44	1.2	0.25	51
0.17	-300	13.11	13.55	3.4	0.7	46

Si on analyse le tableau, on constate d'abord qu'il ne semble y avoir aucune corrélation entre le dopage x et la largeur mesurée de la transition. Que ce soit avec ϵ_c ou $\Delta\frac{dR}{dT}$, le dopage optimal a toujours la transition la plus étroite. La corrélation la plus claire qu'on peut observer est celle qu'on trouve entre la largeur de la transition et $\frac{dT_c}{dx}$. Ainsi, ceci semble confirmer que, pour une distribution de composition qui, a priori, ne dépend pas du dopage, la distribution de T_{c0} sera beaucoup plus grande pour les échantillons à dopage non optimal.

Si on compare seulement les échantillons $x = 0.135$ et $x = 0.17$, la corrélation entre la largeur de la transition et $\frac{dT_c}{dx}$ n'est pas si claire. Une des explications qui pourrait expliquer ceci est l'effet de la concentration en oxygène, δ , sur T_{c0} . Malheureusement, la dépendance quantitative en oxygène de T_{c0} n'est pas connue, et cette explication reste

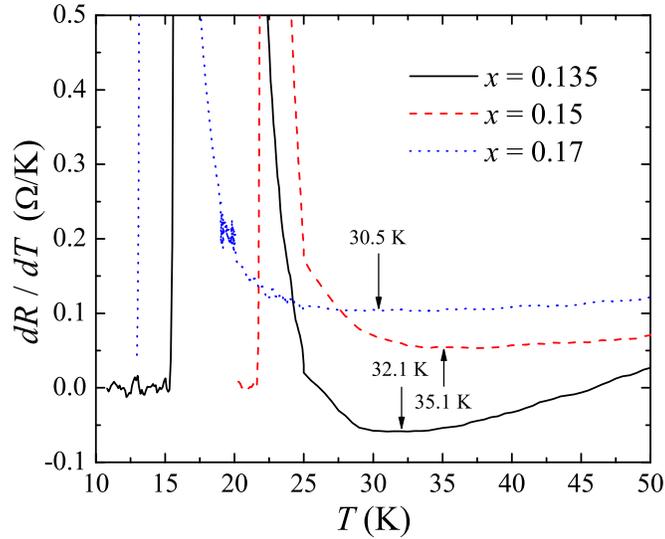


FIGURE 4.7 – $\frac{dR}{dT}$ en fonction de T pour les trois dopages étudiés. Les flèches indiquent les minimums.

spéculative.

Pour clore la question de la largeur de la transition supraconductrice en fonction du dopage, regardons plus en détails $\frac{dR}{dT}$ en fonction de T (figure 4.7). Dans ce travail, nous avons complètement ignoré le régime de fluctuations à température plus haute que l'intervalle où la paraconductivité AL est applicable. Ce régime a été ignoré en raison des grandes incertitudes associées à ce régime, mais il existe plusieurs études qui tentent d'expliquer ce régime [89, 90]. Dans certains cas, on associe ce régime au pseudogap [89]. Nous ne tenterons pas de reproduire cette analyse, mais nous tenterons de voir si ce régime de fluctuations a une dépendance en dopage non triviale. Les flèches de la figure 4.7 indiquent les minimums de $\frac{dR}{dT}$ en fonction de T . Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3, ces minimums sont des points d'inflexion de R en fonction de T et peuvent être vus comme le point de démarrage des fluctuations supraconductrices. On peut voir à la figure 4.7 que les minimums sont tous très près les uns des autres. En effet, les points d'inflexion sont tous entre 30 et 35.1 K et suivent qualitativement leur valeur de T_{KT} respective. La différence entre T_{KT} et le minimum pour $x = 0.135$ est de 16.5 K, pour $x = 0.15$ est de 12.9 K, et pour $x = 0.17$ est de 17.4 K. Encore une fois, il ne semble pas y avoir de tendance quantitative ou qualitative sur la largeur de la transition supraconductrice qui permet de distinguer la physique des régimes sous-dopé et surdopé.

On finit ce chapitre en rappelant la comparaison des épaisseurs effectives des échan-

tillons mesurés avec les effets de taille finie dans le régime KT. Pour $x = 0.15$, on avait obtenu $d \approx 35$ nm, tandis que, pour $x = 0.17$, on avait $d \gtrsim 60$ nm. Dans les deux cas, l'épaisseur réelle de l'échantillon est d'environ 300nm. Si on suppose que le désaccord entre ces deux épaisseurs vient de la présence d'un paramètre d'ordre AF parasite, la différence entre le résultat pour l'échantillon surdopé et à dopage optimal semble cohérente avec la présence d'un point critique quantique à $x \approx 0.165$ [14, 36, 40]. Ce point critique signifierait en principe la fin de la phase isolante AF. Comme les régions isolantes ne sont plus présentes et que, potentiellement, seules des fluctuations AF demeurent, l'épaisseur effective s'approche progressivement de l'épaisseur totale des échantillons.

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons présenté une étude détaillée des fluctuations supraconductrices dans le composé supraconducteur à haute température critique dopé aux électrons $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ en couches minces. À l'aide du transport électrique dans le plan ab , nous avons sondé le comportement au-dessus de la température critique, mais aussi pour quelque 100 mK sous la température de transition. La mise en oeuvre expérimentale de ces mesures a nécessité une grande attention au filtrage et aux effets de chauffage à haut courant. Nous avons montré que, sans cette attention, les données expérimentales sont toujours erronées dans le régime pertinent pour nos échantillons. Les trois régimes de dopage, sous-dopé $x = 0.135$, dopage optimal $x = 0.15$ et surdopé $x = 0.17$, ont été analysés.

Le résultat principal de notre travail est la mise en évidence d'un comportement 2D des fluctuations supraconductrices. En effet, pour le dopage optimal, là où les mesures sont les plus claires, le régime gaussien et le régime critique sont très bien décrits par des modèles purement 2D. Dans un premier temps, nous avons montré qu'il existe un régime de fluctuations dans lequel on pouvait fidèlement décrire la paraconductivité à l'aide de la contribution du premier ordre en fluctuations autour de la théorie Ginzburg-Landau en 2D, la contribution d'Aslamazov-Larkin 2D. On peut affirmer cette conclusion étant donné l'absence de courbure négative dans la fonction $1/\sigma_s(T)$. Cette courbure négative serait une signature non ambiguë de la présence de fluctuations 3D.

Au-delà du régime gaussien, nous avons pu décrire l'ensemble des mesures à dopage optimal en supposant une transition de Kosterlitz-Thouless (KT), transition associée à un ordre à quasi-longue portée en 2D. Ce choix de description est le seul qui permette de décrire à la fois les comportements des courbes IV et de σ_s en fonction de la température. En particulier, la dépendance en loi de puissance des courbes IV , du moins en première approximation, est un signe distinctif de la physique des vortex associée à une transition KT. Une analyse plus en détails des courbes IV montre en fait que ces lois de puissance

ne sont pas pures : elles sont plus cohérentes avec un système 2D de taille finie. Nous avons aussi montré que, comme on peut s’y attendre, les effets de taille finie sont amplifiés lorsque l’on diminue la largeur de l’échantillon. Enfin, la cohérence entre les différentes températures critiques identifiées dans le régime gaussien et le régime critique semble confirmer l’analyse 2D que nous avons utilisée.

Bien que la nature 2D des fluctuations observées puisse difficilement être mise en doute, la source exacte de cette signature dans le régime KT est plus difficile à établir. Les mesures directes de la densité superfluide publiées semblent exclure complètement la possibilité que des plans CuO_2 découplés en soient responsables [50]. De plus, l’observation d’aucun passage 2D-3D dans nos résultats fait en sorte qu’il est difficile de croire que des corrélations sur toute l’épaisseur de notre échantillon soient responsables des signatures KT. Ainsi, l’hypothèse retenue est que le comportement KT observé provient probablement de groupes indépendants de quelques plans CuO_2 couplés. Cette hypothèse semble cohérente avec l’analyse quantitative du régime Aslamazov-Larkin 2D où la distance interplan s semble englober plusieurs plans CuO_2 . Deux explications possibles ont été avancées pour expliquer le couplage partiel selon l’axe c . D’abord, l’existence de désordre de composition pourrait bien provoquer cet effet. Une autre possibilité consiste en la présence d’une coexistence de phases entre la supraconductivité et l’isolant antiferromagnétique.

Les résultats obtenus sur les autres dopages produisent des conclusions beaucoup moins claires. En termes qualitatifs, les données pour ces dopages sont similaires à celles obtenues à dopage optimal, mais une analyse quantitative montre qu’il existe des incohérences qui sont difficiles à expliquer sans faire appel à un effet accru du désordre de composition dans les cas sous-dopé et surdopé. En effet, la seule corrélation avec le dopage qu’on a pu mettre en évidence est le lien entre la dérivée $\frac{dT_c}{dx}$ et la largeur de la transition. Cette corrélation semble montrer que l’effet dominant du dopage est qu’il change $\frac{dT_c}{dx}$ et, par conséquent, il change la largeur de la transition en température pour une largeur de distribution de composition donnée. Aucune indication n’a été trouvée pour supporter une asymétrie intrinsèque entre la largeur de la transition dans le régime sous-dopé et le régime surdopé.

Malgré l’importance des effets de désordre de composition pour les échantillons sous-dopés et surdopés, certaines signatures 2D quantitatives claires émergent. En particulier, nous avons pu mettre en évidence une signature rare de la physique KT pour le dopage 0.17, soit un comportement IV en vraie loi de puissance. Cette vraie loi de puissance

a été identifiée clairement par la présence de plateaux bien définis dans $d \log E / d \log J$ en fonction de I . À notre connaissance, cette observation est la première de ce type rapportée. De plus, on a montré que la présence de ces lois de puissance bien définies sous-entend que l'épaisseur effective du supraconducteur est plus grande pour $x = 0.17$ que pour $x = 0.15$. C'est un résultat qui est en accord avec l'hypothèse d'une coexistence de phases entre la supraconductivité et l'isolant antiferromagnétique [14] qui disparaît autour du point critique quantique à $x = 0.165$ [36].

Les résultats décrits dans cette thèse apportent une réponse à la question : quels effets ont les fluctuations supraconductrices sur le transport électrique dans le composé supraconducteur à haute température critique dopé aux électrons $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$? Par contre, nos résultats soulèvent beaucoup plus de questions qu'ils n'en répondent. Pour finir ce document, regardons brièvement quelles expériences pourraient être faites pour répondre à deux de ces questions :

1. *Les signatures de Kosterlitz-Thouless dans nos mesures viennent-elles vraiment de plusieurs régions découplées dans la couche mince ?* Bien que nous ayons discuté de cette question en détails dans notre travail, il n'existe pas de preuves directes qui nous permettent d'y répondre définitivement. Pour ce faire, on pourrait coupler nos mesures dans le plan ab à des mesures selon l'axe c utilisant le même échantillon. Dans ce genre d'expérience, une preuve convaincante d'un ordre incomplet selon l'axe c serait l'existence d'une résistance finie selon l'axe c alors que dans le plan ab l'échantillon est sous T_{KT} . Une autre possibilité serait simplement de refaire notre expérience sur un monocristal. Comme son épaisseur pourrait être entre 10 et 100 fois plus grande, la présence d'une signature KT serait une forte indication que les corrélations 3D, limitées par l'épaisseur de l'échantillon, ne sont pas responsables pour la transition supraconductrice en transport électrique.
2. *Les erreurs de volume supraconducteur obtenues dans nos résultats proviennent-elles vraiment d'une séparation de phases ou est-ce simplement une question de décomposition ou de désordre ?*
 - Le rôle possible de la décomposition peut être éclairci en étudiant les fluctuations en transport électrique pour plusieurs oxygénations. Ce genre d'étude permettrait potentiellement de voir l'évolution continue entre un volume complet et un volume incomplet dû à la décomposition. Si nos résultats ne sont pas causés par la décomposition, il ne devrait jamais être possible d'obtenir des résultats qui montrent un volume complet.

- La présence d’une phase isolante antiferromagnétique est difficile à identifier à l’aide du transport électrique simple. Deux stratégies pourraient être adoptées pour éclaircir cet aspect. D’abord, l’utilisation d’une sonde sensible à l’ordre antiferromagnétique comme la diffusion de neutrons pourrait confirmer ou infirmer la présence de cette phase près de la transition supraconductrice. Ensuite, des techniques locales pour sonder les propriétés électriques comme le microscope à effet tunnel pourraient identifier s’il existe des phases isolantes localisées dans notre matériau près de la transition supraconductrice. Par contre, comme il s’agit d’une sonde de surface, il est possible que cette technique offre une image incomplète.
- Finalement, la présence de désordre est toujours difficile à exclure. Les techniques qui permettent l’imagerie du réseau cristallin² dans l’espace réel pourraient donner de bonnes indications sur cette question, mais il est difficile d’imaginer une façon de corrélérer le niveau de désordre mesuré avec nos mesures de transport.

On peut donc finir en disant que, bien que nos résultats semblent clairement pointer vers une description 2D des fluctuations supraconductrices dans $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, il est clair que les mesures de transports électriques dans le plan ab ne peuvent pas répondre à tous les aspects de cette question. Il faudra sans doute plusieurs études expérimentales avec des techniques complémentaires pour obtenir une réponse complète et satisfaisante à cette question. Une telle réponse pourrait aussi contribuer à la compréhension d’autres supraconducteurs où il y a chevauchement entre antiferromagnétisme et supraconductivité comme le composé organique $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2X$ [137].

²Microscope à effet tunnel et microscope à transmission.

Annexe A

Paraconductivité et l'approximation du milieu effectif

Les effets du désordre de composition sont très importants dans l'étude des propriétés macroscopiques des solides. Que l'on pense à des mélanges hétérogènes comme les matériaux composites ou à de simples alliages métalliques, il est important de pouvoir modéliser convenablement l'effet de fluctuations spatiales de composition. Dans le cas du transport électrique linéaire, ce problème se ramène à calculer la résistance totale d'un réseau de résistances désordonnées comme présenté à la figure A.1. Il s'agit ici d'un réseau 2D carré simple où les noeuds du réseau sont identifiés par les coordonnées (i, j) et où les liens entre ces noeuds présentent une conductance $g_{i,j,i',j'}$.

La seule façon d'obtenir la conductance totale exacte pour une distribution quelconque de $g_{i,j,i',j'}$ est de la calculer numériquement. L'approximation du milieu effectif est une méthode qui permet d'obtenir une description analytique approximative de ce modèle de désordre [125]. L'approximation du milieu effectif est essentiellement une méthode champ moyen pour traiter le désordre, c.-à-d. qu'elle suppose que tous les $g_{i,j,i',j'}$ du réseau peuvent être remplacés par une conductance effective g_m . Dans ce modèle, les noeuds pour lesquels les indices i sont égaux, sont au même potentiel. De façon équivalente, un incrément de l'indice j provoque une chute de potentiel constante. On néglige donc tous les effets dus aux fluctuations et on reste avec un portrait moyen. Cette méthode fonctionne généralement très bien dans plusieurs situations [125].

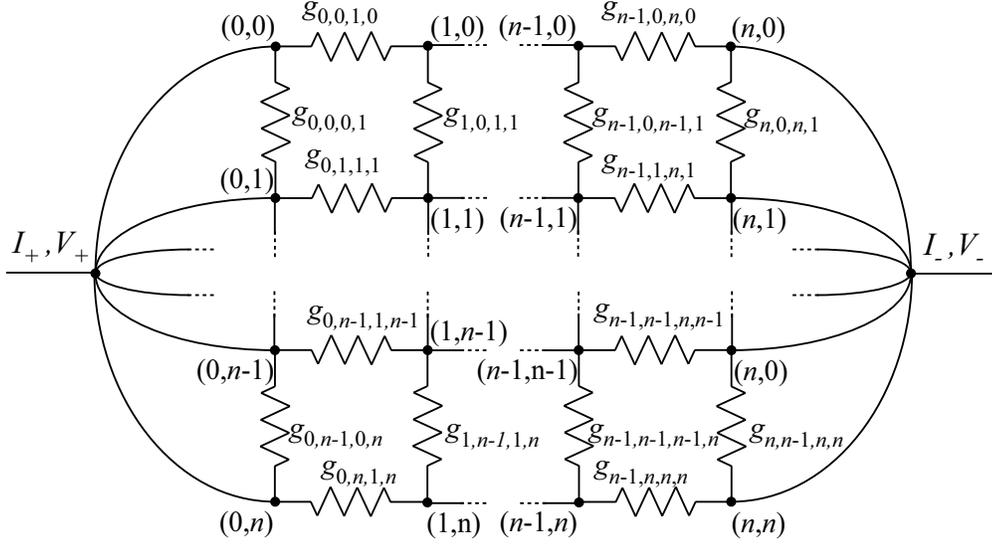


FIGURE A.1 – Réseau carré de résistances désordonnées. Les coordonnées (i, j) correspondent aux différents noeuds du réseau, tandis que chaque lien entre ces noeuds présente une conductance $g_{i,j,i',j'}$.

Mathématiquement, on peut calculer g_m en résolvant l'équation intégrale

$$\int dg f(g) \frac{(g_m - g)}{g + (z/2 - 1)g_m} = 0 \quad (\text{A.1})$$

où $f(g)$ est la probabilité que le lien entre le noeud (i, j) et (i', j') soit une conductance g . La variable z correspond au nombre de liens qui partent d'un noeud. Dans le réseau présenté à la figure A.1, on aurait $z = 4$. Ce résultat est valable pour des réseaux 2D comme pour des réseaux 3D.

En s'inspirant du modèle utilisé dans le chapitre 3 pour décrire une distribution de résistances en série, on décrit l'approximation du milieu effectif en termes d'une distribution de T_{c0} . Ainsi, l'équation A.1 pour une distribution discrète devient

$$\sum_{T_{c0}} P(T_{c0} - \bar{T}_{c0}) \frac{(g_m - g(T_{c0}))}{g(T_{c0}) + (z/2 - 1)g_m} = 0 \quad (\text{A.2})$$

où

$$P(T_{c0} - \bar{T}_{c0}) = \mathcal{C} e^{-(T_{c0} - \bar{T}_{c0})^2 / (2\Delta T_{c0}^2)}. \quad (\text{A.3})$$

Ici, \mathcal{C} est simplement un facteur de normalisation. Comme dans le chapitre 3, \bar{T}_{c0} est

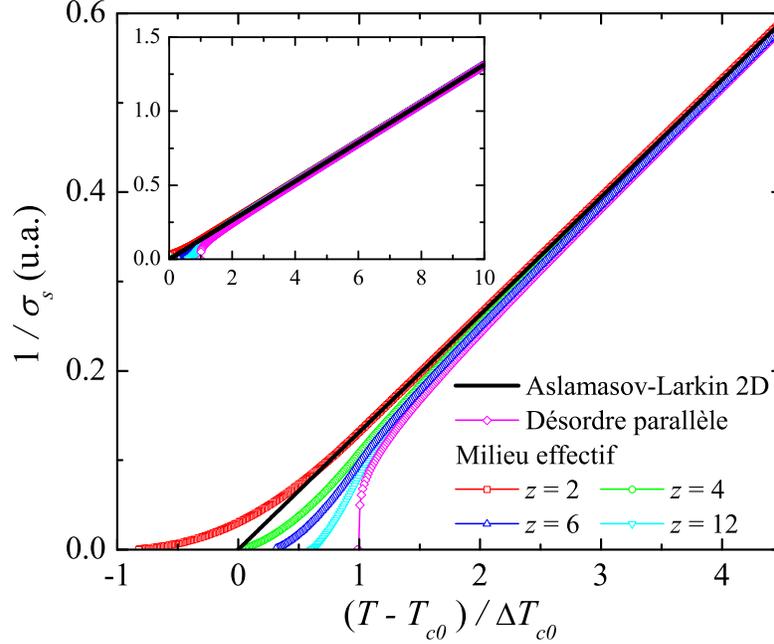


FIGURE A.2 – Inverse de la paraconductivité en fonction de la température adimensionnée $T - \bar{T}_{c0}/\Delta T_{c0}$ dans l'approximation du milieu effectif.

le T_{c0} moyen de la distribution et ΔT_{c0} l'écart type de la distribution gaussienne. Les valeurs de $g(T_{c0})$ sont données par l'équation 1.29

$$g(T_{c0}) = \sigma_s^{AL2D} = \frac{e^2}{16d\hbar} \left(\frac{T - T_{c0}}{T_{c0}} \right)^{-1} \quad (\text{A.4})$$

pour $T \geq T_{c0}$.

On peut donc évaluer numériquement l'équation A.2 pour plusieurs températures autour de \bar{T}_{c0} . Pour des raisons qui deviendront claires un peu plus loin, on coupe $P(T_{c0} - \bar{T}_{c0})$ à $T = \bar{T}_{c0} \pm \Delta T_{c0}$. La figure A.2 présente ce que prédit ce modèle pour plusieurs valeurs de z . Sur cette même figure, on présente le résultat pour un réseau de résistances ordonnées (Aslamazov-Larkin 2D) et le résultat exact pour un réseau simple de résistances désordonnées en parallèle (désordre en parallèle). Les données sont présentées comme $1/\sigma_s$ en fonction de la température réduite $(T - \bar{T}_{c0})/\Delta T_{c0}$.

La première constatation est que l'approximation du milieu effectif, lorsque $z = 2$, reproduit exactement le résultat obtenu dans le chapitre 3 pour le modèle purement série. Ceci est exactement ce à quoi on s'attend en remplaçant $z = 2$ dans l'équation A.2. Deuxième constatation : lorsque l'on augmente z , on génère immédiatement une courbure

négative. Plus z est grand, plus le comportement s'approche du cas purement parallèle, celui-ci ayant un seuil de percolation dicté par le plus haut T_{c0} de la distribution, soit à $\bar{T}_{c0} + \Delta T_{c0}$. Finalement, on remarque qu'aucun de ces modèles ne permet de changer le pente loin de \bar{T}_{c0} . On comprend donc que l'utilisation de l'approximation du milieu effectif n'ajouterait rien à l'analyse faite au chapitre 3.

Bibliographie

- [1] Andrea Damascelli, Zahid Hussain, et Zhi-Xun Shen. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
- [2] Y. Onose, Y. Taguchi, K. Ishizaka, et Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 217001 (2001).
- [3] P. W. Anderson. *Science* **235**, 1196 (1987).
- [4] F. C. Zhang et T. M. Rice. *Phys. Rev. B* **37**, 3759 (1988).
- [5] T. Timusk et B. Statt. *Rep. Prog. Phys* **62**, 61 (1999).
- [6] G. M. Luke, L. P. Le, B. J. Sternlieb, Y. J. Uemura, J. H. Brewer, R. Kadono, R. F. Kiefl, S. R. Kreitzman, T. M. Riseman, C. E. Stronach, M. R. Davis, S. Uchida, H. Takagi, Y. Tokura, Y. Hidaka, T. Murakami, J. Gopalakrishnan, A. W. Sleight, M. A. Subramanian, E. A. Early, J. T. Markert, M. B. Maple, et C. L. Seaman. *Phys. Rev. B* **42**, 7981 (1990).
- [7] V. Emery et S. Kivelson. *Nature* **374**, 434 (1995).
- [8] P. W. Anderson, P. A. Lee, M. Randeria, T. M. Rice, N. Trivedi, et F. C. Zhang. *J. Phys. Condens. Matter* **16**, R755 (2004).
- [9] Philip W. Anderson. *cond-mat/0510053* (2005).
- [10] C. M. Varma. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3538 (1999).
- [11] S. Chakravarty, R. B. Laughlin, D. K. Morr, et C. Nayak. *Phys. Rev. B* **63**, 094503 (2001).
- [12] M. R. Norman, D. Pines, et C. Kallin. *cond-mat/0507031* (2005).
- [13] P. K. Mang, O. P. Vajk, A. Arvanitaki, J.W. Lynn, et M. Greven. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 027002 (2004).
- [14] Pengcheng Dai, H. J. Kang, H. A. Mook, M. Matsuura, J. W. Lynn, Y. Kurita, Seiki Komiya, , et Yoichi Ando. *Phys. Rev. B* **71**, 100502(R) (2005).
- [15] N. P. Armitage, D. H. Lu, C. Kim, A. Damascelli, K. M. Shen, F. Ronning, D. L. Feng, P. Bogdanov, Z.-X. Shen, Y. Onose, Y. Taguchi, Y. Tokura, P. K. Mang, N. Kaneko, et M. Greven. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 147003 (2001).
- [16] 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, et Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 257001 (2002).

- [17] C. Kusko, R. S. Markiewicz, M. Lindroos, et A. Bansil. *Phys. Rev. B* **66**, 140513 (2002).
- [18] B. Kyung, V. Hankevych, A.-M. Dare, et A.-M. S. Tremblay. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 147004 (2004).
- [19] Bumsoo Kyung, Jean-Sébastien Landry, et A.-M. S. Tremblay. *Phys. Rev. B* **68**, 174502 (2003).
- [20] Daniel S. Fisher, Matthew P. A. Fisher, et David A. Huse. *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- [21] S. Kamal, D. A. Bonn, Nigel Goldenfeld, P. J. Hirschfeld, Ruixing Liang, et W. N. Hardy. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1845 (1994).
- [22] Volker Pasler, Peter Schweiss, Christoph Meingast, Bernhard Obst, Helmut Wühl, Alexandre I. Rykov, et Setsuko Tajima. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1094 (1998).
- [23] Jürgen Kotzler, Detlef Gorlitz, Sven Skwirblies, et Axel Wriedt. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 127005 (2001).
- [24] S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming, G. P. Espinosa, et A. S. Cooper. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 677 (1989).
- [25] G. Balestrino, A. Crisan, D. V. Livanov, E. Milani, M. Montuori, et A. A. Varlamov. *Phys. Rev. B* **51**, 9100 (1995).
- [26] W. Holm, Yu. Eltsev, et Ö. Rapp. *Phys. Rev. B* **51**, 11992 (1995).
- [27] L. Miu, P. Wagner, U. Frey, A. Hadish, Dana Miu, et H. Adrian. *Phys. Rev. B* **52**, 4553 (1995).
- [28] L. Miu, G. Jakob, P. Haibach, Th. Kluge, U. Frey, P. Voss de Haan, et H. Adrian. *Phys. Rev. B* **57**, 3144 (1998).
- [29] P. Minnhagen. In *Models and Phenomenology for Conventional and High-Temperature Superconductors, Proceedings of the International School of Physics, "Enrico Fermi" Course CXXXVI (IOS Press, Amsterdam, 1998)*, 451, (1998).
- [30] S. H. Han, Yu. Eltsev, et Ö. Rapp. *Phys. Rev. B* **61**, 11776 (2000).
- [31] M. C. Sullivan, D. R. Strachan, T. Frederiksen, R. A. Ott, M. Lilly, et C. J. Lobb. *Phys. Rev. B* **69**, 214524 (2004).
- [32] T. Hanaguri, C. Lupien, Y. Kohsaka, D.-H. Lee, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi, et J. C. Davis. *Nature* **430**, 1001 (2004).
- [33] S. H. Pan, J. P. O'Neal, R. L. Badzey, C. Chamon, H. Ding, J. R. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. K. Gupta, K.-W. Ng, E. W. Hudson, K. M. Lang, et J. C. Davis. *Nature* **413**, 282 (2001).
- [34] Seongshik Oh, Trevis A. Crane, D. J. Van Harlingen, et J. N. Eckstein. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 107003 (2006).
- [35] C. C. Homes, Q. Li, P. Fournier, et R. L. Greene. *Phys. Rev. B* **66**, 144511 (2002).

- [36] Y. Dagan, M. M. Qazilbash, V. N. Kulkarni C. P. Hil and, et R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 167001 (2004).
- [37] J. Gauthier, S. Gagné, J. Renaud, M. É. Gosselin, P. Richard, et P. Fournier. *en préparation* (2006).
- [38] M. M. Qazilbash, A. Koitzsch, B. S. Dennis, A. Gozar, Hamza Balci, C. A. Kendziora, R. L. Greene, et G. Blumberg. *Phys. Rev. B* **72**, 214510 (2005).
- [39] P. Fournier, X. Jiang, W. Jiang, S. N. Mao, T. Venkatesan, C. J. Lobb, et R. L. Greene. *Phys. Rev. B* **56**(21), 14149–14156 (1997).
- [40] P. Fournier, P. Mohanty, E. Maiser, S. Darzens, T. Venkatesan, C. J. Lobb, G. Czjzek, R. A. Webb, et R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **81**(21), 4720–4723 (1998).
- [41] Micheal Tinkham. *Introduction to Superconductivity, Second Edition*. McGraw-Hill, inc., (1996).
- [42] Laurent-Patrick Lévy. *Magnétisme et supraconductivité*. Savoir actuels. InterÉditions/CNRS Éditions, (1997).
- [43] D. J. Van Harlingen. *Rev. Mod. Phys.* **67**, 515 (1995).
- [44] C. C. Tsuei et J. R. Kirtley. *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
- [45] C. C. Tsuei et J. R. Kirtley. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 182 (2000).
- [46] A. Snezhko, R. Prozorov, D. D. Lawrie, R. W. Giannetta, J. Gauthier, J. Renaud, et P. Fournier. *Phys. Rev. Lett.* **92**(15), 157005 (2004).
- [47] D. Darminto Ariando, H. J. H. Smilde, V. Leca, D. H. A. Blank, H. Rogalla, et H. Hilgenkamp. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 167001 (2005).
- [48] G. Blumberg, A. Koitzsch, A. Gozar, B. S. Dennis, C. A. Kendziora, P. Fournier, et R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **88**(10), 107002 (2002).
- [49] H. Matsui, K. Terashima, T. Sato, T. Takahashi, M. Fujita, et K. Yamada. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017003 (2005).
- [50] Mun-Seog Kim, John A. Skinta, Thomas R. Lemberger, A. Tsukada, et M. Naito. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 087001 (2003).
- [51] Amlan Biswas, P. Fournier, M. M. Qazilbash, V. N. Smolyaninova, Hamza Balci, et R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **88**(20), 207004 (2002).
- [52] Hamza Balci et R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 067001 (2004).
- [53] R. Shankar. *Principles of Quantum Mechanics, Second Edition*. Plenum Press, (1994).
- [54] P. G. de Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys*. W. A. Benjamin, Inc., (1966).
- [55] R. D. Parks, editor. *Superconductivity*. Marcel Dekker, inc., (1969).
- [56] Alexander L. Fetter et John Dirk Walecka. *Quantum Theory of Many-Particle Systems*. McGraw-Hill, inc., (1971).

- [57] W. J. Skocpol et M. Tinkham. *Rep. Prog. Phys.* **38**, 1049 (1975).
- [58] F. Reif. *Fundamentals of statistical and thermal physics*. McGraw-Hill, Inc., (1965).
- [59] P. M. Chaikin et T. C. Lubensky. *Principales of condensed matter physics*. Cambridge University Press, (1995).
- [60] A.A. Varlamov, G. Balestrino, E. Milani, et DV Livanov. *ADVANCES IN PHYSICS* **48**, 655 (1999).
- [61] A. S. Nygmatulin, A. A. Varlamov, D. V. Livanov, G. Balestrino, et E. Milani. *Phys. Rev. B* **53**, 3557 (1996).
- [62] A. I. Larkin et A. A. Varlamov. *The Physics of Superconductors*, volume 1, chapter 3, 95. Springer (2003).
- [63] A. M. Gulian. *Phys. Lett. A* **200**, 201 (1995).
- [64] S. K. Yip. *Phys. Rev. B* **41**, 2612 (1990).
- [65] C. J. Lobb. *Phys. Rev. B* **36**, 3930 (1987).
- [66] P. W. Anderson. *Phys. Rev.* **110**, 827 (1958).
- [67] R. V. Carlson et A. M. Goldman. *Phys. Rev. Lett.* **31**, 880 (1973).
- [68] R. V. Carlson et A. M. Goldman. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 11 (1975).
- [69] Y. Ohashi et S. Takada. *Phys. Rev. B* **62**, 5971 (2000).
- [70] Sergei G. Sharapov et Hans Beck. *Phys. Rev. B* **65**, 134516 (2002).
- [71] Gary A. Williams. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 197003 (2004).
- [72] J. S. Langer et Michael E. Fisher. *Phys. Rev. Lett.* **19**, 560 (1967).
- [73] Gary A. Williams. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1926 (1987).
- [74] Subodh R. Shenoy. *Phys. Rev. B* **40**, 5056 (1989).
- [75] Subodh R. Shenoy. *Phys. Rev. B* **42**, 8595 (1990).
- [76] Biplab Chattopadhyay, Mangal C. Mahato, et Subodh R. Shenoy. *Phys. Rev. B* **47**, 15159 (1993).
- [77] Gary A. Williams. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2054 (1992).
- [78] Gary A. Williams. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 392 (1993).
- [79] Gary A. Williams. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1201 (1999).
- [80] N. D. Mermin et H. Wagner. *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1996).
- [81] J. M. Kosterlitz et D. J. Thouless. *J. Phys. C* **5**, L124 (1972).
- [82] J. M. Kosterlitz et D. J. Thouless. *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
- [83] J. Pearl. *App. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
- [84] M. R. Beasley, J. E. Mooij, et T. P. Orlando. *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1165 (1979).
- [85] David R. Nelson et J. M. Kosterlitz. *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1201 (1977).

- [86] Petter Minnhagen. *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1001 (1987).
- [87] J. M. Kosterlitz. *J. Phys. C* **7**, 1046 (1974).
- [88] B. I. Halperin et D. R. Nelson. *J. Low Temp. Phys* **36**, 599 (1979).
- [89] B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J. Lesueur, et J. P. Contour. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
- [90] M. R. Cimberle, C. Ferdeghini, E. Giannini, D. Marré, M. Putti, A. Siri, F. Federici, et A. Varlamov. *Phys. Rev. B* **55**, R14 745 (1997).
- [91] Petter Minnhagen et Peter Olsson. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1039 (1991).
- [92] Stephen W. Pierson. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2496 (1994).
- [93] Stephen W. Pierson. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4674 (1995).
- [94] Biplab Chattopadhyay et Subodh R. Shenoy. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 400 (1994).
- [95] Subodh R. Shenoy et Biplab Chattopadhyay. *Phys. Rev. B* **51**, 9129 (1995).
- [96] K. D. Osborn, D. J. Van Harlingen, Vivek Aji, Nigel Goldenfeld, S. Oh, et J. N. Eckstein. *Phys. Rev. B* **68**, 144516 (2003).
- [97] T. E. Faber. *Fluid Dynamics for Physicists*. Cambridge University Press, (1995).
- [98] A. M. Kadin, K. Epstein, et A. M. Goldman. *Phys. Rev. B* **27**, 6691 (1983).
- [99] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, D. R. Nelson, et E. D. Siggia. *Phys. Rev. Lett.* **40**, 780 (1978).
- [100] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, D. R. Nelson, et E. D. Siggia. *Phys. Rev. B* **21**, 1806 (1980).
- [101] Petter Minnhagen, Olof Westmana, Anna Jonsson, et Peter Olsson. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3672 (1995).
- [102] Kenneth Holmlund et Petter Minnhagen. *Phys. Rev. B* **54**, 523 (1996).
- [103] V. Persico, V. Cataudella, F. Fontana, et P. Minnhagen. *Physica C* **260**, 41 (1996).
- [104] A. F. Hebard et A. T. Fiory. *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1603 (1983).
- [105] Petter Minnhagen et Peter Olsson. *Phys. Rev. B* **45**, 10557 (1992).
- [106] Petter Minnhagen. *Phys. Rev. B* **27**, 2807 (1983).
- [107] S. Sujani, Biplab Chattopadhyay, et Subodh R. Shenoy. *Phys. Rev. B* **50**, 16668 (1994).
- [108] Henrik Jeldtoft Jensen et Petter Minnhagen. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1630 (1991).
- [109] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, et V. M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [110] Kateryna Medvedyeva, Beom Jun Kim, et Petter Minnhagen. *Phys. Rev. B* **62**, 14531 (2000).
- [111] Petter Minnhagen, Beom Jun Kim, et Andreas Grönlund. *Phys. Rev. B* **69**, 064515 (2004).

- [112] R.W. Hill, Cyril Proust, Louis Taillefer, P. Fournier, et R.L. Greene. *Nature* **414**, 711 (2001).
- [113] E. Wang, J.-M. Tarascon, L. H. Greene, G. W. Hull, et W. R. McKinnon. *Phys. Rev. B* **41**, 6582 (1990).
- [114] G. Riou, P. Richard, S. Jandl, M. Poirier, P. Fournier, V. Nekvasil, S. N. Barilo, et L. A. Kurnevich. *Phys. Rev. B* **69**(2), 024511 (2004).
- [115] P. Richard, M. Poirier, S. Jandl, et P. Fournier. *Phys. Rev. B* **72**(18), 184514 (2005).
- [116] P. Richard, G. Riou, I. Hetel, S. Jandl, M. Poirier, et P. Fournier. *Phys. Rev. B* **70**(6), 064513 (2004).
- [117] P. Larsson, B. Nilsson, et Z. G. Ivanov. *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 25 (2000).
- [118] Douglas Robert Strachan. *The Superconducting Transition of YBCO*. Thèse de Doctorat, University of Maryland, (2002).
- [119] M.F. Smith, Johnpierre Paglione, M.B. Walker, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **71**, 014506 (2005).
- [120] Neil W. Ashcroft et N. David Mermin. *Solid State Physics*. Saunders College Publishing, (1976).
- [121] M. C. Sullivan, T. Frederiksen, J. M. Repaci, D. R. Strachan, R. A. Ott, et C. J. Lobb. *Phys. Rev. B* **70**, 140503 (2004).
- [122] M. C. Sullivan, D. R. Strachan, T. Frederiksen, R. A. Ott, et C. J. Lobb. *cond-mat/0505334* (2005).
- [123] Y. Dagan, M. C. Barr, W. M. Fisher, R. Beck, T. Dhakal, A. Biswas, et R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057005 (2005).
- [124] Y. Dagan, M. M. Qazilbash, et R. L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 187003 (2005).
- [125] Scott Kirkpatrick. *Rev. Mod. Phys.* **574**, 45 (1973).
- [126] J. M. Repaci, C. Kwon, Qi Li, Xiuguang Jiang, T. Venkatesan, R. E. Glover III, C. J. Lobb, et R. S. Newrock. *Phys. Rev. B* **54**, 9674 (1996).
- [127] D. R. Strachan, M. C. Sullivan, P. Fournier, S. P. Pai, T. Venkatesan, et C. J. Lobb. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 067007 (2001).
- [128] R. P. Champion, P. J. King, K. A. Benedict, R. M. Bowley, P. S. Czerwinka, S. Misat, et S. M. Morley. *Phys. Rev. B* **61**, 6387 (2000).
- [129] G. Nakielski, D. Görlitz, Chr. Stodte, M. Welters, A. Krämer, et J. Kötzler. *Phys. Rev. B* **55**, 6077 (1997).
- [130] Vivek Aji et Nigel Goldenfeld. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197003 (2001).
- [131] R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, et M. P. A. Fisher. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1511 (1989).
- [132] Flavio S. Nogueira et Dirk Manske. *Phys. Rev. B* **72**, 014541 (2005).

- [133] P. Fournier et R. L. Greene. *Phys. Rev. B* **68**(9), 094507 (2003).
- [134] P. Fournier, J. Higgins, H. Balci, E. Maiser, C. J. Lobb, et R. L. Greene. *Phys. Rev. B* **62**(18), R11993 (2000).
- [135] Tsuyoshi Sekitani, Michio Naito, et Noboru Miura. *Phys. Rev. B* **67**, 174503 (2003).
- [136] E. Maiser, P. Fournier, J.-L. Peng, F. M. Araujo-Moreira, T. Venkatesan, R. L. Greene, et G. Czjzek. *Physica C* **297**, 15 (1998).
- [137] S. Lefebvre, P. Wzietek, S. Brown, C. Bourbonnais, D. Jérôme, C. Mézière, M. Fourmigué, et P. Batail. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5420 (2000).