



**HAL**  
open science

# Couplage interplan dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : effet du désordre et du champ magnétique

Panayotis Spathis

► **To cite this version:**

Panayotis Spathis. Couplage interplan dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : effet du désordre et du champ magnétique. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Ecole Polytechnique X, 2006. Français. NNT: . tel-00465554

**HAL Id: tel-00465554**

**<https://pastel.hal.science/tel-00465554>**

Submitted on 19 Mar 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité

**PHYSIQUE**

Présentée par

**Panayotis SPATHIS**

Pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Sujet de la thèse :

**Couplage interplan dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  :  
effet du désordre et du champ magnétique**

Jury de thèse proposé :

Gianni Blatter	Examineur
Marc Gabay	Examineur
Hélène Raffy	Rapporteur
C. J. van der Beek	Directeur
Dirk van der Marel	Rapporteur



# Introduction

Les supraconducteurs à haute température critique présentent une structure lamellaire constituée d'empilements de plans  $\text{CuO}_2$  séparés par des barrières isolantes. Dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , le transport des charges entre les plans  $\text{CuO}_2$  varie fortement en fonction du dopage. Plus le dopage diminue, plus faible est la délocalisation des bandes de conduction perpendiculairement aux plans  $\text{CuO}_2$ . Dans les échantillons sous-dopés que nous avons étudiés ( $T_c \approx 65$  K), il est établi que dans l'état supraconducteur, le transport des paires de Cooper est réalisé par effet Josephson. Ceci explique l'apparition, dans l'état supraconducteur, de la Résonance Plasma Josephson, excitation collective des paires de Cooper entre les plans dont la fréquence est plus basse que celle du gap supraconducteur. Par conséquent, nous disposons dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , et dans tous les cuprates anisotropes, d'un outil de mesure permettant de sonder localement et dans tout le volume de l'échantillon le couplage du condensat supraconducteur entre les plans supraconducteurs. Cette technique nous a permis d'explorer deux axes de recherche.

Une partie de cette thèse a consisté à étudier l'effet du désordre contrôlé sur les propriétés supraconductrices du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Cette étude fait suite aux expériences de microscopie à effet tunnel à balayage effectuées dans les groupes de J.C. Davis et A. Kapitulnik qui ont montré que les propriétés électroniques du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sont fortement inhomogènes et reliées au désordre cristallin. L'accélérateur Van der Graaff du Laboratoire des Solides Irradiés nous a permis de varier la quantité de désordre de façon contrôlée par irradiation avec des électrons à haute énergie (2.5 MeV). Les défauts cristallins ainsi créés sont répartis de façon aléatoire dans tous l'échantillon. La résonance plasma nous a permis de sonder leur influence sur le couplage interplan.

Dans une seconde partie, nous avons étudié les propriétés de l'état mixte du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement aux plans, pour de faibles inductions, il forme un réseau de lignes de flux quantifié ou vortex. La nature lamellaire de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  fait que les vortex créés sont des empilement de dipôles magnétiques en faible interaction. Les constantes élastiques du réseau de vortex sont très faibles. Il est maintenant établi qu'au sein de la phase mixte la phase solide de vortex se transforme en liquide de vortex par une transition de phase du premier ordre. En revanche, lorsque le champ magnétique est appliqué parallèlement aux plans  $\text{CuO}_2$ , une partie des supracourants sont créés par effet Josephson. Les vortex ainsi créés sont qualifiés de vortex Josephson et leur cœur est situé deux plans  $\text{CuO}_2$ . Nous avons cherché à comprendre quelle était leur interaction avec les vortex d'Abrikosov. Là encore, puisque les vortex fixent la distribution spatiale de la phase supraconductrice, la résonance plasma Josephson est un outil de choix car il est sensible à la différence de phase entre les plans supraconducteurs.

Le premier chapitre, introductif, rappelle les aspects essentiels de la supraconductivité. Il tente de mettre l'accent sur le caractère lamellaire des cuprates. Vient ensuite un chapitre expérimental qui présente la technique de perturbation de cavité résonante. Les deux derniers chapitres traitent respectivement de l'effet de l'irradiation aux électrons à haute énergie et de l'effet d'un champ magnétique oblique sur la cohérence de phase.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	La supraconductivité . . . . .	1
1.2	Définition générale de la longueur de pénétration . . . . .	2
1.3	Modèle de London . . . . .	3
1.4	Longueur de Pippard . . . . .	4
1.5	Théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau . . . . .	5
1.6	Effet Josephson . . . . .	6
1.7	Les supraconducteurs à haute température critique . . . . .	7
1.8	Densité superfluide . . . . .	10
1.9	Théorie du couplage interplan . . . . .	13
1.9.1	Modèle BCS et anisotropie de la matrice de tunneling . . . . .	14
1.9.2	Description lamellaire des cuprates . . . . .	15
1.9.2.1	Le modèle d'Ambegaokar-Baratoff . . . . .	15
1.9.2.2	Approche de type BCS <i>d</i> -wave avec un effet Josephson cohérent. . . . .	16
1.9.2.3	Approche de type BCS <i>d</i> -wave avec un couplage par saut. . . . .	17
1.10	Modèle de Lawrence et Doniach . . . . .	18
1.11	Vortex dans les supraconducteurs . . . . .	18
1.11.1	Le fluxoïde . . . . .	18
1.11.2	Vortex . . . . .	19
1.11.2.1	Réseau de vortex . . . . .	20
1.11.2.2	Notion de 'pancake' . . . . .	21
1.11.2.3	Effet des pancakes sur le courant critique Josephson . . . . .	21
1.11.3	Jonction Josephson en présence de champ magnétique . . . . .	22
1.11.3.1	Définition de la phase supraconductrice invariante de jauge . . . . .	22
1.11.3.2	Approche classique : équation de Ferrel-Prange . . . . .	23
1.11.3.3	Jonction étroite . . . . .	24
1.11.3.4	Jonction longue . . . . .	25
1.11.3.5	Evolution entre un vortex d'Abrikosov et un vortex Josephson . . . . .	25
1.11.4	Vortex Josephson dans les SHTc . . . . .	26
1.11.4.1	Vortex Josephson en présence d'un empilement de couches supraconductrices . . . . .	26
1.11.4.2	Réseau de vortex Josephson . . . . .	30
1.12	Oscillation du plasmon Josephson. . . . .	31
1.12.1	Oscillation plasma dans un gaz d'électrons libres . . . . .	31
1.12.2	Résonance plasma de paires de Cooper . . . . .	32
1.12.3	Résonance plasma dans les supraconducteurs à haute température critique . . . . .	32
1.12.3.1	Approche classique . . . . .	32
1.12.3.2	Expression usuelle . . . . .	34
1.12.4	Effet des pancakes sur la RPJ . . . . .	35
1.12.4.1	Expression générale . . . . .	35
1.12.4.2	Phase solide . . . . .	35
1.12.4.3	Phase liquide . . . . .	36

<b>2</b>	<b>Partie expérimentale</b>	<b>39</b>
2.1	Technique de perturbation de cavité électromagnétique résonante . . . . .	39
2.1.1	Généralités . . . . .	39
2.1.2	Paramètres physiques accessibles. . . . .	39
2.1.3	Grandeurs mesurées. . . . .	39
2.1.3.1	Régime d'épaisseur de peau. . . . .	40
2.1.3.2	Régime de dépolarisation . . . . .	41
2.2	Caractérisation des cavités hyperfréquences . . . . .	42
2.2.1	Modes propres utilisés . . . . .	43
2.2.2	Couplage . . . . .	45
2.3	Circuit de mesure et champ magnétique . . . . .	46
2.3.1	Procédure de calibration (correction) . . . . .	48
2.3.2	Procédure d'ajustement . . . . .	51
2.4	Echantillon . . . . .	52
2.5	Ordre de grandeur et erreurs expérimentales . . . . .	52
2.6	Régime de dépolarisation et régime d'épaisseur de peau . . . . .	57
2.7	Technique bolométrique . . . . .	61
<b>3</b>	<b>Effet du désordre sur la supraconductivité dans <math>\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}</math></b>	<b>63</b>
3.1	Effet du désordre dans les supraconducteurs à haute température critique . . . . .	63
3.2	Effet de la substitution et de l'irradiation . . . . .	65
3.2.1	Substitution . . . . .	65
3.2.2	Effet de l'irradiation . . . . .	66
3.3	Qu'apporte la RPJ? . . . . .	66
3.4	Désordre : généralités . . . . .	67
3.4.1	Approche thermodynamique pour une symétrie $s$ -wave . . . . .	68
3.4.1.1	Impuretés non-magnétiques et théorème d'Anderson . . . . .	68
3.4.1.2	Impuretés magnétiques et théorie d'Abrikosov Gor'kov . . . . .	69
3.4.2	Approche locale pour une symétrie $s$ -wave . . . . .	70
3.4.3	Extension au cas d'une symétrie $d$ -wave . . . . .	71
3.5	Effet du désordre sur le couplage interplan . . . . .	73
3.5.1	Effet du temps de vie fini des quasiparticules . . . . .	73
3.5.2	Effet des impuretés dans les plans sur l'effet tunnel suivant l'axe $c$ . . . . .	74
3.5.3	Effet des impuretés des plans réservoirs sur le hopping incohérent : le modèle IAH . . . . .	74
3.5.4	Modèle alternatif : les fluctuations de phase . . . . .	76
3.6	Etude expérimentale . . . . .	77
3.6.1	Irradiation . . . . .	77
3.6.2	Résultats . . . . .	78
3.6.2.1	Baisse de la température critique . . . . .	78
3.6.2.2	Mesure en cavités résonantes . . . . .	79
3.6.2.3	Mesure $f_p(T)$ à l'aide de la technique bolométrique et variation de $f_p(0)$ . . . . .	81
3.6.3	Présentations des résultats . . . . .	86
3.6.3.1	Tracé simple . . . . .	86
3.6.3.2	Déduction de la densité suprafluide suivant l'axe $c$ . . . . .	87
3.6.3.3	Comparaison avec la littérature . . . . .	88
3.6.3.4	Hypothèse BCS : pair-breaking . . . . .	89
3.6.4	Interprétations possibles . . . . .	91
3.6.4.1	Hypothèse de la matrice de transfert anisotrope . . . . .	91
3.6.4.2	Effet du temps de vie fini des quasiparticules sur le couplage direct . . . . .	91
3.6.4.3	Effet du temps de vie fini sur le couplage cohérent par effet Josephson . . . . .	92
3.6.4.4	Effet des impuretés entre les plans (IAH) . . . . .	93
3.6.4.5	Evolution de $J_J(0)$ . . . . .	93

3.6.4.6	Approche des fluctuations de phase . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Structure du liquide de vortex en présence de champ oblique</b>	<b>95</b>
4.1	Introduction . . . . .	95
4.1.1	Effet d'un champ parallèle - loi d'échelle anisotrope. . . . .	96
4.1.2	Déviations par rapport à l'approche anisotrope . . . . .	96
4.1.3	Cas d'un réseau dense de vortex Josephson en présence d'une faible densité de pancakes . . . . .	98
4.1.4	Réseaux croisés et chaîne de pancakes . . . . .	100
4.1.5	Effet d'une composante parallèle dans le cadre de l'expansion haute température	103
4.1.6	Résonance Plasma Josephson en présence de champ parallèle . . . . .	104
4.1.7	Objectif des mesures . . . . .	107
4.2	Résultats expérimentaux . . . . .	107
4.2.1	Choix des échantillons . . . . .	107
4.2.2	Caractérisation par magnétométrie locale . . . . .	109
4.2.2.1	Magnéto-optique . . . . .	109
4.2.2.2	Susceptibilité à l'aide de sondes à effet Hall . . . . .	111
4.2.3	Résonance de plasma Josephson en champ magnétique nul . . . . .	114
4.2.4	Conclusion de la caractérisation . . . . .	116
4.2.5	Résonance plasma en présence de champ magnétique perpendiculaire aux couches supraconductrices . . . . .	117
4.3	Résonance Plasma Josephson en champ oblique . . . . .	120
4.3.1	Principe des mesures . . . . .	120
4.3.2	Résultats . . . . .	121
4.3.3	Cas où $H_{\perp} = 0$ . . . . .	122
4.3.4	Evolution du champ résonant . . . . .	122
4.3.5	Discussion des résultats . . . . .	124
4.3.6	Extension au cas du liquide de vortex . . . . .	128
4.4	Interprétation et discussion . . . . .	131
4.4.1	Hypothèses nécessaires . . . . .	131
4.4.2	Résonance plasma Josephson en présence de vortex Josephson . . . . .	132
4.4.3	Possible transition de phase . . . . .	135
4.5	Conclusions . . . . .	136



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 La supraconductivité

La supraconductivité a été découverte dans le mercure en 1911 par M.G. Holst et H. Kamerlingh Onnes qui observent que la résistance du composé s'annule brusquement en dessous d'une température qualifiée de température critique ( $T_c$ ). Kamerlingh Onnes introduit alors la notion de « supraconductivité » : « A 4.2 K, le mercure entre dans un nouvel état qui, à cause de ses propriétés électroniques particulières, doit être appelé état de supraconductivité ».

En 1933, les expériences de Meissner et Ochsenfeld [1] montrent que lorsqu'un composé devient supraconducteur, le flux magnétique est repoussé en dehors de l'échantillon, c'est-à-dire qu'il présente un diamagnétisme parfait pour des champs magnétiques suffisamment faibles. Cet effet ne peut être prédit à partir des équations de Maxwell seules en admettant que la conductivité soit infinie.

Du point de vue théorique, une grande avancée est réalisée par les frères London qui proposent une description phénoménologique permettant d'expliquer de nombreuses observations expérimentales comme l'effet Meissner. Suivant une approche phénoménologique, Ginzburg et Landau proposent de décrire la transition de phase entre l'état normal et l'état supraconducteur dans le cadre de la théorie de Landau des transitions de phase. Le paramètre d'ordre choisi est la fonction d'onde quantique macroscopique décrivant les électrons condensés dans un fluide sans friction.

En 1957, Cooper [2] remarque que la surface de Fermi du gaz d'électrons devient instable en présence d'une attraction positive entre électrons, aussi faible soit-elle. Cette idée fondatrice permet le développement de la théorie microscopique de Bardeen, Cooper, Schrieffer (BCS) qui prouve que l'état fondamental supraconducteur est constitué de paires d'électrons, depuis appelées paires de Cooper. Cette théorie permet de comprendre que l'énergie de liaison qui provoque l'appariement de paires de Cooper, sépare les états excités de l'état fondamental par une bande interdite ou gap d'énergie. En particulier, elle relie les paramètres phénoménologiques de la théorie de Ginzburg et Landau à des paramètres microscopiques et vérifie ainsi leur pertinence. Par exemple, la théorie BCS permet d'estimer le critère de Ginzburg, critère qui vérifie la validité de l'application du champ moyen, à la fois pour le développement de Ginzburg et Landau, mais aussi pour l'approche BCS elle-même. Le fait que ce critère soit satisfait jusqu'à des températures très proches de  $T_c$  justifie à posteriori les théories de London et de Ginzburg Landau.

La découverte que dans certains alliages, la température critique est proportionnelle à  $1/m^{1/2}$  où  $m$  est la masse ionique de l'ion substitué dans un des sous-réseaux (effet isotopique [3]), permet à Frohlich de proposer que le mécanisme responsable de l'appariement des électrons au sein d'une paires de Cooper est dû à l'interaction des électrons avec les phonons [4]. Bardeen, Cooper et

Shrieffer, en incorporant ce mécanisme dans leur modèle parviennent à expliquer quantitativement la plupart des observations expérimentales sur les supraconducteurs connus à l'époque. L'énergie de liaison ne peut s'exprimer en perturbation du potentiel d'interaction, ce qui montre que le point de départ de cette théorie ne pouvait être déduit simplement du formalisme du liquide de Fermi.

En 1986, la découverte de la supraconductivité à 30 K dans BaLaCaO par Bednorz et Müller [5] permet l'étude de nombreux composés dont les températures critiques sont particulièrement élevées. Les premières observations expérimentales semblaient mettre en défaut la théorie BCS avec un appariement médié par les électrons. Cependant force est de constater que ce modèle, moyennant quelques modifications, permet d'expliquer de nombreuses propriétés 'anormales' de ces nouveaux supraconducteurs comme nous le verrons par la suite.

Il existe plusieurs paramètres physiques fondamentaux pour décrire la supraconductivité. Puisque dans cette thèse, nous sommes plus particulièrement intéressés aux propriétés supraconductrices en présence de champs électro-magnétiques, nous introduisons les concepts importants à cet effet.

## 1.2 Définition générale de la longueur de pénétration

Un supraconducteur présente, à bas champ, un état diamagnétique parfait [1]. Afin de décrire les propriétés d'écrantage du supraconducteur, on introduit une longueur caractéristique  $\lambda$  décrivant la distance sur laquelle le champ magnétique décroît au sein du supraconducteur. Pour un champ magnétique statique  $B(0)$  appliqué sur une interface entre le vide et un supraconducteur, cette longueur de pénétration  $\lambda$  peut être définie comme [6]

$$\lambda = \frac{1}{B(0)} \int_0^\infty B(r) dr, \quad (1.1)$$

où  $r$  représente la distance entre un point du supraconducteur à l'interface ( $r = 0$ ). La réponse d'un supraconducteur au champ magnétique est définie par la valeur d'expectation de l'opérateur densité de supercourant. Dans l'espace des phases [6]

$$\vec{J}(\vec{k}) = -\frac{c}{4\pi} Q(\vec{k}) \vec{A}(\vec{k}), \quad (1.2)$$

avec  $\vec{A}$  le potentiel vecteur. Dans le cas le plus général,  $Q$  est un tenseur et dépend de la fréquence. Ici, on simplifiera au cas isotrope et statique. Dans l'espace réel,

$$\vec{J}(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi} \int Q(\vec{r} - \vec{r}') \vec{A}(\vec{r}') d^3 r'.$$

Dans le cas considéré par Shrieffer [7] où les porteurs sont réfléchis aux interfaces avec la zone normale par une réflexion spéculaire (par opposition à un processus diffusif), on a

$$B(r) = \frac{2B(0)}{\pi} \int_0^\infty \frac{k \sin(kr)}{Q(k) + k^2} dk. \quad (1.3)$$

En combinant les expressions (1.1) et (1.3), la longueur de pénétration [6]

$$\lambda = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{k \sin(kr)}{Q(k) + k^2} dr dk = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dk}{Q(k) + k^2}. \quad (1.4)$$

Cette dernière expression est valide dans le cas général. La forme du noyau  $Q(k)$  dépend du modèle utilisé.

### 1.3 Modèle de London

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué à un supraconducteur initialement placé en champ magnétique nul, le champ magnétique varie temporellement ; suivant l'équation de Maxwell,  $\nabla \wedge E = -\frac{1}{c}\partial B/\partial t$ , la variation induite du champ magnétique produit un champ électrique. Dans un métal normal, ce champ génère des courants de Foucault. En revanche, dans un supraconducteur, le champ  $\vec{E}$  donne naissance à des courants permanents. Ces courants créent un champ magnétique qui s'oppose au champ extérieur appliqué. Si le champ extérieur est faible, le flux est totalement écranté du cœur du supraconducteur : il s'agit du diamagnétisme parfait. L'équation de mouvement des porteurs de charges de masse  $m$  et de charge  $-e$  dans un champ électrique est

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -e\vec{E},$$

où  $\vec{v}_s$  est la vitesse des porteurs superfluides. La densité de courant ainsi créée vaut

$$\vec{J}_s = -en_s\vec{v}_s,$$

où  $n_s$  est la densité *locale* de porteurs dans l'état supraconducteur. En combinant les deux équations précédentes

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{E}.$$

Il s'agit de la première équation de London. En appliquant le rotationnel

$$\frac{m}{n_s e^2} (\nabla \wedge \frac{d\vec{J}_s}{dt}) = \nabla \wedge \vec{E},$$

on a, avec l'équation de Maxwell,

$$\frac{mc}{n_s e^2} (\nabla \wedge \frac{d\vec{J}_s}{dt}) + \frac{d\vec{B}}{dt} = 0.$$

En intégrant par rapport au temps, on obtient la seconde équation de London

$$\frac{mc}{n_s e^2} (\nabla \wedge \vec{J}_s) + \vec{B} = 0$$

qui décrit l'effet Meissner [8].

La loi d'Ampère reliant la densité de courant au champ magnétique  $\vec{J}_s = \frac{c}{4\pi} (\nabla \wedge \vec{B})$  donne

$$\lambda_L^2 \nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{B}) + \vec{B} = 0, \quad (1.5)$$

où

$$\frac{1}{\lambda_L^2} \equiv \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2}. \quad (1.6)$$

$\lambda_L$  est la longueur de pénétration London et  $\lambda_L^{-2}$  est proportionnel à la densité superfluide  $n_s$ . L'équation (1.5) montre qu'à l'interface entre une zone normale où le champ magnétique vaut  $\vec{B}(0)$  et un supraconducteur, le champ magnétique décroît exponentiellement dans le supraconducteur avec la longueur caractéristique  $\lambda_L$ .  $\lambda_L$  témoigne donc de l'incapacité d'un supraconducteur d'écranter complètement le champ magnétique à l'interface avec une zone normale.

La seconde équation de London peut être exprimée à l'aide de la relation  $\vec{B} = \nabla \wedge \vec{A}$  pour donner

$$\frac{4\pi\lambda_L^2}{c} (\nabla \wedge \vec{J}_s) + \nabla \wedge \vec{A} = 0.$$

La solution  $\vec{J}_s$  de cette équation est

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{A}(\vec{r}). \quad (1.7)$$

Dans l'espace de Fourier, on obtient

$$J_s(\vec{k}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} A(\vec{k}).$$

En comparant cette équation avec la forme (1.2), on voit que dans l'approche de London, le noyau  $Q(k)$  est  $Q_L(k) = \frac{1}{\lambda_L^2}$ . Par conséquent,  $Q_L$  est indépendant de l'espace : l'approche de London est une théorie *locale* et  $\vec{J}_s(\vec{r})$  ne dépend que de la valeur de  $\vec{A}$  en ce point.

Afin de prendre en compte l'effet de la température, il est possible d'utiliser l'approche de Gorter et Casimir [9]. Dans ce modèle, le nombre de porteurs total  $n$  est séparé en une partie normale,  $n_n$  et des porteurs à l'état supraconducteur,  $n_s$ . A température nulle,  $n = n_s$  et  $n_n = 0$ . Au delà de la température critique,  $n = n_n$  et  $n_s = 0$ . Gorter et Casimir [9] ont montré que l'approximation  $n_s(T) = n[1 - (T/T_c)^4]$  est valide tout particulièrement pour des températures proches de  $T_c$ . Cela permet d'obtenir la dépendance en température

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{[1 - (T/T_c)^4]^{1/2}}.$$

## 1.4 Longueur de Pippard

Les équations de London sont une théorie locale. Des écarts avec les résultats expérimentaux ont amené Pippard à introduire des effets non locaux dans les équations de London. Notamment, le courant  $J(r)$  dépend de la valeur du potentiel vecteur dans tous les points d'une zone de rayon

$$\xi_0 \approx \frac{\hbar v_F}{k_B T_c},$$

où  $v_F$  est la vitesse de Fermi. Cette équation peut être interprétée en utilisant le principe d'incertitude : une paire de Cooper (avec une énergie de liaison  $\sim k_B T_c$ ) ne peut être localisée plus précisément que dans un rayon  $\xi_0$ . Pippard [10] propose de relier  $\vec{J}_s$  à  $\vec{A}$  comme

$$\vec{J}_s(r) = -\frac{3c}{\xi_0} \left(\frac{1}{4\pi\lambda_L}\right)^2 \int \frac{\vec{R}[\vec{R} \cdot \vec{A}(r')]}{R^4} \exp(-R/\xi) d^3 r'. \quad (1.8)$$

Ici,  $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$  et  $\xi$  est la distance caractéristique sur laquelle la variation de  $A(r)$  doit être prise en compte.

Dans cette expression, Pippard distingue la longueur de cohérence  $\xi$  en présence d'impuretés du cas pur  $\xi_0$ . En effet,  $l/\xi_0$ , rapport entre le libre parcours moyen des quasiparticules à l'état normal et la longueur de cohérence, caractérise la pureté du matériau. L'échantillon est dans la limite propre lorsque  $l/\xi_0 \gg 1$  et sale lorsque  $l/\xi_0 \ll 1$ . En présence d'impuretés, il faut considérer la longueur de cohérence effective  $\xi$  qui dépend du libre parcours moyen comme

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l}.$$

Lorsque  $l$  diminue,  $\xi$  diminue aussi et dans la limite sale  $\xi = l$ . Dans la limite propre  $\xi = \xi_0$  et la longueur de pénétration  $\lambda$  est égale à celle de London,  $\lambda = \lambda_L$ .

En reliant la relation (1.8) à (1.2), et pour  $k\xi \gg 1$

$$Q_P(k) = \frac{\xi}{\xi_0\lambda_L^2} \left( \frac{3c}{2(k\xi)^3} [(1 + k^2\xi^2) \arctan(k\xi) - k\xi] \right).$$

$Q_P(k)$  est toujours plus petit que le noyau London  $Q_L(k)$ . Par conséquent, en utilisant la relation (1.4), la longueur  $\lambda$  est toujours plus grande que  $\lambda_L$

$$\lambda = \lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}} \geq \lambda_L. \quad (1.9)$$

Pour le cas  $\xi \ll l$  (c'est-à-dire  $\xi \simeq \xi_0 \ll l$ )

$$\lambda = \lambda_L ,$$

tandis que dans le cas  $\xi \gg \lambda$

$$\lambda = \left( \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \xi_0 \lambda_L^2 \right)^{1/3} .$$

Le modèle de London correspond donc au cas où la longueur de cohérence peut être considérée comme nulle,  $\xi_0 \rightarrow 0$ ; la densité superfluide saute directement à sa valeur maximale à l'interface entre la zone normale et la zone supraconductrice. Par conséquent, le champ magnétique n'est écranté de manière exponentielle dans un supraconducteur réel que si  $\lambda_L \gg \xi_0$ . Dans un supraconducteur tel que  $\lambda_L \ll \xi$ , on ne peut pas utiliser les équations de London pour décrire la pénétration du flux. En revanche, on verra que dans les supraconducteurs à haute température critique (SHTc), la longueur de cohérence est très petite. Par conséquent, ces matériaux sont dans la limite propre en général et la théorie de London donne souvent de très bonnes approximations.

## 1.5 Théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau

Ginzburg et Landau [11] proposent de décrire la transition supraconductrice à l'aide de la théorie phénoménologique de Landau.

Puisque la transition supraconductrice est du second ordre, le paramètre d'ordre  $\psi$  caractérisant la brisure de symétrie est petit proche de la transition.  $|\psi|^2$  représente la densité d'électrons dans le superfluide. La fonctionnelle de l'énergie libre de l'état supraconducteur,  $F_s$ , peut être développée en puissances de  $\psi$

$$F_s = F_n + a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 + \dots , \quad (1.10)$$

où  $F_n$  est l'énergie libre de l'état normal en champ nul. Le paramètre  $a$  change de signe à la transition critique, ce qui permet de supposer qu'au premier ordre,  $a = a'(T - T_c)$ , où  $a'$  est strictement positif. Par ailleurs,  $b$  doit être positif afin qu'une solution stable  $|\psi| = |\psi_\infty| = -a/b$  minimisant la fonctionnelle puisse exister, tout en gardant  $|\psi_\infty|$  petit. En faisant le lien avec le modèle de London,  $|\psi_\infty|^2 = n_s$ . Cependant, contrairement au modèle de London, le paramètre d'ordre peut varier dans l'espace. En l'absence de champ extérieur, puisqu'il doit être constant à l'équilibre, Ginzburg et Landau rajoutent un terme  $c|\nabla\psi|^2$  qui tend à supprimer les variations spatiales de  $\psi$  (il s'agit d'un terme de rigidité). Par analogie avec l'énergie cinétique du condensat, ce terme s'écrit

$$\frac{1}{2m^*} | -i\hbar\nabla\psi |^2 . \quad (1.11)$$

$\psi$  est une fonction d'onde macroscopique des électrons supraconducteurs dont la masse effective est donnée par  $m^*$ . Puisque la fonctionnelle de l'énergie libre doit être invariante par les opérations de symétrie de la phase désordonnée, elle doit posséder la propriété d'invariance de jauge. Pour une transformation de jauge, le potentiel vecteur  $A$  se transforme comme

$$A(r) \longrightarrow A(r) + \nabla\chi(r) . \quad (1.12)$$

Par analogie avec la fonction d'onde décrivant une particule de masse  $m^*$ , la transformation de jauge impose alors [12]

$$\psi(r) \longrightarrow \psi \exp \left( -i \frac{e^*}{\hbar c} \chi(r) \right) , \quad (1.13)$$

où  $e^*$  est la charge de la particule. Dans ce cas, le terme (1.11) se réécrit comme

$$\frac{1}{2m^*} \left| -i\hbar\nabla\psi + \frac{e^*A}{c} \right|^2 . \quad (1.14)$$

En rajoutant ce terme, le développement de Ginzburg-Landau en présence de champ magnétique extérieur devient

$$F_s = F_n + \int d^3r \left[ a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| (-i\hbar\nabla + \frac{e^*\mathbf{A}}{c})\psi \right|^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right]. \quad (1.15)$$

Afin de trouver l'état fondamental qui caractérise la phase supraconductrice, la fonctionnelle est minimisée par rapport au paramètre d'ordre et au potentiel vecteur. Ces deux équations permettent de définir deux longueurs caractérisant les variations spatiales du paramètre d'ordre et du potentiel vecteur

$$\xi_{GL} = \left( \frac{\hbar^2}{2m^*|a|} \right)^{1/2}, \quad (1.16)$$

$$\lambda_{GL} = \left( \frac{m^*}{(e^*)^2|\psi_\infty|^2} \right)^{1/2}. \quad (1.17)$$

Ces deux longueurs divergent comme  $(T - T_c)^{-1/2}$  près de la température critique mais le rapport  $\kappa = \lambda/\xi$  appelé critère de Ginzburg-Landau reste pratiquement constant sur toute la gamme de température. Lorsque  $\xi \rightarrow 0$  (ou  $\xi \ll \lambda$ ), le développement de Ginzburg Landau se réduit à la théorie de London et  $|\Psi|$  ne varie pas spatialement. La fonctionnelle résultante ne dépend plus que des énergies cinétiques associées aux courants supraconducteurs et à l'énergie associée au champ magnétique [13]

$$F_L = \frac{1}{8\pi} \int d^3r [B^2 + \lambda_L^2 (\nabla \wedge B)^2], \quad (1.18)$$

$\lambda_L$  étant donnée par l'expression (1.6). En revanche, il faut rajouter le terme de phase à la forme du supercourant donnée par l'expression (1.7)

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \left( A(\vec{r}) + \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\phi \right), \quad (1.19)$$

où  $\Phi_0 = h/2e$  est le quantum de flux.

## 1.6 Effet Josephson

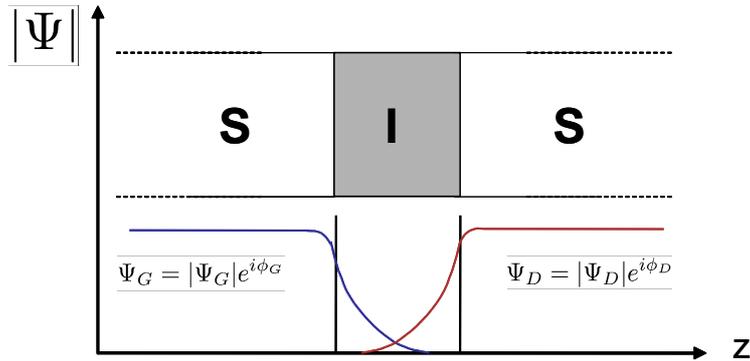


FIG. 1.1 – Schéma d'une jonction tunnel. Une fine barrière isolante (noté I) sépare deux zones supraconductrices (notées 'S'). L'effet tunnel des électrons, ou l'effet Josephson des paires de Cooper, intervient lorsque l'épaisseur de la barrière (région hachurée) est inférieure à la distance caractéristique sur laquelle la fonction d'onde s'annule.

Similairement à l'effet tunnel des électrons, l'effet Josephson [14] intervient lorsque les deux paramètres d'ordre supraconducteurs correspondant respectivement aux deux états supraconducteurs de part et d'autre d'une barrière tunnel se recouvrent. Dans ce cas, le passage de paires de Cooper d'un côté à l'autre est possible, ce qui se traduit expérimentalement par l'apparition d'un supercourant  $I_s$ . Toutefois,  $I_s$  ne dépend pas de la différence de potentiel entre les deux bords de la jonction mais de la différence de phase  $\delta\phi$  des paramètres d'ordre respectifs suivant la relation Josephson

$$I_s = I_c \sin \delta\phi . \quad (1.20)$$

$I_c$  est le courant critique de la jonction, courant maximum qui peut la traverser. La différence de phase  $\delta\phi$  est reliée à la différence de potentiel entre les électrodes par

$$\frac{d\delta\phi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V . \quad (1.21)$$

Ces relations peuvent être comprises intuitivement [12, 15] en remarquant que l'état supraconducteur est caractérisé par la cohérence de phase : dans un supraconducteur massif, si la phase est définie en un point de l'espace, elle est alors fixée en n'importe quel autre point du supraconducteur. Les relations Josephson montrent que les phases des paramètres d'ordre de part et d'autre de la barrière sont aussi couplées. Il y a donc cohérence de phase dans le sens où si la phase est fixée d'un côté de la barrière, la phase de l'autre côté n'est plus libre. Il s'agit donc d'un effet de supraconductivité faible : dans un échantillon supraconducteur massif, le courant supraconducteur est déterminé par le gradient de la phase du paramètre d'ordre alors qu'à travers la jonction tunnel, il s'agit de la différence des phases de part et d'autre de la jonction.

Les deux relations Josephson montrent qu'un courant supraconducteur peut circuler à travers la jonction sans qu'une chute de potentiel apparaisse aux bornes de la jonction si la différence de phase reste constante au cours du temps (relation (1.21)). Dans ce cas, le courant Josephson  $I_s$  reste constant (relation (1.20)) et est inférieur au courant critique  $I_c$ . En revanche, si on impose une différence de potentiel constante  $V_{DC}$ , l'intégration de la relation (1.21) montre que la différence de phase  $\delta\phi$  possède une composante qui augmente linéairement avec le temps avec un coefficient  $2e/\hbar$ . En utilisant la relation (1.20), le supercourant oscille à la fréquence  $f = eV/\pi\hbar$ . Ceci est toujours vérifié expérimentalement à un très grand degré de précision pour toute jonction.

Il importe de noter que la première relation Josephson (1.20) est une approximation de champ moyen pour laquelle plusieurs déviations peuvent exister. Par ailleurs,  $I_c$  représente le courant critique de la jonction et dépend de sa géométrie, du supraconducteur, des électrodes et de la température. Nous verrons qu'une expression a été proposée dans le cas des supraconducteurs conventionnels (paragraphe 1.9.2.1). La seconde relation (1.21) dérive seuls des postulats de la mécanique quantique et ne contient que des constantes fondamentales. Cependant, cette relation n'est vraie qu'en absence d'un courant tunnel de quasiparticules et en négligeant le courant de déplacement. Par ailleurs, les deux relations Josephson sont couplées. Par conséquent, il n'est pas tout-à-fait juste d'affirmer que le supercourant ne dépend que de la valeur instantanée de la différence de phase puisqu'il dépend aussi des variations précédentes de  $\delta\phi$ . Ceci montre que les processus Josephson sont des processus non linéaires très complexes à prévoir [16].

## 1.7 Les supraconducteurs à haute température critique

En 1986, Bednorz et Müller [5] découvrent que le composé  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$  devient supraconducteur en dessous de 34 K, attirant ainsi l'intérêt de la communauté scientifique sur les cuprates. Les supraconducteurs à haute température critique possèdent tous une structure cristalline dérivée des pérovskites, formée d'empilement de plans  $\text{CuO}_2$  conducteurs, séparés par des plans 'réservoir' dont la nature varie d'un composé cuprate à l'autre et dont la composition précise détermine le nombre de porteurs de charges dans les plans  $\text{CuO}_2$ . C'est la variation de ce paramètre, ou 'dopage', qui est à la base de la grande variation des propriétés physiques des cuprates en fonction

de la teneur en cations ou en oxygène. Le dopage peut être réalisé directement en substituant les atomes des plans  $\text{CuO}_2$  ou bien, de manière indirecte, en modifiant la composition en oxygène ou en cation des couches isolantes. Dans ce dernier cas, le transfert de charges des plans réservoirs vers les plans  $\text{CuO}_2$  est modifié, faisant varier ainsi la concentration en porteurs de ces derniers. Selon le composé, les porteurs sont soit des électrons soit des trous.

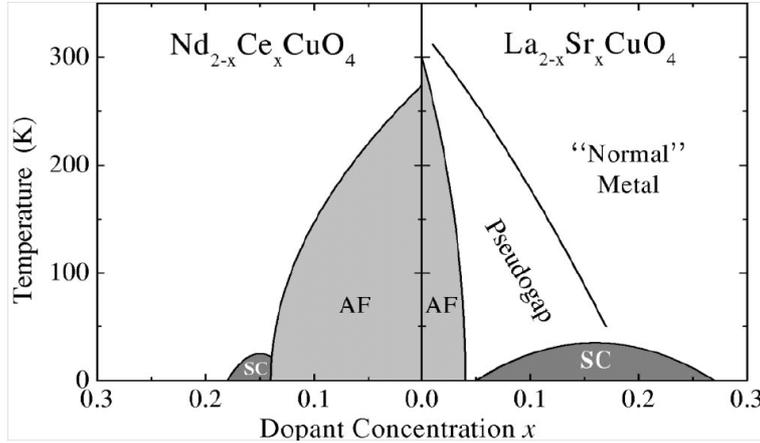


FIG. 1.2 – Diagramme de phase schématisé pour le composé dopé en électron  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  et en trou  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (d’après [17]).

La figure 1.2 montre le diagramme de phase schématisé pour deux composés isostructuraux représentatifs de ces deux types de dopage et décrit le comportement général des supraconducteurs à haute température critique. Le matériau parent, correspondant au dopage nul, est un isolant de Mott antiferromagnétique. Bien qu’un calcul de bande conclue que ce composé est conducteur, la forte répulsion coulombienne sur les orbitales  $d$  du cuivre empêche la mobilité des porteurs.

Les atomes de cuivre présentent un spin magnétique isolé. Le couplage direct de ces spins entre atomes de Cu voisins est très faible. En revanche le couplage à travers l’orbitale  $p$  de l’atome d’oxygène alignée suivant l’axe Cu-O-Cu donne un couplage  $J$  de type superéchange. La mesure par diffusion de neutrons [18] donne une valeur de l’ordre de 100 à 130 meV en fonction du composé. Les plans  $\text{CuO}_2$  sont donc des isolants de Mott décrits par le modèle de Hubbard, en dessous de la température de Néel. Les mesures de photo-émission résolu en angle (ARPES) ont elles-aussi permis de mesurer la mobilité d’un trou généré par la photoémission [19].

Lorsque la concentration de porteurs augmente, des atomes d’oxygène des plans  $\text{CuO}_2$  passent dans la configuration  $\text{O}^-$ . Des lacunes de charge apparaissent alors au sein des plans ce qui permet la mobilité des charges et la décroissance de la température de Néel. La disparition de la phase antiferromagnétique est suivie de l’apparition de la phase supraconductrice. La nature de la phase comprise entre la phase antiferromagnétique et la phase supraconductrice n’est pas précisément déterminée. Il pourrait s’agir d’un liquide de spins.

Les propriétés de l’état supraconducteur varient fortement avec le dopage : la température critique  $T_c$  augmente et atteint une valeur maximale pour le dopage dit ‘optimal’ puis décroît et s’anule (fig. 1.2). La région supraconductrice définit un ‘dôme’ : on appelle région sous-dopée (respectivement surdopée), la région du dôme correspondant à des valeurs inférieures (resp. supérieures) au dopage optimal. Les mesures systématiques de la variation de la température critique en fonction du dopage dans différents cuprates ont montré que [20, 21]

$$\frac{T_c}{T_c^{max}} \sim 1 - 82.6(x - 0.16)^2 . \quad (1.22)$$

Du point de vue phénoménologique, l'état supraconducteur des cuprates présente de nombreux points communs avec les supraconducteurs conventionnels, comme par exemple, un état résistif nul à champ nul et l'effet Meissner. L'effet Josephson existe dans des jonctions cuprate-isolant-cuprate avec pour fréquence caractéristique  $2eV/\hbar$  (voir expression (1.21)). La quantification du flux s'effectue avec un quantum de flux égal à  $h/2e$ , ce qui montre que le courant supraconducteur est soutenu par des porteurs de charges  $2e$ . Il y a donc formation de paires de Cooper. Lorsque la température tend vers 0, la densité d'états au niveau de Fermi s'annule. La valeur de la longueur de cohérence  $\xi$  pour ces composés est très petite par rapport à celle des supraconducteurs conventionnels ( $\xi_{ab} \sim 20\text{\AA}$ ). La valeur du gap supraconducteur moyen dans ces composés est supérieure à la valeur prédite par une théorie de type BCS en couplage faible ( $\sim 1.76k_B T_c$ ); cette valeur diminue lorsque le dopage augmente pour atteindre la valeur BCS dans les échantillons surdopés.

Une caractéristique principale de l'état supraconducteur dans les cuprates est la présence d'excitations à basse énergie de quasiparticules dans les composés dopés en trous. Ceci les distingue des supraconducteurs conventionnels pour lesquels les propriétés thermodynamiques présentent un comportement activé, signe de l'ouverture d'un gap supraconducteur sur toute la surface de Fermi. L'existence de ces excitations dans l'état supraconducteur a été prouvée par les mesures de longueur de pénétration [22] et les mesures de chaleur spécifique. Les mesures de photoémission résolue en angle et en énergie [23] (ARPES) montrent que lors du passage à l'état supraconducteur, les excitations monoélectroniques persistent suivant la direction  $(\pi, \pi)$  de la zone de Brillouin, alors que suivant  $(0, \pi)$ , il y a ouverture d'un gap dans les excitations de charges. Ainsi, il y a des zones de la surface de Fermi où le gap supraconducteur s'annule (voir figure 1.3).

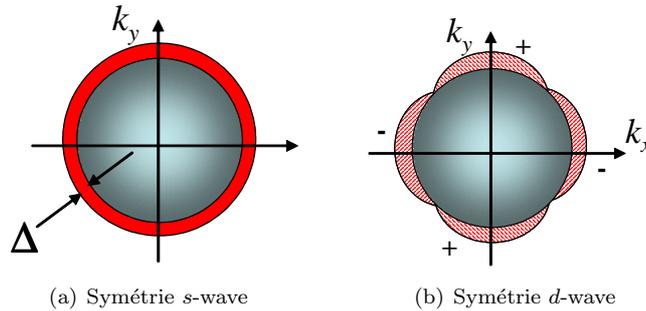


FIG. 1.3 – Evolution de la surface de Fermi en fonction de la symétrie du paramètre d'ordre. Dans le cas de la symétrie  $s$ -wave, le gap se développe sur toute la surface de Fermi. Dans le cas  $d$ -wave, la surface de Fermi subsiste suivant les directions  $(\pi, \pi) \pmod{\pi/2}$ .

Ces résultats peuvent être interprétés en considérant que dans ces composés le paramètre d'ordre est anisotrope, de symétrie  $s$  fortement anisotrope ou bien de symétrie  $d$ . Dans ce dernier cas, les directions  $(\pi, \pi)$  sont qualifiées de nœuds ('nodes') puisque le paramètre d'ordre supraconducteur s'y annule complètement et les directions  $(\pi, 0)$ , d'antinœuds ('antinodes'). La symétrie  $d$  se distingue du cas  $s$ , en ce que la phase du paramètre d'ordre change d'un facteur  $\pi$  pour des directions orthogonales dans l'espace réciproque. Seules les expériences sondant explicitement la phase du paramètre d'ordre supraconducteur permettent la différenciation formelle entre ces deux hypothèses : les expériences de Tsuei et Kirtley [24] sur des structures tricristal ainsi que les expériences de Wollman *et al* [25] sur les caractéristiques d'un SQUID YBaCuO-Pb ont permis de trancher pour le scénario  $d$ -wave. En revanche, le mécanisme physique expliquant l'appariement n'est toujours pas connu dans les cuprates.

Les propriétés de l'état normal des cuprates sont mal comprises. Tandis que la transition de l'état antiferromagnétique à l'état supraconducteur est bien définie avec le dopage, il n'existe pas au sein même de la phase normale de quelconque ligne de transition de phase à strictement parler.

Cependant, nous pouvons distinguer trois régions particulières en fonction du dopage. Du côté sur-dopé, l'état normal des cuprates obéit bien aux prédictions du liquide de Fermi : une dépendance en température en  $T^2$  pour la résistivité et en  $1/T^2$  pour le temps de relaxation des quasiparticules sont observées. Les mesures d'ARPES montrent l'existence d'une surface de Fermi bien définie et d'excitations cohérentes de quasiparticules.

L'état normal d'un composé optimalement dopé présente une dépendance linéaire de la résistivité  $\rho_{ab}$  sur une grande gamme de température. En revanche, la chaleur spécifique est celle attendue pour un liquide de Fermi. Les mesures d'ARPES montrent une surface de Fermi bien définie sans la présence d'excitations cohérentes de quasiparticules. Cette région est appelée liquide de Fermi anormal ou marginal. Il faut noter que l'état supraconducteur d'un composé optimalement dopé semble être en accord avec un modèle de type BCS  $d$ -wave car les mesures d'ARPES montrent que des excitations cohérentes se développent, mais dans certaines directions seulement.

L'état sous-dopé présente des propriétés très différentes des deux cas précédents. L'état normal est caractérisé par l'ouverture d'un gap dans les excitations électroniques de spin et de charge. Les premières signatures expérimentales ont été obtenues par des mesures de RMN à travers l'évolution du décalage de Knight ('Knight shift') et du temps de relaxation spin-réseau. Le Knight shift est proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité de spin des porteurs. Dans un liquide de Fermi, il est donc proportionnel à la densité d'états au niveau de Fermi. Dans les supraconducteurs conventionnels, le Knight shift diminue dans l'état supraconducteur proportionnellement à la variation de la densité des quasiparticules. En revanche, dans les supraconducteurs à haute température critique sous-dopés, le décalage de Knight commence à diminuer à une température  $T^*$  bien supérieure à la température critique et ne montre aucune discontinuité à la transition supraconductrice [26]. Lorsque le dopage diminue,  $T^*$  augmente. Ceci est interprété comme l'ouverture d'un pseudogap dans le spectre d'excitations de spin.

Renner *et al* [27] ont montré par la spectroscopie à effet tunnel à balayage ('STS') qu'au-dessus de la température critique, les pics de cohérence dans les spectres tunnel disparaissent comme il se doit mais qu'un gap dans la densité d'états persiste. Ainsi, le pseudogap existe aussi pour les excitations de charges. Depuis, les mesures de photoémission résolue en angle (ARPES) ont confirmé l'apparition d'un gap au niveau de Fermi à  $T^*$  [28]. Le passage à l'état supraconducteur est caractérisé par la seule apparition de pics de cohérence. Lorsque l'on passe de la région sous-dopée à la région sur-dopée, les pics de cohérence observés dans l'état supraconducteur augmentent en intensité alors que la valeur moyenne du gap diminue. En outre, les mesures d'ARPES montrent que le pseudogap possède la même symétrie que le gap supraconducteur. La baisse de la densité d'états dans le régime du pseudogap est aussi observée dans la chaleur spécifique [29], dans la conductivité optique [30] ainsi que dans la résistivité [31, 32].

## 1.8 Densité superfluide

Dans ce paragraphe, nous rappelons les prédictions de la théorie BCS pour la longueur de pénétration  $\lambda$ . Puisque les SHTc sont considérés être dans la limite propre, la longueur de pénétration est simplement reliée à la densité superfluide  $\rho$  par  $\rho \propto \lambda(0)^2/\lambda(T)^2$  (voir expression (1.6)).

La théorie BCS dans le cadre de la symétrie  $s$ -wave prédit que  $\lambda(T)$  suit une loi exponentielle pour des températures  $k_B T \ll \Delta$ ,

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} \simeq 1 + \left( \frac{2\pi\Delta}{T} \right)^{1/2} e^{-\Delta/T}. \quad (1.23)$$

Ceci est une conséquence de l'ouverture d'un gap  $\Delta$  au niveau de Fermi qui sépare les états monoélectroniques excités de l'état fondamental de l'énergie  $\Delta$ . Si la symétrie du gap n'est pas sphérique, la dépendance en température de  $\lambda$  change. Ainsi, dans le cas d'une symétrie  $s$ -wave

anisotrope, un comportement exponentiellement activé existe toujours, pourvu que le gap reste non nul suivant toute direction de l'espace des phases. En revanche, si le gap s'annule en un ou plusieurs points de la surface de Fermi, des quasiparticules peuvent être excitées en ces points, même à basse température : au lieu d'avoir une dépendance exponentielle, la longueur de pénétration adopte une loi de puissance  $(k_B T/\Delta)^k$ . En l'absence d'impuretés, l'exposant  $k$  dépend de la forme du gap supraconducteur au voisinage de sa singularité : pour une symétrie  $d$ -wave (présence de lignes), la densité d'états est linéaire en énergie et la longueur de pénétration suit une dépendance linéaire. En présence de points de singularité, la densité d'états est quadratique et  $k = 2$ . En revanche, en présence d'impuretés, il existe toujours une température caractéristique en dessous de laquelle il n'y a plus de gap ouvert au niveau de Fermi et  $k = 2$  [33, 34].

L'observation de lois de puissance pour les propriétés thermodynamiques dans l'état supraconducteur des composés fortement corrélés a été le premier signe marquant en faveur d'une symétrie non conventionnelle pour le paramètre d'ordre. Ainsi, la chaleur spécifique, les champs magnétiques thermodynamiques critiques, l'atténuation ultrasonore ou bien la relaxation de spin dans les fermions lourds de type CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>, UBe<sub>13</sub> et UPt<sub>3</sub> n'obéissent pas au comportement exponentiellement activé, prédit par la théorie BCS pour une symétrie  $s$ -wave. Ceci est aussi le cas pour les supraconducteurs à haute température critique. Il a été proposé d'étendre la théorie BCS établie pour une symétrie conventionnelle au cas d'une symétrie  $d$ -wave afin de décrire ces observations expérimentales dans les composés cuprates. Au vu de la forte anisotropie de ces composés, ce modèle est bidimensionnel : chaque plan CuO<sub>2</sub> est supposé être un bon liquide de Fermi dans l'état normal avec une surface de Fermi circulaire.

Pour le cas d'une symétrie  $d$ -wave, le potentiel d'interaction entre les quasiparticules n'est plus isotrope mais suit [35, 36]

$$N_n(E_F)V(\vec{k}, \vec{k}') = 2\Lambda \cos(2\phi) \cos(2\phi') - \mu ,$$

où  $N_n(E_F)$  est la densité d'états par spin dans l'état normal,  $\Lambda$  le paramètre de couplage et  $\mu$  le potentiel chimique,  $\phi$  et  $\phi'$  sont les angles polaires associés à  $\vec{k}$  et  $\vec{k}'$ . Pour retrouver le cas isotrope,  $V(\vec{k}, \vec{k}') = V_0$  et donc  $\Lambda = N_n(E_F)V_0$ .

La résolution de l'équation du gap donne alors une forme  $\Delta(k) = \Delta_0(k_x^2 - k_y^2) = \Delta_0 \cos(2\phi)$ , où  $\Delta_0$  est la valeur maximale du gap le long des antinœuds à température nulle et  $\phi$  l'angle du moment des quasiparticules  $\vec{k}$  avec l'un des axes cristallins des plans CuO<sub>2</sub>. L'équation du gap dans le cadre BCS, dans la limite du couplage faible s'écrit

$$1 = 2\lambda \int_0^{E_c} dE \left\langle \cos^2(2\phi) \operatorname{Re} \left( \frac{1}{\sqrt{E^2 - \Delta^2 \cos^2(2\phi)}} \right) \right\rangle \tanh \left( \frac{E}{2T} \right) ,$$

où  $\langle \dots \rangle$  représente une moyenne sur l'espace de Fermi (sur  $\phi$ ) et  $E_c$  est l'énergie de cut-off. Cette équation donne [36]

$$k_B T_c = 1.136 E_c e^{1/\Lambda} , \quad (1.24)$$

et

$$\Delta_0 \approx 2.14 k_B T_c . \quad (1.25)$$

La formule (1.24) est identique pour le cas  $s$ -wave et la valeur du gap à température nulle est là encore proportionnelle à la température critique. En revanche, pour une valeur maximale du gap,  $T_c$  est plus petit dans le modèle  $d$ -wave ( $\Delta_0 \approx 1.74 k_B T_c$  pour un  $s$ -wave). La dépendance en température du gap peut être approximée par [36]

$$\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \simeq 1 - 3\zeta(3) \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^3 + O \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^5 , \quad (1.26)$$

à basse température et pour les températures proches de  $T_c$  [36]

$$\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \simeq \frac{2\pi T}{\Delta_0} \left( \frac{8}{21\zeta(3)} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^{1/2}. \quad (1.27)$$

La densité superfluide s'écrit

$$\rho_s(T) = 2\pi T \sum_n \left\langle \frac{\Delta^2 \cos^2(2\phi)}{(\omega_n^2 + \Delta^2 \cos^2(2\phi))^{3/2}} \right\rangle, \quad (1.28)$$

qui à basse température varie comme [36]

$$\rho_s \simeq 1 - 2(\ln 2) \frac{T}{\Delta_0} - \frac{9}{4} \zeta(3) \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^3 + O(T^5), \quad (1.29)$$

et proche de  $T_c$  par [36]

$$\rho_s \simeq \frac{4}{3} \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right). \quad (1.30)$$

On trouve donc qu'à basse température [34]

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} \equiv \rho_s^{-1/2} \simeq 1 + \frac{\ln 2}{\Delta_0} T. \quad (1.31)$$

Ce calcul est vrai dans le cas d'une surface de Fermi sphérique. Dans le cas plus général, Hirschfeld *et al* [34] montrent que

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} \simeq 1 + C \frac{T}{\Delta_0}, \quad (1.32)$$

où  $C$  dépend de la forme de la surface de Fermi.

Cette relation, différente du cas  $s$ -wave (éq. (1.23)), a été interprétée expérimentalement comme étant une signature forte pour une supraconductivité non conventionnelle. En présence d'impuretés, Carbotte *et al* [37] et Hirschfeld *et al* [34] ont montré que la longueur de pénétration devient quadratique.

En 1986, Gross *et al* [38], mesurant la susceptibilité très précisément en utilisant un SQUID pour une lecture des tensions induites, trouvent que dans  $\text{UBe}_{13}$  la longueur de pénétration varie en  $T^2$  à basse température et excluent ainsi une symétrie isotrope pour ce composé<sup>1</sup>. En 1990, Kanoda *et al* [39] trouvent une dépendance quadratique pour la longueur de pénétration dans le supraconducteur organique  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu(NCS)<sub>2</sub> de structure lamellaire suivant les deux orientations cristallographiques.

Concernant les supraconducteurs à haute température critique, Annett *et al* [33] montrent que la longueur de pénétration mesurée par Fiory *et al* [40] sur des films de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  est elle aussi quadratique à basse température. Bonn *et al* [41] trouvent aussi une dépendance quadratique dans des monocristaux de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  tout comme Maeda *et al* [42] dans des cristaux optimalement dopés de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . En 1992, le groupe de Bonn et Hardy [22] parviennent à mesurer une dépendance linéaire dans des monocristaux de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ . Ils vérifient aussi [43] que la dépendance linéaire est observée à la fois pour la direction  $a$  et  $b$  dans les plans  $\text{CuO}_2$ . Il semble alors que la dépendance linéaire ne puisse être observée que dans les échantillons très propres afin d'éviter l'effet des impuretés. Les films minces sont donc toujours plus désordonnés que les monocristaux en raison des contraintes mécaniques imposées par le substrat pendant la croissance. Ceci explique que la dépendance en température de la longueur de pénétration  $y$  soit

<sup>1</sup>La symétrie de l'état supraconducteur dans ce composé est encore mal connu mais il semble que l'état supraconducteur ne soit pas un liquide de Fermi en raison de la proximité d'une transition de phase quantique.

toujours quadratique, comme le confirment Ma *et al* [44] dans des films de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  et de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ .

Depuis ces premiers résultats, la dépendance linéaire de la longueur de pénétration a pu être observée dans de nombreux cuprates optimalement dopés comme  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  ([45], [46]),  $\text{Tl}_2\text{Ca}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_2\text{O}_{8-\delta}$  [47, 48],  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ([49]) et dans  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$  ([50]). Panagopoulos *et al* [51] montrent que la dépendance linéaire de  $\lambda_{ab}$  est robuste envers le dopage dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ .

Bonn *et al* [43] montrent que la dépendance linéaire de  $\lambda_{ab}(T)$  dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  devient quadratique en dopant au zinc. Ceci est confirmé en 1996 par Panagopoulos *et al* [50]. En 1998, Li *et al* [52] extraient  $\lambda_{ab}$  à partir du champ de première pénétration et trouvent un comportement quadratique à basse température puis linéaire au dessus d'une température  $T^*$  dans des cristaux optimalement dopés de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Les auteurs montrent que  $T^*$  augmente avec le dopage au Pr.

Il existe encore des incertitudes pour les cuprates dopés aux électrons comme  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$  pour lequel les premières mesures [53] montrent un comportement de type BCS *s*-wave, alors que des mesures plus récentes [54] montrent un comportement quadratique.

## 1.9 Théorie du couplage interplan

Il est généralement admis que les propriétés normales et supraconductrices des supraconducteurs à haute température critique sont déterminées par les excitations de spin et de charge dans les plans  $\text{CuO}_2$ . Les autres éléments de la maille cristallographique sont considérés comme des éléments inertes et comme des réservoirs qui déterminent la densité de charge dans les plans  $\text{CuO}_2$ . Ainsi, la plupart des théories décrivant les supraconducteurs à haute température critique ne s'intéressent qu'aux propriétés supraconductrices des plans comme par exemple, le liquide de Fermi marginal [55], le liquide de Fermi antiferromagnétique [56] ou bien le liquide de Fermi ordinaire [57].

En 1988, Anderson propose que le couplage suivant l'axe *c* soit à l'origine de la supraconductivité dans les cuprates. En simplifiant le raisonnement, dans l'état normal, il y a une séparation entre les excitations de spin et les excitations de charges au sein des plans  $\text{CuO}_2$ . Ceci empêche le saut des quasiparticules d'un plan à l'autre. En revanche, dans l'état supraconducteur, l'effet tunnel des paires de Cooper est permis ce qui apporte un gain d'énergie cinétique accompagnant la formation de paires. Anderson *et al* [58] proposent que cette énergie caractérisant le processus tunnel, l'effet Josephson, soit le moteur de la supraconductivité. Cependant, dans ce cas, la  $T_c$  devrait être proportionnelle à l'énergie Josephson, ce qui n'est pas observé [59].

Contrairement aux propriétés physiques des plans  $\text{CuO}_2$ , les résultats expérimentaux sur les cuprates montrent que les propriétés dépendent du couplage entre les plans varient beaucoup d'un composé à un autre [60]. Ceci s'explique par le fait que la famille des cuprates se répartit en classes de composés dont la maille cristalline diffère surtout suivant l'axe *c* : il s'agit de composés formés par la superposition de "blocs", eux-mêmes formés de *n* plans  $\text{CuO}_2$  espacés d'environ 3.6 Å ; les blocs sont séparés d'environ 6 à 8 Å. Les composés où *n* = 1 sont qualifiés de "monolayers" ou monocouches (un seul plan  $\text{CuO}_2$  par maille) comme  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ ,  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$ ,  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$  et  $\text{Nd}_2\text{CeCuO}_4$  ; *n* = 2 sont des composés bilayers ou bicouches tels que  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ,  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_4$  et  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  ; enfin, les composés avec *n* = 3, qualifiés de trilayers ou tricouches  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ,  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}$  et  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ . L'anisotropie électronique de ces composés augmente avec la séparation entre plans  $\text{CuO}_2$ , c'est-à-dire le nombre de plans inertes qui se trouvent entre eux. L'observation d'une conduction de type 'semiconducteur' suivant l'axe *c* pour les composés les plus anisotropes montre l'absence de dispersion des bandes de conduction suivant l'axe *c*.

En 1990, Cooper *et al* [61] présentent une première mesure de la longueur de pénétration associée aux courants perpendiculaires aux plans  $\lambda_c(0) = 100 \pm 10 \mu m$  dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopé. Dans l'état supraconducteur, la valeur absolue de la longueur de pénétration suivant l'axe  $c$  montrait la faiblesse de la densité superfluide dans cette direction. En 1994, Kleiner *et al* [62, 63] montrent que dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , les plans  $\text{CuO}_2$  sont couplés par l'effet Josephson et confirment l'existence d'une barrière tunnel. Parallèlement, Nyhus *et al* [64] montrent que la fréquence plasma suivant l'axe  $c$  dépend exponentiellement du dopage dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ .

Deux approches ont été développées pour décrire le couplage interplan. La première approche consiste à considérer que des bandes de conduction existent bien suivant l'axe  $c$  et que le transport cohérent est toujours possible. La seconde approche considère que le transport suivant l'axe  $c$  est dû, soit à un effet tunnel des quasiparticules par saut ('hopping'), soit à celui des paires de Cooper par effet Josephson. Nous examinons dans la suite l'impact de ces approches sur le couplage interplan dans l'état supraconducteur.

### 1.9.1 Modèle BCS et anisotropie de la matrice de tunneling

Une extension du modèle BCS  $d$ -wave à trois dimensions en considérant que le couplage suivant l'axe  $c$  est très faible devant l'énergie cinétique des quasiparticules au sein des plans  $\text{CuO}_2$  implique une surface de Fermi cylindrique avec de faibles ondulations ('warped') : la surface de Fermi présente alors des lignes perpendiculaire aux plans  $\text{CuO}_2$  le long desquelles le gap s'annule. Dans ce cas,  $\lambda_c(T)$  suit la même dépendance linéaire en température que  $\lambda_{ab}(T)$ . Puisqu'expérimentalement la dépendance en température de  $\lambda_c$  est souvent moins prononcée que celle de  $\lambda_{ab}$  dans les SHTc, Xiang *et al* [65] proposent de modifier ce modèle. Là encore, le modèle des liaisons fortes est supposé toujours valide avec des fonctions de Bloch délocalisées suivant l'axe  $c$  et les auteurs considèrent le transport suivant l'axe  $c$  comme cohérent. Au sein des plans  $\text{CuO}_2$ , les orbitales  $2p_x$  et  $2p_y$  des atomes d'oxygène et les orbitales  $3d_{x^2-y^2}$  des atomes de cuivre forment des liaisons covalentes. Ces bandes gouvernent les propriétés à basse température de ces composés. L'orbitale  $4s$  du Cu possède une énergie bien supérieure au niveau de Fermi. Cependant, Xiang *et al* émettent l'hypothèse que le transport des trous de conduction d'un plan  $\text{CuO}_2$  à l'autre se fait à travers ces orbitales. Plus précisément, le trou passe d'une orbitale  $O - 2p$  à une orbitale  $Cu - 4s$  du même plan. Puis le transfert interplan se fait entre deux orbitales  $Cu - 4s$  superposées suivant l'axe  $c$  à travers des orbitales intermédiaires associées aux éléments des couches isolantes. Une fois le trou passé dans l'orbitale  $Cu - 4s$  du plan voisin, il passe dans une orbitale  $O - 2p$ . Il est possible d'exprimer l'intégrale de transfert  $t_\perp$  de ce processus comme [66]

$$t_\perp \propto \langle (2p)_2 | (4s)_2 \rangle \langle (4s)_2 | (*)_{12} \rangle \langle (*)_{12} | (4s)_1 \rangle \langle (4s)_1 | (2p)_1 \rangle, \quad (1.33)$$

où les indices 1 et 2 représentent les plans considérés. On suppose que les intégrales du type  $\langle (4s)_2 | (*)_{12} \rangle$  ne dépendent pas du vecteur  $k_\parallel$ .<sup>2</sup> En revanche, les intégrales de type  $\langle (4s) | (2p) \rangle$  ont une symétrie  $d_{x^2-y^2}$ . Par conséquent  $\langle (4s) | (2p) \rangle \propto \cos k_x - \cos k_y$  et  $t_\perp(k_\parallel) \propto (\cos k_x - \cos k_y)^2$ . Cet argument s'applique aussi aux cuprates de symétrie orthorhombique comme  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  car la distorsion est suivant la diagonale entre les axes  $a$  et  $b$  de la maille cristalline.

Par conséquent, dans les cuprates de symétrie tétragonale dépourvus de chaînes, l'élément de matrice tunnel correspondant au transfert des charges d'un plan à l'autre est anisotrope :  $t_\perp(k_\parallel)$  s'annule lorsque  $k_\parallel$  est aligné suivant les diagonales de la zone de Brillouin. Cette méthode montre qu'il n'est pas possible d'exciter des quasiparticules suivant l'axe  $c$  car leur probabilité de tunneling entre les plans est diminuée justement pour les vecteurs d'onde  $k_\parallel$  correspondant aux zones où elles sont créées. Puisque la densité superfluide diminue avec la température lorsque des quasiparticules peuvent être excitées, cette méthode explique pourquoi la décroissance de  $\rho_s^c$  observée suivant l'axe  $c$  est inférieure à celle suivant les plans  $\text{CuO}_2$ .

<sup>2</sup>En réalité, les orbitales  $Cu - 4s$  sont toujours mélangées avec les orbitales  $Cu - d_{z^2}$  mais l'orbitale résultante possède toujours une symétrie de rotation suivant l'axe  $c$ .

En utilisant la dépendance  $t_{\perp}(k_{\parallel}) \propto (\cos k_x - \cos k_y)^2$ , la densité superfluide suivant l'axe  $c$  qui est déduite est [65]

$$\rho_s^c(T) \sim \frac{3}{4} N_n(E_F) (t_{\perp}^0)^2 \left[ 1 - \frac{5}{12} \left( \frac{\Delta(T)}{E_c} \right)^2 - 450 \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^5 + O(T^5) \right]. \quad (1.34)$$

A basse température, en prenant la dépendance en température du gap BCS [36]  $\Delta(T)/\Delta(0) \sim 1 - (T/\Delta_0)^3$ , le terme en  $(\Delta(T)/E_c)^2$  donne une contribution positive en  $T^3$ . Toutefois, puisque l'exposant est en  $(\Delta_0/E_c)^2$  et que l'énergie de cut-off  $E_c$  est beaucoup plus grande que le gap, l'exposant prédominant à basse température est  $T^5$ . Cela implique [67]

$$\lambda_c(T) \sim \lambda_c(0) \left( 1 + \alpha \left( \frac{T}{T_c} \right)^5 \right), \quad (1.35)$$

avec  $\alpha = 225 \left( \frac{T_c}{\Delta_0} \right)^5$ .

Dans cette expression, le terme  $T^5$  provient de la densité linéaire d'états des quasiparticules à basse énergie et de  $(\cos k_x - \cos k_y)^4$  qui donne un terme en  $E^4$ .

Panagopoulos *et al* [67] observent un exposant 5 pour la longueur de pénétration dans  $\text{HgBa}_2\text{Ce}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$  et en déduisent, en utilisant la relation (1.35), une valeur du gap  $\Delta \sim 2.37k_B T_c$ , un peu plus grande que la valeur prédite par la théorie BCS  $d$ -wave en couplage faible (equation (1.25)). En outre, puisque cette approche suppose que l'orientation des nœuds du gap et des zéros de la matrice de transfert coïncident, les auteurs confirment l'orientation du gap dans l'espace réciproque postulée par un scénario  $d$ -wave. Dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopé, Gaifullin *et al* [68] trouvent eux-aussi que  $\rho_s^c/\rho_s^c(0) \sim 1 - A(T/T_c)^n$  avec  $n$  entre 4 et 6 et  $A \sim 6$ . Par conséquent, une faible dépendance en température est la signature d'un processus tunnel cohérent.

## 1.9.2 Description lamellaire des cuprates

Un modèle plus approprié pour les supraconducteurs très anisotropes tels que le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , étudié dans cette thèse, est celui d'un empilement de lamelles supraconductrices et isolantes. Le transport de paires de Cooper le long de l'axe  $c$  se fait alors par l'effet Josephson introduit précédemment au paragraphe 1.6.

### 1.9.2.1 Le modèle d'Ambegaokar-Baratoff

**Symétrie  $s$ -wave** Peu après la prédiction de l'effet Josephson en 1962, Ambegaokar et Baratoff [69, 70] calculent le courant critique,  $I_c(T)$ , d'une jonction Josephson simple formée de supraconducteurs conventionnels séparés par une fine couche isolante

$$I_c(0) = \frac{2\hbar}{eR_n} \left( \frac{1}{\Delta_1} + \frac{1}{\Delta_2} \right)^{-1} K \left( \frac{|\Delta_1 + \Delta_2|}{\Delta_1 + \Delta_2} \right). \quad (1.36)$$

Ici,  $R_n$  est la résistance de la jonction à l'état normal et  $K$  l'intégrale elliptique complète de première espèce. Le produit  $I_c R_n$  est entièrement déterminé par la valeur des gaps supraconducteurs des deux côtés de la barrière tunnel. Lorsque  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ , on a

$$I_c(0) = \frac{\pi\hbar\Delta}{2eR_n}. \quad (1.37)$$

Donc, à température nulle, le courant maximal qui peut traverser la jonction est celui obtenu à l'état normal quand on applique une tension  $\pi\Delta/2$ . Cette description est en accord avec une description de type 'semiconducteur' des supraconducteurs de part et d'autre de la jonction. Par

conséquent, les termes de cohérence de phase introduits par la théorie BCS n'interviennent pas. Pour la dépendance en température, Ambegaokar et Baratoff dérivent

$$I_c(T) = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta(T)}{R_n} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right). \quad (1.38)$$

**Symétrie  $d$ -wave** Le calcul d'Ambegaokar et Baratoff est fondé sur un Hamiltonien d'effet tunnel incohérent couplant les deux supraconducteurs et se limite au cas de faibles valeurs de l'amplitude de la matrice de transfert,  $t_\perp$ . Cette matrice couple les états  $(+k_1, -k_1)$  et  $(+k_2, -k_2)$  avec pour condition que  $k_1$  et  $k_2$  soient compris dans une coquille d'épaisseur  $2\hbar\omega_D$  autour du niveau de Fermi pour le cas du couplage faible. Il est alors possible que lors du passage de la barrière tunnel, la direction du vecteur d'onde soit conservée ( $k_1 \parallel k_2$ ) ou perdue ( $k_1 \not\parallel k_2$ ). Suivant ces deux cas, on parle d'effet tunnel cohérent ou incohérent.

Graf *et al* [71] ont remarqué qu'un effet tunnel incohérent entre deux supraconducteurs de symétrie  $d$ -wave donne lieu à un courant critique nul car si  $k_1$  et  $k_2$  appartiennent à des lobes de signe opposés,  $J_c(T) \propto \sqrt{\langle \Delta(k_1) \Delta(k_2) \rangle} = \sqrt{\langle \Delta(k_1) \rangle \langle \Delta(k_2) \rangle} = 0$ . Ce problème ne se pose pas dans le cas d'une symétrie  $s$ -wave, puisque le signe du paramètre d'ordre ne change pas. Les deux contributions, cohérente et incohérente, donnent lieu à un courant critique.

Une controverse oppose Klemm *et al* [72] et Maki *et al* [73] concernant l'extension de cette approche à la symétrie anisotrope. Maki *et al* [73] soutiennent qu'il est possible d'étendre le calcul initial d'Ambegaokar et Baratoff au cas d'un tunneling cohérent puisque ceux-ci parlent de "specular transmission". En revanche, Klemm *et al* [72] soutiennent que le calcul initial d'Ambegaokar et Baratoff a été réalisé en utilisant un Hamiltonien tunnel pour le cas d'un effet tunnel incohérent en développant au premier ordre par rapport à  $t_\perp$ . Dans le cas d'un effet tunnel cohérent, Klemm *et al* [74] trouvent que, dans la limite où la bande de conduction suivant l'axe  $c$  est de faible dispersion, c'est-à-dire où  $t_\perp$  est petit, le produit  $I_c(0)R_n$  est indépendant du paramètre d'ordre. Dans les matériaux réels, les deux processus sont présents. La question est de savoir dans quel rapport ces deux processus existent.

### 1.9.2.2 Approche de type BCS $d$ -wave avec un effet Josephson cohérent.

Maki *et al* [75, 76] proposent que la densité superfluide au sein des plans est bien donnée par la prédiction BCS  $d$ -wave en couplage faible. Ils considèrent cependant que le transport entre les plans  $\text{CuO}_2$  est dû à l'effet Josephson. Ils adoptent le modèle d'Ambegaokar et Baratoff mais cette fois-ci en précisant que le seul processus tunnel pris en compte est celui où  $k_\parallel \parallel k'_\parallel$  tout en autorisant que  $\|k\| \neq \|k'\|$ . Ces auteurs affirment aussi prendre en compte la possibilité de réflexion d'Andreev sur les joints de grains et trouvent

$$\rho_s^c(t) = \frac{\Delta(t)}{\Delta_0} \int_0^{\pi/2} d\phi \sin \phi \tanh\left(\frac{\Delta(t) \sin \phi}{2k_B T}\right). \quad (1.39)$$

A basse température, cette expression peut être approximée par

$$\begin{aligned} \rho_s^c(t) &\approx \left(1 - \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^2 - \frac{7\pi^4}{120} \left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^4\right) \times \left(1 - \frac{3}{2} \zeta(3) \left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^3\right) \\ &\approx 1 - 1.645 \left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^2 - 3.606 \left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^3. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Ce modèle prévoit un exposant 2 alors que le calcul de Xiang *et al* [77] fondé sur un couplage cohérent direct, un exposant linéaire est trouvé lorsque  $t_\perp = Cste$ . [78]

Par la suite, Maki *et al* [75] rajoutent la dépendance angulaire de  $t_\perp(k_\parallel)$  introduite par Xiang *et*

$al$ (voir paragraphe 1.9.1). La nouvelle forme pour la densité superfluide est alors

$$\rho_s^c(T) = \frac{15\Delta(t)}{8\Delta_0} \int_0^{\pi/2} d\phi \sin^5 \phi \tanh\left(\frac{\Delta(t) \sin \phi}{2k_B T}\right), \quad (1.41)$$

ce qui donne à basse température

$$\rho_s^c(T) \approx 1 - 3.606 \left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^3 - 443.35 \left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^6. \quad (1.42)$$

Là encore, comme dans le cas de Xiang *et al* (équation (1.34)), c'est l'exposant le plus fort qui possède le plus grand coefficient et qui prédomine à basse température. La prise en compte de la dépendance angulaire de la matrice de transfert réduit donc là-aussi la dépendance en température de la densité superfluide.

### 1.9.2.3 Approche de type BCS $d$ -wave avec un couplage par saut.

Radtke *et al* [79, 80] considèrent que le changement de comportement de la résistivité suivant l'axe  $c$  d'un état métallique au dopage optimal à un comportement de type semi-conducteur pour le cas sous-dopé observé dans certains cuprates [60], correspond au passage du cas où il y a formation de bandes de Bloch ( $k_z$  est donc un bon nombre quantique), vers le cas où les orbitales ne sont plus délocalisées suivant cette direction et ne permettent qu'un transport de hopping incohérent. Ce processus peut être soit direct, soit médié par les états d'impuretés se trouvant entre les plans  $\text{CuO}_2$  ou les phonons. Adoptant une formulation très générale pour le cas où les fonctions d'ondes se recouvrent faiblement, c'est-à-dire où  $t_\perp$  est très petit devant l'énergie cinétique des quasiparticules dans les plans  $\text{CuO}_2$ , la conductivité dans l'état normal est décrite par

$$\sigma_c = \sigma_0 N_n(E_F) t_\perp^2 \left(\frac{\tau_{ab}}{\pi\hbar}\right), \quad (1.43)$$

avec  $\sigma_0 = (4\pi e^2/\hbar)(c/a^2)$ , où  $a$  et  $c$  sont les paramètres de maille suivant les plans et l'axe  $c$ .  $\tau_{ab}$  est le taux de diffusion dans les plans  $\text{CuO}_2$ . Dans ce modèle,  $t_\perp$  peut être relié à la masse effective  $m_\perp$  des porteurs suivant l'axe  $c$

$$t_\perp = \frac{\hbar^2}{m_\perp s^2}, \quad (1.44)$$

$s$  étant la distance entre deux couches.  $t_\perp \tau_{ab}$  représente alors le rapport entre l'effet tunnel interplan et la diffusion au sein des plans.  $1/t_\perp^2 \tau_{ab}$  représente un temps caractéristique pour le passage des porteurs d'un plan à l'autre par un effet tunnel qui est perturbé par la diffusion au sein des plans. Dans cette approche, il est supposé que le taux de diffusion des porteurs suivant l'axe  $c$ ,  $\tau_c$ , est tel que  $\tau_c \gg 1/t_\perp^2 \tau_{ab}$  ce qui permet de négliger ce processus [81].

Lors du passage à l'état supraconducteur, les plans  $\text{CuO}_2$  sont décrits par une théorie BCS  $d$ -wave à deux dimensions. Un couplage 'direct' est obtenu en estimant la probabilité que deux quasiparticules tunnelent entre deux plans adjacents. Le couplage des paires de Cooper est caractérisé par le même paramètre  $t_\perp$  et le courant critique Josephson s'exprime comme

$$J_J(0) = \frac{2e}{\hbar s^2} N_n(E_F) t_\perp^2 \propto \frac{m_{ab} t_\perp^2}{s^2}. \quad (1.45)$$

Selon Radtke *et al* [80], cette expression est indépendante du gap supraconducteur et ne dépend donc pas de la symétrie du paramètre d'ordre. En déduisant le courant Josephson à partir de l'effet tunnel, il est supposé que l'effet de tous les processus de diffusion élastiques et inélastiques au sein des plans supraconducteurs peut être incorporé dans l'expression du gap supraconducteur. Cette approche prédit alors que la dépendance en température de  $\lambda_c(T)$  suit celle de  $\lambda_{ab}$ , qui est linéaire et résulte d'un processus cohérent.

Mao *et al* [82] trouvent pour  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  la même dépendance linéaire pour toutes les composantes de la densité superfluide.

## 1.10 Modèle de Lawrence et Doniach

Ce modèle a été développé en 1970 pour l'étude des multicouches artificielles de supraconducteurs [83]. Il est donc le modèle adapté à l'étude des supraconducteurs lamellaires formés de jonctions Josephson intrinsèques. Ce modèle prend explicitement en compte le caractère tunnel du transport suivant l'axe  $c$  par l'effet Josephson : le matériau est considéré comme un empilement des couches bi-dimensionnelles supraconductrices suivant l'axe  $c$ . Au sein de chaque couche, le transport est supposé isotrope, obéissant à un développement de Ginzburg-Landau bi-dimensionnel. En revanche, le transport entre chaque couche est assuré par l'effet Josephson. La fonctionnelle s'écrit alors

$$F_s(\psi_n, A) = F_n + s \sum_n \int d^2r \left[ a|\psi_n|^2 + \frac{b}{2}|\psi_n|^4 + \frac{1}{2m_{\parallel}^*} |(-i\hbar\nabla_{\parallel} + \frac{e^*A_{\parallel}}{c})\psi_n|^2 \right] + \int d^3r \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}^*s^2} \left| \psi_{n+1} - \psi_n \exp\left(\frac{2\pi i}{\Phi_0} \int_{n_s}^{(n+1)s} A_{\perp} dz\right) \right|^2, \quad (1.46)$$

où la somme sur  $n$  est la somme sur les couches  $\text{CuO}_2$  et  $s$ , la distance entre chaque couche. Le dernier terme est le terme de couplage Josephson.

Comme pour le modèle de Ginzburg-Landau, cette fonctionnelle peut être traitée dans la limite de London en supposant que les  $|\psi_n|$  restent constants et en ne gardant pour degrés de liberté que les phases  $\phi_n$  ( $\psi_n = |\psi_n|e^{i\phi_n}$ ). La fonctionnelle de Lawrence et Doniach se simplifie alors en

$$F_s(\phi_n, A) = F_n + \sum_n \int d^2r \frac{\varepsilon_0 s}{2\pi} \left[ (\nabla_{\parallel}\phi_n + \frac{2\pi}{\Phi_0} A_{\parallel})^2 + \frac{2m_{\parallel}^*}{m_{\perp}^*s^2} (1 - \cos(\Phi_{n+1,n})) \right] + \int d^3r \frac{B^2}{8\pi}, \quad (1.47)$$

en notant  $\varepsilon_0/2\pi = \hbar^2|\psi_n|^2/2m$ . En posant,  $J \equiv \frac{s\varepsilon_0}{\pi}$  et  $E_J \equiv \frac{\varepsilon_0 m_{\perp}^*}{\pi s m_{\parallel}^*} \equiv \frac{\varepsilon_0}{\pi s \gamma^2} = \frac{J}{\lambda_J^2}$ , la relation précédente se réécrit

$$F_s(\phi_n, A) = F_n + \sum_n \int d^2r \left[ \frac{J}{2} (\nabla_{\parallel}\phi_n + \frac{2\pi}{\Phi_0} A_{\parallel})^2 + E_J (1 - \cos(\Phi_{n+1,n})) \right] + \int d^3r \frac{B^2}{8\pi}. \quad (1.48)$$

Dans l'étape précédente, on a défini le facteur d'anisotropie comme

$$\gamma = \sqrt{\frac{m_{\perp}^*}{m_{\parallel}^*}}. \quad (1.49)$$

## 1.11 Vortex dans les supraconducteurs

### 1.11.1 Le fluxoïde

London a introduit le concept de fluxoïde pour décrire un supraconducteur contenant des zones normales. Ici, nous reproduisons la définition à partir du développement de Ginzburg et Landau. On peut réécrire l'expression (1.19) comme

$$A + \frac{4\pi\lambda_L^2}{c} J_s = -\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\phi. \quad (1.50)$$

En intégrant le long d'une boucle fermée  $\Gamma$ , entièrement contenue dans un supraconducteur

$$\oint_{\Gamma} A \cdot dl + \frac{4\pi\lambda_L^2}{c} \oint_{\Gamma} J_s \cdot dl = -\frac{\Phi_0}{2\pi} \oint_{\Gamma} \phi \cdot dl. \quad (1.51)$$

En réexprimant le premier terme à l'aide du théorème de Stokes, et en supposant que, puisque le paramètre d'ordre ne peut prendre qu'une seule valeur en un même point, le dernier terme doit être un multiple de  $2\pi$ , on a

$$\int_S B \cdot ds + \frac{4\pi\lambda_L^2}{c} \oint_{\Gamma} J_s \cdot dl = \pm n\Phi_0. \quad (1.52)$$

$S$  est la surface qui tend le contour  $\Gamma$  et  $n$  un entier naturel. Les deux termes de gauche définissent le 'fluxoïde' qui doit être égal à un nombre entier de quantum de flux  $\Phi_0 \equiv h/2e$ .

### 1.11.2 Vortex

L'existence de deux longueurs caractéristiques  $\xi$  et  $\lambda$ , (1.16),(1.17) montre que lorsque  $\xi \gtrsim \lambda$ , l'échelle spatiale sur laquelle le paramètre d'ordre supraconducteur peut s'annuler n'est pas la longueur de pénétration du champ magnétique. Par conséquent, ce critère définit les supraconducteurs dits de type I pour lesquels le champ magnétique ne peut pas pénétrer en volume dans l'échantillon lorsque celui-ci est dans l'état supraconducteur. En revanche, lorsque  $\xi \lesssim \lambda$ , le champ magnétique peut pénétrer au-delà d'une valeur critique sous la forme de tubes de flux, ou vortex. Le rapport  $\kappa = \lambda/\xi$  permet donc de classer les matériaux supraconducteurs en fonction de leurs propriétés magnétiques. Le champ magnétique porté par le vortex est créé par des supercourants qui circulent autour de son axe. L'équation du fluxoïde (1.52) montre que ce flux n'est quantifié que si les supercourants peuvent être négligés le long de  $\Gamma$ , c'est-à-dire en intégrant le champ sur une surface dont le contour est suffisamment éloigné du cœur de vortex.

Pour trouver la répartition spatiale du champ magnétique créé par un vortex, nous pouvons rajouter un terme source à l'équation de London (1.5). Puisque  $\nabla \wedge (\nabla \wedge B) = \nabla(\nabla \cdot B) - \nabla^2 B = -\nabla^2 B$ , on a

$$(1 - \lambda_L^2 \nabla^2)B = \Phi_0 \delta(r). \quad (1.53)$$

La solution de cette équation lorsque  $\xi \ll \lambda_L$  est

$$B(R) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0 \left( \frac{R}{\lambda_L} \right). \quad (1.54)$$

$K_0(r)$  est l'intégrale elliptique de première espèce. A grande distance,  $K_0(r) \sim e^{-r}/\sqrt{r}$ , donc le champ magnétique d'un vortex isolé décroît exponentiellement avec la longueur caractéristique  $\lambda_L$ <sup>3</sup>. Le développement de Ginzburg Landau permet de montrer que le paramètre d'ordre s'annule aussi au cœur du vortex sur une distance  $\xi$ .

Pour obtenir l'énergie de ligne d'un vortex, nous pouvons utiliser la fonctionnelle de London, (1.18) et la forme du champ (1.54) pour obtenir

$$\epsilon = \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{\lambda_L}{\xi} \right) + C \right], \quad (1.55)$$

où les bornes d'intégration sont  $\xi$  et  $\lambda_L$ . Le facteur  $\xi$  représente la distance de coupure pour éviter la divergence de l'énergie libre associée à la singularité au cœur du vortex, et  $\lambda_L$  la distance au-delà de laquelle la contribution des supracourants à l'énergie est négligeable. Puisque la fonctionnelle de London néglige la contribution des énergies de condensation, l'énergie (1.55) doit être modifiée pour rajouter cette contribution qui est incluse dans le facteur numérique  $C \simeq 0.497$  ( $C$  varie suivant les techniques de calcul utilisées [84]).

Cette énergie définit le champ critique thermodynamique de première pénétration  $H_{c1}^c$  (pour des champs magnétiques appliqués le long de l'axe  $c$  des SHTc) dans le cadre du développement de Ginzburg et Landau comme :  $\epsilon = \frac{\Phi_0}{4\pi} H_{c1}^c$ . Elle représente aussi l'énergie de déformation du vortex,

<sup>3</sup>Dans la limite de Pippard, le champ magnétique d'un vortex ne décroît plus monotonement mais oscille en fonction de la distance.

aussi appelée tension de ligne, car elle correspond à l'accroissement d'énergie libre correspondant à l'élongation du vortex. En réalité, il s'agit de la réponse du vortex à une déformation de grand vecteur d'onde. La réponse à une déformation quelconque est obtenue en résolvant l'expression (1.5) avec un terme source général de déformation quelconque. Le résultat de ce calcul est [85, 86, 13]

$$\epsilon_l(k_z) \approx \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{\kappa^2}{1 + \lambda_L^2 k_z^2} \right)^{1/2} + \frac{1}{\lambda_L^2 k_z^2} \ln(1 + \lambda_L^2 k_z^2) \right]. \quad (1.56)$$

Dans le cas d'une translation uniforme,  $k_z = 0$  et on retrouve l'expression (1.55).

### 1.11.2.1 Réseau de vortex

En 1957, Abrikosov [87] montre que dans le cadre de la fonctionnelle de Ginzburg-Landau, lorsque le champ magnétique devient supérieur à  $H_{c1}^c$ , les vortex forment un réseau ordonné. Le pas de ce réseau est  $a_0 = \sqrt{\frac{\beta\Phi_0}{B_\perp}}$ . La constante  $\beta$  dépend de la symétrie du réseau, hexagonal ou quadratique. Le comportement de ce réseau peut être décrit dans le cadre d'une théorie élastique. Le champ de déplacement  $u$  est écrit en considérant que chaque vortex  $n$  est déplacé de sa position d'équilibre du réseau parfait  $R_n$

$$u_n(z) = r_n(z) - R_n = (u_{nx}, u_{ny}); \quad (1.57)$$

en effectuant un développement de Fourier, on a

$$u_n(z) = \int_{1\text{ZB}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} u(k) e^{ikR_n}, \quad (1.58)$$

l'intégration étant faite sur la première zone de Brillouin. Inversement

$$u(k) = \frac{\Phi_0}{B_\perp} \sum_n \int dz u_n(z) e^{-ikR_n}. \quad (1.59)$$

L'énergie élastique devient alors

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} \int_{1\text{ZB}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} u_\alpha(k) \Phi_{\alpha\beta}(k) u_\beta^*(k) \quad (1.60)$$

avec  $(\alpha, \beta) = (x, y)$  et  $k = (k_x, k_y, k_z)$  et  $\Phi_{\alpha\beta}(k)$  le tenseur d'élasticité. Puisque le réseau de vortex est périodique et discret le long des plans  $(x, y)$ , l'intégration sur  $(k_x, k_y)$  est faite sur la première zone de Brillouin. En revanche pour la direction  $k_z$ , la borne inférieure de l'intégration est donnée par la taille du cœur de vortex,  $|k_z| < \pi/\xi$ . Il est possible d'exprimer le tenseur d'élasticité dans le cadre du développement de London, c'est-à-dire dans la limite des faibles champs. Dans ce cas, le tenseur peut s'écrire comme

$$\Phi_{\alpha,\beta}(k) = (c_{11}(k) - c_{66})k_\alpha k_\beta + \delta_{\alpha\beta}[(k_x^2 + k_y^2)c_{66} + k_z^2 c_{44}]. \quad (1.61)$$

$c_{11}$  représente le module élastique de compression,  $c_{66}$  celui de cisaillement et  $c_{44}$  celui d'inflexion. Dans la limite de London isotrope

$$c_{11}(k) \simeq \frac{B_\perp^2/\mu_0}{1 + k^2\lambda^2}, \quad (1.62)$$

$$c_{66} \simeq \frac{B_\perp \Phi_0/\mu_0}{16\pi\lambda^2}, \quad (1.63)$$

$$c_{44}(k) \simeq c_{11}(k) + 2c_{66} \ln \frac{\kappa^2}{1 + k^2\lambda^2}. \quad (1.64)$$

La dispersion de  $c_{11}$  et  $c_{44}$  montre que l'élasticité du réseau de vortex est non locale. Ainsi, les déformations de faible longueur telles que  $2\pi/k \ll 2\pi\lambda$  coûtent moins d'énergie élastique qu'une compression ou une rotation uniforme du réseau. Cette non localité vient de ce que la portée des interactions entre vortex est de l'ordre de  $\lambda$ , supérieure au pas du réseau. Le fait que  $c_{44}$  diminue lorsque  $k$  augmente montre que la non localité augmente l'élasticité du réseau de vortex et donc l'effet des fluctuations thermiques.

### 1.11.2.2 Notion de 'pancake'

Dans le cas des supraconducteurs lamellaires, lorsque le champ magnétique est aligné suivant l'axe cristallographique  $c$ , les supracourants doivent circuler perpendiculairement à cet axe. Cependant, en raison de la forte anisotropie du matériau, les supracourants sont principalement développés dans les plans  $\text{CuO}_2$ . Ils sont presque inexistantes dans les zones isolantes séparant ces couches et ne peuvent donc plus délimiter un vortex comme un tube continu de flux magnétique. Dans ce cas, le vortex est constitué par un empilement de dipôles magnétiques ou "galettes" ('pancake' en anglais). Chaque pancake est défini par l'intersection du tube continu avec une couche supraconductrice. Les pancakes formant un vortex sont tous en interaction attractive par l'effet Josephson et par l'interaction dipolaire magnétique.

**Limite du couplage Josephson nul** En l'absence de couplage Josephson ( $E_J \rightarrow 0$ ), la stabilité d'un vortex n'est assurée que par les interactions magnétiques qui s'établissent entre chaque dipôle appartenant au vortex. Il s'agit d'une force non locale dont la portée est de l'ordre de la longueur de pénétration de London. L'ensemble de ces forces magnétiques minimisent leur travail lorsque l'empilement de pancakes suivant l'axe  $c$  est parfait. L'intensité de ces forces dépend de la température à travers la dépendance de  $\lambda(T)$ .

Clem *et al* [84] commencent à définir le champ créé par un dipôle magnétique isolé dans une seule couche supraconductrice (cas d'un vortex 'Pearl' [88]). Ensuite, ils rajoutent les couches supraconductrices de part et d'autre de la couche accueillant le dipôle magnétique. De cette façon, ils prennent en compte l'écrantage du champ magnétique associé au dipôle magnétique par les courants supraconducteurs des couches voisines. Enfin, pour obtenir le vortex final, ils rajoutent les autres dipôles du vortex en sommant la contribution du champ magnétique ainsi créé. Les auteurs montrent ainsi que l'énergie de ligne d'un tel empilement de pancakes est identique à la forme (1.55).

Afin de caractériser la force de couplage magnétique qui assure la stabilité d'un empilement de pancakes, Clem *et al* [84] expriment la force de rappel qui s'exerce sur un pancake lorsque celui-ci est écarté d'un empilement de pancakes par tous les autres pancakes. Ces auteurs trouvent que tant que le pancake se trouve à une distance inférieure à  $\lambda_{ab}$  de l'axe du vortex, la force de rappel est approximativement linéaire : ceci justifie alors l'approximation quadratique ('cage approximation') suivant laquelle le pancake se trouve dans un puits de potentiel.

**Rajout du couplage Josephson** Lorsque, un pancake s'écarte de sa position d'équilibre, il crée localement une différence de phase  $\delta\Phi$  entre le plan supraconducteur auquel il appartient et les plans premiers voisins. Ceci résulte alors en un coût d'énergie Josephson  $\sim E_J \sin(\delta\phi)$ . Il en résulte alors indirectement une interaction locale attractive. L'intensité de cette force dépend de  $E_J$  et donc directement de la température. La portée de cette force est limitée aux premières couches voisines ( $\sim s$ ).

La prise en compte de cette interaction dans le calcul de la tension de ligne d'un empilement de pancakes est très compliquée en raison de la non linéarité du terme d'interaction Josephson. Bulaevskii *et al* [89] montrent que tant que le pancake reste à moins d'une distance  $\lambda_J$  de l'axe définissant l'empilement de pancakes, le coût d'énergie Josephson reste faible. En revanche, lorsque cette distance est supérieure à  $\lambda_J$ , il y a création d'un 'fragment' de vortex Josephson (voir chapitre 1.11.4) qui relie le pancake ainsi écarté à l'empilement de pancakes restants. Dans le cas théorique d'une anisotropie infinie, le couplage Josephson devient nul et seul le couplage magnétique subsiste.

### 1.11.2.3 Effet des pancakes sur le courant critique Josephson

Le caractère Josephson du transport suivant l'axe  $c$  ayant été établi, Daemen *et al* [90, 91] ont proposé que les fluctuations des pancakes formant un vortex provoquaient la décroissance du courant critique Josephson. Si les pancakes au sein d'un vortex sont parfaitement alignés suivant l'axe  $c$ , la différence de phase entre chaque supraconductrice n'est pas affectée. Le courant

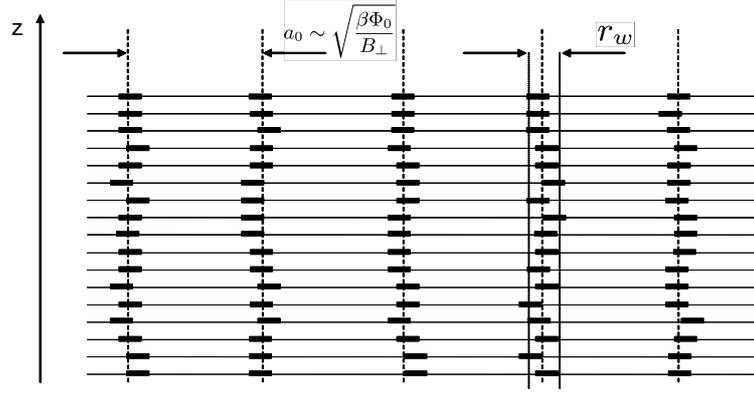


FIG. 1.4 – Réseau ordonné de pancakes.  $r_w$  représente la longueur d'excursion relative moyenne d'un vortex (voir paragraphe 1.12.4.2).

critique n'est donc supprimé que dans le cœur du vortex, ce qui au vu de sa petite taille ( $\sim \xi$ ), peut être négligé. Par contre, si les pancakes s'écartent de leur position d'équilibre en raison des fluctuations thermiques ou bien du désordre, des différences de phase sont créées localement. Le courant Josephson effectif en ces points vaut alors

$$I_{n,n+1} = J_J \left| \int d\rho \langle \exp[i\phi_{n,n+1}(\rho)] \rangle \right|, \quad (1.65)$$

où  $\langle \dots \rangle$  correspond à une moyenne sur toutes les configurations des positions de vortex. Ici,  $\phi_{n,n+1}(\rho)$  est déterminé par la position des vortex suivant

$$\phi_{n,n+1}(\rho) = \sum_m \left( \arctan \frac{x - x_{nm}}{y - y_{nm}} - \arctan \frac{x - x_{n+1,m}}{y - y_{n+1,m}} \right)$$

l'indice  $m$  représentant les couches  $\text{CuO}_2$ , et  $n$  les vortex.

On voit ici que si  $\phi_{n,n+1}(\rho) = 0[2\pi]$ , alors le courant Josephson n'est pas modifié. En revanche, si  $\phi_{n,n+1} \neq 0$ , alors le courant Josephson diminue.

### 1.11.3 Jonction Josephson en présence de champ magnétique

#### 1.11.3.1 Définition de la phase supraconductrice invariante de jauge

Les relations Josephson (1.20) et (1.21) sont écrites dans le cas où on peut négliger le champ magnétique créé par les supracourants. Cependant, en présence de champ magnétique, la phase du paramètre d'ordre supraconducteur n'est pas invariante de jauge. Puisque le courant supraconducteur, grandeur mesurable, est une grandeur physique invariante de jauge (paragraphe 1.5), il faut utiliser pour différence de phase [12]

$$\phi \equiv \gamma - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int \vec{A} \cdot \vec{dl}, \quad (1.66)$$

(nous avons changé la notation afin de garder  $\phi$  pour la différence de phase invariante de jauge et noté  $\gamma$  la grandeur précédente). Cette phase est bien invariante de jauge et l'intégrale doit être prise d'un point de l'une des électrodes à un point de l'autre électrode. C'est cette phase qui intervient dans la première relation Josephson en présence de champ magnétique. On vérifie bien qu'en absence de champ magnétique, les deux définitions de la phase redeviennent équivalentes.

### 1.11.3.2 Approche classique : équation de Ferrel-Prange

Nous avons représenté sur la figure 1.5 une jonction Josephson soumise à un champ magnétique externe. La largeur de la jonction est  $L$  suivant la direction  $x$  et le champ magnétique est appliqué suivant l'axe  $y$ . En l'absence de la jonction, les courants d'écrantage sont générés sur une distance  $\lambda$  de la surface. En revanche, à l'endroit où le supracourant traverse la barrière tunnel, le courant critique est fortement diminué, augmentant ainsi fortement la longueur d'écrantage. On appelle cette grandeur, longueur Josephson, notée  $\lambda_J$ . Nous reproduisons l'approche suivie par Ferrell et Prange [92] qui permet de relier  $\lambda_J$  aux paramètres du problème. Pour cela, il faut intégrer la

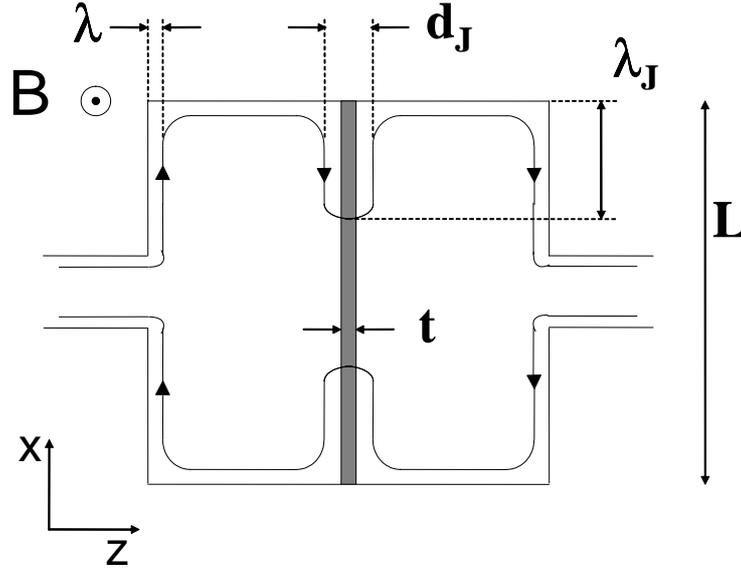


FIG. 1.5 – Jonction Josephson soumise à un champ magnétique parallèle. On voit les deux grandeurs caractéristiques  $\lambda$  et  $\lambda_J$  gouvernant la pénétration du champ dans le supraconducteur massif et dans la jonction. Nous avons représenté les contours d'intégration utilisés pour trouver la relation de Sine-Gordon.

relation  $\nabla\phi = \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A}$  le long d'un contour fermé englobant la jonction tunnel

$$\gamma(x+dx) - \gamma(x) = \frac{2e}{\hbar} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}. \quad (1.67)$$

Le membre de droite devient

$$\frac{2e}{\hbar} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \frac{2e}{\hbar} d\Phi = 2\pi \frac{d\Phi}{\Phi_0}, \quad (1.68)$$

où  $d\Phi$  est le flux compris dans le contour d'intégration. Le membre de gauche vaut

$$d\gamma = \gamma(x+dx) - \gamma(x) = 2\pi \frac{d\Phi}{\Phi_0}. \quad (1.69)$$

Cette intégration se fait grâce à deux hypothèses : on suppose d'une part, qu'il est possible de choisir un chemin très loin de la barrière isolante, de sorte que les courants d'écrantage soient nuls. D'autre part, le long des chemins perpendiculaires à la jonction, les supracourants sont supposés parallèles aux bords de la jonctions.

Puisque le champ magnétique peut s'écrire

$$B = \frac{d\Phi}{d_J dx},$$

alors

$$\frac{d\gamma}{dx} = \frac{2\pi d_J}{\Phi_0} \frac{d\Phi}{d_J dx} = \frac{2\pi d_J}{\Phi_0} B, \quad (1.70)$$

et donc

$$B = \frac{\Phi_0}{2\pi d_J} \frac{d\gamma}{dx}. \quad (1.71)$$

Selon la quatrième équation de Maxwell dans le cas statique,

$$J_s = \frac{c}{4\pi} \nabla \wedge B = \frac{c}{4\pi} \frac{dB}{dx}. \quad (1.72)$$

En combinant (1.71) avec (1.72) et la première équation Josephson,  $J_s = J_J \sin \phi$ , nous obtenons finalement

$$\frac{d^2\gamma}{dx^2} = \frac{8\pi^2 d_J J_J}{c\Phi_0} \sin \gamma. \quad (1.73)$$

On définit alors la longueur Josephson par

$$\lambda_J = \left( \frac{c\Phi_0}{8\pi^2 d_J J_J} \right)^{1/2}. \quad (1.74)$$

On vérifie que plus le courant critique de la jonction augmente, plus la longueur Josephson diminue. La différence de phase entre les deux supraconducteurs définissant la jonction obéit alors à

$$\frac{d^2\gamma}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \gamma. \quad (1.75)$$

En présence de champ magnétique, il faut résoudre cette équation avec pour conditions

$$\frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{2ed}{\hbar c} B_{\parallel} = \frac{2\pi d}{\Phi_0} B_{\parallel}. \quad (1.76)$$

Si le flux pénétrant la jonction est petit devant le quantum de flux  $\Phi_0$ , il est possible de linéariser 1.75 pour obtenir des solutions du type  $\Phi(x) = \Phi_0 \exp^{-x/\lambda_J}$ . On retrouve alors un comportement similaire à l'état Meissner : le champ magnétique ne pénètre que sur une distance caractéristique sur les bords de la jonction. Cette distance, au lieu d'être la longueur de pénétration London, est la longueur Josephson. Puisque  $\lambda_J$  est beaucoup plus grand que la longueur de pénétration London, cela illustre le phénomène de supraconductivité "faible" inclus dans l'effet Josephson.

### 1.11.3.3 Jonction étroite

Lorsque la largeur de la jonction est inférieure à  $\lambda_J$ , elle est dans la limite 'étroite'. Dans ce cas, il est possible de négliger le champ magnétique créé par les supracourants d'écrantage dans la jonction : le flux piégé dans la jonction est égal au champ magnétique externe,  $B_{\parallel} = H_{\parallel}$ . En intégrant l'équation 1.76

$$\phi(x) = \phi_0 + \frac{2\pi L}{\Phi_0} B_{\parallel} x. \quad (1.77)$$

En utilisant la relation Josephson (1.21), le courant Josephson traversant la jonction est modulé avec une période de  $\Phi_0/LB_{\parallel}$ . Pour obtenir la totalité du courant traversant la jonction, il faut intégrer le courant sur la distance  $L$ . Cette intégration est la transformée de Fourier spatiale du courant Josephson.

Kleiner *et al* [62, 63] ont observé de telles modulations du courant critique suivant l'axe  $c$  du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  avec le champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe  $c$ . La dimension latérale des monocristaux utilisés étaient de l'ordre de  $30\lambda_J$  ( $\lambda_J \sim 1\mu\text{m}$  dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ) ce qui rendait l'observation des oscillations de Fraunhofer difficile. Latyshev *et al* [93, 94] ont depuis réalisé ces mesures avec des mésas de largeur  $1.4\mu\text{m}$  ce qui établit clairement la nature Josephson du couplage des paires de Cooper entre les plans  $\text{CuO}_2$ .

### 1.11.3.4 Jonction longue

Dans le cas opposé où la largeur de la jonction est supérieure à la longueur Josephson  $\lambda_J$ , elle est dans la limite 'longue'. C'est le cas des échantillons supraconducteurs que nous avons utilisés pour cette étude. Dans ce cas, il n'est plus possible de négliger le champ magnétique créé par les supracourants d'écrantage du champ magnétique externe. L'équation de Sine-Gordon a été résolue par Owen et Scalapino [95]. Le cas le plus simple correspond au soliton qui représente un fluxon ou vortex Josephson piégé dans la jonction. La différence de phase est alors donnée par

$$\phi(x) = 4 \tan^{-1}[\exp(-x/\lambda_J)] \quad (1.78)$$

et la densité de courant critique

$$J_z(y, z = 0) = 2J_J \tanh(x/\lambda_J) \cosh^{-1}(x/\lambda_J) . \quad (1.79)$$

Cette solution est telle que  $\phi$  passe de  $2\pi$  à 0 lorsque  $x$  évolue de  $x = -\infty$  à  $x = +\infty$ .

### 1.11.3.5 Evolution entre un vortex d'Abrikosov et un vortex Josephson

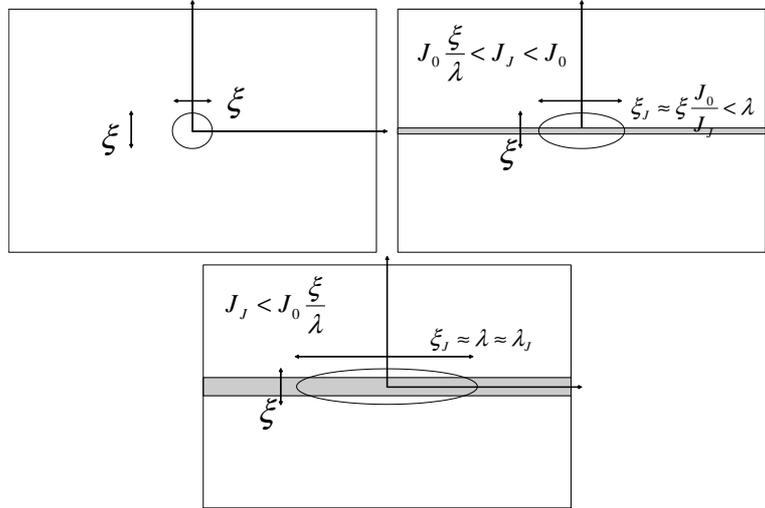


FIG. 1.6 – Evolution schématique d'un vortex d'Abrikosov vers un vortex Josephson avec l'apparition d'un défaut planaire réduisant le courant critique.

Dans le cadre de la théorie de Ginzburg-Landau, le courant de dépairage  $j_0$ , courant maximal pouvant être porté par un matériau supraconducteur, peut être écrit comme  $\lambda^2 = c\Phi_0/12\sqrt{3}\pi^2\xi j_0$ . Pour passer de  $\lambda$  à  $\lambda_J$ , il suffit de remplacer la distance caractéristique  $\xi$  par la longueur  $d_J$  et le courant de dépairage par  $J_J$ .

Afin de comprendre les différences entre un vortex d'Abrikosov et un vortex Josephson, il est possible de représenter l'évolution d'un vortex entre ces deux limites [96, 13]. Une jonction Josephson classique dans un supraconducteur de type II est caractérisée par un courant critique  $J_J$ . Dans le cas où  $J_J \approx J_0$ , c'est-à-dire la limite où il n'y a pas de jonction, si un vortex est créé à cet endroit, il s'agit alors d'un vortex Abrikosov pour lequel, le paramètre d'ordre supraconducteur s'annule et revient à sa valeur d'équilibre  $\psi_\infty$  sur une distance  $\sim \xi$ , définissant ainsi un cœur normal. Un supracourant s'établit autour du vortex sur une distance d'environ  $\lambda$ . Si une jonction tunnel existe, un plan apparaît où le courant critique  $J_J$  est inférieur à  $J_0$ . La densité de courant suivant la direction perpendiculaire au plan est toujours  $J_0$  à une distance  $\xi$  du cœur du vortex. Cependant, puisque la densité de courant à travers la jonction ne peut plus dépasser  $J_J$ , le cœur du

vortex s'étend suivant cette direction sur une distance  $\xi_J$  supérieure à  $\xi$ . En écrivant la continuité des courants suivant les directions parallèle et perpendiculaire au plan de la jonction, on a

$$\xi_J \sim J_0 \xi / J_J .$$

Tant que  $J_J > J_0 \xi / \lambda \iff J_J > J_0 / \kappa$ ,  $\xi_J < \lambda$ , les vortex sont toujours des vortex Abrikosov, mais leur cœur est fortement anisotrope avec  $\xi_J \gg \xi$ . Toutefois, pour des distances très grandes devant  $\xi_J$ , le vortex présente les mêmes caractéristiques que les vortex Abrikosov, en particulier la décroissance des supercourants sur une distance  $\lambda$ . Parallèlement, la complète suppression du paramètre d'ordre devient impossible, diminuant par rapport à la valeur initiale comme [13]

$$\delta\psi \sim \left( \frac{J_J}{J_0} \right)^2 .$$

Par ailleurs, en même temps que l'amplitude du paramètre d'ordre est rétablie dans le cœur du vortex, ce dernier se transforme en perturbation de la phase. Si le courant critique devient inférieur à la valeur critique de  $J_0 / \kappa$ , alors  $\xi_J$  devient supérieur à la longueur d'écrantage du champ magnétique  $\lambda$ . Dans ce cas,  $\lambda_J = \sqrt{\frac{c\Phi_0}{16\pi^2 \lambda J_J}}$  devient la seule longueur caractéristique du système, décrivant à la fois les courants d'écrantage, la phase et le champ magnétique. La suppression du paramètre d'ordre se limite alors à  $\delta\psi \sim (J_J / J_0) / \kappa$ .

#### 1.11.4 Vortex Josephson dans les SHTc

##### 1.11.4.1 Vortex Josephson en présence d'un empilement de couches supraconductrices

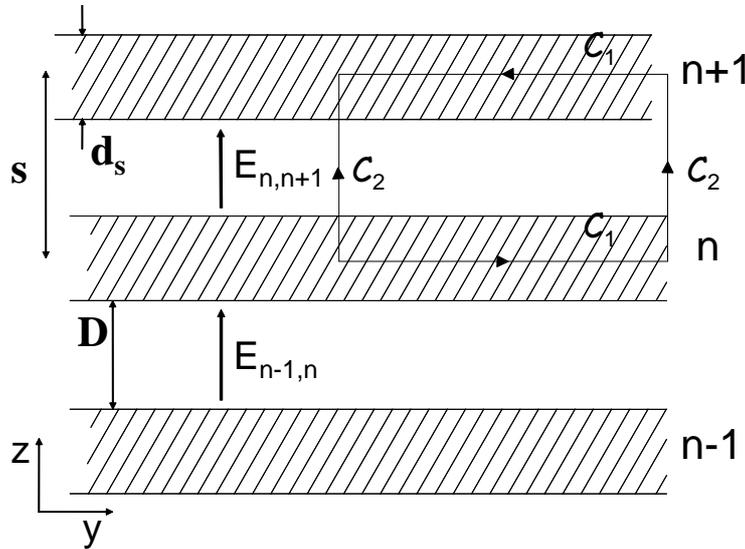


FIG. 1.7 – Schéma du contour d'intégration utilisé par Clem *et al* [97] pour obtenir la structure d'un vortex Josephson dans les supraconducteurs lamellaires.

La solution de l'équation de Sine-Gordon dans le cas d'un empilement de couches supraconductrices dont l'épaisseur est inférieure à la longueur de pénétration London est plus compliquée. Nous allons exposer la technique utilisée par Clem *et al* [97]. La figure 1.7 montre le contour d'intégration  $\mathcal{C}$  qui est utilisé. Un seul vortex Josephson est situé dans la couche 0 suivant l'axe  $x$ . Le champ magnétique n'a qu'une composante suivant cet axe. On peut remarquer qu'il n'est plus possible de trouver un contour pour lequel les courants d'écrantage s'annulent comme pour

une jonction Josephson classique. Il faut alors intégrer suivant  $\mathcal{C}$  le potentiel vecteur défini par l'équation (1.50)

$$a_i = -\frac{4\pi\lambda_L^2}{c} j_i - \frac{\phi_0}{2\pi} \frac{\partial\gamma}{\partial x_i}, \quad (1.80)$$

où les indices  $i$  représentent les trois directions de l'espace. Ici,  $\lambda_L$  est la longueur de pénétration de London de chaque couche supraconductrice d'épaisseur  $d_s$ . En intégrant sur le contour  $\mathcal{C}$  semi-infini représenté dans la figure 1.7, on obtient en supposant que le champ  $b(y, z)$  est constant entre deux couches suivant l'axe  $z$

$$\Phi = \int_S b(y', z') dy' dz' = s \int_y^{+\infty} dy' b(y', z) = \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{l}. \quad (1.81)$$

L'intégration suivant le contour de la figure 1.7 donne les termes

$$\oint_{\mathcal{C}} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{l} = \int_{\mathcal{C}_1} a_y \cdot dy + \int_{\mathcal{C}_2} a_z \cdot dz, \quad (1.82)$$

avec

$$\int_{\mathcal{C}_1} a_y \cdot dy = \int_y^{\infty} \left[ -\frac{4\pi\lambda_L^2}{c} [j_y(y', z_{n+1}) - j_y(y', z_n)] - \frac{\Phi_0}{2\pi} \left( \frac{\partial\gamma(y', z_{n+1})}{\partial y'} - \frac{\partial\gamma(y', z_n)}{\partial y'} \right) \right] \cdot dy'. \quad (1.83)$$

En récrivant  $\gamma(y', z_{n+1}) - \gamma(y', z_n) = \Delta\gamma_n(y)$

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_{\mathcal{C}_1} a_y \cdot dy = -\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial\Delta\gamma_n(y)}{\partial y} - \frac{4\pi\lambda_L^2}{c} [j_y(y, z_{n+1}) - j_y(y, z_n)]. \quad (1.84)$$

L'intégration sur le chemin entre les couches supraconductrices donne

$$\int_{\mathcal{C}_2} a_z \cdot dz = -\frac{4\pi\lambda_L^2}{c} \int_{\mathcal{C}_2} j_z \cdot dz - \frac{\Phi_0}{2\pi} \int_{\mathcal{C}_2} \frac{\partial\gamma}{\partial z} dz. \quad (1.85)$$

La différentiation par  $y$  donne alors

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_{\mathcal{C}_2} a_z \cdot dz = -\frac{4\pi\lambda_L^2 d_s}{c} \frac{\partial}{\partial y} J_z(y, z). \quad (1.86)$$

Finalement

$$b(y, z) = -\frac{\Phi_0}{2\pi s} \frac{\partial}{\partial y} \Delta\gamma_n(y) - \frac{4\pi\lambda_L^2 d_s}{cs} \frac{\partial}{\partial y} J_z(y, z) + \frac{4\pi\lambda_L^2}{cs} [j_y(y, z_{n+1}) - j_y(y, z_n)], \quad (1.87)$$

qui peut se réécrire dans la limite continue pour la densité de courant

$$j_y(y, z_{n+1}) - j_y(y, z_n) \approx s \frac{\partial j_y(y, z_n)}{\partial z} = \frac{s}{d_s} \frac{\partial J_y(y, z)}{\partial z}. \quad (1.88)$$

Ici, les grandeurs  $J_y = (d_s/s)j_y$  et  $\lambda_b \equiv \sqrt{s/d_s}\lambda_L$  permettent de faire le lien avec la description continue tout en gardant la même densité superfluide. L'équation finale s'exprime alors par

$$b(y, z) = -\frac{\Phi_0}{2\pi s} \frac{\partial}{\partial y} \Delta\gamma_n(y) - \frac{4\pi\lambda_L^2 d_s}{cs} \frac{\partial}{\partial y} J_z(y, z) + \frac{4\pi\lambda_b^2}{c} \frac{\partial}{\partial z} J_y(y, z). \quad (1.89)$$

Nous pouvons simplifier l'équation précédente en considérant de petites oscillations de la différence de phase et en linéarisant le terme Josephson  $J_z(y, z) \approx J_J \Delta\gamma_n(y)$ . L'équation 1.89 devient alors

$$-\frac{4\pi}{c} \lambda_c^2 \frac{\partial J_z}{\partial y}(y, z) + \frac{4\pi}{c} \lambda_b^2 \frac{\partial J_y}{\partial z}(y, z) = b(y, z). \quad (1.90)$$

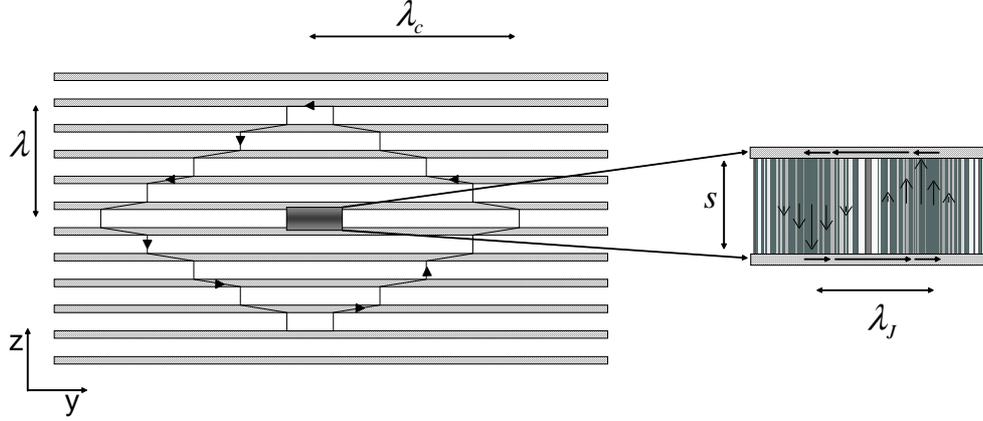


FIG. 1.8 – Schéma d'un vortex Josephson dans un supraconducteur lamellaire. La figure de gauche illustre le champ magnétique associé au vortex. On a juste représenté les supercourants les plus éloignés du cœur de vortex. La figure de droite illustre le cœur non linéaire en phase.

Dans cette formule, nous avons posé

$$\lambda_c^2 = \frac{c\Phi_0}{8\pi^2 s J_J} + \left( \frac{\lambda_b d_s}{s} \right)^2 . \quad (1.91)$$

En utilisant la loi d'Ampère  $J = (c/4\pi)\nabla \wedge b$ , nous obtenons une équation de type London anisotrope

$$\lambda_c^2 \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} + \lambda_b^2 \frac{\partial^2 b}{\partial z^2} = b(y, z) . \quad (1.92)$$

Cette formule décrit la phase assez loin du cœur fortement non linéaire en phase du vortex Josephson et donne deux échelles caractéristiques de décroissance du champ magnétique suivant les deux directions  $y$  et  $z$ . Puisque  $\lambda_c \gg \lambda_b$ , le vortex est fortement étiré suivant les plans. Ceci est à comparer au cas isotrope d'un fluxon dans une jonction Josephson conventionnelle qui ne dépend que de  $\lambda_J$ . La solution  $b(x, y)$  de l'expression précédente s'écrit

$$b(y, z) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_b\lambda_c} K_0(\tilde{\rho}) \quad (1.93)$$

avec  $\tilde{\rho}^2 = (y/\lambda_c)^2 + (z/\lambda_b)^2$ . Clem et al proposent une solution plus précise en décrivant le champ comme

$$b(y, z) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_b\lambda_c} K_0(\tilde{R}) , \quad (1.94)$$

avec  $\tilde{R}^2 = \tilde{x}_0^2 + \tilde{y}^2 + \tilde{z}^2$ ,  $\tilde{y} = y/\lambda_c$  et  $\tilde{z} = z/\lambda_b$ ,  $\tilde{x}_0 = s/2\lambda_b$ . En combinant l'expression (1.93) avec la loi d'Ampère et la première relation de Josephson, on en déduit que dans la zone centrale du vortex (en  $z = 0$ )

$$\Delta\gamma_0(y) = \sin^{-1} \left[ \frac{s/\lambda_b K_1[(\tilde{x}_0^2 + \tilde{y}^2)^{1/2}]\tilde{y}}{(\tilde{x}_0^2 + \tilde{y}^2)^{1/2}} \right] . \quad (1.95)$$

Pour de petites valeurs de  $\tilde{y}$ , le développement asymptotique  $K_1(x) \sim 1/x$  permet d'écrire

$$\Delta\gamma_0(y) = \pi - 2 \tan^{-1}(\tilde{y}/\tilde{x}_0) = \pi - 2 \tan^{-1}(2y/\lambda_J) \quad (1.96)$$

Pour les autres couches ( $n \neq 0$ ), la linéarisation de la relation Josephson aboutit à

$$\Delta\gamma_n(y) = \frac{s}{\lambda_b} K_1(\tilde{R}) \frac{\tilde{y}}{\tilde{R}} . \quad (1.97)$$

Les expressions (1.94), (1.95), (1.96) et (1.97) décrivent le champ magnétique ainsi que le cœur non linéaire en phase d'un vortex Josephson. Les expressions (1.95) et (1.96) montrent que le courant Josephson atteint sa valeur maximale en  $\tilde{y} = \tilde{x}_0$ , c'est-à-dire  $y = \lambda_J/2$ . Suivant l'axe  $z$ , le cœur de phase s'étend sur une distance  $\tilde{z} = \tilde{x}_0$ , c'est-à-dire  $z = s/2$ . L'expression (1.97) montre que le courant décroît à grande distance comme  $e^{-y/\lambda_c}$ . Par conséquent, il est possible de décrire le champ magnétique associé à un vortex Josephson par le modèle de London anisotrope assez loin du cœur non linéaire. De tels vortex ont été visualisés à l'aide de magnétométrie SQUID dans des monocristaux de  $(\text{Hg,Cu})\text{Ba}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ . La boucle du SQUID balaye parallèlement le côté  $ac$  du monocristal tandis qu'un faible champ est appliqué perpendiculairement à cette face. La figure 1.9 permet de vérifier la forme caractéristique étirée des vortex Josephson. A partir de cette étude, Moler *et al* [98] extraient une mesure de  $\lambda_c$ .

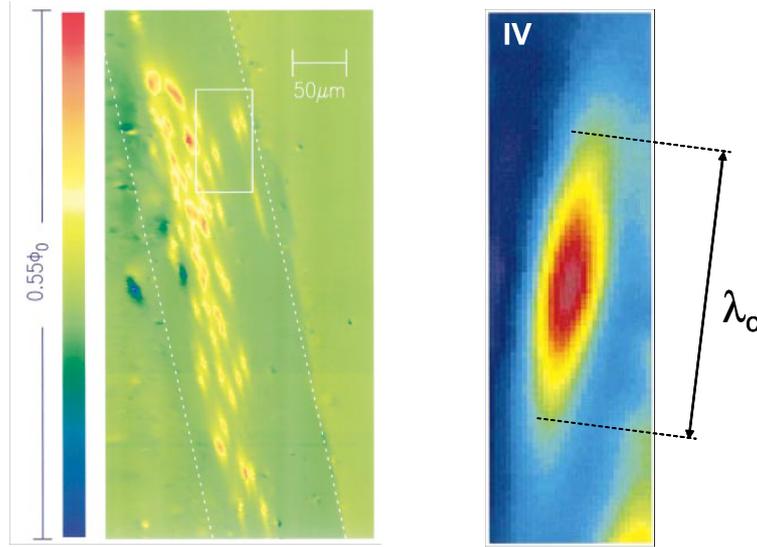


FIG. 1.9 – Imagerie à l'aide d'un SQUID du champ magnétique créé par les vortex Josephson dans  $(\text{Hg,Cu})\text{Ba}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  (d'après [98]). La taille réelle du vortex Josephson suivant l'axe  $c$  du cristal est inférieure à la résolution spatiale de la boucle du SQUID.

Nous voyons que, contrairement aux vortex Josephson dans les jonctions conventionnelles, le cœur de phase et le champ magnétique ne peuvent être décrits par la même longueur caractéristique (voir figure 1.6). En effet, dans le cas des supraconducteurs lamellaires, les courants perpendiculaires à la jonction définissant un vortex Josephson doivent traverser environ  $\lambda/s$  jonctions Josephson. Le cœur du vortex Josephson est fortement étiré suivant les plans et le rapport entre l'extension du champ magnétique et la taille du cœur de phase est de

$$\frac{\lambda_J}{\lambda_c} = \frac{s}{\lambda}.$$

Lorsque le courant  $J_J$  diminue, ce rapport reste constant.

L'expression (1.91) généralise le résultat (1.74) obtenu pour des jonctions conventionnelles : la longueur effective  $d_J$  est remplacée par la distance entre les plans  $\text{CuO}_2$ . Cette longueur définit la pénétration du champ magnétique par les bords de la barrière isolante des jonctions. Le second terme de l'expression (1.91) représente la contribution due à l'écrantage intrinsèque. Ainsi, dans la limite d'un couplage Josephson très important,  $J_J \rightarrow \infty$  et  $\lambda_c \rightarrow \sqrt{d_s/s}\lambda_L \sim \lambda_L \sim \lambda_b$  (si l'épaisseur de la couche isolante devient nulle,  $d_s \rightarrow s$  et  $(\lambda_b, \lambda_c) \rightarrow \lambda_L$ ). La contribution de

l'effet Josephson au défaut d'écrantage du champ est nul. La condition

$$\frac{c\Phi_0}{8\pi^2cJ_J} \gg \frac{\lambda_L^2 d_s}{s}, \quad (1.98)$$

implique que

$$J_J \ll \frac{c\Phi_0 s}{8\pi^2\lambda^2 d_s} = \frac{\epsilon_0 s}{d_s}, \quad (1.99)$$

Dans le cas du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  que nous avons étudié, ceci est toujours vérifié et donc

$$\lambda_c^2 \approx \frac{c\Phi_0}{8\pi^2sJ_J}. \quad (1.100)$$

C'est cette formule que nous utiliserons par la suite pour relier le courant critique  $J_J$  suivant l'axe  $c$  à la longueur de pénétration  $\lambda_c$ .

Pour conclure, le terme de longueur Josephson caractérise la largeur du cœur en phase et non plus la longueur caractéristique de pénétration du champ dans la jonction. Cette différence de vocabulaire est due au fait que dans les jonctions conventionnelles, la pénétration du champ magnétique et la phase sont toutes deux caractérisées par la même longueur.

#### 1.11.4.2 Réseau de vortex Josephson

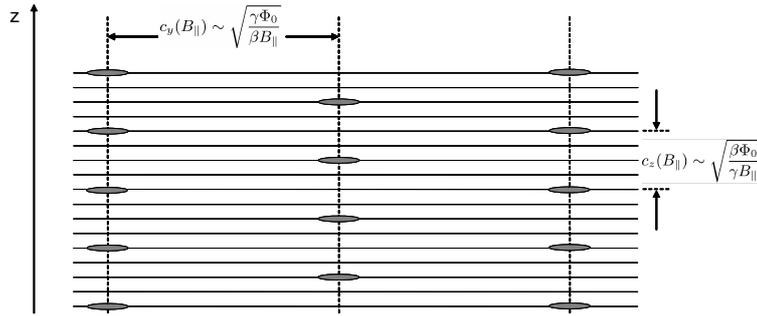


FIG. 1.10 – Réseau de vortex Josephson supposé sans fluctuation thermique. Le schéma n'est pas à l'échelle réelle puisque le rapport entre  $c_y$  et  $c_z$  est de l'ordre de  $\gamma$  ( $\sim 600$  pour  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ).

Puisque les vortex Josephson sont bien décrits par la théorie de London anisotrope suffisamment loin de leur cœur, les paramètres du réseau de vortex Josephson sont obtenus [99] comme pour le cas des vortex dans les composés présentant une légère anisotropie comme  $\text{YBaCuO}$ . La figure 1.10 montre la structure de ce réseau : le pas du réseau suivant les plans  $\text{CuO}_2$  est  $c_y(B_{\parallel}) \sim \sqrt{\frac{\gamma\Phi_0}{\beta B_{\parallel}}}$

et suivant l'axe  $c$ ,  $c_z(B_{\parallel}) \sim \sqrt{\frac{\beta\Phi_0}{\gamma B_{\parallel}}}$ . Il s'agit cependant d'un scénario simplifié. En effet, pour une valeur quelconque du champ  $B_{\parallel}$ , les cœurs de vortex Josephson ne peuvent pas tous trouver une place entre les plans  $\text{CuO}_2$  pour des raisons d'incommensurabilité [100].

Il est possible de définir une tension de ligne pour un vortex Josephson, ainsi que le champ critique thermodynamique de première pénétration associé. Cependant, il faut prendre en compte l'énergie Josephson du cœur. Koshelev [101] déduit que

$$\epsilon_{JV} = \frac{\Phi_0^2}{(4\pi\lambda)^2\gamma} \left[ \ln\left(\frac{\lambda}{s}\right) + C_{JV} \right], \quad (1.101)$$

où  $C_{JV} \simeq 1.55$ . Ce facteur ne peut être obtenu que par des simulations numériques car il requiert de prendre en compte l'énergie Josephson dans l'énergie libre de Lawrence et Doniach. En comparant cette énergie de ligne avec celle obtenue pour un vortex d'Abrikosov (expression (1.55)),  $\xi$  se change en  $s$  et le facteur d'anisotropie divise l'énergie (les facteurs numériques sont différents).

En revanche, le cœur du vortex Josephson ne comporte pas de zone à l'état normal et il n'est pas possible de définir un champ critique supérieur. La seule grandeur caractéristique du champ magnétique formant une limite supérieure est  $H_d$ , le champ à partir duquel les cœurs fortement non linéaires en phase des vortex Josephson se superposent

$$\lambda_J \sim c_y(B_{\parallel}) . \quad (1.102)$$

Cette limite correspond aussi au cas où le pas du réseau de vortex Josephson suivant l'axe  $c$  devient égal à  $c_z \sim s$ . A partir de ce champ, seul le pas du réseau suivant les plans évolue avec le champ appliqué comme  $c_y \equiv a = \frac{\Phi_0}{sB_{\parallel}}$ .

## 1.12 Oscillation du plasmon Josephson.

### 1.12.1 Oscillation plasma dans un gaz d'électrons libres

Dans le cas d'un gaz d'électrons, il a été montré qu'il existe une excitation collective pour laquelle tous les porteurs oscillent à la pulsation plasma [102]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{\epsilon m}} . \quad (1.103)$$

On interprète classiquement cet effet en remarquant que si un volume contenant une densité de charges  $n$  est déplacé sur une distance  $x$ , un champ électrique est créé qui, appliqué sur les charges, agit comme une force de rappel. Cette force est proportionnelle à la densité de charge. Donc, dans une équation de type harmonique, la solution en fréquence dépend de ce champ en racine carrée. Lors de l'excitation longitudinale collective, la densité électronique et le champ électrique oscillent en phase. Un calcul de type RPA ('Random Phase Approximation'), négligeant les fluctuations de phases aléatoires, montre que ce mode de plasmon est dispersif

$$\omega_p(k) = \omega_p(0) + \frac{3}{10} \frac{v_F^2}{2} k^2 . \quad (1.104)$$

La dispersion découle du principe d'exclusion de Pauli, modulant la probabilité d'approche entre deux électrons [103] : ceci introduit une compressibilité non nulle pour le gaz d'électrons. La valeur non nulle de l'énergie du plasmon pour  $k \rightarrow 0$  découle du caractère longue portée des forces d'interaction coulombiennes entre électrons [103]. La résonance plasma reste donc bien définie tant que sa branche d'excitation est bien séparée des excitations monoélectroniques du continuum. Typiquement, les ordres de grandeur des résonances plasmas dans les bons conducteurs sont de l'ordre de 3 à 10 eV.

Dans le cas des composés anisotropes tels que les composés lamellaires, il est possible d'étendre le résultat précédent. Si les fonctions de Bloch sont très peu recouvrantes suivant l'axe  $c$ , le transport ne se fait que par effet tunnel. Il est possible de définir une masse effective associée aux porteurs suivant cette direction [81]

$$m_{\perp} = \frac{1}{t_{\perp} d^2} , \quad (1.105)$$

où  $t_{\perp}$  est l'amplitude de la probabilité de tunneling et  $d$  l'écart entre les couches. Puisque  $m_{\perp} \ll m_{\parallel}$ , la fréquence plasma suivant l'axe  $c$  est beaucoup plus faible que la fréquence plasma se développant au sein des couches. Pokrovsky *et al* [81] montrent que cette estimation simple ne prend pas en compte la forme cylindrique de la surface de Fermi et qu'en réalité la fréquence plasma est inférieure.

### 1.12.2 Résonance plasma de paires de Cooper

Suite à la prédiction de l'effet Josephson, Anderson [104] évoqua la possibilité d'une résonance collective de paires de Cooper dans les jonctions Josephson similaire à une résonance plasma. En gardant la dépendance temporelle de l'équation de Maxwell, on obtient l'équation de Sine-Gordon dynamique (l'expression 1.73 correspond au cas statique) [12]

$$\nabla\phi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin\phi, \quad (1.106)$$

où  $\lambda_J$  est donnée par l'expression (1.74) et  $v = c/(4\pi dC)^{1/2}$ .  $v$  représente la vitesse des ondes électromagnétiques le long de la barrière tunnel en l'absence de courants supraconducteurs à travers la jonction ( $1/\lambda_J^2 \rightarrow 0$ ). Il est possible de trouver des solutions de type  $\gamma = \gamma_0 + \delta\gamma$ , où  $\delta\gamma = u \exp(i(kx - \omega t))$  avec  $u \ll \gamma_0$  (on considère alors que la résonance plasma provoque une faible perturbation de la phase  $\gamma_0$ ). Les solutions sont de la forme

$$\omega(k)^2 = \frac{v^2 \cos(\gamma_0)}{\lambda_J^2} + v^2 k^2. \quad (1.107)$$

Cette expression indique que lorsque  $\omega < v/\lambda_J$ , le vecteur d'onde  $k$  est imaginaire. Il n'y a donc pas de propagation. Comme pour le cas du plasmon dans un gaz d'électrons libres, la valeur non nulle de l'énergie du plasmon lorsque  $k \rightarrow 0$  est due au caractère longue portée du potentiel coulombien entre les charges qui n'est pas écranté. Puisqu'il s'agit d'un mouvement collectif de paires de Cooper par effet Josephson, cette résonance est qualifiée de Résonance Plasma Josephson (RPJ).

On retrouve aussi, dans la limite statique où  $\omega \rightarrow 0$ , l'effet Meissner caractérisé par  $k \rightarrow i/\lambda_J$ . Lorsque  $\omega > v/\lambda_J$ , on obtient des excitations longitudinales collectives, assimilables à la résonance plasma. Dans le cas de jonctions étroites,  $k = 0$  et la résonance plasma se réduit à  $\omega_p = v\sqrt{|\cos\gamma_0|}/\lambda_J$ . La phase ne varie pas spatialement le long de la jonction et il n'y a donc pas de champ magnétique induit. On peut aussi remarquer que la fréquence plasma dépend de  $\gamma_0$ . Nous verrons plus tard que la mesure de la résonance plasma permet de mesurer ce facteur et d'en déduire des informations sur les arrangements de vortex dans les SHTc.

Dahm *et al* [105, 106] ont observé expérimentalement de telles résonances en 1964 sur des jonctions Sn/SnO/Sn. A cet effet, ces auteurs ont utilisé un courant de polarisation afin de faire varier le facteur  $\gamma_0$  et donc la fréquence plasma. Parallèlement, un champ micro-onde de fréquence fixée est appliqué sur la jonction ce qui permet d'induire les faibles oscillations de la phase  $\delta\phi$ . En balayant le courant de polarisation, il est possible de faire coïncider la fréquence plasma induite dans la jonction avec la fréquence du champ microonde (ou bien une de ses harmoniques supérieures). Dans ce cas, une résonance dans la mesure de la tension aux bornes de la jonction est détectée. Nous verrons dans le chapitre suivant que cette technique est très similaire à la technique des cavités résonantes.

La résonance plasma de paires de Cooper dans un échantillon supraconducteur massif existe aussi. La fréquence de cette résonance est très proche de celle du plasmon à l'état normal.

### 1.12.3 Résonance plasma dans les supraconducteurs à haute température critique

#### 1.12.3.1 Approche classique

Dans les jonctions conventionnelles, la résonance du plasmon Josephson est introduite en résolvant l'équation de Sine-Gordon dans le cas dynamique. Dans le cas des supraconducteurs à haute température critique, Tachiki et Machida [107, 108, 109] étudient similairement l'équation de Sine-Gordon modifiée introduite par Clem [110] (dont la version statique est rappelée paragraphe 1.11.4.1) pour le cas des cuprates.

Ce résultat est obtenu dans le cadre du modèle de Lawrence et Doniach [83]. Ils considèrent un empilement de plans supraconducteurs d'épaisseur  $D$  séparés d'une distance  $s$  (voir figure 1.7). Nous reproduisons la procédure pour obtenir le plasmon longitudinal [108]. Toutes les grandeurs présentent donc une invariance de translation le long de la barrière tunnel.

Le courant total qui circule par effet tunnel entre les plans d'indice  $n$  et  $n+1$  est la somme du courant Josephson et du courant de quasiparticules

$$J_{n+1,n}(t) = J_J \sin \Phi_{n+1,n}(t) + \sigma_{qp}^c E_{n+1,n}(t), \quad (1.108)$$

où  $\sigma_{qp}^c$  la conductivité des quasiparticules suivant l'axe  $c$  dans l'état supraconducteur, et  $E_{n+1,n}$  le champ électrique suivant l'axe  $c$  entre ces deux couches. Le courant critique Josephson est supposé constant pour toutes les jonctions SIS de l'échantillon. La phase  $\Phi_{n+1,n}$  est la différence de phase invariante de jauge de part et d'autre de la jonction, introduite précédemment par l'expression (1.66), et qui s'exprime avec les notations correspondant à la géométrie étudiée

$$\Phi_{n+1,n}(t) = \phi_{n+1}(t) - \phi_n(t) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{z_n+s/2}^{z_{n+1}+s/2} dz \cdot A_z(z, t), \quad (1.109)$$

où  $z_l = l(D+s)$ . En exprimant dans le cas discret que la variation de courant d'un plan à l'autre correspond à la variation de la densité de charge au sein de la couche  $n$ ,  $\rho_n$ , on a

$$\partial_t \rho_n(t) = \frac{J_{n,n-1}(t) - J_{n,n+1}(t)}{s}. \quad (1.110)$$

En écrivant la loi de Gauss  $\nabla \cdot \epsilon E = 4\pi\rho$  dans le cas discret

$$\epsilon \frac{E_{n+1,n}(t) - E_{n,n-1}(t)}{s} = 4\pi\rho_n(t). \quad (1.111)$$

Les relations (1.109) et (1.111) permettent alors d'écrire

$$J_{n+1,n}(t) + \frac{\epsilon}{4\pi} \partial_t E_{n+1,n}(t) = J_{n,n-1}(t) + \frac{\epsilon}{4\pi} \partial_t E_{n,n-1}(t). \quad (1.112)$$

Par conséquent, le courant total formé du courant tunnel des paires de Cooper, des quasiparticules, et du courant de déplacement est conservé entre toutes les couches voisines : il est égal au courant imposé  $I(t)$

$$I(t) = J_J \sin \Phi_{n+1,n}(t) + \sigma_{qp}^c E_{n+1,n}(t) + \frac{\epsilon}{4\pi} \partial_t E_{n+1,n}(t). \quad (1.113)$$

En utilisant la seconde relation de Josephson (1.21), on observe que

$$\partial_t \Phi_{n+1,n}(t) = \frac{2e}{\hbar} V_{n+1,n}(t). \quad (1.114)$$

Cependant, Anderson et Josephson ont remarqué que cette expression n'est valable qu'en négligeant le courant de déplacement. Machida *et al* [108] proposent d'incorporer le courant de déplacement dans la seconde relation de Josephson en raison des forts champs électriques susceptibles d'exister dans la barrière tunnel. En dérivant l'expression (1.109)

$$\frac{\Phi_0}{2\pi c} \partial_t \Phi_{n+1,n}(t) = \left[ A_0(z_{n+1}, t) + \frac{\Phi_0}{2\pi c} \partial_t \phi_{n+1}(t) \right] - \left[ A_0(z_n, t) + \frac{\Phi_0}{2\pi c} \partial_t \phi_n(t) \right] + V_{n+1,n}(t), \quad (1.115)$$

où  $A_0$  représente le potentiel scalaire. Enfin, la relation suivante relie la densité de charge au potentiel scalaire et la phase [111]

$$\rho_n(t) = -\frac{1}{4\pi\mu^2} \left[ A_0(z_n, t) + \frac{\Phi_0}{2\pi c} \partial_t \phi_n(t) \right], \quad (1.116)$$

$\mu$  étant la longueur de Debye, longueur d'écrantage de la charge.

En substituant dans la relation (1.115) les relations (1.116) et (1.111), Machida *et al* obtiennent

$$\frac{\hbar}{2e} \partial_t \Phi_{n+1,n}(t) = \frac{\epsilon \mu^2}{sD} \left[ -V_{n,n-1}(t) + \left( 2 + \frac{sD}{\epsilon \mu^2} \right) V_{n+1,n}(t) - V_{n+2,n+1}(t) \right]. \quad (1.117)$$

Cette relation représente la relation Josephson modifiée pour prendre en compte le couplage capacitif entre les plans. L'évolution de la différence de phase entre les couches  $n$  et  $n+1$  dépend aussi des potentiels entre les couches  $n-1, n$  et  $n+2, n$ . Le facteur  $\epsilon \mu^2 / sD$  représente la force du couplage. Dans d'autres approches [112], ce couplage s'exprime directement en fonction de la capacité de la jonction. Dans la limite où  $\epsilon \mu^2 \ll sD$ , le couplage capacitif peut être négligé et nous retrouvons la seconde relation de Josephson.

En dérivant l'expression (1.117) et en utilisant (1.19)

$$\frac{\epsilon}{c^2} \partial_t^2 \Phi_{n+1,n}(t) = \frac{1}{\lambda_c^2} \left[ \alpha \Delta^{(2)} \sin \Phi_{n+1,n}(t) - \sin \Phi_{n+1,n}(t) - \frac{\beta}{\omega_p} \partial_t \Phi_{n+1,n}(t) + \frac{I(t)}{J_J} \right]. \quad (1.118)$$

Nous retrouvons la longueur de pénétration suivant l'axe  $c$  dérivée par Clem (expression (1.100))  $\lambda_c = \sqrt{c \Phi_0 / 8 \pi^2 D J_J}$ . Nous avons aussi posé  $\alpha = \frac{\epsilon \mu^2}{sD}$ ,  $\beta = \frac{4 \pi \sigma_{qp}^c \lambda_c}{\sqrt{\epsilon c}}$  et  $\Delta^{(2)} f_{n+1,n} \equiv f_{n+2,n+1} - 2f_{n+1,n} + f_{n,n-1}$ .  $\beta$  est relié au paramètre de McCumber :  $1/\beta^2 = \beta_c = 2 \pi I_c / c (\sigma_{qp}^c)^2$ . Kleiner *et al* [62] ont trouvé que dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ,  $\beta_c \gg 1$ . Ceci montre que le facteur dissipatif dans l'expression du plasmon Josephson peut être négligé. En l'absence de courant appliqué ( $I(t) = 0$ ) et en l'absence de dissipation  $\sigma_{qp}^c = 0$ , la relation du plasmon longitudinal est

$$\omega_L(k_z) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon} \lambda_c} \sqrt{1 + 2\alpha [1 - \cos k_z (s + D)]}. \quad (1.119)$$

Pour des valeurs de  $k_z$  proches de 0, typiquement celles des ondes microondes

$$\omega_L(k_z) \simeq \omega_p \sqrt{1 + \epsilon \mu^2 [(s + D)^2 / sD] k_z^2}. \quad (1.120)$$

Un raisonnement similaire est développé par Machida *et al* pour l'étude du plasmon transverse en rajoutant la dépendance spatiale des équations Sine-Gordon le long des couches supraconductrices. Le raisonnement très détaillé peut être trouvé dans [107]. La dispersion du plasmon transverse est alors

$$\omega_T(k_{\parallel}) \simeq \omega_p \sqrt{1 + \lambda_c^2 k_{\parallel}^2}. \quad (1.121)$$

La dispersion du mode transverse est donc plus forte que celle du mode longitudinal ( $\mu \sqrt{\epsilon} \ll \lambda_c$ ). Le terme de couplage entre différentes couches explique que dans les SHTc, la RPJ se développe de manière cohérente dans tout le matériau. L'amortissement de cette résonance par transfert d'énergie aux niveaux de quasiparticules montre que la résonance peut être détectée par une dissipation d'énergie dans l'échantillon.

### 1.12.3.2 Expression usuelle

En conclusion, si l'effet des quasiparticules et la dispersion peuvent être négligés, la fréquence de la résonance plasma Josephson est simplement obtenue en extrapolant le résultat obtenu pour un gaz d'électrons libres classique dans le cadre du modèle de London : la relation (1.103) devient donc

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4 \pi n_s e^2}{m_c \epsilon_c}}, \quad (1.122)$$

où  $m_c$  est la masse effective des porteurs et  $\epsilon_c$  la constante diélectrique du composé suivant l'axe  $c$ , toutes deux suivant l'axe  $c$ . En combinant cette expression avec la relation 1.6 (on remplace  $\lambda_L$  par  $\lambda_{ab}$ ), on obtient en utilisant  $m_{ab} / m_c \lambda_{ab}^2 = 1 / \gamma^2 \lambda_{ab}^2 = 1 / \lambda_c^2$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{m_{ab} c^2}{m_c \epsilon_c \lambda_{ab}^2}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_c} \lambda_c}. \quad (1.123)$$

En utilisant la relation (1.100), la fréquence plasma s'exprime aussi comme

$$\omega_p^2 = \frac{8\pi^2 cs J_J}{\epsilon_c \Phi_0} . \quad (1.124)$$

Par conséquent, la mesure de la fréquence plasma permet de remonter à la longueur de pénétration  $\lambda_c$  ainsi qu'au courant critique  $J_J$ . Il faut toutefois remarquer pour toutes ces formules, seul le caractère Josephson du transport suivant l'axe  $c$  est explicite.

## 1.12.4 Effet des pancakes sur la RPJ

### 1.12.4.1 Expression générale

La première observation marquante réalisée par Matsuda *et al* [113] et Tsui *et al* [114] sur la RPJ concernait son caractère anticyclotronique en fonction du champ magnétique appliqué suivant l'axe cristallographique  $c$ . Suite à la proposition que les empilements désordonnés réduisent le courant critique Josephson (voir paragraphe 1.11.2.3), ces observations ont été interprétées par Bulaevskii *et al* et Koshelev *et al* qui ont proposé d'étendre l'expression (1.124) en présence d'un champ magnétique suivant l'axe  $c$  en utilisant l'expression de la densité de courant critique effective

$$\omega_p(B_\perp)^2 = \frac{8\pi^2 cs J_J}{\epsilon_c \Phi_0} \langle \cos(\phi_{n,n+1}) \rangle = \omega_p^2 \langle \cos(\phi_{n,n+1}) \rangle , \quad (1.125)$$

où, comme au paragraphe 1.11.2.3,  $\langle \dots \rangle$  est une moyenne ergodique sur toutes les configurations de pancakes dans l'échantillon. C'est cette relation qui explique l'intérêt de la RPJ pour l'étude du diagramme de phase des vortex dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 4, il est possible de déterminer expérimentalement  $\langle \cos(\phi_{n,n+1}) \rangle$  à partir de la mesure de la RPJ et d'essayer d'en déduire la configuration des vortex au sein de l'échantillon. Par ailleurs, cette technique est à priori sensible à tout phénomène physique qui modifie localement le facteur de cohérence de phase comme l'existence de stripes [115] ou bien les fluctuations de phase. Différentes approches ont été proposées pour relier le facteur moyenné  $\langle \cos(\phi_{n,n+1}) \rangle$  à la distribution spatiale des pancakes au sein d'un échantillon. En supposant que seuls les vortex imposent la perturbation de la phase supraconductrice (c'est-à-dire en négligeant l'effet direct des fluctuations thermiques sur la phase), il s'agit de relier la fonction de corrélation de la phase supraconductrice à la fonction de corrélation des vortex.

### 1.12.4.2 Phase solide

Dans la phase solide de vortex, on définit  $r_w$ , la longueur d'excursion relative moyenne

$$r_w = \langle r_{n,n+1}^2 \rangle^{1/2} , \quad (1.126)$$

où  $r_{n,n+1} = u_{n+1} - u_n$  est l'écart relatif entre deux pancakes de couches voisines appartenant au même vortex, et  $\langle \dots \rangle$  étant la moyenne thermique et spatiale (voir 1.4). Koshelev et Bulaevskii ont obtenu

$$1 - \frac{\omega_p^2(B_\perp)}{\omega_p^2} = 1 - \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle \approx \frac{r_w^2}{a_0^2} \ln \frac{\lambda_J}{r_w} . \quad (1.127)$$

Cette relation reliant  $r_w$  à  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  ne dépend pas du modèle physique qui caractérise les fluctuations des positions des pancakes. En revanche, elle n'est valable que dans le régime du vortex isolé défini par  $B_\perp < \inf\{B_\lambda, B_J\}$ , avec  $B_\lambda = \Phi_0/(4\pi\lambda_{ab}^2)$  et  $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$ . La condition  $B_\perp < B_\lambda$  correspond à  $a_0 \gtrsim \lambda_{ab}$ , cas où les supercourants définissant deux pancakes voisins ne se superposent pas.  $B_\perp < B_J$ , correspond à  $a_0 > \lambda_J$  et consiste à négliger le couplage Josephson par rapport au couplage magnétique [116]. L'expression 1.127 permet donc d'extraire expérimentalement le paramètre  $r_w$  à partir des mesures de la RPJ. Le paramètre  $r_w$  est évalué par différents auteurs à partir des paramètres d'élasticité du réseau de vortex. Différentes approches ont été menées suivant la prise en compte ou non du terme de couplage Josephson. Colson *et al* [117] ont utilisé

cette expression pour montrer qu'au voisinage de la transition de phase de premier ordre entre le solide et le liquide de vortex, la variation des excursions moyennes de pancakes est déterminée par la disparition du terme de couplage Josephson dans le coefficient d'inclinaison  $c_{44}(k)$  du réseau de vortex.

### 1.12.4.3 Phase liquide

Dans le liquide de vortex, les pancakes ont un mouvement diffusif et  $r_w$  diverge. L'observation qu'il existe toujours une résonance plasma dans cette phase a tout d'abord paru surprenante puisque les fluctuations de pancakes devraient détruire la cohérence de phase suivant l'axe  $c$ . Koshelev [118] a proposé que la RPJ persiste même si la cohérence globale est perdue, pourvu que la fréquence de résonance soit plus grande que la fréquence caractéristique des mouvements de pancakes. Pour cela, Koshelev évalue la constante de diffusion  $D(T)$  du mouvement des pancakes. Dans la limite des faibles densités de vortex où il est possible de négliger les effets collectifs d'interaction, Koshelev relie  $D$  à la résistivité mesurée suivant les plans  $\text{CuO}_2$ . Cette constante permet alors de définir une fréquence caractéristique  $\omega_{ps}$  qui est reliée au temps que met un empilement de pancakes pour perdre sa structure. Si on considère que les pancakes sont complètement découplés d'une couche à l'autre, cette fréquence  $\omega_{ps}$  représente aussi la vitesse avec laquelle la fonction de corrélation pancake-pancake de couches adjacentes décroît avec le temps. Dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , Koshelev trouve que  $\omega_{ps} \approx 10 - 20$  MHz pour la gamme de température  $50 - 70$  K. Par conséquent,  $\omega_{ps}$  est toujours 2 ordres de grandeur inférieure aux fréquences typiques de la RPJ. En cela, la résonance du plasmon Josephson permet de sonder les corrélations entre pancakes même dans la phase liquide de vortex en déterminant la fonction de corrélation de paire pancake-pancake  $h(r)$  au sein d'une couche  $\text{CuO}_2$ . Cette technique est similaire à la diffusion des rayons X pour laquelle la fréquence des RX est beaucoup plus grande que la vibration des atomes même lorsque ceux-ci sont à l'état liquide<sup>4</sup>. Autrement dit, pendant une période  $2\pi/\omega_p$ , les pancakes ne bougent que d'une quantité négligeable. Pendant le temps de la mesure, c'est donc la moyenne temporelle de l'effet tunnel des paires de Cooper instantané qui est mesurée. En considérant le système ergodique, cette moyenne est aussi la moyenne sur toutes les configurations du système. La résonance plasma Josephson "voit" donc une configuration instantanée de pancakes.

Les fluctuations de phase induites par les vortex dans la phase liquide sont traitées dans l'approximation gaussienne

$$\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle \approx \exp \left[ -\frac{\langle (\phi_{n,n+1})^2 \rangle}{2} \right].$$

En reprenant l'expression (1.127) et en supposant qu'elle reste valide proche de la transition de fusion où  $r_w \sim a_0$

$$\langle (\phi_{n,n+1})^2 \rangle \approx \ln \left( \frac{\lambda_J}{a_0} \right). \quad (1.128)$$

Cette expression montre que la fréquence plasma diminue avec le champ appliqué. En revanche, la dépendance précise en fonction du champ ne peut être obtenue ainsi. La difficulté consiste à prendre en compte le terme de phase non linéaire. Brandt et Sonin [119] ont réalisé des simulations numériques sur un système de pancakes complètement découplé et trouvent que  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle \propto 1/B_{\perp}^{1/2}$ .

Koshelev a proposé une approche analytique. Là encore, le point de départ consiste à partir du cas où les pancakes de couches différentes sont complètement découplés, puis de rajouter le couplage Josephson entre les couches de manière perturbative. Ceci est possible dans la phase liquide de vortex, dans laquelle les énergies thermiques sont plus importantes que toute autre énergie de couplage.  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  est relié à la fonction de corrélation de paires  $h(r)$  par

$$\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle = -\pi n_v^2 \int dr_1 r_1 h(r_1) J(r, r_1),$$

<sup>4</sup>En dehors du cas particulier des très hautes températures.

où  $J(r, r_1)$  est une fonction universelle. Dans le cas simplifié où l'ancrage des vortex dans les couches est absent, qu'il n'y a pas d'excitations thermiques de la phase, et où le couplage entre les couches adjacentes est absent, la fonction de distribution de paire est celle d'un gaz de coulomb bidimensionnel et obéit à la loi d'échelle

$$h_{2D}(r, B_{\perp}, T, E_0) = h_{2D}(r/a_0, T/J), \quad (1.129)$$

$J$  étant le terme de rigidité du modèle de Lawrence et Doniach (expression (1.48)). A partir de ces expressions, Koshelev propose

$$\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle = \frac{J}{k_B T} \left( \frac{B_J}{B_{\perp}} \right)^{\mu} \quad (1.130)$$

L'exposant  $\mu$  vaut 1 en l'absence de couplage des pancakes entre couches voisines. En revanche, si le couplage est rajouté, ce facteur diminue. Expérimentalement, ce facteur oscille entre 0.6 et 0.8 [120]. En pratique, afin d'utiliser cette relation, il faut connaître la dépendance complète de la RPJ en fonction des paramètres de champ et de température.



# Chapitre 2

## Partie expérimentale

### 2.1 Technique de perturbation de cavité électromagnétique résonante

#### 2.1.1 Généralités

La technique de perturbation de cavité résonante est une technique très sensible permettant de mesurer la constante diélectrique ainsi que la perméabilité magnétique de petits échantillons. Cette technique consiste à mesurer les variations des caractéristiques de la cavité électromagnétique lorsque l'échantillon à mesurer y est introduit.

#### 2.1.2 Paramètres physiques accessibles.

Une cavité résonante présente des modes propres. Au voisinage de l'un de ces modes, le spectre d'absorption de puissance peut être décrit par une lorentzienne

$$P(\omega) = \frac{1}{4(\omega - \omega_0)^2 + (2\pi\Gamma)^2}, \quad (2.1)$$

où  $f_0 = \omega_0/2\pi$  est la fréquence de résonance et  $\Gamma$  la largeur à mi-hauteur de la raie. Ces deux grandeurs caractérisent la résonance et leur rapport définit le facteur de qualité

$$Q = \frac{f_0}{\Gamma} = \omega_0 \frac{\mathcal{E}}{W}. \quad (2.2)$$

$\mathcal{E}$  représente l'énergie moyenne stockée dans la cavité et  $W$  les pertes d'énergie pendant une période.

Il est possible de définir une pulsation complexe

$$\Omega = \omega_0 - i\frac{\omega_0}{2Q}, \quad (2.3)$$

permettant de caractériser le résonateur. Les champs électromagnétiques dans la cavité évoluent comme  $e^{-i\Omega t} = e^{\omega_0 t/2Q} e^{-i\omega_0 t}$ . Le facteur de qualité  $Q$  représente la décroissance temporelle des champs électromagnétiques : plus ce facteur est important, plus la décroissance de l'énergie stockée dans la cavité à la résonance est lente.

#### 2.1.3 Grandeurs mesurées.

Lorsque l'échantillon inséré dans la cavité est de petite taille par rapport à la longueur d'onde caractérisant le mode propre, il est possible de relier les variations expérimentales de  $\Omega$  à la constante diélectrique d'un conducteur. Celle-ci peut être reliée à la conductivité  $\sigma$

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) - i\epsilon_2(\omega) = \frac{\sigma(\omega) - \sigma_{DC}}{i\omega} = \frac{\sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega) - \sigma_{DC}}{i\omega}. \quad (2.4)$$

Le tenseur de conductivité relie le courant au champ électrique extérieur

$$j(q, \omega) = \sigma(q, \omega)E(q, \omega), \quad (2.5)$$

et dans l'espace réel

$$j(r, t) = \int_{-\infty}^t \int \sigma(r - r', t - t')E(r', t')dr' dt'. \quad (2.6)$$

Pour le cas où le libre parcours moyen des électrons est très petit devant l'épaisseur de peau  $l \ll \sqrt{2/\mu_0\sigma_1\omega}$ , la variation de conductivité autour du point  $r$  est très faible et peut être retirée de l'intégrale :

$$j(r, t) = \int_{-\infty}^t \sigma(r, t - t')E(r, t')dt'. \quad (2.7)$$

Cette expression est donc obtenue dans la limite locale. Dans l'état supraconducteur, la condition équivalente est que  $\xi \ll \lambda$ .

### 2.1.3.1 Régime d'épaisseur de peau.

Pour les bons conducteurs, l'épaisseur de peau est très faible devant toutes les dimensions de l'échantillon. Dans ce cas, on mesure l'impédance de surface définie comme :

$$Z_s = R_s + iX_s = E_{\parallel}/H_{\parallel} = E_{\parallel} \int_{-\infty}^0 J(z)dz. \quad (2.8)$$

Littéralement, la mesure dépend du rapport entre la composante parallèle du champ électrique et du champ magnétique à la surface de l'échantillon. Cette expression est donc valide à la fois dans l'état supraconducteur et dans l'état normal en présence de champ magnétique et/ou électrique.

Dans la limite locale, cette expression s'exprime directement comme

$$Z_s = \left[ \frac{i\mu_0\omega}{\sigma_1 + i\sigma_2} \right]^{1/2}. \quad (2.9)$$

Ce régime est qualifié de régime d'épaisseur de peau ('skin depth regime').

Il est donc possible, connaissant les deux composantes de  $Z_s$ , d'extraire la conductivité,

$$\sigma_1 = \frac{2\mu_0\omega R_s X_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2}. \quad (2.10)$$

On peut utiliser cette expression dans l'état supraconducteur, où cette fois-ci, l'épaisseur de peau est remplacée par la longueur de pénétration London et la conductivité, par celle du condensat suprafluide et celle des quasiparticules. Cette expression est donc valide pour les supraconducteurs à haute température critique suivant les plans  $\text{CuO}_2$ . Cependant, on voit que la variation du signal à mesurer est très faible car il provient d'une couche d'épaisseur  $\lambda$  à la surface du monocristal. Les études pour extraire la conductivité suivant les plans  $\text{CuO}_2$  ont été réalisées en appliquant un champ magnétique hyperfréquence suivant les plans  $\text{CuO}_2$  et en négligeant la contribution des courants intracouches (voir figure 2.1).

L'impédance de surface est reliée à la variation de la pulsation complexe mesurée par

$$\left[ \frac{\Delta\Omega}{\omega_0} \right] = \frac{\Delta f}{f_0} - i\Delta \left( \frac{1}{2Q} \right) = C - iGZ_s, \quad (2.11)$$

où  $C$  représente le décalage en fréquence qui aurait lieu entre la cavité vide et un conducteur parfait de même volume que l'échantillon mesuré ('metallic shift') et  $G$  un facteur géométrique qui dépend de la forme de l'échantillon et du mode propre utilisé. Ces facteurs sont pratiquement

impossibles à calculer analytiquement pour les échantillons parallélépipédiques fortement anisotropes caractéristiques des supraconducteurs à haute température critique. Différentes techniques sont utilisées pour tenter de mesurer ces constantes. Ainsi, pour un échantillon présentant une conductivité de type Drude, à basse fréquence ( $\omega\tau \ll 1$ ), la relation de Hagen-Rubens donne  $\sigma_2 \ll \sigma_1 \simeq \sigma_{DC}$ . En substituant cette expression dans la relation 2.9, nous obtenons

$$R_s = X_s = \sqrt{\frac{\mu_0\omega_0}{2\sigma_{DC}}} . \quad (2.12)$$

Le facteur  $C$  est alors obtenu en égalisant  $\Delta(1/2Q)$  et  $C - \Delta f/f_0$ .  $G$  peut aussi être obtenu en comparant  $\Delta(1/2Q)$  avec la résistance de surface  $R_s$  obtenue par l'expression (2.12) avec la valeur de  $\sigma_{DC}$ . Une seconde méthode consiste à mesurer directement un échantillon de même taille avec une conductivité beaucoup plus importante que celle de l'échantillon d'intérêt. L'équipe de Bonn et Hardy utilise des échantillons d'alliages de plomb et d'étain à cet effet. Une dernière complication vient de ce que le décalage en fréquence varie si le monocristal subit une contraction thermique à basse température.

### 2.1.3.2 Régime de dépolarisation

Pour le cas où l'épaisseur de peau ou la longueur de pénétration est beaucoup plus grande que les dimensions caractéristiques de l'échantillon, les champs excitateurs pénètrent complètement dans l'échantillon. Cette limite est qualifiée de régime de dépolarisation ('depolarization regime'). Le champ électrique est alors supposé comme homogène dans l'échantillon et la conductivité peut en principe être directement mesurée. La formule de Buranov-Shchegolev [121] relie alors la variation de la fréquence complexe de la cavité avec la constante diélectrique

$$\left[ \frac{\Delta\Omega}{\omega_0} \right] = -\frac{\gamma}{N} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon_1 + \frac{1}{N}} . \quad (2.13)$$

$N$  est le facteur de dépolarisation qui ne peut pas être calculé analytiquement pour un échantillon de forme parallélépipédique.  $\gamma$  un facteur géométrique qui dépend du mode de la cavité et du rapport entre le volume occupé par les champs hyperfréquences et le volume de l'échantillon. Ces facteurs sont semblables aux facteurs  $C$  et  $G$  du régime d'impédance de surface. Par conséquent, on obtient

$$\frac{1}{2} \left( \frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0} \right) = \gamma \frac{\epsilon_2}{[1 + N(\epsilon_1 - 1)]^2 + (N\epsilon_2)^2} , \quad (2.14)$$

et pour le décalage en fréquence

$$\frac{f_s - f_0}{f_0} = -\gamma \frac{(\epsilon_1 - 1)[1 + N(\epsilon_1 - 1)] + N\epsilon_2^2}{[1 + N(\epsilon_1 - 1)]^2 + (N\epsilon_2)^2} . \quad (2.15)$$

Ce régime peut être appliqué si  $\lambda_c$  est supérieur aux dimensions latérales de l'échantillon. Dans ce cas, la conductivité s'exprime comme :

$$\sigma_1 = \frac{\omega\epsilon_2}{4\pi} \quad (2.16)$$

et :

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty - \frac{4\pi\sigma_2}{\omega} \quad (2.17)$$

Ces formules montrent alors que  $\Delta(1/2Q)$  passe par un maximum lorsque  $\epsilon_1 \sim \epsilon_2$  ou bien  $\epsilon_1 \sim 0$ . Le cas  $\epsilon_1 \sim \epsilon_2$  est qualifié de 'pic de dépolarisation'. Il est observé pour des transitions entre des états conducteurs et isolants dans les sels du type (BEDT-TTF)<sub>2</sub>I<sub>3</sub> ou TTF-TCNQ [122]. Le cas où  $\epsilon_1$  s'annule correspond à une résonance plasma. La figure 2.2 montre la variation de  $\Delta(1/2Q)$  et  $\Delta f/f$ . Elle montre que la fréquence exhibe elle-aussi une anomalie. Plus la constante  $\epsilon_2$  augmente, moins la résonance est prononcée. Ceci est cohérent avec le fait que plus la conductivité des quasiparticules suivant l'axe  $c$  est importante, plus la résonance plasma est amortie.

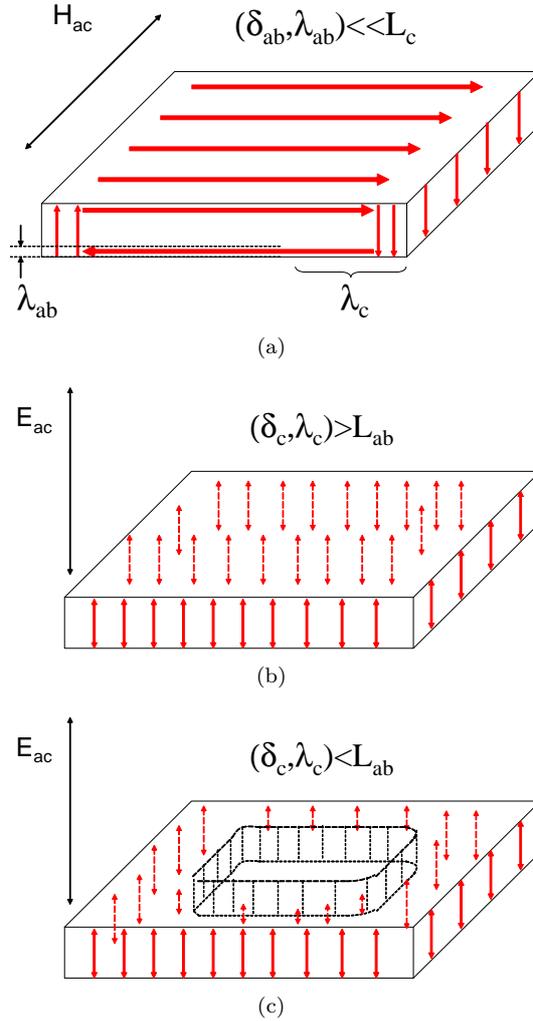


FIG. 2.1 – Différents cas de figures suivant la configuration du champ exciteur.  $L_c$  et  $L_{ab}$  représentent respectivement l'épaisseur et la dimensions latérale de l'échantillon. Les flèches représentent les supracourants induits dans l'échantillon. a) Configuration utilisée usuellement pour extraire la longueur de pénétration  $\lambda_{ab}$  ainsi que la conductivité dans les plans. Lorsque le champ électrique est appliqué suivant l'axe  $c$ , selon la valeur du courant critique Josephson, l'échantillon est dans le régime de dépolarisation total (b) ou partiel (c).

## 2.2 Caractérisation des cavités hyperfréquences

Les mesures ont été réalisées à l'aide de deux cavités hyperfréquences de symétrie cylindrique. Ces deux cavités sont réalisées en cuivre ultra pur (Oxygen Free High Conductivity) afin de maximiser la conductivité électrique et d'obtenir un facteur de qualité important. Chaque cavité est constituée de trois pièces : deux disques formant les deux extrémités de la cavité et un cylindre creux pour les parois latérales. Ces trois pièces sont vissées afin de délimiter le volume adéquat pour l'instauration des modes propres. Pour la cavité A,  $R = 6$  mm et  $h = 24$  mm, et pour la cavité B,  $R = 2.95$  mm et  $h = 21.2$  mm,  $R$  étant le rayon du cylindre et  $h$  sa hauteur. Les parois de la cavité nécessitent un usinage de grande précision, de l'ordre de  $\lambda/1000$ . Des ouvertures de diamètre 2 mm sont réalisées dans la pièce principale afin de permettre le couplage de la cavité avec le dispositif de mesure. Les deux disques sont percés afin d'accueillir des sondes de températures.

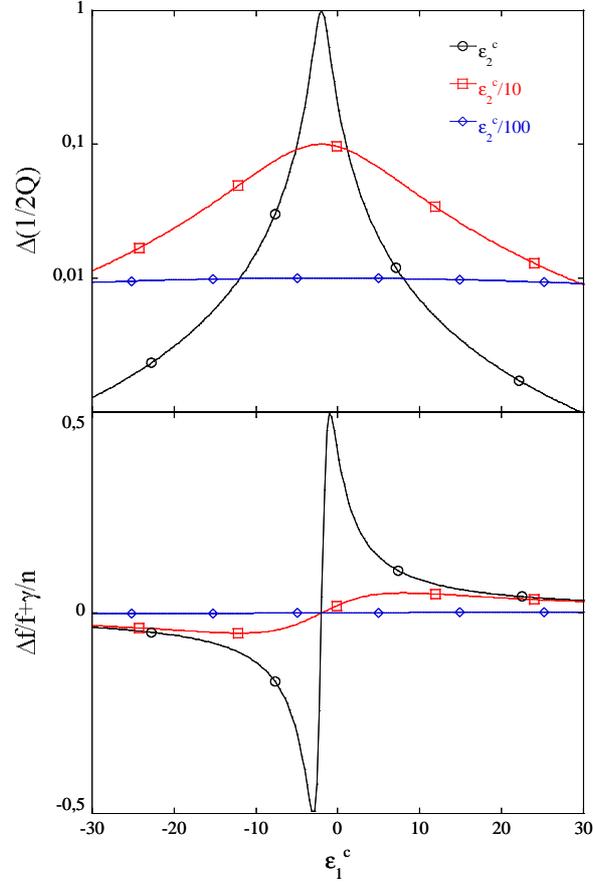


FIG. 2.2 – Dépendance de  $\Delta(1/2Q)$  et  $\Delta(f)/f$  évaluée à l'aide des expressions (2.14) et (2.15).

Dans les conditions normales d'opération, le disque supérieur, c'est-à-dire le couvercle de la cavité est démonté afin d'introduire les monocristaux à mesurer dans la cavité. L'intérieur de la cavité a été recouvert d'une couche d'or par galvanisation pour diminuer la rugosité des surfaces et d'éviter l'oxydation. L'épaisseur typique de la couche d'or est de 1 à 2  $\mu\text{m}$ , supérieure à l'épaisseur de peau pour les fréquences que nous avons utilisées. Même si la conductivité électrique du cuivre est supérieure à celle de l'or, le facteur de qualité des modes propres a augmenté après le dépôt d'or. Cette augmentation est vraisemblablement due à l'amélioration de la rugosité des parois de la cavité.

### 2.2.1 Modes propres utilisés

Pour une cavité cylindrique de rayon  $R$  et de hauteur  $h$ , la forme des champs des modes transverses magnétiques  $\text{TM}_{mnp}$  s'exprime en coordonnées cylindriques [123]

$E_z = B_0 \frac{k_c^2}{k^2} \cos(k_g z) J_m(k_c r) \cos(m\phi)$	$H_z = 0$
$E_r = -B_0 \frac{k_c k_g}{k^2} \sin(k_g z) J'_m(k_c r) \cos(m\phi)$	$H_r = -j B_0 \frac{m}{\eta k} \cos(k_g z) \frac{1}{r} J_m(k_c r) \sin(m\phi)$
$E_\phi = B_0 m \frac{k_g}{k^2} \sin(k_g z) \frac{1}{r} J_m(k_c r) \sin(m\phi)$	$H_\phi = -j B_0 \frac{k_c}{\eta k} \cos(k_g z) J'_m(k_c r) \cos(m\phi)$

avec  $k^2 = k_c^2 + k_g^2$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $k_g = \pi p/h$ ,  $k_c = \xi_{mn}/R$ . Lorsque  $n = 1$ ,  $\xi_{m1}$  est la première racine de  $J_m(x)$ .  $\eta = \sqrt{\mu_0\mu/\epsilon_0\epsilon}$  représente l'impédance de l'onde dans le milieu ( $\epsilon, \mu$ ). On vérifie que le champ magnétique est en opposition de phase avec le champ électrique : dans une cavité résonante, la variation du champ électrique crée le champ magnétique et vice versa.

Pour les modes  $TM_{01p}$  que nous avons utilisés, les équations deviennent :

$$\begin{array}{l|l} E_z = B_0 \frac{k_c^2}{k^2} \cos(k_g z) J_0(k_c r) & H_z = 0 \\ \hline E_r = -B_0 \frac{k_c k_g}{k^2} \sin(k_g z) J'_0(k_c r) & H_r = 0 \\ \hline E_\phi = 0 & H_\phi = -j B_0 \frac{k_c}{\eta k} \cos(k_g z) J'_0(k_c r) \end{array}$$

Ainsi, l'étendue radiale du champ électrique  $E_z(r)$  est donnée par la fonction  $J_0(k_c r)$ . Cette décroissance se fait avec la longueur caractéristique  $k_c^{-1} = R/\xi_{01} \approx 1.25$  mm pour la cavité A. Ceci donne donc environ la taille latérale des monocristaux qu'il est possible d'utiliser. Nous verrons que l'utilisation de cristaux plus larges conduit à leur exposition au champ magnétique hyperfréquence. La fonction  $\cos(\frac{\pi p}{h} z)$  donne la répartition du champ électrique suivant l'axe  $z$ . Lorsque l'indice  $p$  du mode  $TM_{01p}$  augmente, le champ électrique forme des harmoniques : l'indice  $p$  donne le nombre de demi-périodes suivant  $z$ . La figure 2.3 schématise le champ vectoriel  $\vec{E}$  pour ces différents modes. Pour tous les modes  $TM_{01p}$ , il existe donc toujours un ventre du champ électrique sur les deux extrémités de la cavité et sa répartition radiale ne change pas avec le mode. En pratique, un mode d'ordre 5 correspond à une demi-période de  $h/5 \approx 5$  mm. Cette longueur est supérieure à toutes les épaisseurs des monocristaux mesurés. En plaçant l'échantillon au centre du couvercle de la cavité, un champ électrique d'amplitude constante au premier ordre est alors appliqué sur tout le monocristal suivant l'axe  $c$  et ceci pour tous les modes  $TM_{01p}$ ,  $p = 0..5$ .

Les lignes de champ magnétique résident sur les bords de la cavité. En plaçant l'échantillon sur les bords, le champ magnétique hyperfréquence est parallèle aux plans  $CuO_2$  de l'échantillon ; il est en principe possible de mesurer une impédance de surface.

La fréquence des modes propres  $TM_{mnp}$  d'une cavité cylindrique est donnée par

$$f_{mnp}^{TM} = \frac{v_{ph}}{2} \left[ \left( \frac{\xi_{mn}}{\pi R} \right)^2 + \left( \frac{p}{h} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.18)$$

Les fréquences des modes  $TM_{01p}$  sont données pour  $v_{ph} = c$  dans le tableau suivant

modes propres	Cavité A	Cavité B
m,n,p	f (GHz)	f (GHz)
010	19.146	38.942
011	20.141	39.580
012	22.866	41.433
013	26.798	44.351
014	31.489	48.140
015	36.649	52.612

L'analyseur de réseaux disponible fonctionnant jusqu'à 40 GHz, nous avons utilisé les modes  $TM_{01n}$ ,  $n = 0..4$  de la cavité A et les modes  $TM_{01n}$ ,  $n = 0..1$  de la cavité B. Le mode  $TM_{015}$  est d'intensité trop faible pour être mesuré. Nous avons également mesuré le mode  $TE_{112}$  de la cavité A afin de voir l'effet de la géométrie du champ exciteur sur la mesure. La fréquence de

ce mode est donnée par  $f_{mnp}^{TE} = \frac{v_{ph}}{2} \left[ \left( \frac{\xi'_{mn}}{\pi R} \right)^2 + \left( \frac{p}{h} \right)^2 \right]^{1/2}$ . Pour  $(mnp) = (112)$ ,  $\xi' = 1.8412$  et  $f_{112}^{TE} = 19.2461$  GHz.

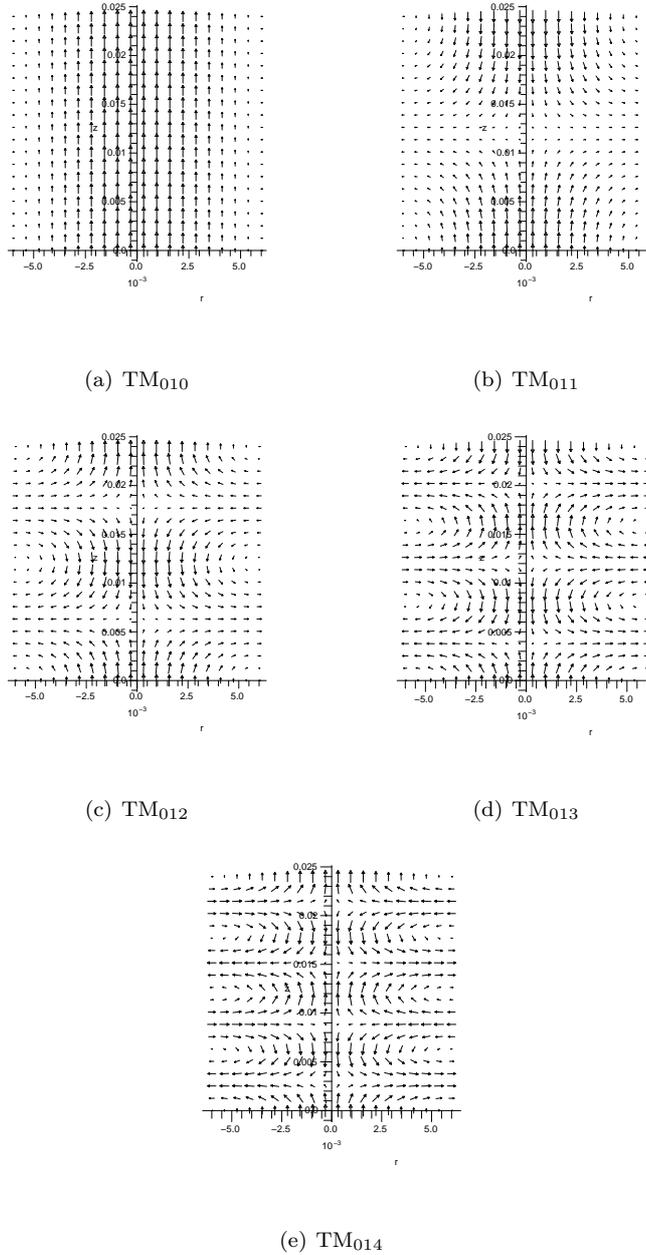


FIG. 2.3 – Champ électrique associé aux modes transvers magnétiques  $TM_{01p}$ . L'antenne de couplage est insérée à mi-hauteur de la cavité, dans un nœud du champ électrique et un ventre du champ magnétique.

### 2.2.2 Couplage

Le couplage de la cavité avec le circuit de mesure est réalisé en générant, dans une région de la cavité, le même champ électromagnétique associé au mode propre qui doit être excité. En pratique, il est possible d'utiliser un dipôle pour créer un champ électrique qui coïncide spatialement avec une partie du champ électrique du mode propre. Une autre technique consiste à utiliser une boucle dont le plan est perpendiculaire au champ magnétique caractéristique du mode propre voulu. Pour

ne pas perturber le champ électrique qui, lui est appliqué sur l'échantillon, nous couplons la cavité de manière inductive en insérant une boucle à demi-hauteur de la cavité à travers une ouverture réalisée à cet effet. L'antenne est réalisée à partir d'un morceau de câble semi-rigide UT-085-SS (Micro-Coax<sup>®</sup>). D'un côté du câble, le conducteur externe et le diélectrique sont retirés sur environ 2 mm. Le conducteur interne est alors refermé sur le conducteur externe en formant ainsi une boucle. Le contact est assuré par une soudure. La longueur de la boucle doit être proche de  $\lambda/4$ . Afin d'exciter les modes  $TM_{01p}$ , il est impératif que le plan de la boucle est parallèle avec l'axe de la cavité. Afin d'éviter que le couplage change de manière non reproductible au cours de la mesure, l'antenne est fixée solidement à un support qui lui-même est vissé sur la cavité.

## 2.3 Circuit de mesure et champ magnétique

La cavité résonante est montée sur le doigt froid d'un cryogénérateur, l'ensemble résidant dans une enceinte cylindrique pompée à vide avec un rayon de 20 cm de largeur. Le champ magnétique est appliqué à l'aide de deux bobines. La bobine principale, initialement utilisée comme lentille magnétique, permet d'appliquer un champ de 1200 Oe suivant l'axe du doigt froid, tout en étant à l'extérieur de l'enceinte. Il existe une faible composante parasite notée  $H_{\perp}^b$  sur le schéma de la figure 2.4. La direction de cette composante au niveau du doigt froid dépend de l'excentricité de la bobine par rapport au doigt froid. Afin de compenser ce champ, des bobines auxiliaires sont directement bobinées sur l'enceinte extérieure et permettent d'appliquer un champ magnétique d'amplitude 100 Oe, perpendiculairement à l'axe du doigt froid. Leur forme en selle ('saddle coil') permet d'obtenir un champ magnétique homogène au niveau du doigt froid. Comme nous venons de le voir, la position des échantillons est telle que l'axe cristallographique  $c$  est parallèle à l'axe de la cavité. Suivant que l'on désire appliquer un champ magnétique important perpendiculairement ou parallèlement aux plans  $CuO_2$ , la cavité est vissée directement sur le doigt froid ou bien fixée sur une pièce intermédiaire (voir figure 2.4). Deux sondes à effet Hall sont montées sur une plaque en alumine, collée sur le côté extérieur du couvercle de la cavité. Elles permettent de mesurer localement les deux composantes orthogonales du champ magnétique à 5 mm de l'échantillon. Le contact thermique de la cavité est réalisé à travers une feuille d'indium d'épaisseur 50  $\mu m$  écrasée lors du vissage.

Après avoir fixé la cavité sur le doigt froid, un câble coaxial semi-rigide permet de relier l'antenne de couplage à l'extérieur de l'enceinte pour le passage des hyperfréquences. Pour la cavité A, les connecteurs SMA 2.9 mm Radiall<sup>®</sup> sont utilisés afin d'atteindre la fréquence limite de 40 GHz. Pour la cavité B, des connecteurs K (2.92 mm, Huber Suhner) sont utilisés. Ces deux types de connecteurs sont intercompatibles. Ils sont soudés sur les câbles coaxiaux et présentent de faibles pertes de retour ('return loss'). Les câbles coaxiaux standards opérant dans la gamme de fréquences voulues sont réalisés en cuivre et présentent une forte conductivité thermique. Usuellement, les expériences similaires sont réalisées dans des cryostats plus grands, ce qui permet d'avoir une grande longueur de câble entre le porte-échantillon (partie froide) et le passage vers l'extérieur du cryostat (partie chaude) : la puissance thermique amenée par l'extérieur est alors plus faible. En revanche, dans notre cas, la distance disponible est limitée par le diamètre interne de l'aimant principal (22 cm de diamètre interne). Pour cela, nous utilisons un câble semi-rigide UT-085-SS (Micro-Coax<sup>®</sup>) dont les conducteurs externe ( $d_1^{ext} = 2.197$  mm,  $d_1^{in} = 1.676$  mm) et interne ( $d_1 = 0.511$  mm) sont réalisés respectivement en acier inoxydable et en acier recouvert de cuivre et d'or. Le flux de chaleur peut être estimé par

$$W = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} K(T) dT . \quad (2.19)$$

Entre la température ambiante et 40 K, la puissance est donc pour un câble de longueur  $L = 20$  cm :

$$W = 8.64 \cdot 10^{-4} * \int_{40K}^{300K} K(T) dT \approx 0.026W . \quad (2.20)$$

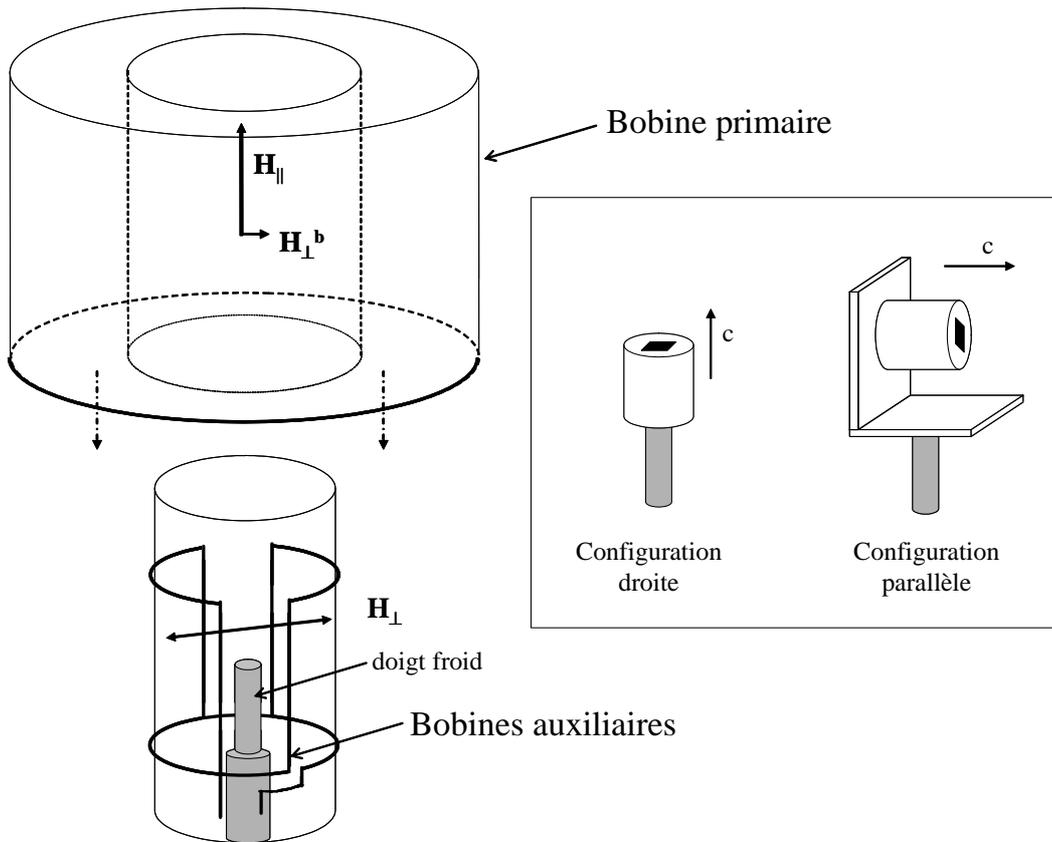


FIG. 2.4 – Schéma du montage expérimental. La bobine principale entoure l'enceinte. Les bobines auxiliaires sont montées sur l'enceinte. En fonction de la configuration du champ désiré au niveau de l'échantillon, la cavité peut être montée directement sur le doigt froid soit sur une pièce intermédiaire qui permet de pivoter l'axe de 90 degrés.

Puisque le cryocooler développe une puissance de 3 Watts à 10 K, ce transfert de chaleur est acceptable. Pour le même câble en cuivre, le flux aurait été de 1.02 Watts. En revanche, ce câble présente des pertes d'insertion plus importantes par rapport au câble en cuivre. Le câble coaxial traverse l'enceinte à vide à travers une ouverture. Bien que l'espace entre l'extérieur du câble et l'ouverture soit étanchéifié à l'aide de Stycast<sup>®</sup> 2850, une fuite constante a lieu à travers le téflon qui remplit le rôle de diélectrique du câble coaxial. Même si l'impédance de fuite est faible, la pression au niveau de la cavité n'est que de l'ordre de  $10^{-2}$  mBar. Ceci nécessite le pompage constant de l'enceinte et explique pourquoi la température minimale qu'il est possible d'atteindre n'est que de 35 K.

L'application d'un champ important à l'aide d'une des deux bobines magnétiques provoque l'échauffement de l'enceinte du cryostat. En raison du mauvais vide résidant dans l'enceinte, un échauffement important de la cavité par convection est observé. Généralement, ceci se manifeste avec l'apparition d'un gradient de température entre la base et le haut de la cavité de l'ordre de 0.8-1 degré car la régulation de température est effectuée sur la sonde de température logée dans la base de la cavité. Si le courant stabilisé traversant la bobine principale reste supérieur à 4.5 A, la régulation de température de la cavité n'est plus possible à 80 K. Même si ces conditions extrêmes n'ont pas été utilisées pour nos mesures, nous avons vérifié que les paramètres de la cavité obtenus ainsi sont les mêmes que ceux obtenus pour les mêmes températures lorsque la régulation thermique demeure possible, sans l'apport thermique par convection. Enfin, un câble coaxial souple faible perte (Utiflex<sup>®</sup> UFB142A) relie le câble coaxial à un analyseur

de réseaux vectoriel HP8510C (Agilent). Ce dernier est utilisé pour enregistrer le coefficient de réflexion  $S_{11}$ , qui représente le rapport de l'onde émise par l'appareil dans la ligne de mesure sur l'onde réfléchie.

### 2.3.1 Procédure de calibration (correction)

La mesure est faite par réflexion (mesure du paramètre  $S_{11}$ ) et non en transmission. La figure 2.6 schématise le circuit de mesure : l'antenne de couplage est modélisée par une réactance  $jX_{loop}$  en série avec une faible résistance  $R_{loop}$ . Le couplage étant considéré comme inductif, la réactance est une inductance. Le câble de mesure Micro-Coax<sup>®</sup> est modélisé son impédance caractéristique  $Z_c$ . La cavité résonante est modélisée par une série d'oscillateurs  $(R_n, L_n, C_n)$ , où  $n$  correspond aux différents modes propres de la cavité. Au voisinage d'une résonance  $(R_0, L_0, C_0)$ , si ce mode est non dégénéré et suffisamment loin en fréquence des autres modes, il est possible d'incorporer l'impédance de tous les circuits équivalents qui caractérisent ces modes propres avec l'impédance de l'antenne de couplage dans une impédance générale  $Z = R + jX$ . Puisque la cavité est *souscouplée*, il y a une forte désadaptation d'impédance entre l'antenne et la cavité (en dehors des modes propres). La plupart de la puissance est réfléchiée et des ondes stationnaires s'établissent dans le circuit de mesure : le coefficient de réflexion  $\Gamma(x)$  varie en fonction de la distance  $x$  entre la cavité et un point de la ligne de mesure

$$\Gamma(x) = \Gamma_0 \exp(-2\gamma x), \quad (2.21)$$

où  $\Gamma_0 = \frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c}$ ,  $Z_c$  étant l'impédance caractéristique du câble de mesure (50  $\Omega$ ) et  $Z_t$  l'impédance constituée par la cavité et son antenne de couplage.  $\gamma = \alpha + j\beta$  caractérise la propagation de l'onde dans le circuit de mesure,  $\alpha$  quantifiant les pertes et  $\beta = 2\pi/\lambda$  étant la constante de propagation.  $\Gamma_0$  correspond à la réflexion de l'onde au point  $x = 0$ , et quantifie la désadaptation d'impédance<sup>1</sup>. Le long du câble de mesure, les nœuds du champ électrique sont situés tous les  $\lambda/2 = v_\phi/2f$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $v_\phi = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$  la vitesse de phase et  $f$  la fréquence. L'amplitude des modulations de  $S_{11}$  est d'autant plus grande que la réflexion en bout de ligne est importante. En variant la fréquence, la position de ces nœuds dans le câble de mesure change puisque l'écart spatial entre deux maxima change aussi. Par conséquent, l'analyseur de réseaux situé en bout de ligne mesure des oscillations lors d'un balayage de fréquence. La figure 2.5a montre le module  $|S_{11}|$  ainsi mesuré par l'analyseur de réseaux lorsque la cavité est à 70 K entre 3 et 28 GHz. Outre le fait que la valeur moyenne de  $|S_{11}|$  diminue quand la fréquence augmente (les pertes d'insertion augmentent), nous voyons les fortes oscillations dues aux ondes stationnaires. En supposant, pour simplifier, que la vitesse de phase ne change pas de l'analyseur de réseaux à la cavité (en réalité la vitesse de propagation dans le câble UT085-SS est de  $v_\phi = 0.7c$  et dans le câble UFB142A de  $v_\phi = 0.83c$ ), les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  de deux maxima successifs obéissent à :

$$L = N \frac{v_\phi}{2f_1} = (N + 1) \frac{v_\phi}{2f_2}, \quad (2.22)$$

où  $L$  représente la longueur électrique du circuit de mesure. L'écart en fréquence est donc  $\Delta f = f_2 - f_1 = f_1/N$ . En prenant  $L \sim 1$  m,  $f_1 = 30$  GHz, nous obtenons  $N \sim 2.10^5$  et  $\delta f \sim 150$  MHz. La figure 2.5(b) représente le module et la phase de  $S_{11}$  mesuré entre 21.2 et 21.3 GHz, ceci pour plusieurs températures de la cavité. La phase tourne d'un facteur  $\pi$  en augmentant la fréquence. L'expression (2.21) montre que la phase oscille d'un facteur  $\pi$  sur une distance de  $\lambda/4$ . En effectuant le même raisonnement que sur le module de  $S_{11}$ , la phase mesurée en bout de ligne ( $x = L$ ) par l'analyseur de réseaux oscille dans l'espace des fréquences avec une période de  $\delta f = v_\phi/4L$ . Sur figure 2.5(c), nous avons reporté la transformée de Fourier de la phase de  $S_{11}$  mesurée de 3 à 28 GHz à température ambiante et à 70 K (la partie du spectre centrée autour de la fréquence

<sup>1</sup>Usuellement, l'origine de l'axe  $x$  est prise au niveau de la désadaptation. Cependant, on ne peut effectuer de mesures en ce point. Pour cela, l'origine est placée au niveau du connecteur entre l'antenne et le câble coaxial.

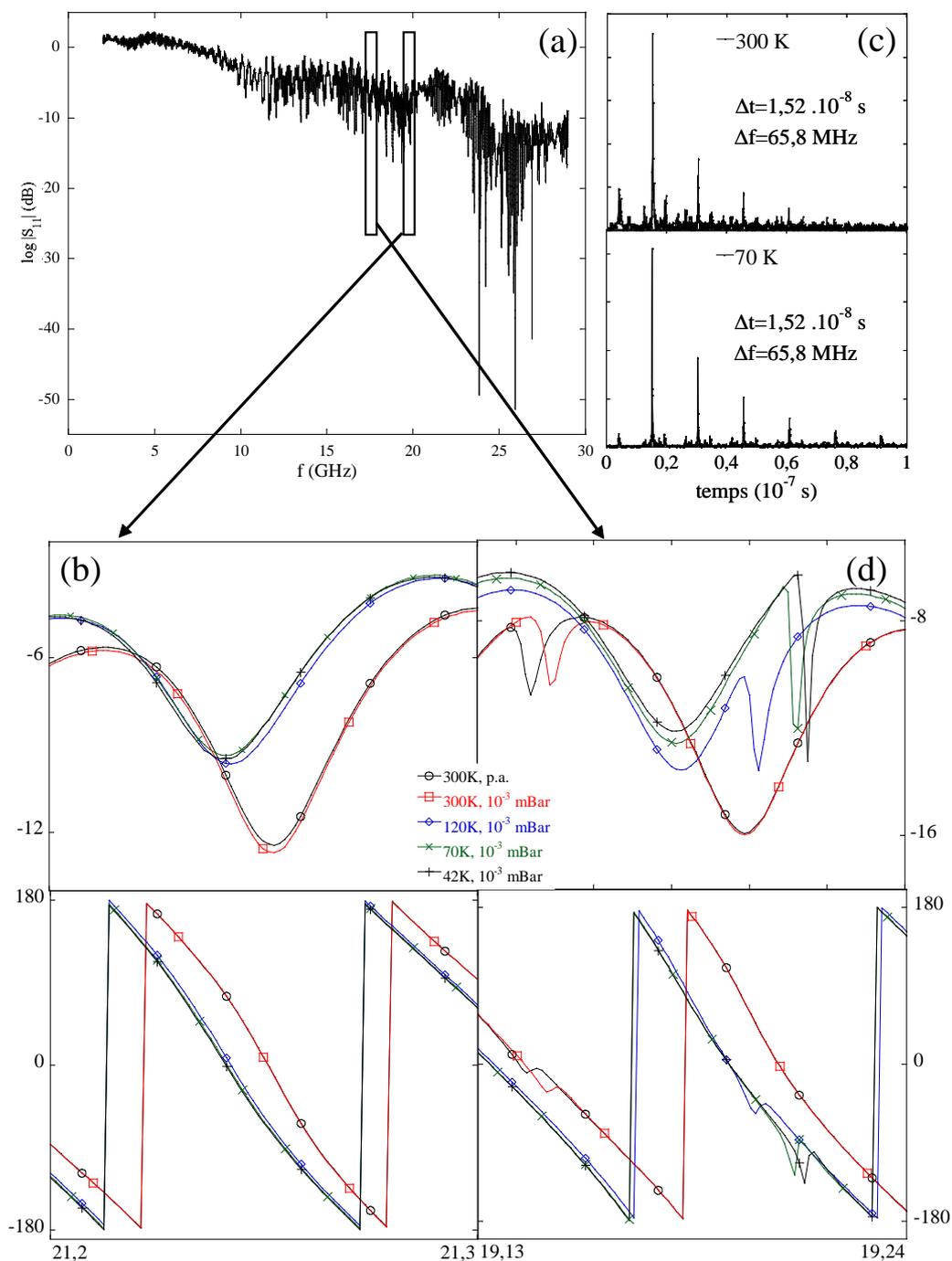


FIG. 2.5 – a) Dépendance du module du coefficient de réflexion  $S_{11}$  en fonction de la fréquence mesurée à 70 K. c) Transformée de Fourier de la phase pour la mesure à température ambiante et à 70 K. Les figures du bas représentent le module et la phase de  $S_{11}$  sur une plage de fréquence plus réduite. La figure de gauche (figure b) illustre les ondes stationnaires auxquelles se superpose le mode propre  $TM_{010}$  (figure d).

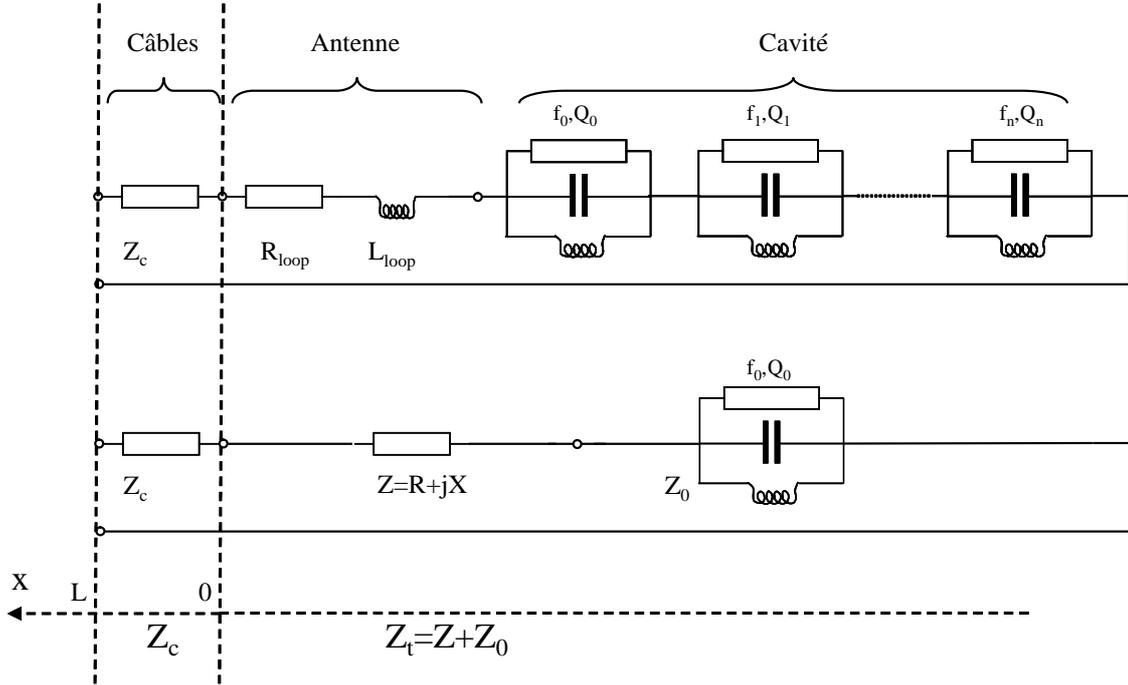


FIG. 2.6 – Modélisation simple de la cavité résonnante connectée au circuit de mesure. Pour les fréquences très proches d'un mode propre  $\omega_0$ , l'impédance de la cavité varie fortement et on peut supposer que l'impédance  $R + jX$  est constante. Pour les fréquences loin de  $f_0$ , l'impédance associée au mode propre devient négligeable.

d'échantillonnage de l'analyseur n'est pas représentée). Pour les deux températures, nous trouvons une période de 65 MHz<sup>2</sup>. En utilisant  $v_\phi = 0.83c$ , ceci donne pour longueur électrique totale  $L = 0.96$  m, en accord avec la longueur physique du câble de mesure. Le fait que  $\Delta f$  ne change pas avec la température montre qu'il n'y a pas de variation détectable de la longueur électrique et de la vitesse de propagation dans le câble coaxial UT085-SS dont la température est susceptible de varier. En revanche, sur la figure 2.5(b) nous observons un déphasage de phase d'environ 1 radian en passant de la température ambiante à 120 K. De 120 K à 42 K, ce décalage est de 0.15 radian. Ceci s'explique par la variation de la partie imaginaire de  $Z_t$  en fonction de la température. Similairement, on remarque qu'en diminuant la température, l'amplitude moyenne de  $|S_{11}|$  augmente : ceci montre que les pertes dans le circuit de mesure diminuent.

La figure 2.5(d) représente le coefficient de réflexion mesuré pour plusieurs températures entre 19.13 et 19.24 GHz. On distingue le mode propre  $TM_{010}$  de la cavité A à la fois dans le module et la phase de  $S_{11}$  : à la résonance, le module de  $S_{11}$  diminue fortement et la phase exhibe un décalage. Cependant, la résonance se superpose à la forte modulation des ondes stationnaires. En outre, en variant la température, la fréquence du mode résonant varie fortement par rapport à la période des ondes stationnaires. Nous verrons par la suite que cette variation est entièrement due à la contraction thermique de la cavité lorsque la température diminue. Dans ces conditions, la mesure du facteur de qualité du mode en variant la température sera erronée : elle fera passer les variations de l'amplitude de  $S_{11}$  dues aux ondes stationnaires pour une variation du facteur de qualité de la cavité. Par conséquent, il est impératif d'utiliser une procédure de calibration (correction) afin de corriger la ligne de fond.

<sup>2</sup>Nous trouvons aussi des périodes de plus grande fréquences provenant des désadaptations d'impédance plus faibles au niveau des connecteurs reliant les différents câbles de mesure.

Nous avons utilisé la technique des trois étalons qui consiste à mesurer  $\Gamma(L)$  (en sortie de l'analyseur) de l'expression (refeq:TOS) pour trois valeurs de  $Z_t$  : un court-circuit ('short',  $Z_t = 0$ ), un circuit ouvert ('Open',  $Z_t = \infty$ ), une charge adaptée au dispositif de mesure ('Load',  $Z_t = Z_c$ ). À l'issue de la calibration, il est possible de trouver la relation qui relie  $\Gamma(L)$  à  $\Gamma(0)$ .

La calibration est effectuée au niveau du connecteur hyperfréquence qui relie le câble semi-rigide à l'antenne de la cavité. En appliquant la calibration, l'impédance vue par l'analyseur est alors  $Z_t$  et le coefficient de réflexion mesuré est directement  $\Gamma(0)$  de l'expression (2.21). Afin d'obtenir la meilleure correction possible, la calibration est effectuée pour chacun des modes propres sur la plus petite gamme de fréquence possible. La largeur choisie de cette fenêtre doit être supérieure à la variation de la fréquence du mode propre en fonction de la température et vaut typiquement 80 MHz. L'analyseur de réseaux permettant d'utiliser 801 points lors d'un balayage en fréquence, nous obtenons une résolution de 100 kHz, la largeur typique des résonance étant de l'ordre de 1.5 MHz. Sur la figure 2.7, nous avons reporté le coefficient de réflexion  $S_{11}$  mesuré avec et sans la calibration pour différentes températures autour du mode propre  $\text{TM}_{010}$ . En examinant respectivement le module de  $S_{11}$  et sa phase en dehors de la résonance du mode propre, nous remarquons que la calibration permet de corriger les modulations en amplitude (facteur  $\alpha$ ) et en phase (facteur  $\beta$  du terme  $\exp(-2\gamma x)$ ) dues aux ondes stationnaires. Cependant, la correction souffre d'un décalage systématique en amplitude et en phase qui varie avec la température. Une partie de ce décalage intervient car les pertes dans le câble coaxial relié à l'antenne sont plus faibles quand la température diminue. Elles ne sont donc pas corrigées par la procédure de calibration qui, elle, est réalisée à température ambiante. Une autre partie provient de la variation de l'impédance de l'antenne de couplage avec la température.

### 2.3.2 Procédure d'ajustement

Afin de mesurer la pulsation complexe  $\Omega$  d'un mode propre avec précision, nous utilisons la procédure développée par D. Kajfez [124, 125] et implémentée par S. Colson [126]. Cette procédure est adaptée au cas d'une mesure par réflexion d'une cavité résonante couplée par une antenne. Expérimentalement, il faut accéder aux paramètres ( $f_0, Q_0$ ) du mode propre de la cavité résonante. Cependant, le fait de coupler la cavité au circuit de mesure pour exciter ce mode et pour mesurer ses paramètres caractéristiques, charge la cavité en abaissant son facteur de qualité à  $Q_L$ . Pour le cas où  $Z$  s'apparente à une inductance, la fréquence de résonance apparente  $f_L$  est supérieure à  $f_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0}$ . Dans le cas idéal où la correction est parfaite, l'impédance vue par l'analyseur est  $Z_t = R + jX + Z_0$ , où  $Z_0$  est l'impédance du circuit oscillant ( $R_0, L_0, C_0$ ) associé au mode propre ( $f_0, Q_0$ ) et donnée par

$$Z_0(f) = \frac{R_0}{1 + jQ_0 \left( \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)}, \quad (2.23)$$

et le coefficient de réflexion mesuré

$$\Gamma_0(f) = \frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c} = \frac{R + jX + Z_0 - Z_c}{R + jX + Z_0 + Z_c}. \quad (2.24)$$

Le diagramme de Smith permet de tracer dans un diagramme polaire la partie réelle  $\Gamma_x$  et imaginaire  $\Gamma_y$  du coefficient de réflexion. Dans ce cas, autour de la résonance du mode propre, le coefficient de réflexion  $\Gamma_0$  donné par l'expression (2.24) décrit un cercle parfait (le 'cercle Q') dans le diagramme de Smith. Ceci est vrai à condition que la réactance  $X$  varie peu dans la fenêtre de fréquence étudiée. En ajustant ce cercle, nous pouvons accéder au facteur de qualité  $Q_0$  et à la fréquence du mode propre  $f_0$ . La figure 2.7 représente le coefficient de réflexion mesuré dans le diagramme de Smith mesuré à 42 K pour le mode  $\text{TM}_{010}$  de la cavité A. Nous constatons que seule l'utilisation de la calibration permet de visualiser le cercle Q en s'affranchissant du terme  $\exp(-2\gamma x)$  qui varie fortement avec la fréquence. Cependant, il faut remarquer que le défaut de la calibration discuté au paragraphe précédent, induit une lecture erronée de l'impédance  $Z = R + jX$ . Ceci a pour effet de changer artificiellement le diamètre du cercle Q, c'est-à-dire la

résistance apparente du circuit équivalent de la cavité en résonance extraite par l'ajustement. De plus, pour différents modes propres c'est-à-dire différentes plages de fréquence, les pertes du circuit de mesure varient différemment avec la température. Ceci explique que la mesure du facteur de qualité ne soit pas absolue mais souffre d'un décalage qui dépend faiblement de la température pour les températures usuelles de mesure de 100 K à 40 K (le plus gros décalage intervenant entre la température ambiante et 100 K).

Au cours de la mesure, pour chaque variation de température et/ou de champ magnétique, l'ajustement du cercle Q est effectuée pour extraire la fréquence propre du mode ainsi que son facteur de qualité pour tous les modes propres de la cavité. Sur la figure 2.7c), nous avons reporté le résultat d'une telle opération pour le mode  $TM_{010}$  lorsque la cavité A contient un échantillon supraconducteur. On remarque qu'à  $T = 68$  K, le facteur de qualité chute, signe que l'échantillon perturbe le mode en absorbant de l'énergie. Il s'agit de la résonance du plasma Josephson (RPJ).

## 2.4 Echantillon

Dans notre dispositif, l'échantillon à mesurer est collé sur la paroi supérieure de la cavité à l'aide de  $n$ -nonadécane ( $C_{19}H_{40}$ ). La température de fusion de ce polymère étant de  $32$  °C, il est aisé à nettoyer sans risquer de rayer la cavité. Nous avons aussi vérifié qu'il ne provoquait pas de changement détectable de la fréquence de la cavité. Cette technique est différente de celle utilisée pour des cavités supraconductrices où l'échantillon est fixé à l'extrémité d'une tige en saphir qui est elle-même introduite dans la cavité. Dans ce dernier cas, la température de l'échantillon peut être variée tout en gardant celle de la cavité fixe. En revanche, cette solution nécessite une excellente tenue mécanique du doigt en saphir pour éviter tout mouvement au sein de la cavité au cours de la mesure. Cependant, l'inconvénient de notre dispositif est que la température de la cavité change, ce qui induit une variation de la pulsation  $\Omega$  qui est plus importante que celle due à l'échantillon.

## 2.5 Ordre de grandeur et erreurs expérimentales

En pratique, tous les modes  $TM_{01p}$  d'ordre pair sont aisément détectés. Les modes d'ordre impair ne sont pas excités dans le cas idéal où l'antenne est parfaitement fixée et sa taille faible (voir figure 2.3). Toutefois, ces modes sont la plupart du temps visibles mais ils dépendent plus drastiquement de la qualité de la calibration.

La grande précision des cavités résonantes explique aussi la grande sensibilité de leur pulsation complexe par rapport aux paramètres mécaniques. Le couvercle étant fixé à l'aide de 4 vis, il est impossible de retrouver les mêmes paramètres géométriques à chaque démontage et remontage de la cavité. Ainsi, le fait de serrer les vis provoque une variation non reproductible de la fréquence. En différenciant l'expression (2.18) par rapport à  $h$ , nous obtenons, pour une variation de  $\Delta h = 0.5 \mu\text{m}$  lors du resserrage du couvercle, un décalage de l'ordre de  $\Delta f \approx 40$  kHz pour le mode  $TM_{011}$ . Cette erreur doit aussi augmenter avec l'indice  $p$  du mode. En pratique, divers test en serrant et desserrant à plusieurs reprises la cavité montrent que la variation de la fréquence à température ambiante est de  $\delta f = 175 \pm 50$  kHz pour le mode  $TM_{010}$ . Ce décalage augmente pour les modes d'ordre supérieur.

Une autre précaution à prendre vient de l'effet de la pression au sein de la cavité sur les fréquences de résonance. La figure 2.5 montre une variation de 6.75 MHz lorsqu'on passe de la pression ambiante à la pression de  $3 \cdot 10^{-3}$  mBar. Cette variation est due à celle de la constante diélectrique de  $\epsilon_r = 1.000569$  pour l'air sec [127] à 1 pour celle du vide. Ceci provoque un changement de  $\delta f = f_0 - f_0/\sqrt{\epsilon_r} \sim 5.46$  MHz à 19.2 GHz, la variation restante étant due à l'humidité de l'air. Cependant, en dessous de 77 K, la majorité des molécules d'air provenant de la fuite du

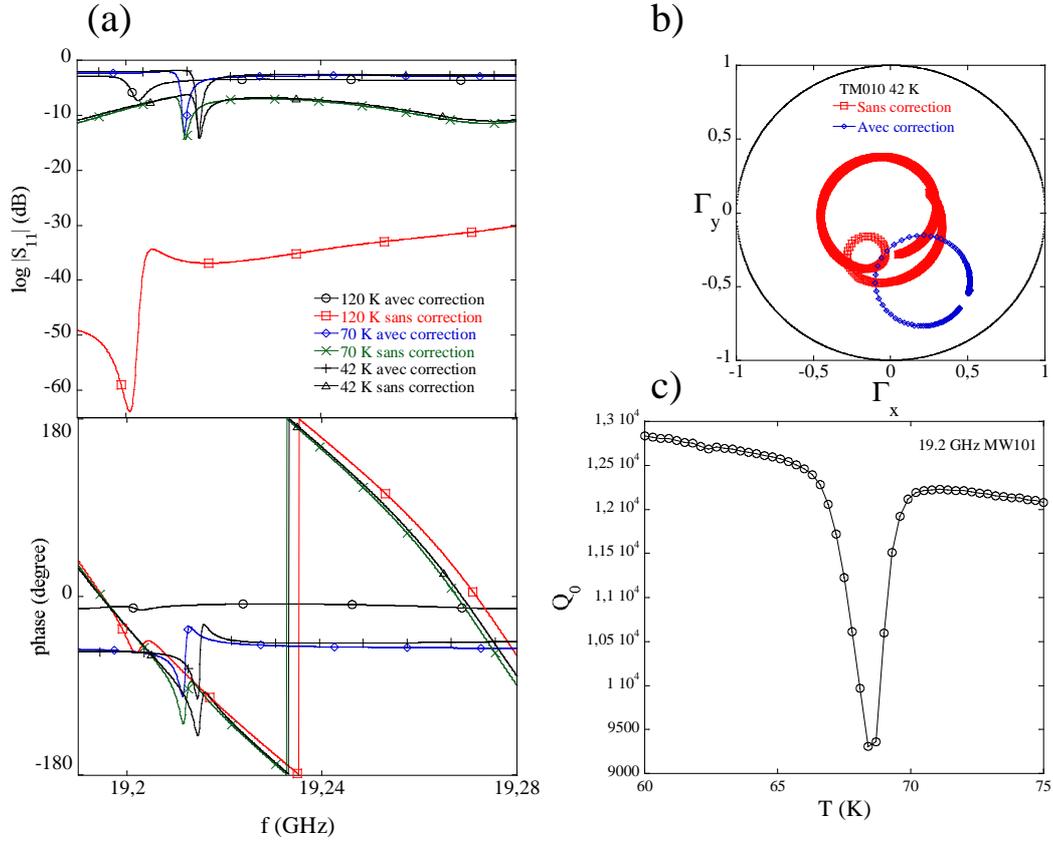


FIG. 2.7 – a) Mesure du coefficient  $S_{11}$  (amplitude et phase) pour les températures de 120, 70 et 42 K avec et sans la correction établie à température ambiante. b) Représentation du coefficient de réflexion obtenu à 42 K dans le diagramme de Smith avec et sans correction. c) Evolution du facteur de qualité déduit à partir du cercle Q en fonction de la température lorsque la cavité contient un échantillon de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ .

câble cryogénique est piégée et il n'y a plus de variation de pression.

La figure 2.8 montre les paramètres de la cavité A à vide lors de deux mesures successives en variant la force du serrage du couvercle. Pour la seconde mesure, le serrage a été délibérément très léger, en laissant les vis en butée. La variation obtenue de la fréquence est très faible :  $\delta f = 90$  kHz pour TM<sub>010</sub>, 160 kHz pour TM<sub>011</sub>, 390 kHz pour TM<sub>012</sub>, 50 kHz pour TM<sub>013</sub> et 100 kHz pour TM<sub>014</sub>. Ceci est à comparer avec l'erreur qui est observée en diminuant et en augmentant la température : pour les modes pairs, cette erreur est de 10 kHz, alors que pour les modes impairs, cette erreur augmente jusqu'à 30 kHz (cette erreur est aussi due à une très faible variation de température lue par les sondes de température par rapport à la température actuelle de la cavité). En revanche, l'évolution du facteur de qualité est très importante et son comportement en température change entre les deux mesures.

Les figures 2.9 et 2.10 montrent la variation de la fréquence associée aux modes propres de la cavité A ainsi que celle des facteurs de qualité. Par l'expression (2.18), une homothétie  $k$  des dimensions de la cavité est telle que

$$f_{mnp}^{TM}(kR, kh) = \frac{1}{k} f_{mnp}^{TM}(R, h). \quad (2.25)$$

Il est donc possible d'estimer simplement la variation de la fréquence d'un mode propre de la

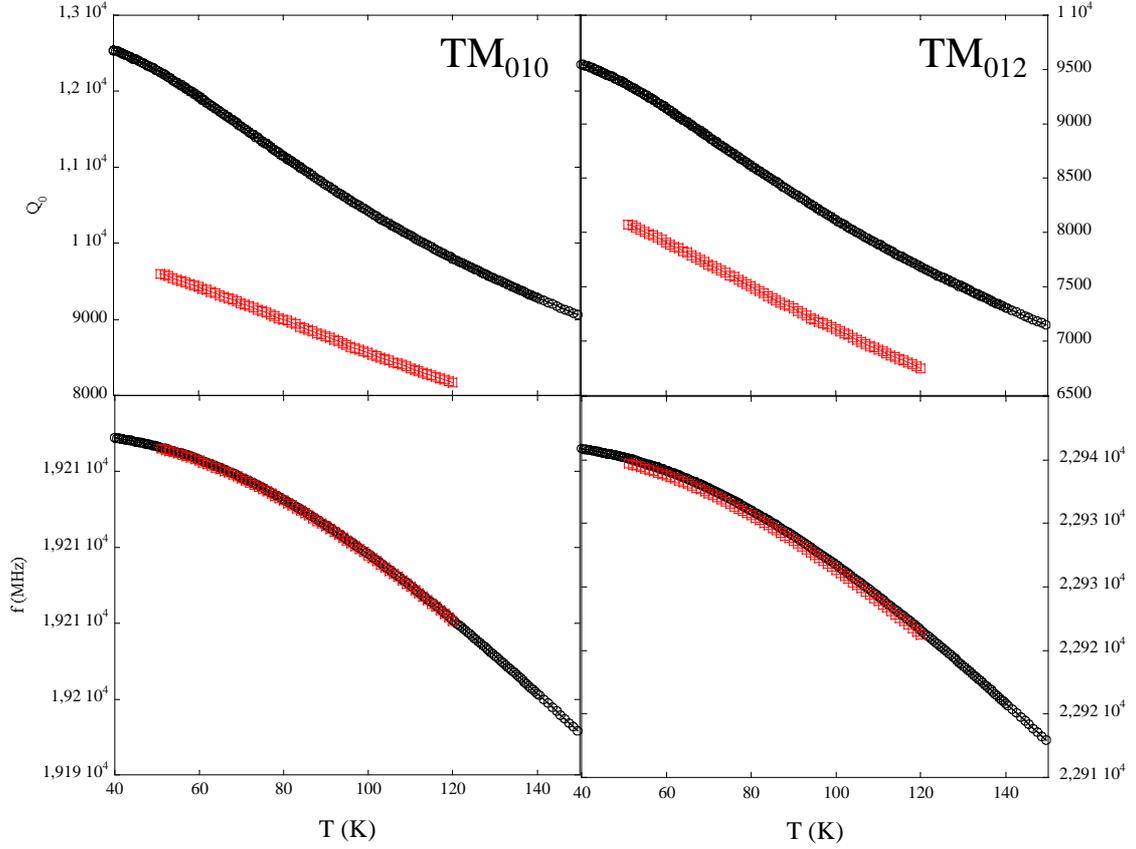


FIG. 2.8 – Evolution de la pulsation complexe du mode  $TM_{010}$  (gauche) et  $TM_{012}$  (droite) de la cavité A en fonction de la température : la mesure représentée en symboles creux a été réalisée en laissant les vis de serrage du couvercle de la cavité en butée.

cavité observée en fonction de la température en supposant que cette variation n'est due qu'à la contraction thermique. En posant  $L(T)$ , une dimension caractéristique de la cavité

$$f_{mnp}^{TM}(T) \propto \frac{1}{L(T)}. \quad (2.26)$$

Dans l'insert de la figure 2.9, nous avons tracé le rapport  $f_{mnp}^{TM}(T)/f_{mnp}^{TM}(100K)$  pour tous les modes mesurés. Ce rapport est identique pour toute température ce qui prouve la validité de (2.26).

En utilisant le coefficient d'expansion thermique  $\alpha$  du cuivre constituant la cavité

$$\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \iff \frac{dL}{L} = \alpha dT, \quad (2.27)$$

et en intégrant entre les températures  $T_1$  et  $T_2$

$$\ln \left[ \frac{L(T_2)}{L(T_1)} \right] = \exp \left( \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T) dT \right). \quad (2.28)$$

En combinant (2.25) et (2.28), on obtient

$$f(T_2) = f(T_1) \exp \left( \int_{T_2}^{T_1} \alpha(T) dT \right). \quad (2.29)$$

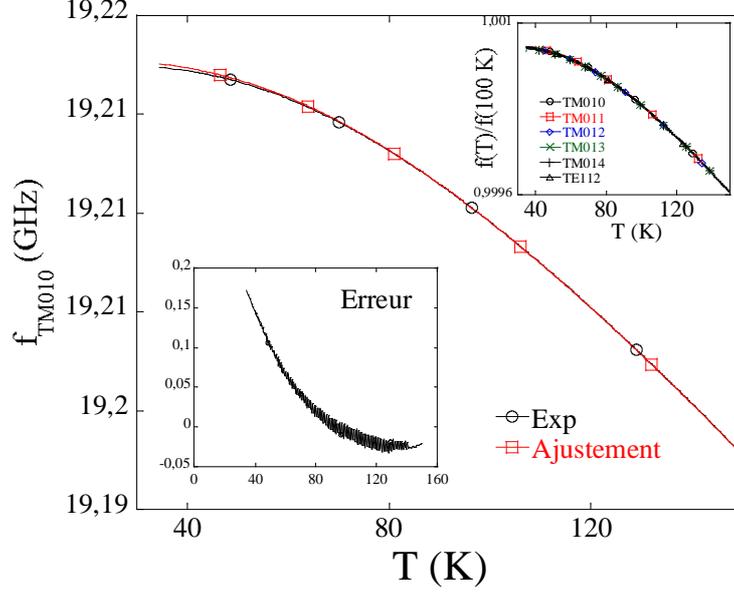


FIG. 2.9 – Evolution de la fréquence du mode  $TM_{010}$  de la cavité A à vide en fonction de la température. En utilisant l'expression (2.29), un ajustement est réalisé en prenant pour fréquence de référence  $f(T_1)$  celle obtenue à  $T_1 = 100$  K. L'erreur de l'estimation par rapport à la valeur expérimentale est représentée dans l'insert du bas (soustraction). Dans l'insert du haut, la fréquence normalisée par la fréquence obtenue à 100 K pour tous les modes utilisés de la cavité.

En prenant pour  $f(T_1)$  la fréquence du mode propre mesuré expérimentalement à une température donnée et pour la dépendance en température du coefficient d'expansion thermique  $\alpha(T)$  du cuivre

$$\alpha(T) = 10^{-6} \frac{1.079 - 0.122 \cdot T + 0.004097 \cdot T^2 - 0.00000143 \cdot T^3}{1 - 0.00576 \cdot T + 0.000241 \cdot T^2 - 0.000000123 \cdot T^3}, \quad (2.30)$$

nous pouvons estimer  $f_{ex}(T_2)$  pour toutes les autres températures mesurées. Sur la figure 2.9, l'évolution de la fréquence déduite par cette méthode en choisissant  $T_1 = 100$  K est superposée avec les points expérimentaux. L'insert représente l'erreur par rapport aux points expérimentaux ( $f_{th} - f_{exp}$ ) : celle-ci augmente à basse température mais reste en dessous de 75 kHz soit 0.375% de la variation totale de la fréquence entre les deux valeurs extrêmes de la température.

L'évolution du facteur de qualité en fonction de la température est plus délicate à prévoir. Nous avons vu précédemment que le fait de calibrer à température ambiante ne peut corriger la variation des pertes dans le circuit de mesure. Ceci explique que le rapport  $\frac{Q_0^{mnp}(T)}{Q_0^{mnp}(T_1)}$  ne soit pas identique d'un mode à l'autre<sup>3</sup>. Il est possible de corriger partiellement cet effet en trouvant la constante  $Q_{loss}^{mnp}$  telle que le rapport  $\frac{Q_0^{mnp}(T) + Q_{loss}^{mnp}}{Q_0^{mnp}(T_1) + Q_{loss}^{mnp}}$  soit identique pour tous les modes propres mesurés. L'insert de la figure 2.10 montre que  $\frac{Q_0^{010}(T) + 1450}{Q_0^{010}(120K) + 1450}$  et  $\frac{Q_0^{012}(T)}{Q_0^{012}(120K)}$  se superposent pour les températures de travail. En revanche, il n'est pas possible de trouver la valeur absolue de  $Q_0^{mnp}$ . Nous pouvons effectuer un calcul approximatif afin de vérifier la pertinence de notre procédure d'ajustement du cercle Q et la validité des paramètres physiques mesurés. Le facteur de qualité d'un mode propre dépend de la dimension de la cavité  $L$ , de la fréquence du mode propre  $f$  et de

<sup>3</sup>ici on considère que le changement de  $Z$  est négligeable pour les températures de travail (40-120 K). En revanche, la variation de  $Z$  entre la température ambiante et 40 K ne peut être négligée.

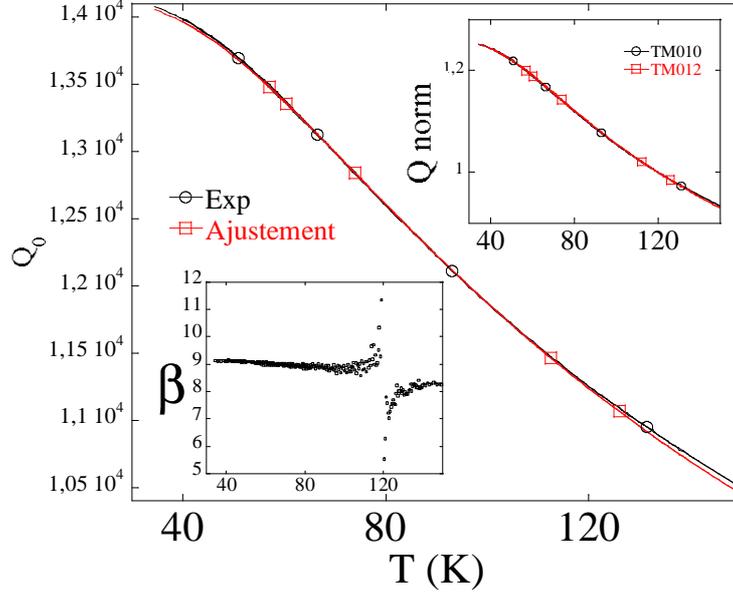


FIG. 2.10 – Evolution du facteur de qualité  $Q_0 + 1450$  du mode  $TM_{010}$  de la cavité A en fonction de la température. L'ajustement est réalisé en utilisant l'expression (2.33) et la température de référence  $T_1 = 120$  K. En insert : bas, paramètre de l'ajustement  $\beta = \alpha\rho(\theta_D)/\rho(0)$  évalué pour chaque température, haut, le facteur 1450 est choisi de telle sorte que  $(Q_0 + 1450)/(Q_0(120K) + 1450)$  pour le mode  $TM_{010}$  et  $Q_0/Q_0(120K)$  pour le mode  $TM_{012}$  se superposent.

la conductivité des parois internes  $\sigma$  comme

$$Q_0 \propto L\sqrt{f\sigma}. \quad (2.31)$$

Par conséquent, pour deux températures  $T_1$  et  $T_2$

$$\frac{Q(T_2)}{Q(T_1)} = \frac{L(T_2)}{L(T_1)} \sqrt{\frac{f(T_2)\rho(T_1)}{f(T_1)\rho(T_2)}} = \sqrt{\frac{f(T_1)\rho(T_1)}{f(T_2)\rho(T_2)}}. \quad (2.32)$$

En pratique, la variation de  $\sqrt{\frac{f(T_1)}{f(T_2)}}$  est négligeable devant celle de  $\sqrt{\frac{\rho(T_1)}{\rho(T_2)}}$  et

$$Q(T_2) = Q(T_1) \sqrt{\frac{\rho(T_1)}{\rho(T_2)}}. \quad (2.33)$$

Là encore, il est possible, connaissant le facteur de qualité obtenu expérimentalement à une température  $T_2$  et la résistivité  $\rho(T)$ , de calculer le facteur de qualité pour toutes les autres températures. On a utilisé la relation de Bloch-Gruneisen pour modéliser la résistivité du cuivre

$$\rho(T) = \rho(0) + \alpha\rho(\theta_D) \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^5 \int_0^{\frac{\theta_D}{T}} \frac{x^5 dx}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})}, \quad (2.34)$$

où  $\theta_D$  est la température de Debye ( $\theta_D \sim 350$  K pour le cuivre) et  $\alpha$  une constante dépendant de la vitesse de Fermi. Les paramètres  $\rho(0)$ ,  $\alpha$  et  $\rho(\theta_D)$  varient fortement en fonction de la pureté du cuivre. Par conséquent, pour chaque température, nous trouvons le facteur numérique  $\beta =$

$\alpha\rho(\theta_D)/\rho(0)$  tel que le facteur de qualité estimé à l'aide de l'expression (2.33) coïncide avec la valeur expérimentalement mesurée. Dans l'insert inférieur de la figure 2.10, nous avons reporté le paramètre  $\beta$  ainsi extrait. Le fait que  $\beta \simeq 9$  sur toute la gamme de température prouve que la variation du facteur de qualité est bien due à la variation de la conductivité des parois internes. La figure 2.10 représente la superposition du facteur de qualité  $Q_0(T)$  estimé à l'aide de l'expression (2.33) en utilisant  $\beta \simeq 9$  et la valeur expérimentale<sup>4</sup>. En utilisant la valeur admise pour le cuivre  $\alpha \simeq 4.225$ , ceci donne  $\rho(\theta_D)/\rho(0) \simeq 2.13$ . Ce rapport est largement sous-estimé par rapport à la valeur attendue. Ceci confirme que le facteur de qualité mesuré expérimentalement n'est pas absolu.

## 2.6 Régime de dépolarisation et régime d'épaisseur de peau

Dans ce paragraphe, nous discutons des limitations et des incertitudes inhérentes à notre dispositif. La figure 2.7 montre l'évolution du facteur de qualité du mode  $\text{TM}_{010}$  de la cavité A en présence d'un monocristal de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sous-dopé (MW101,  $T_c = 67$  K). Cette dépendance est généralement celle qui est observée pour tous les échantillons sous-dopés : en retranchant la variation du facteur de qualité de la cavité vide, nous obtenons un pic de résonance bien défini (voir aussi figure 4.16 du chapitre 4). Ce pic est dû à la résonance du plasma Josephson. Les échantillons sous-dopés sont donc dans le régime de dépolarisation.

En revanche, en présence d'un échantillon optimalement dopé, la variation de la pulsation complexe de la cavité est qualitativement différente. Les figures 2.11 et 2.12 montrent respectivement la réponse de la cavité A en présence respectivement du monocristal de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopé MW500 ( $T_c = 86.6$  K) et MW502<sup>5</sup> ( $T_c = 84.9$ ). Les dimensions sont inférieures à celle de MW500. Pour ces deux échantillons, on a reporté le facteur de qualité et la fréquence des trois modes propres,  $\text{TM}_{010}$ ,  $\text{TM}_{112}$  et  $\text{TM}_{112}$ . Pour chacune des mesures, nous traçons  $1/Q - 1/Q_0$  et  $f_0 - f$ , où  $Q_0$  et  $f_0$  sont les caractéristiques de la cavité vide. Ces caractéristiques ont été obtenues juste après la mesure de ces deux échantillons, en essayant de revisser le couvercle de la cavité le plus solidement possible pour que les variations de la hauteur de la cavité par contraction thermique à basse température soient les plus faibles et les plus reproductibles possibles entre les différentes mesures. Cependant, il existe toujours une incertitude sur la reproductivité du facteur de qualité tandis que l'évolution de la fréquence est plus robuste. Afin d'utiliser les expressions (2.9) et (2.15), il faudrait connaître le décalage de fréquence par rapport à un conducteur parfait de mêmes dimensions que celles de l'échantillon. Toutefois, plusieurs observations qualitatives peuvent être faites. Lorsque l'échantillon est placé au centre de la cavité, un pic d'absorption se superpose à une transition d'écrantage. Pour l'échantillon plus grand MW500, le pic d'absorption n'est pas visible pour le mode  $\text{TE}_{112}$  et le facteur de qualité dans l'état supraconducteur est supérieur à celui obtenu lorsque la cavité est vide. En revanche, pour l'échantillon MW502, le pic d'absorption est toujours visible pour le mode  $\text{TE}_{112}$  et le facteur de qualité dans l'état supraconducteur est très proche de celui obtenu pour une cavité vide.

Kitano *et al* [128] ont utilisé une cavité rectangulaire dans le mode  $\text{TE}_{011}$  pour appliquer le champ électrique suivant l'axe  $c$  de monocristaux de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopés. Ces auteurs trouvent un comportement similaire pour l'évolution du facteur de qualité et de la fréquence du mode résonant pour deux échantillons optimalement dopés de taille différente, et ceci malgré l'utilisation d'une cavité supraconductrice. La figure 2.13 montre ces résultats. Pour les figure (a) et (b), les dimensions latérales de l'échantillon sont inférieures à  $\lambda_c$  tandis que pour les figures (c) et (d), elles sont supérieures. Dans un premier temps, Kitano *et al* interprètent le saut du facteur de qualité comme intrinsèque à l'application du champ électrique et en déduisent la conduc-

<sup>4</sup>Le même ajustement pour l'or ( $\theta_D = 165$  K) ne permet pas d'obtenir la dépendance correcte en température. Ceci montre que le cyclage de la cavité a provoqué des microfissures dans la fine couche d'or déposée par galvanisation et que l'essentiel de la conductivité de surface est assuré par le cuivre.

<sup>5</sup>nous verrons au chapitre suivant que cet échantillon a subi une légère dose d'irradiation aux électrons

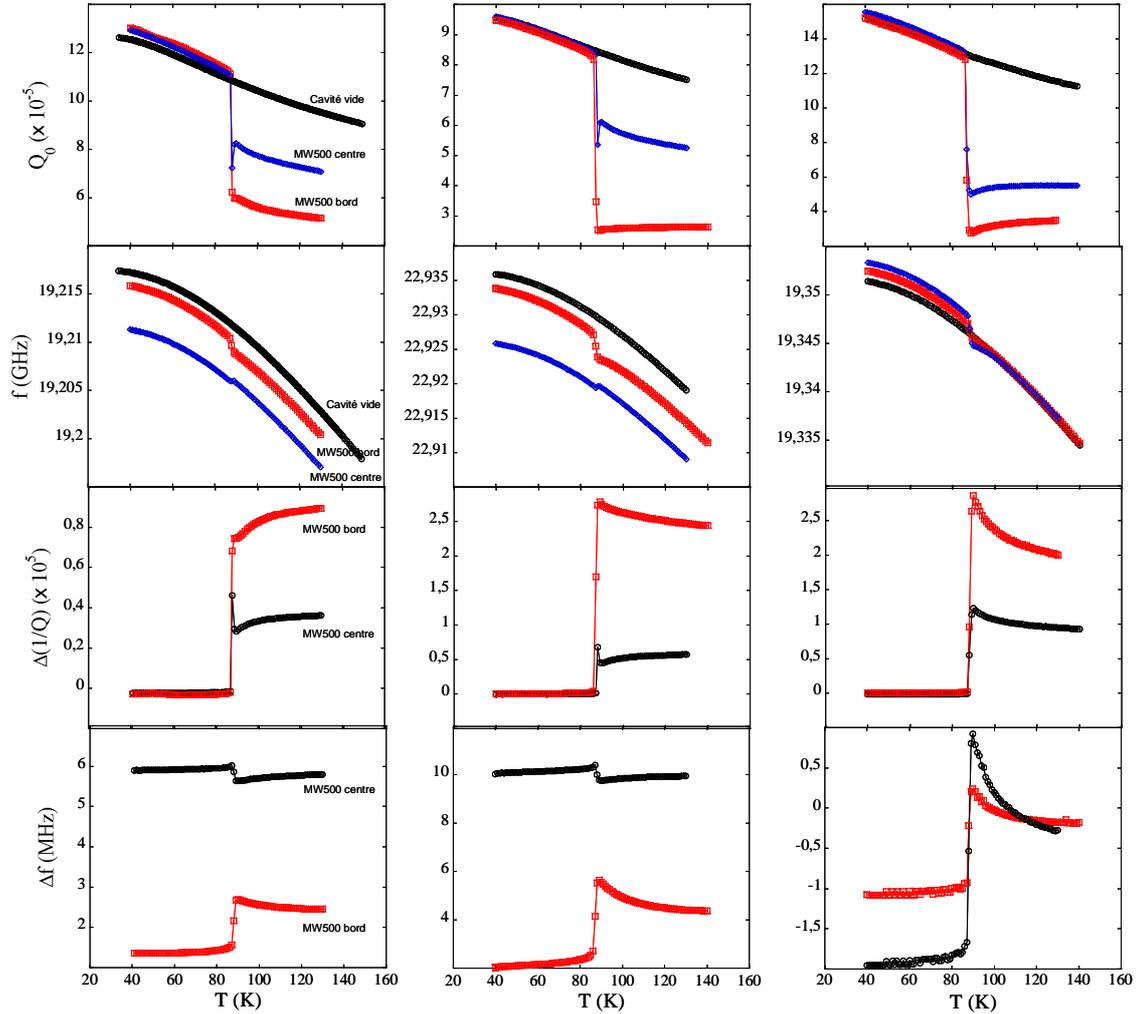


FIG. 2.11 – Evolution de la pulsation complexe des modes  $TM_{010}$ ,  $TM_{012}$  et  $TE_{112}$  de la cavité A en présence de l'échantillon MW500 lors d'un balayage en température (l'échelle de la température est commune pour chaque mode). La mesure est faite en plaçant le monocristal dans le ventre du champ électrique (position 'centre') puis dans celui du champ magnétique (position 'bord'). La différence  $1/Q - 1/Q_0$  et  $f_0 - f$  est tracée pour ces deux configurations.

tivité suivant l'axe  $c$  en utilisant les relations (2.9) et (2.15). Ils estiment aussi que l'échantillon A reste toujours dans la limite de dépolarisation en raison de ses faibles dimensions, tandis que l'échantillon B passe au régime d'épaisseur de peau juste après la transition supraconductrice. Cependant, peu après, Kitano *et al* [129] réalisent que la présence d'un champ magnétique hyperfréquence peut lui aussi induire un saut d'écrantage dans le facteur de qualité et la fréquence. Pour vérifier cette hypothèse, la mesure a été réalisée en déplaçant l'échantillon de manière désaxée par rapport au centre de la cavité afin de maximiser l'effet du champ magnétique et de minimiser celle du champ électrique : nous voyons sur la figure 2.11 que le pic d'absorption disparaît pour tous les modes mesurés tandis que la transition d'écrantage augmente.

En définitive, même lorsque les échantillons sont au centre de la cavité, ils sont soumis à l'effet du champ magnétique parallèlement aux couches  $CuO_2$  et du champ électrique perpendiculai-

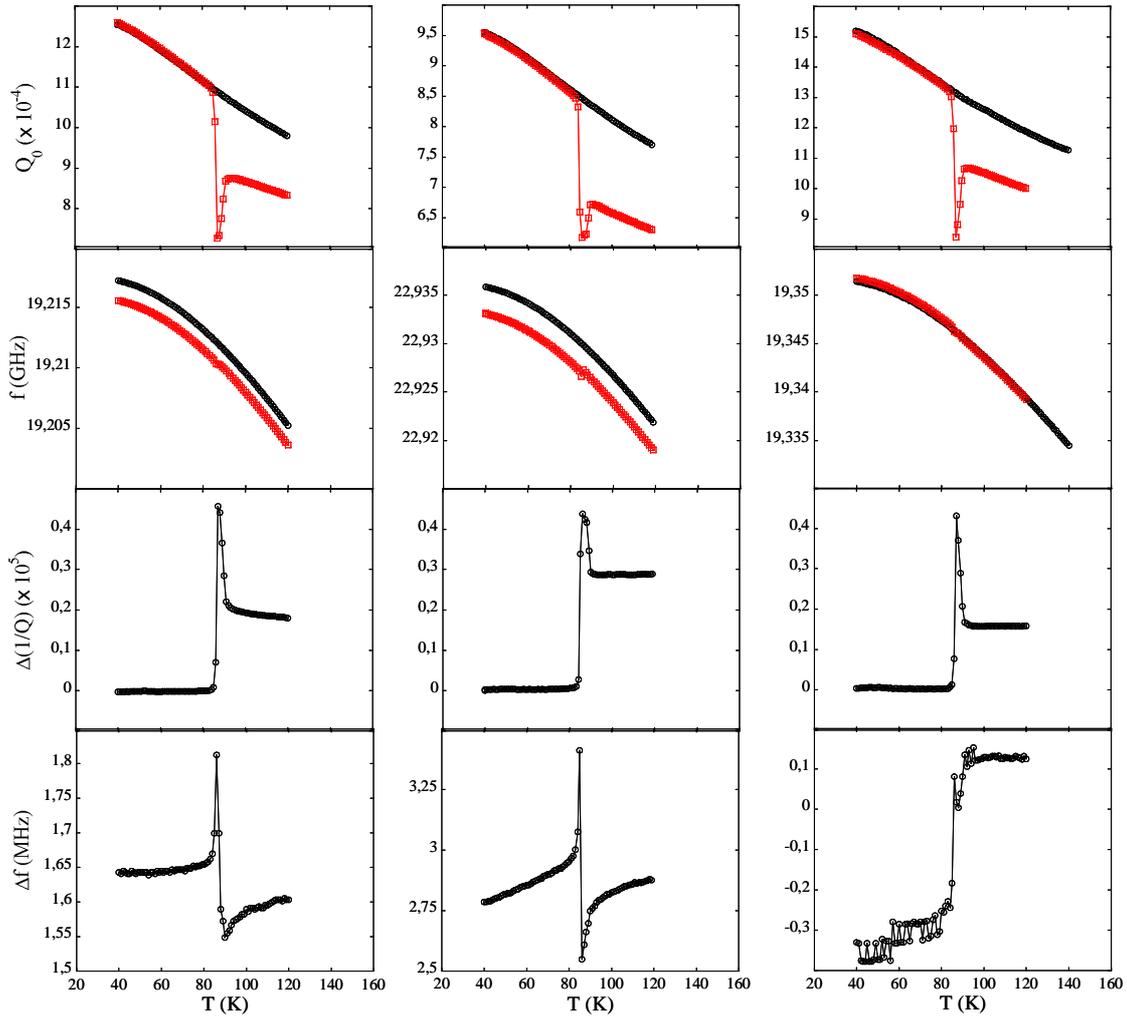


FIG. 2.12 – Evolution de la pulsation complexe des modes  $TM_{010}$ ,  $TM_{012}$  et  $TE_{112}$  de la cavité A en présence de l'échantillon MW502 placé dans le maximum du champ électrique (l'échelle de la température est commune pour chaque mode). La différence  $1/Q - 1/Q_0$  et  $f_0 - f$  est tracée pour ces deux configurations.

rement aux plans  $CuO_2$ . Ainsi, la zone de l'échantillon soumise au champ électrique est dans le régime de dépolarisation. En revanche, les bords de l'échantillon sont soumis au champ magnétique et sont dans le régime d'épaisseur de peau. Même si dans ce dernier cas, la perturbation de la pulsation complexe vient d'une région beaucoup plus petite de l'échantillon en comparaison avec la réponse en volume de l'échantillon au champ  $\vec{E}$ , la forte anisotropie de la conductivité fait que cette première réponse est très importante.

Ces résultats montrent alors que l'observation d'un pic dans le facteur de qualité pour une température très proche de la température critique est bien assimilable à la résonance plasma puisqu'elle nécessite l'application d'un champ électrique suivant l'axe  $c$ . Le saut du facteur de qualité semble en revanche être dû à l'effet du champ magnétique appliqué suivant les plans  $CuO_2$ . Nous mesurons alors l'impédance de surface : le saut dans le facteur de qualité et de la fréquence observés à la transition supraconductrice sont dus à l'apparition du suprafluide.

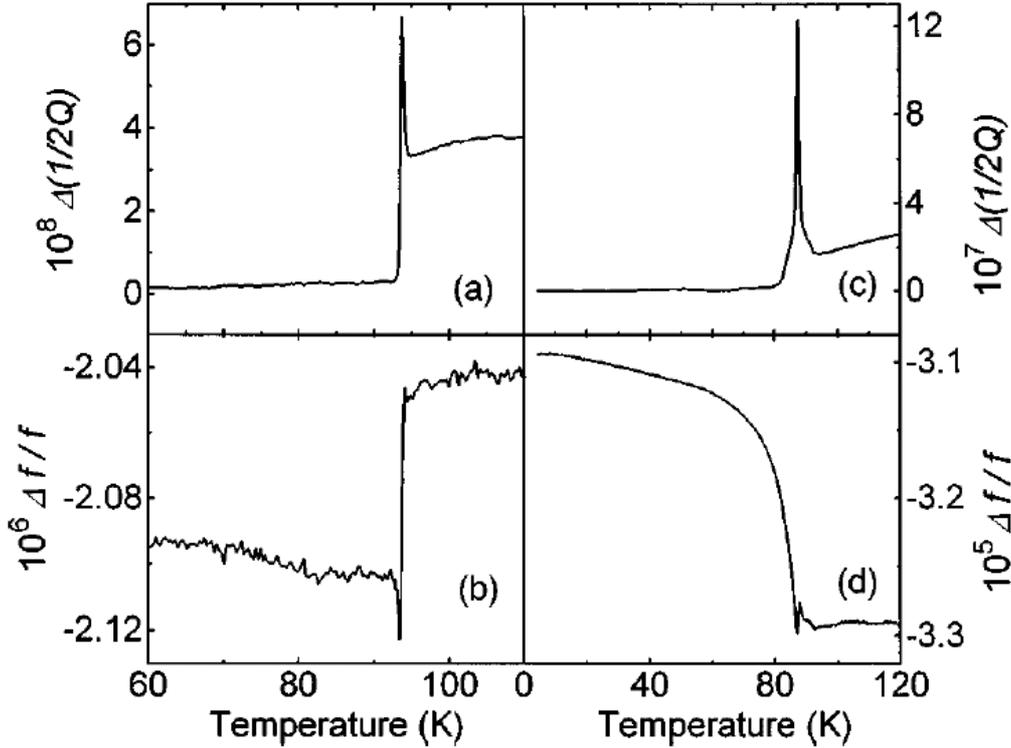


FIG. 2.13 – Evolution de la pulsation complexe obtenue par Kitano *et al* [128] dans deux échantillons optimalement dopés de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , les dimensions de l'échantillon de la figure de gauche (resp. droite) étant inférieures (resp. supérieures) à  $\lambda_c$ . La mesure est effectuée à 14.21 GHz en utilisant un mode  $\text{TE}_{011}$  : le champ électrique est appliqué suivant l'axe  $c$ . Cependant une composante du champ magnétique est aussi appliquée.

Plusieurs observations restent en revanche inexplicées. Lorsque l'échantillon MW500 est placé sur le bord de la cavité, la plus grande partie du signal devrait provenir de l'écrantage du champ magnétique. Le fait qu'on ne puisse observer de variation de la résistance de surface dans l'état supraconducteur est certainement dû au manque de sensibilité de notre cavité résonante. En revanche, l'évolution de la résistance de surface dans l'état normal n'est pas bien interprétée. La figure 2.11 montre qu'à l'approche de la température critique,  $R_s$  diminue pour le mode  $\text{TM}_{010}$  alors qu'il augmente pour le mode  $\text{TM}_{012}$ . Selon l'expression (2.12), la résistance de surface devrait toujours diminuer en abaissant la température. Cette observation vient donc contredire l'explication simple suivant laquelle une partie du signal mesuré provient de l'impédance de surface.

Peligrad *et al* [130] ont étudié la variation de la pulsation complexe d'une cavité lorsqu'un échantillon est placé dans le champ électrique. Ces auteurs proposent de généraliser les expressions dérivées par Buranov-Shchegolev [121] (voir expression (2.13)) afin de prendre en compte la possible transition entre le régime de dépolarisation et le régime d'épaisseur de peau en fonction des dimensions de l'échantillon. Ces auteurs trouvent que l'échantillon passe la transition de dépolarisation lorsque  $\sigma/\epsilon\omega \approx 1/N$ . Le passage au régime d'épaisseur de peau intervient quand  $\delta_n \approx d/2$ ,  $d$  étant l'épaisseur de l'échantillon. Puisque  $\delta_n = \sqrt{2/\mu_0\omega\sigma_n}$ , cette transition intervient en  $\sigma \propto 1/d^2$ . Pour certaines combinaisons de  $(d, N)$ , les auteurs trouvent que le passage au régime d'épaisseur de peau peut intervenir à plus basse conductivité que le régime de dépolarisation. La figure 2.14 montre leurs résultats : en fonction de la conductivité d'un échantillon, plusieurs comportements de la pulsation complexe peuvent être obtenues, en particulier sur la variation de  $R_s$  à

l'état normal. La figure montre aussi le résultat obtenu pour un film de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Nous remarquons que  $\Delta(1/2Q)$  augmente fortement à l'approche de la transition critique. Peligrad *et al* interprètent cela comme la preuve que  $\sigma_n(T_c)$  est légèrement inférieure à la valeur nécessaire pour la transition de dépolarisation. Cette dépendance est similaire à la dépendance obtenue à haute fréquence pour l'échantillon MW500 dans la configuration excentrée. La mesure d'un film mince de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  montre en revanche que  $R_s$  diminue à l'approche de  $T_c$ . Ce comportement est similaire au comportement trouvé à basse fréquence pour l'échantillon MW500. Par conséquent, le rôle du champ magnétique et du champ électrique ne sont pas bien compris lorsque l'échantillon est placé sur les bords de la cavité.

## 2.7 Technique bolométrique

L'inconvénient de la technique de perturbation de cavité résonante est qu'elle ne permet pas d'atteindre des fréquences élevées. Pour les cavités résonantes utilisées, la fréquence des modes propres dépendent comme  $f \propto 1/L$  : les dimensions de la cavité diminuent fortement pour les hautes fréquences et deviennent de l'ordre des dimensions des monocristaux. Une technique de mesure alternative a été développée par Matsuda *et al* [113]. Cette technique consiste à mesurer directement l'échauffement d'un monocristal lors de la résonance plasma Josephson à l'aide d'un bolomètre. L'échauffement provient du transfert d'énergie du mode collectif aux quasiparticules. Les mesures présentées dans le chapitre 3 sur l'effet de l'irradiation aux électrons ont été obtenues par Colson au Japon en utilisant le dispositif expérimental développé par M. Gaifullin [131] dans l'équipe de Y. Matsuda. N'ayant pas pu encore effectuer des mesures avec cet équipement, nous nous contentons de rappeler le principe général de cette méthode. Les détails peuvent être trouvés dans la référence [126].

Trois types de guides rectangulaires sont utilisés afin de couvrir les gammes de fréquence 26-40, 40-60 et 60-90 GHz. Ils sont couplés avec des oscillateurs à diode Gunn qui génèrent des ondes transverses électriques propagatives. Chaque guide est percé afin de pouvoir accueillir une tige en saphir sur laquelle est collée l'échantillon à mesurer à l'aide d'Apiezon N. La polarisation du champ électrique est bien alignée suivant l'axe cristallographique  $c$  du monocristal. Un absorbeur en carbone est placé au bout du guide afin de minimiser la réflexion des ondes progressives et ainsi éviter la présence d'ondes stationnaires. Le tout est monté sur des cannes de mesures qui sont insérées dans un cryostat à hélium liquide. La détection de la résonance plasma dans la technique de perturbation est assurée par la cavité résonante : le grand facteur de qualité des modes propres joue le rôle d'un amplificateur. En revanche, dans le cas de cette méthode, la détection est assurée par un thermomètre Cernox<sup>TM</sup> qui est relié thermiquement au support en saphir. Le bolomètre ainsi défini est couplé au guide d'onde par des fils en manganine assurant ainsi la référence thermique. L'amplitude des ondes hyperfréquence est modulée en fréquence et la lecture de la résistance du thermomètre, faisant partie d'un pont de Wheatstone, est faite à l'aide d'une détection synchrone. Ceci permet au groupe de Matsuda d'enregistrer des variations de quelques nanowatts à basse température (4.2 K) et de quelques microwatts à 77 K. Ceci est suffisant pour la détection de la résonance plasma dans les échantillons usuels. En revanche, plusieurs précautions expérimentales sont nécessaires : il faut éviter que le thermomètre ne soit exposé lui-même au champ micro-onde. Par ailleurs, le temps de réponse du thermomètre dépend de son couplage thermique avec le thermostat, ici le guide d'onde. En outre, la puissance émise par les diodes Gunn varie en fonction de la fréquence. Il faut aussi avoir une boucle rétroaction sur la détection de la puissance émise afin de contrôler un atténuateur. Par conséquent, cette technique requiert toujours la calibration de la réponse du bolomètre dans la gamme de fréquence où la mesure de la résonance plasma est réalisée. Cette calibration doit être systématiquement réalisée avant toute mesure. Pour cela, la température ou bien le champ magnétique doit être choisi de telle sorte que la résonance plasma n'apparaisse pas dans l'échantillon dans cette plage de fréquence. Par la suite, ce signal est retranché à la réponse du bolomètre enregistré pour les conditions de température et de fréquence pour lesquelles la résonance plasma apparaît.

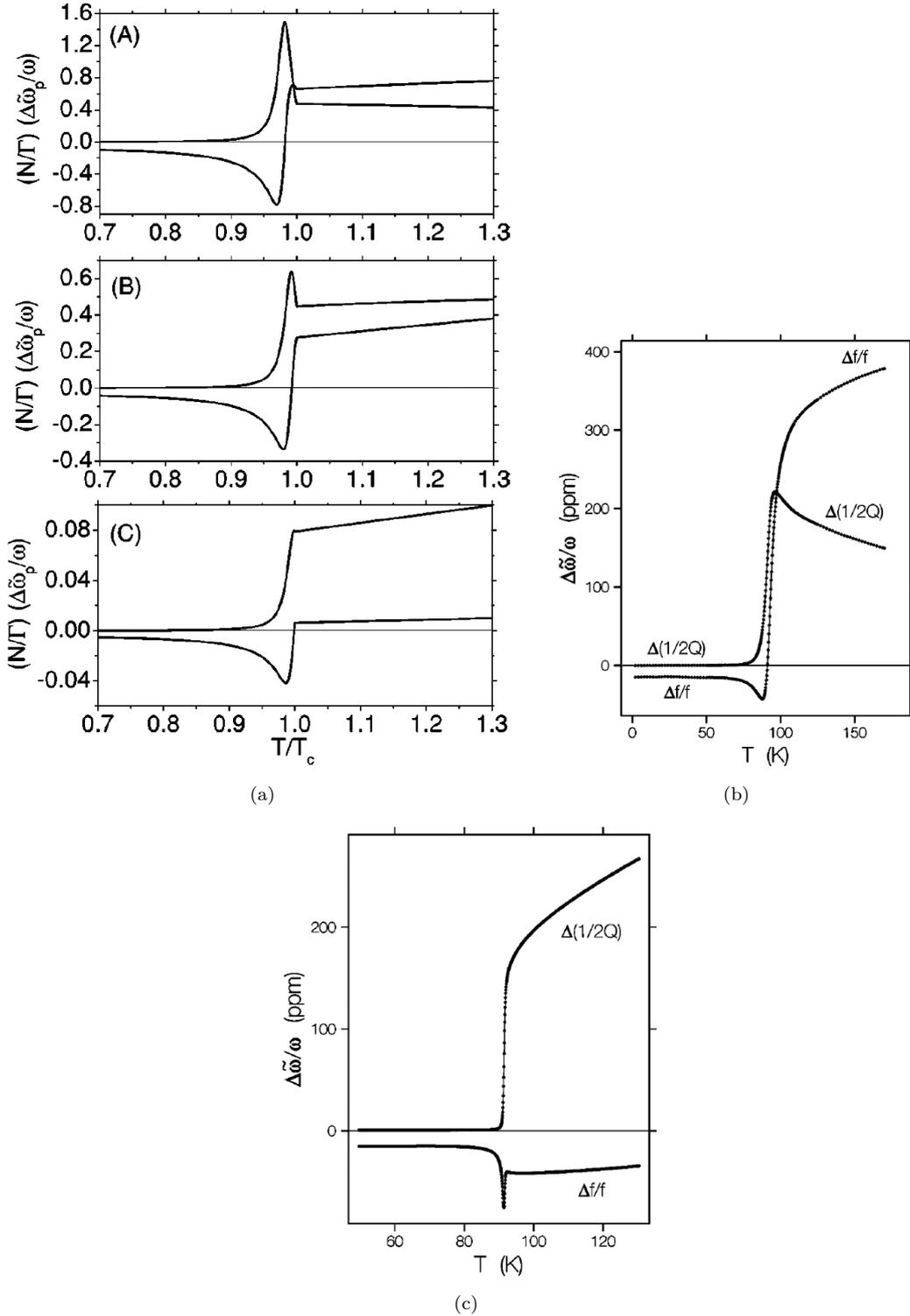


FIG. 2.14 – (a) Dépendance calculée par Peligrad *et al* [130] de la pulsation complexe d'une cavité résonante en présence d'un échantillon supraconducteur. La conductivité est décrite par  $\sigma_n(T) = \sigma_n(T_c)/(a + bT/T_c)$  à l'état normal et par un modèle bifluide pour l'état supraconducteur avec  $\sigma_1(T) = \sigma_n(T_c)(T/T_c)^4$  et  $\sigma_2 = K\sigma_n(T_c)[1 - (T/T_c)]^4$  (ici  $K = 20$ ). De haut en bas  $\sigma_n(T_c)$  augmente : pour le cas (A), l'échantillon est dans la limite de dépolarisation à l'état normal et passe le seuil de dépolarisation dans l'état supraconducteur. Pour les cas (B) et (C), l'échantillon est déjà au-dessus du seuil de dépolarisation à l'état normal. b) Variation de la pulsation complexe mesurée expérimentalement en présence d'un film mince de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  et c) dans un film de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ .

## Chapitre 3

# Effet du désordre sur la supraconductivité dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

### 3.1 Effet du désordre dans les supraconducteurs à haute température critique

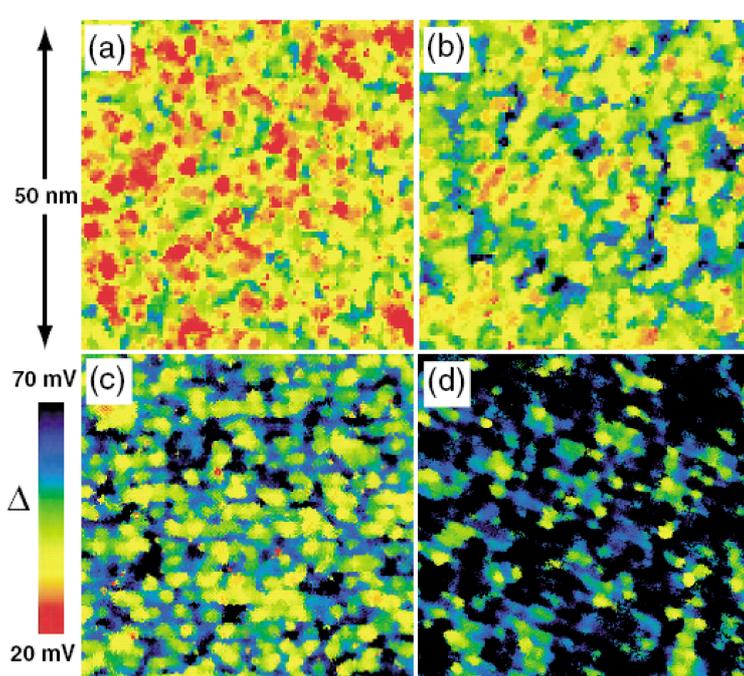


FIG. 3.1 – Répartition spatiale du gap supraconducteur obtenue par McElroy *et al* [132] dans quatre échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Des figures (a) à (d), le dopage diminue.

L'importance du désordre cristallin sur les propriétés physiques des cuprates est connue depuis leur découverte. L'état supraconducteur apparaît pour une valeur anormalement faible du dopage. Il est donc probable que dans la région sous-dopée, les atomes d'oxygène pour le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

soient répartis de manière désordonnée dans le composé. Cependant, une série d'expériences spectaculaires de microscopie à effet tunnel à balayage a montré que le désordre n'est pas seulement important dans la région sous-dopée du diagramme de phase, mais pourrait même être une propriété générale de nombreux composés SHTc. En 2001, les groupes de Davis [133] et de Kapitunik [134] annoncent parallèlement l'observation d'inhomogénéités spatiales dans la densité locale des quasiparticules dans des monocristaux  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ <sup>1</sup>. L'étendue spatiale de ces inhomogénéités est de l'ordre de quelques longueurs de cohérence. Des observations similaires avaient été déjà faites par Cren *et al* [135] sur des films minces. En supposant que la valeur du gap supraconducteur est obtenue en prenant la moyenne entre les deux pics de cohérence enregistrée localement, la figure 3.1 montre que la valeur du gap présente de fortes variations sur une distance caractéristique de l'ordre de 50 à 100 Å. En 2002, Lang *et al* [136] étudient l'effet du dopage sur de telles inhomogénéités. La valeur absolue du gap dans le cas sous-dopé varie de 20 à 64 meV avec une forte dispersion. En revanche, pour le cas optimalement dopé, la valeur moyenne du gap est d'environ 25 meV et les zones exhibant des valeurs supérieures de gap sont très petites. Au fur et à mesure que le dopage diminue, l'étendue spatiale des îlots où le gap présente une valeur importante augmente. La moyenne spatiale du gap obtenue par ces observations concorde avec les valeurs obtenues par des mesures thermodynamiques. Ces mesures montrent aussi que la densité d'états sous le maximum du gap ne varie que très peu spatialement. Ceci est une indication que cette densité d'états est due aux quasiparticules le long des nœuds du gap, cohérentes et observées sur les spectres de photoémission. Bien que moyennés sur les impuretés fortement désordonnées spatialement, ces états à basse énergie sont toujours bien définis.

Quant à la relation de la dispersion des spectres au désordre sous-jacent, une corrélation spatiale entre l'amplitude du gap et la disposition des atomes d'oxygène dans les plans réservoirs a été observée par McElroy *et al* [137]. Nunner *et al* [138] considèrent que la présence des atomes d'oxygène dans les plans réservoirs module à courte portée le potentiel d'interaction entre les quasiparticules au sein des plans  $\text{CuO}_2$ . Ils expliquent ainsi la variation spatiale de la valeur du gap. En 2006, Lee *et al* [139] interprètent certains aspects des spectres tunnel en termes de modes de bosons et confortent ainsi la théorie du couplage de type boson pour la supraconductivité non conventionnelle. L'interprétation fine des spectres est toujours sujette à débat. En particulier, Howald *et al* [134] remarquent que pour les zones inhomogènes, il y a deux pics dans le spectre tunnel mais sans pics de cohérence clairement mesurables. L'énergie du pic qui apparaît à plus grande tension correspond avec le pseudogap trouvé à l'état normal dans les mêmes échantillons. Le groupe de Kapitunik [140] considère que les pics qui apparaissent à des voltages importants sur les spectres ne sont pas des pics de cohérence associés à une valeur du gap supraconducteur importante. Il propose qu'il s'agit d'états résonants localisés dans une petite région supraconductrice dont la taille est de quelques fois la longueur de cohérence. Dans les spectres de conductance tunnel, une irrégularité située à plus faible tension que le pic maximum est observée. Il propose que ce pic soit dû à la supraconductivité induite par effet de proximité des zones voisines. Martin et Balatsky [141] ont aussi considéré l'effet d'une distribution inhomogène de zones supraconductrices sur la valeur moyenne thermodynamique du gap et de la densité d'états.

La conclusion finale reste que les composés de la famille des Bismuthates montrent en général, quel que soit le dopage, des propriétés électroniques très hétérogènes. Les questions qui se posent sont alors les suivantes :

- Le désordre est-il préjudiciable à la supraconductivité ?
- Comment les propriétés supraconductrices sont-elles modifiées ?
- Les supraconducteurs SHTc sont-ils mieux décrits comme des matériaux propres, de type BCS *d*-wave avec quelques défauts ou bien l'état désordonné implique-t-il un point de départ fondamentalement différent, c'est-à-dire un mauvais métal proche de la localisation, avec de fortes fluctuations de phase [142, 143] ? Dans ce dernier cas, la région en dessous de  $T^*$  est

<sup>1</sup>Ces résultats sont obtenus pour le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  qui, en raison de sa forte anisotropie se clive très facilement suivant l'axe *c* permettant d'obtenir des surfaces sans marches.

assimilable à un 'liquide de vortex', supraconducteur mais sans cohérence de phase à longue distance.

Dans la suite, nous proposons d'employer la Résonance Plasma Josephson (RPJ) pour apporter un élément de réponse. La RPJ est une sonde sensible tant au comportement physique des quasiparticules, qu'aux fluctuations de phase interplan.

Par la suite, nous proposons de mesurer directement la sensibilité de la supraconductivité au désordre en introduisant des défauts de manière artificielle. Nous utilisons pour cela l'irradiation aux électrons d'énergie 2.5 MeV. Le chapitre est organisé de la manière suivante : dans la section 3.2, nous rappelons les principaux résultats expérimentaux obtenus par la substitution et par l'irradiation. Puis nous rappelons les prédictions théoriques concernant l'effet d'un désordre sur les propriétés d'un supraconducteur propre : la densité suprafluide dans les plans puis perpendiculairement aux plans. Enfin, nous présentons la méthode expérimentale avant de présenter les résultats.

## 3.2 Effet de la substitution et de l'irradiation

De nombreuses études expérimentales portant sur l'effet des substitutions et de l'irradiation sur les SHTc ont été réalisées. Même si la plupart d'entre elles portent sur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , les résultats semblent être généraux pour tous les SHTc.

### 3.2.1 Substitution

L'effet des substitutions des ions de cuivre par des impuretés avec le même état de charge a permis de montrer l'importance de la stochiométrie des plans  $\text{CuO}_2$  pour la supraconductivité dans les composés cuprates. En particulier, dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , la substitution des atomes de cuivre au sein des plans  $\text{CuO}_2$  provoque une baisse de la température critique beaucoup plus forte que la substitution des atomes de cuivre formant les chaînes Cu-O [144, 145]. Similairement, dans le composé  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , Maeda *et al* [146] montrent que la substitution des sites sur les plans  $\text{CuO}_2$  réduit fortement la température critique. Une seconde observation étonnante est que la substitution par des atomes de zinc, à priori non-magnétiques, provoque une baisse plus rapide que le nickel de spin 1. Cette observation privilégie une symétrie non conventionnelle car seules les impuretés magnétiques sont pair-breaking dans une symétrie *s-wave* [69, 70]. Cependant, Alloul *et al* [147] montrent que dans ce même composé, la substitution au zinc provoque l'apparition de moments magnétiques localisés sur les atomes de cuivre au voisinage de l'impureté. L'amplitude de ces moments diminue au fur et à mesure que le dopage augmente.

La baisse de la température critique n'est pas due à un changement de dopage par perte des atomes d'oxygène dans les plans. En effet, à l'état normal, la densité d'état ne change pas au niveau de Fermi ; ceci est vérifié par des mesures de chaleur spécifique [148], des mesures de décalage de Knight [149] ainsi que par des mesures de pouvoir thermoélectrique à température ambiante [150, 151, 152].

La résistivité à l'état normal suit une loi de Mathiessen. Le terme supplémentaire est en effet indépendant de la température et ce, entre la température ambiante et la température critique. Ceci montre que la diffusion induite sur les impuretés est de type élastique et isotrope. Ainsi, le dopage au zinc ne change pas le comportement métallique de la résistivité dans les composés sur-dopés et le caractère semi-conducteur des composés sous-dopés. En revanche, au delà d'une concentration critique de zinc,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  et  $\text{L}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  sous-dopés deviennent isolants à la fois suivant l'axe *c* et suivant les plans [153].

Dans l'état supraconducteur, Bonn *et al* [145] montrent qu'en présence d'impuretés de zinc, la longueur de pénétration  $\lambda_{ab}$  dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  passe d'un comportement linéaire à un com-

portement quadratique en température. Ils montrent également que le temps de diffusion des quasiparticules dans l'état supraconducteur diminue. Ces effets étant plus faibles en présence de nickel, les auteurs en déduisent que la diffusion sur le zinc est dans la limite unitaire et que celle sur le nickel est du type Born. Bernhard *et al* [152] tentent de relier quantitativement la diminution de la densité superfluide au taux de substitution et concluent que le modèle d'Abrikosov-Gorkov traité dans la limite unitaire explique les résultats. En revanche, Nachumi *et al* [154] par des mesures similaires, parviennent à la conclusion qu'il faut également prendre en compte l'apparition de zones spatiales normales (modèle du 'swiss cheese').

### 3.2.2 Effet de l'irradiation

Selon plusieurs études, les effets de l'irradiation dans les SHTc sont similaires à la substitution chimique au Zinc ou au Nickel, induisant des défauts dans la limite unitaire. Les premières irradiations sur les supraconducteurs sous forme de céramique [155] montrent, qu'outre une diminution de la température critique, le courant critique entre les grains diminue fortement. Afin de connaître les types de défauts induits par irradiation, Legris *et al* [156, 157, 158] évaluent que les énergies seuil de déplacement valent respectivement 10 et 15 eV pour les atomes de cuivre et d'oxygène dans les plans  $\text{CuO}_2$  du composé  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ . Comme pour l'effet des substitutions, ces derniers montrent que la baisse observée de la température critique ne peut être due au changement de dopage car la constante de Hall à l'état normal ne change pas. En outre, les auteurs excluent un mécanisme classique de dépairage par des impuretés magnétiques pour expliquer leurs résultats. En 1994, Giapintzakis *et al* [159] utilisent une colonne de microscope à transmission modifiée pour étudier l'effet de l'irradiation à 350 keV sur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ . Les auteurs concluent que l'effet des déplacements d'oxygène au sein des plans  $\text{CuO}_2$  est dominant pour la suppression de  $T_c$  et excluent aussi une symétrie *s*-wave. En revanche, l'irradiation est réalisée à 90 K, s'accompagnant d'une proportion importante de défauts recuits à la température ambiante. Tolpygo *et al* [160, 161] étudient l'irradiation des électrons entre 20 et 120 keV sur des films minces de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  et trouvent que la théorie de pair-breaking appliquée au modèle *d*-wave permet d'expliquer les résultats. Nakamae *et al* [162, 163] trouvent que la conductivité thermique extrapolée à température nulle ne varie pas avec l'irradiation aux électrons de 2.5 MeV. En 2001, Rullier-Albenque *et al* [164] montrent que dans l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  sous-dopé et optimalement dopé, la relation d'Abrikosov Gor'kov est violée à fortes fluences : la température critique décroît linéairement avec la fluence et ce, jusqu'à la température nulle. Les auteurs attribuent cet effet à l'existence de fluctuations de phase quantique du paramètre d'ordre. Plus récemment, les mêmes auteurs [165] ont montré que l'effet Nernst qui existe dans l'état normal de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , augmente fortement avec l'irradiation aux électrons à 2.5 MeV. Cette augmentation signifie que les fluctuations deviennent plus importantes avec le désordre. Ceci vient confirmer l'approche de Emery et Kivelson [142] qui estiment que dans les mauvais métaux, la température critique est diminuée par rapport à sa valeur de champ moyen en raison des fluctuations classiques et quantiques.

## 3.3 Qu'apporte la RPJ ?

La mesure de la longueur de pénétration  $\lambda_c$  dans les monocristaux par les méthodes d'exclusion du champ sont très délicates car souvent  $\lambda_c$  est supérieur à l'épaisseur des monocristaux disponibles. Pour cela, la RPJ est une technique de choix.

Shibauchi *et al* [166] ont mesuré la RPJ dans une série d'échantillons  $\text{Bi}_2(\text{Sr},\text{La})_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  en variant le dopage par substitution des atomes de strontium par du lanthane. Ils trouvent que le courant critique suivant l'axe *c* décroît exponentiellement avec le dopage. Ils mesurent également la conductivité à l'état normal suivant l'axe *c* ainsi que celle des quasiparticules dans l'état supraconducteur sous forts champs magnétiques. Les auteurs montrent ainsi que le modèle d'Ambegaokar et Baratoff [69, 70] ne peut prédire une telle décroissance dans l'état sous-dopé pour le courant critique en prenant la valeur communément admise du gap supraconducteur moyen mesuré

expérimentalement par les mesures de transport. Ils en déduisent donc que, dans l'état sous-dopé, il existe des zones dans lesquelles la supraconductivité est fortement détruite. Des conclusions similaires sont apportées par Suzuki *et al* [167] par des mesures de transport suivant l'axe  $c$  dans des structures mésas de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ .

Dans un autre registre, Basov *et al* [168] ont récemment utilisé la résonance plasma pour sonder localement le couplage interplan. Ces auteurs ont trouvé que  $\lambda_c$  décroît linéairement avec la conductivité DC suivant l'axe  $c$  dans les cuprates. La résonance plasma Josephson s'établit typiquement sur une aire  $\lambda_J^2$ , où  $\lambda_J$  est la longueur Josephson. Toute inhomogénéité du courant critique suivant l'axe  $c$  dont la distance caractéristique est de l'ordre de  $\lambda_J$  devrait donc provoquer une dispersion en fréquence de la résonance. En mesurant la RPJ dans une série d'échantillons de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  dont le dopage varie, ces auteurs [115, 169, 170] observent que dans le composé dopé à  $x = 1/8$ , la résonance plasma présente une forte dispersion en fréquence et attribuent cet effet à la présence de stripes et d'inhomogénéités de charge.

### 3.4 Désordre : généralités

Les quasiparticules interagissent avec des impuretés soit à travers leur charge, soit à travers leur spin. Dans le premier cas, lorsque l'impureté a une configuration électronique différente de celle des éléments de la matrice hôte, elle interagit avec la densité des électrons de conduction à travers le potentiel coulombien. Dans les bons métaux, l'interaction de Coulomb est écrantée sur des longueurs de l'ordre du paramètre cristallin. Pour cela, le potentiel de diffusion  $V$  est souvent considéré comme local  $V(r) = \delta(r - r_0)V_0$ .

L'effet de la diffusion des quasiparticules sur les impuretés peut être décrit en introduisant un temps de vie fini  $\tau$  pour que la quasiparticule reste dans un état d'énergie donné. En utilisant la règle d'or de Fermi, le taux de diffusion de la quasiparticule entre deux états  $k$  et  $k'$  s'exprime

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} n_{imp} |\langle k|V|k' \rangle|^2 N(E_F), \quad (3.1)$$

où  $V$  est le potentiel de diffusion de l'impureté,  $n_{imp}$  la densité de défauts, et  $N(E_F)$  la densité d'états au niveau de Fermi.

Le problème des impuretés dans les supraconducteurs présente des analogies avec les impuretés dans les semiconducteurs. Dans ce dernier cas, l'ouverture du gap résulte toutefois de la périodicité du potentiel cristallin et ne dépend donc pas d'un effet coopératif. Dans les semiconducteurs, une impureté dont le potentiel est de symétrie sphérique crée un état lié dans le gap. La position de ce niveau d'énergie localisé dépend de l'intensité du potentiel de diffusion de l'impureté. Dans la limite de Born ( $V \ll 1$ ), le niveau se situe très près d'un des deux bords du gap (suivant le signe du potentiel, l'impureté est accepteuse ou donneuse et il s'agit du bord supérieur ou inférieur). Au fur et à mesure que le potentiel de diffusion augmente, le niveau de l'impureté se déplace vers le milieu du gap. Le 'phase shift' (décalage de phase) permet de quantifier cet effet :

$$\delta(\varepsilon) = -\tan^{-1}(\pi N(\varepsilon)V), \quad (3.2)$$

avec  $N(\varepsilon)$  la densité d'états. Le taux de diffusion peut s'écrire

$$\hbar\Gamma = \frac{n_{imp}}{\pi N(\varepsilon)} \frac{1}{1 + \cot^2(\delta(\varepsilon))} \quad (3.3)$$

Dans le cas d'une diffusion intense, qualifiée de limite unitaire,  $V \rightarrow -\infty$  et  $\delta \rightarrow \pi/2$ , l'état lié se trouve très près du milieu du gap. Si on suppose que les bandes d'énergie sont symétriques

par rapport au niveau de Fermi, le niveau de l'impureté est précisément au niveau de Fermi et influence grandement les propriétés de transport. Le taux de diffusion s'exprime alors comme

$$\hbar\Gamma = \frac{n_{imp}}{\pi N(E_F)}. \quad (3.4)$$

Dans le cas de la limite de Born,  $V \ll 1$ , le taux de diffusion s'exprime comme

$$\hbar\Gamma = n_{imp}\pi N(E_F)V^2, \quad (3.5)$$

En plus des interactions électrostatiques, si l'impureté a un moment magnétique, il y a une interaction d'échange entre le spin local de l'impureté et les électrons de conduction. La portée de cette interaction dépend de la structure quantique du nuage électronique associé au spin. Dans les métaux, cela conduit à l'interaction RKKY (Rudermann, Kittel, Kasuya et Yosida) et à l'effet Kondo. Il est possible de considérer que les spins des impuretés sont statiques ou bien qu'ils peuvent être modifiés en raison de leur interaction avec les électrons de conduction. Dans ce dernier cas, le modèle d'Anderson prédit alors que le niveau d'énergie de l'impureté acquiert lui-aussi une largeur finie  $\Gamma \propto |V|^2 N_0$ . Cependant, ce modèle ne peut être résolu que dans les cas limites où prédomine une des deux énergies caractéristiques : l'énergie de répulsion coulombienne sur le site de l'impureté ou l'interaction  $V$ .

### 3.4.1 Approche thermodynamique pour une symétrie *s-wave*

#### 3.4.1.1 Impuretés non-magnétiques et théorème d'Anderson

En 1959, Anderson [104] montre que des impuretés non-magnétiques n'ont pas d'effet sur les propriétés thermodynamiques d'un supraconducteur conventionnel.  $T_c$ , la valeur du gap et le champ critique thermodynamique restent donc inchangés. Cette théorie découlait de l'observation expérimentale que la température critique d'un supraconducteur conventionnel présente une diminution initiale rapide, suivie par une faible décroissance de la température critique avec l'ajout d'impuretés non-magnétiques. Comme l'état supraconducteur provient d'une instabilité de la mer de Fermi due à l'appariement des états de moment opposés, Anderson en déduit que toute perturbation qui ne lève pas cette dégénérescence n'affecte pas la température critique supraconductrice de champ moyen. Les fonctions d'ondes des quasiparticules en présence de diffusion élastique sur les défauts sont alors exprimées à partir des fonctions d'ondes dans le cas sans désordre. L'interaction entre ces nouvelles fonctions d'ondes reste identique. En revanche, la diffusion des paires sur les impuretés provoque le moyennage du potentiel d'interaction de type BCS sur toute la surface de Fermi. Ceci a pour effet de "gommer" les effets d'anisotropie de la surface de Fermi. Pour un composé de symétrie *s-wave* anisotrope, la diffusion sur les impuretés "moyenne" le potentiel d'interaction effectif entre les deux quasiparticules formant une paire de Cooper sur des endroits de l'espace réciproque où le gap varie et où donc l'énergie d'appariement est moins favorable. Ceci provoque une réduction du gap effectif et explique la baisse initiale de  $T_c$  observée. En revanche, puisqu'il existe toujours une composante non-nulle du paramètre d'ordre dans le cas d'une symétrie *s-wave*, la température critique et le gap ne s'annulent jamais. Par ailleurs, les prédictions BCS effectuées pour des composés avec une surface de Fermi sphérique (pour un matériau tridimensionnel) sont mieux vérifiées pour les supraconducteurs "impurs".

L'hypothèse du théorème d'Anderson est qu'en présence d'impuretés, le paramètre d'ordre supraconducteur peut toujours être considéré comme *uniforme* dans l'espace. Un argument qualitatif concernant l'applicabilité de ce théorème consiste à comparer la longueur de cohérence  $\xi \sim v_F/\Delta_0$  avec la longueur d'écrantage de Thomas Fermi. En supposant pour simplifier que la longueur d'écrantage est de l'ordre du paramètre de maille  $a$ , le théorème d'Anderson reste valide dans les composés pour lesquels  $\xi \gg a$ . Par ailleurs, on suppose aussi que les impuretés sont dans la limite diluée et qu'il n'y a pas formation de bandes d'impuretés dans l'état normal. Là encore, le théorème

d'Anderson permet de comprendre que les effets des impuretés dépendent de l'échelle d'observation : une moyenne thermodynamique sur tout l'échantillon permet de bien décrire les propriétés macroscopiques. Dans le cas d'une impureté de symétrie sphérique dans un supraconducteur de symétrie  $s$ -wave, le paramètre d'ordre et la densité d'états présente cependant des oscillations de type Friedel autour de l'impureté [171] de période environ  $\sim 1/k_F$ .

### 3.4.1.2 Impuretés magnétiques et théorie d'Abrikosov Gor'kov

Le spin  $\vec{S}$  d'une impureté magnétique provoque la levée de la dégénérescence entre un état d'énergie  $+\vec{k}$  et  $-\vec{k}$  lorsqu'il interagit avec les spins des quasiparticules par le terme d'échange  $-2J\vec{S}\cdot\vec{s}$ . Si cette interaction est forte, la paire sera brisée. En 1961, Abrikosov et Gor'kov proposent d'associer un temps de vie  $\tau$  à la diffusion dans la limite de Born d'une paire de Cooper sur une impureté magnétique statique. Ce temps de vie représente le temps nécessaire pour que les phases respectives des deux quasiparticules formant une paire de Cooper soient complètement décorréliées. En apportant une différence d'énergie  $2\alpha$  entre les deux niveaux d'énergie des états appariés, le temps de vie  $\tau$  de la paire est [172]

$$2\alpha = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (3.6)$$

car, cette différence d'énergie de  $\hbar/\tau$  pendant un temps  $\tau$  provoque une différence de phase de l'ordre de l'unité, ou de manière équivalente le retournement d'un des deux spins.  $\alpha$  est le paramètre de pair-breaking et peut être utilisé pour décrire tout type de mécanismes provoquant la destruction de l'état supraconducteur. Dans le cas d'une densité  $n_{imp}$  d'impuretés magnétiques de spin  $S$ ,

$$\frac{\hbar}{\tau} \sim J^2 S(S+1)N(E_F)n_{imp}. \quad (3.7)$$

Afin d'empêcher toute corrélation et instauration d'un ordre magnétique, Abrikosov et Gor'kov [173] considèrent alors une distribution aléatoire de moments magnétiques localisés dont le spin est statique. Les interférences entre les fonctions d'ondes de plusieurs quasiparticules ayant diffusé sur des impuretés différentes ne sont pas prises en compte, en supposant que la condition de localisation faible  $k_F l \gg 1$  est satisfaite.

Les propriétés supraconductrices sont obtenues en moyennant le gap supraconducteur de type BCS sur une grande population de spins, c'est-à-dire quand la distance entre les impuretés magnétiques est inférieure à  $\xi^2$ . Le temps de vie  $\tau$  d'une paire de Cooper provient alors de la diffusion de la paire sur un grand nombre d'impuretés. Dans ces conditions, la température critique varie comme

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha}{2\pi k_B T_c}\right), \quad (3.8)$$

où  $T_{c0}$  est la température critique du supraconducteur sans impuretés magnétiques.

Il s'agit d'une fonction universelle qui ne dépend que du paramètre  $\alpha$ .

Dans le cas de faibles valeurs de  $\alpha$ , il est possible de linéariser cette expression

$$k_B(T_c^0 - T_c) = \frac{\pi\alpha}{4} = \frac{\pi\hbar}{8\tau}. \quad (3.9)$$

L'approche d'Abrikosov Gor'kov prévoit aussi la suppression du gap supraconducteur avec la concentration de défauts, ainsi que l'apparition d'une densité d'états finie au niveau de Fermi, représentant les quasiparticules d'une paire de Cooper qui a été brisée par la diffusion sur les impuretés. Le résultat d'Abrikosov et Gor'kov montre également qu'il existe un domaine de concentration d'impuretés pour lequel  $\hbar/\tau \sim \Delta$  bien que la température critique ne soit pas nulle. Cet effet caractérisé de "gapless superconductivity" (supraconductivité sans gap) a été effectivement observé par Relf et Wolf [174, 175] par des mesures d'effet tunnel sur des films d'alliages métalliques.

<sup>2</sup>toutefois, les spins sont supposés sans interaction entre eux

La suppression complète de la température critique intervient pour  $\alpha = \alpha_c = 0.88T_{c0}$ . En posant,  $\alpha = \eta\alpha_c$  et  $T_c = \beta T_{c0}$ , la relation d'Abrikosov Gor'kov devient

$$\ln(\beta) = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\eta 0.88}{\beta 2\pi}\right). \quad (3.10)$$

La figure 3.2 montre la dépendance de  $T_c/T_{c0}$  en fonction de  $\alpha/\alpha_c$ . Initialement, nous observons

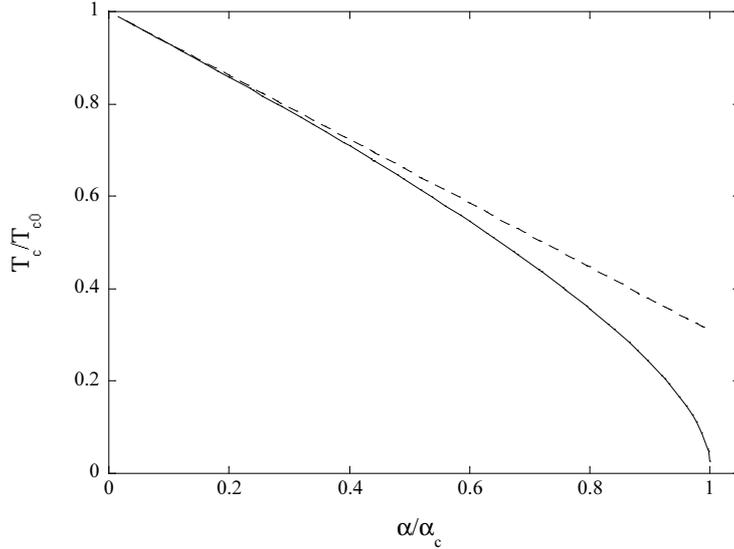


FIG. 3.2 – Evolution de  $T_c/T_{c0}$  en fonction de  $\alpha/\alpha_c$ .

une décroissance linéaire suivie par une plus forte décroissance : lorsque  $T_c$  diminue,  $\alpha$  diminue aussi, ce qui accélère la décroissance.

### 3.4.2 Approche locale pour une symétrie *s*-wave

L'approche d'Anderson et d'Abrikosov et Gor'kov suppose qu'il est toujours possible de considérer le paramètre d'ordre comme constant dans l'espace en présence des impuretés. Toutefois, au voisinage d'une impureté, les propriétés électroniques varient sur une courte distance. Strictement parlant, si on s'intéresse aux propriétés thermodynamiques d'un matériau, ces considérations ne sont pas importantes. En passant à la limite thermodynamique, pour la limite d'une faible densité d'impuretés, l'effet des propriétés locales est moyenné à zéro. Toutefois avec les techniques de microscopie à effet tunnel, il est nécessaire de s'intéresser aux propriétés locales.

Yu, Shiba et Rusinov [176, 177, 178] étudient le cas d'une impureté magnétique isolée dans un supraconducteur conventionnel traité dans la limite unitaire. En résolvant les équations de Bogoliubov-de Gennes, ces auteurs montrent qu'au voisinage de l'impureté, un état lié est induit comme dans les semiconducteurs. L'énergie de cet état se trouvant proche du niveau de Fermi pour le cas d'une diffusion dans la limite unitaire, il s'agit donc d'un état lié résonant. Par conséquent, le gap supraconducteur est localement détruit au voisinage de l'impureté magnétique sur une distance caractéristique déterminée par la longueur de Fermi. Cette approche locale se raccorde à la théorie d'Abrikosov Gor'kov. Lorsque le nombre d'impuretés est important, la formation de ces états localisés finit par détruire la supraconductivité. Cette approche permet aussi de voir qu'en

présence d'impuretés, la densité d'états au niveau de Fermi ne se comporte plus comme  $N(E_F) \propto E$  à basse énergie. La concentration de quasiparticules ne disparaît pas à basse température.

### 3.4.3 Extension au cas d'une symétrie $d$ -wave

Dans le cas d'une symétrie non conventionnelle, la diffusion d'une paire de Cooper sur une impureté peut provoquer le moyennage de l'interaction effective sur des zones de l'espace des phases où le paramètre d'ordre est déphasé de  $\pi$ . Ceci n'est vrai que si les vecteurs d'onde de la paire après la diffusion sont complètement décorrélés. Dans ce cas, ce processus détruit la cohérence de phase de la paire. Il est donc lui-aussi pair-breaking comme pour le cas d'une impureté magnétique dans un supraconducteur conventionnel car l'interférence réduit alors  $\Delta$  et  $T_c$  à zéro. Il est donc communément admis que tout type de défauts provoquent la suppression de la supraconductivité non conventionnelle.

Puisque l'approche d'Abrikosov Gor'kov est générale pour le traitement des effets de pair-breaking, il est possible de l'adapter au cas des impuretés non-magnétiques pour une symétrie non conventionnelle du paramètre d'ordre [179]. Il faut alors exprimer  $\tau$  en fonction des paramètres caractérisant le type de pair-breaking. Là encore, un domaine de supraconductivité sans gap ('gapless') est prévu.

Comme pour le cas d'une supraconductivité conventionnelle, une impureté détruit localement le gap supraconducteur et induit un niveau localisé. La seule différence est que l'impureté peut aussi être non-magnétique dans ce cas. En s'éloignant de l'impureté, le gap reprend sa valeur maximale avec des oscillations de période  $1/2k_F$ . Là encore, la position du niveau d'énergie de l'impureté dépend de l'intensité du potentiel diffuseur. Dans la limite de Born, l'état est très proche des bords du gap, et dans la limite unitaire, il est très proche du milieu du gap. En revanche, dans une symétrie de type  $d$ -wave, la densité d'états monoélectroniques reste non-nulle sous le gap supraconducteur dans une description de type semi-conducteur : dans un système pur, il varie linéairement avec l'énergie. Par conséquent, le niveau de l'impureté se mélange avec le continuum des quasiparticules pour donner des états résonants virtuels ('virtual bound state') avec un temps de vie fini. Dans la limite unitaire, l'état virtuel lié à l'impureté est une résonance fine car la densité d'états du continuum est faible en ce point. En revanche, dans la limite de Born, sa largeur en énergie est très grande et son temps de vie diminue fortement.

Il existe une école de pensée qui considère que l'état supraconducteur dans les supraconducteurs à haute température critique est en compétition avec un autre ordre, comme un ordre magnétique. Lorsque la supraconductivité est localement détruite à travers l'effet des impuretés, l'ordre concurrent apparaît. Cette hypothèse est vérifiée par les mesures de RMN [147] qui montrent qu'au voisinage des impuretés non-magnétiques, il y a apparition de moments magnétiques localisés : les plans  $\text{CuO}_2$  étant caractérisé par un ordre antiferromagnétique, la présence d'une impureté rompt l'équilibre des forces magnétiques locales.

En 1997, Yazdani *et al* [182] évaporent des atomes de Mn, Gd et de Ag à la surface d'échantillons de nobium. Les mesures de conductance différentielle à l'aide du STM montrent que la densité d'états sous le gap supraconducteur du nobium augmente sur une distance de 10 Å autour des atomes de Mn et de Gd, alors qu'elle ne change pas autour des atomes de Ag. La variation de densité d'états est asymétrique autour du niveau de Fermi. Cette observation montre que les impuretés magnétiques déposées sont de type pair-breaking et provoquent l'apparition d'états liés sous le gap supraconducteur. En 1999, Yazdani *et al* [183] (surdopé) et parallèlement Hudson *et al* [184] (optimalement dopé) montrent qu'il existe des états résonants de quasiparticules dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Ils attribuent ces états à la présence d'impuretés. L'extension spatiale de ces états est de l'ordre de la longueur de cohérence. A partir du décalage de ces états par rapport au niveau de Fermi, ces impuretés sont des centres diffuseurs proches de la limite unitaire.

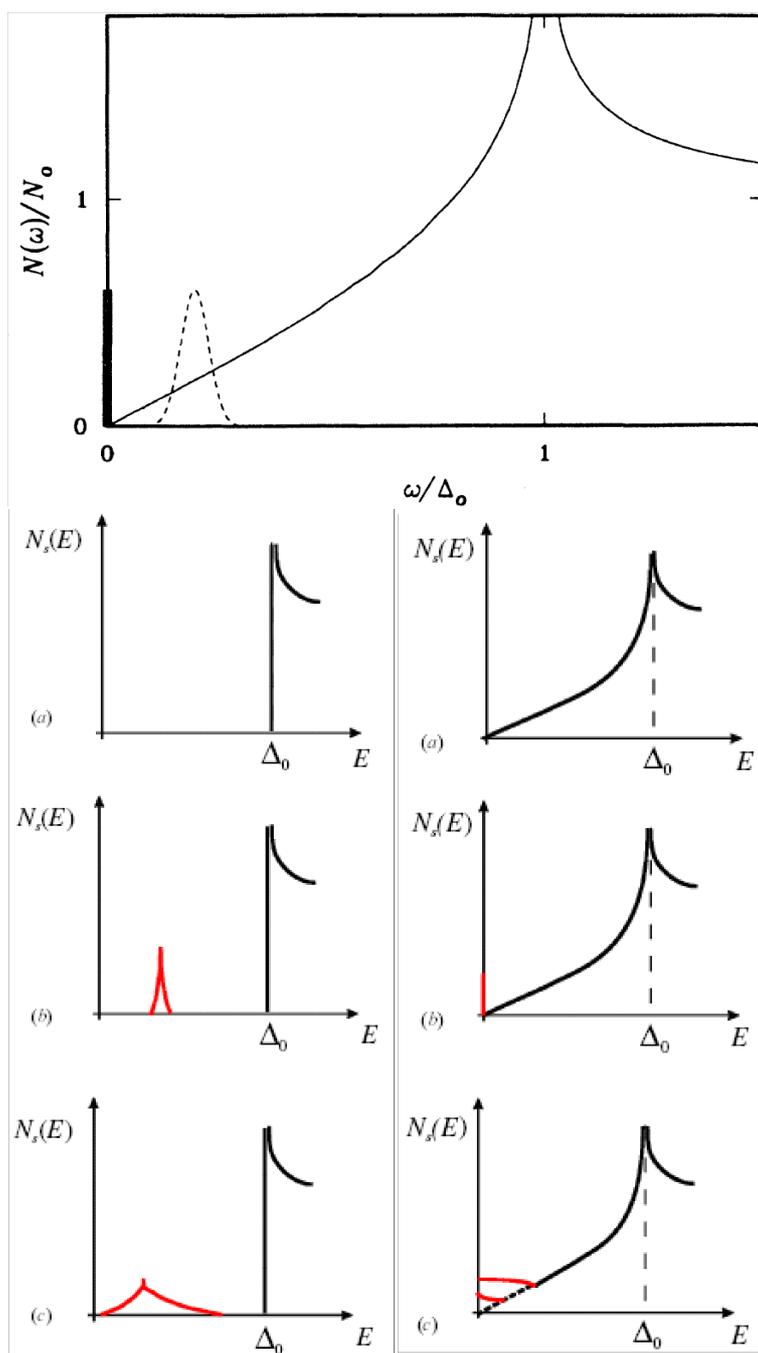


FIG. 3.3 – Haut : évolution de la densité d'états d'un supraconducteur  $d$ -wave en fonction de l'intensité du potentiel de diffusion d'une impureté non-magnétique [180]. Bas : évolution de la densité d'états en fonction de la densité d'impuretés, à gauche dans un supraconducteur de symétrie  $s$ -wave en présence d'impuretés magnétiques proches de la limite unitaire, à droite dans un supraconducteur de symétrie  $d$ -wave en présence d'impuretés non-magnétiques dans la limite unitaire (d'après [181]).

En 2000, Pan *et al* [185] étudient des monocristaux de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  dopés au zinc et trouvent des états résonants. La conductance de ces états est jusqu'à 6 fois celle de la conductance à

l'état normal et leur extension spatiale est là encore très faible. Leur énergie est toujours légèrement décalé par rapport au niveau de Fermi et en ces régions, les pics de cohérence sont très faibles. Contrairement aux prédictions théoriques, la décroissance spatiale de ces états résonants est plus rapide le long des nœuds que le long des antinœuds. Cet effet peut être dû à l'anisotropie de la matrice de tunnel  $t_{\perp}$  qui fixe l'amplitude du courant tunnel, tel que mesuré par STM comme l'ont proposé Martin *et al* [186] (voir paragraphe 1.9.1). Des études similaires [187] sur l'effet du nickel montrent l'existence de deux pics distincts dans le spectre STM. Ceci est interprété par le fait que la diffusion sur le nickel est à la fois due à de la diffusion coulombienne et magnétique. Ces études ont alors permis d'émettre l'hypothèse que les propriétés physiques dépendant de la diffusion comme la suppression de  $T_c$ , la résistivité résiduelle et l'augmentation de  $\sigma_1$  en dessous de  $T_c$  sont semblables pour les impuretés de Nickel et de Zinc car leur décalage en phase est semblable. En revanche, les propriétés cohérentes de la supraconductivité comme la densité suprafluide sont beaucoup moins sensibles au nickel qu'au zinc. Ceci est en accord avec l'observation que les pics de cohérence sont beaucoup plus supprimés dans le cas du zinc que du nickel. Récemment, le groupe de Yazdani a montré que la hausse de conductance différentielle autour des impuretés de Nickel persiste même dans l'état normal du pseudogap.

## 3.5 Effet du désordre sur le couplage interplan

### 3.5.1 Effet du temps de vie fini des quasiparticules

L'apparition du temps de vie fini des quasiparticules induit un changement de densité d'état en fonction de l'énergie. Dans la théorie BCS  $d$ -wave, la densité d'état est donnée par [188]

$$N_s(E) = \frac{2}{\pi\hbar^2} \frac{1}{v_F v_2} E, \quad (3.11)$$

où  $v_F$  est la vitesse de Fermi associée à la dispersion des quasiparticules suivant la direction normale à la surface de Fermi et  $v_2$ , reliée à la pente du gap au niveau du nœuds et qui représente la dispersion des quasiparticules le long de la surface de Fermi. En revanche, en présence d'impuretés, pour les énergies  $E \ll \Gamma_s$ , il y a apparition d'une densité d'état non-nulle au niveau de Fermi

$$N_s(E)/N_n(E) \sim \frac{\Gamma_s}{\Delta_0} + aE^2, \quad (3.12)$$

$a$  étant une constante. Ainsi, à suffisamment basse température, l'effet du temps de vie finie des quasiparticules doit toujours être observé. Dans ce régime, Lee [189] prédit que la conduction des quasiparticules au sein des plans,  $\sigma_{00}$ , doit être universelle à température nulle (en négligeant les fortes interactions entre quasiparticules au sein des plans). Les impuretés provoquent la formation de quasiparticules par brisure des paires de Cooper mais en même temps, réduisent leur temps de vie ( $\propto 1/\Gamma_s$ ). L'intensité de la diffusion sur les impuretés ne change pas  $\sigma_{00}$ . En revanche, elle fixe son domaine d'observation en déterminant  $\Gamma_s$  : pour une diffusion de type unitaire,  $\Gamma_s \sim 0.6\sqrt{\Gamma_n\Delta_0}$ , alors que pour une diffusion dans la limite de Born,  $\Gamma_s \sim \Delta_0 e^{-\Delta_0/\Gamma_n}$ .

La nouvelle densité d'états des quasiparticules est quadratique, ce qui explique alors que le comportement à basse température de la longueur de pénétration soit lui-aussi quadratique et non plus linéaire [33, 34]. Ce changement de comportement dans le plan se reflète aussi suivant l'axe  $c$  : selon l'argument de Xiang *et al* [65] (voir paragraphe 1.9.1), la singularité de  $t_{\perp}$  n'est plus aussi prononcée. Lorsque  $T \ll \Gamma$ , la constante de hopping peut alors être considérée comme constante :  $\rho_s^c$  se comporte aussi comme  $T^2$  à basse température. Xiang *et al* [65] trouvent alors pour  $T \ll \Gamma_s$

$$\frac{\rho_s^{ab}(T)}{\rho_s^{ab}(0)} \sim 1 - \alpha_{ab} \frac{\Delta_0}{\Gamma} \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^2, \quad (3.13)$$

$$\frac{\rho_s^c(T)}{\rho_s^c(0)} \sim 1 - \alpha_c \frac{8\pi}{3} \frac{\Gamma}{\Delta_0} \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^2, \quad (3.14)$$

où  $\alpha_{ab}$  et  $\alpha_c$  sont deux dimensions sans unité dépendant du système, de l'ordre de l'unité. Le préfacteur du terme en  $T^2$  dans  $\rho_s^c$  est  $(\Gamma/\Delta_0)^2$  fois plus faible que celui de la composante suprafluide intraplan.

### 3.5.2 Effet des impuretés dans les plans sur l'effet tunnel suivant l'axe $c$

Latyshev *et al* [190] considèrent explicitement l'effet des impuretés dans les plans supraconducteurs sur le transport par effet Josephson. Similairement à la prédiction de Lee pour une conductivité universelle  $\sigma_{00}$  suivant les plans, Latyshev *et al* considèrent que les états induits par les impuretés participent alors à la conductivité suivant l'axe  $c$  :  $\sigma_c \propto N_s(E_F)/\Gamma_s = N_n(E_F)/\Delta_0$  quand  $T \rightarrow 0$ . Comme il y a compensation entre la création d'états au niveau de Fermi et la baisse du temps de vie des quasiparticules, dans la limite  $T \rightarrow 0$ , ces niveaux donnent une contribution universelle à la conductivité des quasiparticules de l'ordre de

$$\sigma_q^c(0)^{Coh} \approx \frac{2e^2 t_\perp^2 N_n(E_F) s}{\pi \hbar \Delta_0} . \quad (3.15)$$

Cette contribution cohérente à la conductivité est valable pour des énergies inférieures au taux de diffusion des quasiparticules dans l'état supraconducteur  $\Gamma_s$ , où  $\Gamma_s \sim (\Gamma_n \Delta_0)^{1/2}$  dans la limite unitaire et  $\Gamma_s \sim \Delta_0 \exp(-\pi \Delta_0/\Gamma_n)$  dans la limite de Born. Pour la composante de paires Cooper, le courant critique devient

$$J_c^{Coh}(0) \approx \frac{2et_\perp^2 N_n(E_F)}{\hbar} \approx \frac{\pi \sigma_q^c(0)^{Coh} \Delta_0}{es} . \quad (3.16)$$

Remarquablement, il s'agit du même résultat obtenu par Radtke *et al* [80] (voir expression 1.45 du chapitre 1) pour le cas d'un effet tunnel incohérent. Cette expression revient aussi à remplacer  $\sigma_n^c$  par  $\sigma_{qp}^c$  dans l'expression d'Ambegaokar et Baratoff (voir expression 1.37).

Dans le cas d'un processus incohérent, la conductivité devient

$$\sigma_{qp}^c(0) \approx \sigma_q(0)^{Coh} \frac{\Gamma}{E_F} , \quad (3.17)$$

et pour la composante supraconductrice

$$J_c(0) \approx J_c(0)^{Coh} \frac{\Delta_0}{eF} . \quad (3.18)$$

Pour cela, Latyshev *et al* [190] estiment que cette composante incohérente est négligeable.

### 3.5.3 Effet des impuretés des plans réservoirs sur le hopping incohérent : le modèle IAH

Le tunneling incohérent ( $\vec{k}_\parallel \neq \vec{k}'_\parallel$ ) implique un courant critique nul dans une symétrie  $d$ -wave. Toutefois, Radtke *et al* [80] et Hirschfeld *et al* [191] proposent que le transport se fasse par un processus diffusif anisotrope ('anisotropic forward scattering') sur les impuretés situées entre les plans ('impurity assisted hopping' ou IAH). Le moyennage  $\langle \Delta(k_1) \Delta(k_2) \rangle$  ne se faisant qu'au sein d'un même lobe du paramètre d'ordre, une contribution non-nulle du tunneling incohérent au courant critique Josephson est possible. Afin d'obtenir une contribution non-nulle, il faut que le potentiel diffuseur soit dans la limite de Born.

Dans le cadre d'un mécanisme de hopping entre les plans, médié par les impuretés, Radtke *et al* [80] expriment la conductivité à l'état normal comme

$$\sigma_n^c = \sigma_0 [N_n(E_F)]^2 \langle \langle |V_{k \rightarrow k'}|^2 \rangle_{k, k'} \rangle . \quad (3.19)$$

Il s'agit de la conductivité d'une jonction tunnel sous l'effet d'une perturbation obtenue par la règle d'or de Fermi en appliquant une perturbation  $V$  pour faire passer les quasiparticules d'un côté à l'autre de la barrière. Radtke *et al* [80] trouvent pour le courant supraconducteur

$$J_c(T) = \frac{2e}{\hbar s^2} (\pi N_n(E_F))^2 \langle \langle |V_{k-k'}|^2 \rangle_k \rangle_{k'} \Delta(T) \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right). \quad (3.20)$$

Cette forme est donc identique à la formule obtenue par Ambegaokar-Baratoff dans le cas d'une symétrie  $s$ -wave (expression 1.38). Dans le cas d'une symétrie  $d$ -wave, la diffusion doit être anisotrope afin d'avoir un terme  $\langle \langle |V_{k-k'}|^2 \rangle_k \rangle_{k'}$  non nul pour que  $J_c(T) \neq 0$ .

Hirschfeld *et al* [191] adoptent cette approche en incluant l'effet des impuretés entre les plans dont le potentiel de diffusion préserve la symétrie  $d$ -wave

$$\frac{c}{4\pi\lambda_c^2(T)} \simeq \sigma_n^c |V'/V|^2 \frac{\Delta_0(T)}{2} \left[ \alpha - \frac{12\zeta(3)}{\pi} \left( \frac{T}{\Delta_0(T)} \right)^3 \right], \quad (3.21)$$

où  $V$  est la partie isotrope du potentiel de diffusion et  $V'$  la partie anisotrope,  $\alpha \sim 1$ .  $\sigma_n^c = 2se^2 N_n(E_F)/\tau_c$  et  $\tau_c^{-1} = 2n_i^c \pi N_n(E_F) |V|^2$  dans la limite de Born. Dans cette approche, la conductivité suivant l'axe  $c$  est proportionnelle à la densité des centres diffuseurs  $n_i^c$ , qui permettent un transfert entre les plans. Il est possible d'étendre cette expression pour le cas d'un paramètre de pair breaking  $\Gamma_n/T_c$  fini, toutefois elle n'est valable que pour  $T > \Gamma_s$ .

Xiang *et al* [65] considèrent que le potentiel diffuseur  $\langle \langle |V_{k-k'}|^2 \rangle_k \rangle_{k'}$  est de forme Lorentzienne, c'est-à-dire qu'il ne couple d'une couche à l'autre que des quasiparticules dont les vecteurs d'onde sont proches. Le potentiel est alors caractérisé par  $\delta k$ , c'est-à-dire l'écart des vecteurs admis pour ce couplage. Le cas où  $\delta k \rightarrow 0$ , qualifié de 'strong forward scattering' donne

$$\rho_s^c \propto \Gamma_{\perp} \Delta_0 N_n(E_F) \left[ 1 - 8 \ln 2 \left( \frac{T}{\Delta} \right)^2 + o(T^2) \right], \quad (3.22)$$

avec  $\Gamma_{\perp} = 2\pi v_0^2 N_n(E_F)$ . Ce résultat est obtenu en supposant une dépendance Lorentzienne pour la probabilité de diffusion des impuretés : seules les quasiparticules dont les vecteurs d'ondes sont proches ( $|k - k'| < \delta k$ ) sont diffusées. Xiang *et al* [65] comparent cette contribution avec la contribution de l'effet tunnel à travers les orbitales 4s du Cu (paragraphe 1.9.1)

$$\Gamma_{\perp} \Delta_0 N_n(E_F) \frac{T^2}{\Delta_0^2} \sim N_n(E_F) t_{\perp}^2 \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^5.$$

La comparaison donne une température caractéristique  $T^* \sim (\frac{\Gamma_{\perp} \Delta_0}{t_{\perp}^2})^{1/3} T_c$  en dessous de laquelle, la contribution du impurity assisted hopping à la diminution de la densité suprafluide est supérieure. Cette approche prédit un changement de comportement pour  $\lambda_c$  de  $T^2$  à  $T^5$  lorsque  $T > T^*$ .

La présence des impuretés est donc évoquée pour expliquer une dépendance quadratique dans la densité suprafluide suivant l'axe  $c$ . Cette dépendance est observée dans la plupart des composés. Shibauchi *et al* [49] observent que dans  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ,  $\lambda_c(T)$  présente une variation plus forte en température que pour  $\lambda_{ab}(T)$ . Ceci a aussi été trouvé dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopé [46]. Par ailleurs, l'exposant de  $\lambda_c$  varie fortement en fonction du dopage, des impuretés et du nombre de couches  $\text{CuO}_2$  par maille. Dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , en diminuant le dopage, Bonn *et al* [192] et Panagopoulos *et al* [67, 51] montrent que la dépendance linéaire en température de  $\lambda_{ab}$  change peu tandis que la dépendance de  $\lambda_c$  passe de linéaire à quadratique. Panagopoulos *et al* [67, 51] montrent aussi que dans  $\text{HgBa}_2\text{Ce}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ , l'exposant passe de 2 pour  $\text{Hg1223}$  ( $n = 1$ ) à 5 pour  $\text{Hg1201}$  ( $n = 0$ ) tandis que  $\lambda_{ab}$  reste toujours linéaire en température [67]. De même, Gaifullin *et al* [68] trouvent que  $\lambda_c$  varie comme  $T^5$  pour  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  légèrement

sous-dopé ( $T_c = 82.5$  K), alors qu'il varie comme  $T^2$  pour les composés sous-dopés ( $T_c = 77.2$  K) et le composé monocouche  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ . Plus récemment, Panagopoulos *et al* [193] ont étudié les cuprates monocouches  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  et  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+x}$  en fonction du dopage et montré un changement de loi pour  $\lambda_{ab}$  et  $\lambda_c$  en dessous du dopage correspondant à l'apparition du pseudogap. La dépendance quadratique pour  $\lambda_c$  est aussi vérifiée dans  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$  [194] et dans  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$  [76].

### 3.5.4 Modèle alternatif : les fluctuations de phase

Récemment, le modèle des fluctuations de phase a rencontré quelques succès. Ce scénario, proposé par Emery et Kivelson [142] et Millis *et al* [195] pour décrire la supraconductivité dans les mauvais métaux, prend en considération les caractéristiques communes des SHTc que sont la valeur très faible de  $\xi$  et de la densité suprafluide. Jusqu'à présent, les vérifications les plus convaincantes de ce modèle ont été observées dans les SHTc irradiés aux électrons et substitués au zinc. Cette approche permet ainsi de prévoir la décroissance linéaire de la température critique jusqu'à sa disparition et le comportement de la résistivité [164]. Elle rend aussi compte des récentes mesures d'effet Nernst dans ces mêmes échantillons [165, 196].

Dans le cadre général de ce modèle, Paramakanti [197] a calculé la dépendance de la densité suprafluide hors plan. Il considère les fluctuations de phase dans le cadre d'un modèle similaire à celui de Lawrence et Doniach (voir paragraphe 1.10). Là encore, les paramètres importants sont les deux énergies  $J$  et  $E_J$ . Dans ce modèle, ils jouent le rôle de termes de rigidité pour la phase du paramètre d'ordre, fixant sa sensibilité aux fluctuations thermiques et quantiques. Les auteurs relient alors la variation des densités suprafluides dans les plans et hors plans aux fluctuations de phases

$$\lambda_{(ab,c)}^{-2} \sim \rho_s^{(ab,c)} \equiv \rho_s^{0(ab,c)} \exp\left(-\frac{\langle\delta\theta_{(ab,c)}^2\rangle}{2}\right) \sim \rho_s^{0(ab,c)} \left(1 - \frac{\langle\delta\theta_{(ab,c)}^2\rangle}{2} - \dots\right), \quad (3.23)$$

où  $(ab,c)$  caractérise soit la direction parallèle aux plans, soit la direction perpendiculaire et  $\rho_s^{0(ab,c)}$  représente la densité suprafluide intrinsèque sans l'effet des fluctuations de phases. Ce modèle considère alors l'effet de fluctuations autour d'une solution moyenne donnée par la théorie BCS dans la symétrie  $d$ . Pour cela, Paramakanti considère que la densité suprafluide suivant l'axe  $c$  en l'absence de fluctuations,  $\rho_s^{0c}$ , ne dépend pas de la température. Pour cela, il évoque l'anisotropie de la matrice de tunneling,  $t_\perp$ , déjà évoquée par Xiang *et al* [65] et Maki *et al* [75] : la densité suprafluide  $\rho_s^{0c}$  est peu détruite par l'excitation des quasiparticules puisque celles qui peuvent être excitées ne peuvent pas aisément tunneler. Dans ce cas, Paramakanti estime que la densité suprafluide hors plan  $\rho_s^c$  est détruite par l'effet des fluctuations de phases au sein des plans. Sa dépendance en température suit donc celle de  $\rho_s^{ab}$ . Pour estimer  $\lambda_c$ , Paramakanti [197] introduit phénoménologiquement dans son modèle la densité linéaire suivant de  $\rho_{ab}$  qui est observée expérimentalement. Dans ce cas, Paramakanti trouve

$$1 - \frac{\omega_p^2(T)}{\omega_p^2(0)} = \langle\delta\theta_\perp^2\rangle(T) - \langle\delta\theta_\perp^2\rangle(0) = \frac{4\alpha}{\bar{\sigma}} \left(\frac{T}{J(0)}\right) + C_2 \frac{2\bar{\sigma}}{3} \left(\frac{T}{J(0)}\right)^2 \quad (3.24)$$

où  $J = s\epsilon_0/\pi \propto \lambda_{ab}^{-2}$  représente le coefficient de rigidité de la phase suivant les plans du modèle de Lawrence et Doniach (expression (1.47)).  $\alpha$  représente la pente à basse température :  $J(T) = J(0) - \alpha T$ . Enfin,  $\bar{\sigma} = s\sigma_{ab}/(e^2/h)$  représente la conductivité normalisée dans les plans. Le premier terme ( $\propto \alpha$ ) vient de la décroissance linéaire de la densité suprafluide des plans. Le second terme vient de la dissipation au sein des plans caractérisée par la conductivité  $\sigma_{ab}$ .

## 3.6 Etude expérimentale

### 3.6.1 Irradiation

Nous avons choisi une série d'échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sous-dopés (série MW100-n) et optimalement dopés (série MW50n). Ces monocristaux proviennent du groupe du professeur P. Kes et ont été synthétisés à l'aide de la méthode de la zone fondue. Pour les échantillons optimalement dopés ( $T_c \sim 90\text{K}$ ), la croissance se fait sous pression atmosphérique. En revanche, pour les échantillons sous-dopés, la croissance est effectuée sous pression partielle de 25 mBar d'oxygène [198]. L'étape de recuit permet alors d'atteindre de très faibles dopages tout en minimisant la présence de défauts. La taille typique des échantillons sous-dopés est  $1,35 \times 1 \times 0,04 \text{ mm}^3$  et de  $2 \times 2 \times 0,08 \text{ mm}^3$  pour les échantillons optimalement dopés.

Les deux séries d'échantillons ont été irradiées sur la ligne basse température de l'accélérateur Van de Graaf du Laboratoire des Solides Irradiés. L'énergie des électrons est de 2.5 MeV. Une telle énergie permet de déplacer tous les atomes du composé  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  par chocs élastiques à une distance suffisante par rapport à leur position initiale afin de d'obtenir des paires de Frenkel stables après un recuit à température ambiante. Contrairement à l'irradiation aux ions, l'irradiation aux électrons n'introduit pas d'impuretés extrinsèques dans la cible. De plus, en raison de leur faible masse, les électrons ne perdent que très peu d'énergie lors de leur passage dans le monocristal et nous pouvons considérer que pour l'épaisseur de nos échantillons, la densité de défauts ainsi créée est homogène. Durant l'irradiation, les échantillons sont maintenus à 20 K par immersion dans un bain d'Hydrogène liquide, ce qui permet de limiter la mobilité des défauts et de limiter les processus de recombinaison activés par la température.

Une feuille de cuivre d'épaisseur de 10  $\mu\text{m}$  est utilisée pour réaliser un sac d'irradiation de forme rectangulaire dans lequel l'échantillon est placé : chaque monocristal est maintenu au sein du sac en soudant par points les deux feuillets de cuivre autour du monocristal. Le sac d'irradiation est ensuite fixé par ses deux extrémités sur un porte-échantillon monté sur une canne de mesure en acier inoxydable. Cette canne de mesure est insérée dans un sabre d'irradiation par un presse-étoupe. L'ensemble est inséré dans un cryostat qui est relié à un cryogénérateur. La puissance du cryogénérateur est de 80 W et permet de liquéfier de l'hydrogène sur un circuit fermé pour maintenir les échantillons à 20 K pendant l'irradiation. L'hydrogène présente une chaleur latente de vaporisation plus élevée que celle de l'hélium et permet une meilleure thermalisation. Le sac d'irradiation est immergé dans le bain d'hydrogène provenant du circuit fermé. Des fenêtres étanches en acier inoxydable de 25  $\mu\text{m}$  permettent le passage des électrons provenant de la ligne d'irradiation. A ce niveau, le bain d'hydrogène entre le sac et la fenêtre a une épaisseur d'environ 1.5 mm. La perte d'énergie des électrons sur le chemin est négligeable, estimée à 80 keV pour un faisceau de 2.5 MeV [158]. Les deux feuillets sont parallèles aux faces de plus grandes dimensions du monocristal (c'est-à-dire les plans  $\text{CuO}_2$ ) et sont perpendiculaires à l'axe du faisceau. Une sonde de température fixée à l'extrémité du sabre permet de vérifier que la température de la canne de mesure reste stable pendant l'irradiation. En revanche, cette sonde ne permet pas de détecter l'échauffement des échantillons eux-mêmes lors de l'irradiation. Les électrons peuvent transférer de l'énergie au nuage électronique des atomes par collision inélastique. Cette énergie est alors dissipée sous forme de phonons, provoquant l'échauffement des échantillons. Par conséquent, il faut s'assurer que le flux est suffisamment faible durant l'irradiation pour permettre la bonne thermalisation des monocristaux avec le bain d'hydrogène. La puissance dissipée dans l'échantillon dépend de l'épaisseur des échantillons traversée par le faisceau, leur masse volumique, le dépôt d'énergie du faisceau par unité de surface et par l'intensité du faisceau. Cette puissance doit donc être inférieure à la puissance de refroidissement du cryogénérateur et doit tenir compte de la caléfaction. En pratique, on limite le flux à  $2 \times 10^{14} \text{ e/cm}^2$  par seconde.

Le tableau 3.6.1 reporte la fluence reçue par chaque échantillon. Pour chacune des deux séries, tous les échantillons sont issus d'un même bâtonnet de croissance excepté l'échantillon ayant reçu la plus forte fluence, c'est-à-dire MW100-8 et MW505. L'échantillon MW100-5b correspond à

l'échantillon MW100-5, qui après avoir été mesuré, a subi une nouvelle irradiation.

Nom	MW100	MW100-5	MW100-6	MW100-7	MW100-5b	MW100-8
$\Phi t$ ( $10^{19}$ e/cm <sup>2</sup> )	0	0.53	6	7.7	60	88
$T_c$ (RPJ)	65.6	65.6	63.5	61.4	45	X
$T_c$ (susceptibilité)	X	X	65.4	63.6	48	33.65
$T_c$ apparition écrantage	X	X	66.5	64.5	49.5	37.3
$T_c$ fin écrantage	X	X	63.3	61	47	33.6
$f_p(0)$ (GHz)	X	$56 \pm 1$	$54 \pm 1.5$	$53 \pm 1$	$48.5 \pm 1$	X
Nom	MW500	MW501	MW502	MW503	MW504	MW505
$\Phi t$ ( $10^{19}$ e/cm <sup>2</sup> )	0	0.74	4.42	9.78	19.6	88.62
$T_c$ (susceptibilité)	86.6	86	85	84.6	80.4	57.4

TAB. 3.1 – Tableaux récapitulants les fluences utilisées ainsi que la température critique des échantillons étudiés. Pour les échantillons sous-dopés, la fréquence plasma à température nulle est aussi reportée.

## 3.6.2 Résultats

Toutes nos mesures ont été réalisées après le recuit des échantillons à température ambiante. Le pourcentage des défauts ainsi recuits est faible. En effet, contrairement à l'irradiation à faible énergie [159, 160, 161], Rullier-Albenque *et al* [164] trouvent que le recuit des défauts à température ambiante n'affecte pas la température critique et la résistivité sur des monocristaux de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ . Pour nos échantillons, nous supposons donc qu'en présence de recuits de défauts, ce pourcentage est identique pour tous les échantillons permettant ainsi de considérer que le pourcentage de défauts est proportionnel à la fluence.

### 3.6.2.1 Baisse de la température critique

La température critique a été mesurée par la susceptibilité alternative à basse fréquence (elle n'a pas pu être mesurée sur les échantillons MW100 et MW100-5). Pour tous les échantillons sous-dopés, lorsque la température diminue, l'écrantage du champ exciteur augmente tout d'abord faiblement puis augmente abruptement pour ne plus varier sensiblement avec la température. La figure 3.4 montre que, contrairement au faible écrantage qui apparaît à haute température ( $T_c \sim 79$  K), cette dernière transition ne dépend pas du champ exciteur. Pour tous les échantillons, nous avons effectué la mesure à la plus faible excitation possible tout en gardant un rapport signal sur bruit acceptable. La partie de l'écrantage qui apparaît à haute température provient de zones dans l'échantillon dont le dopage est légèrement supérieur à celui qui correspond à la transition abrupte ( $T_c \sim 63$  K). Puisqu'en augmentant le champ magnétique, ces zones n'écrangent plus, il s'agit certainement de petites inclusions en surface résultant d'un processus de dopage parasite. Pour les échantillons optimalement dopés figure 3.5(b), les transitions sont beaucoup plus fines en température que pour le cas sous-dopé. Le tableau 3.6.1 montre la température critique des échantillons extraite par la susceptibilité alternative.

Indépendamment du dopage, l'irradiation provoque l'élargissement de la transition principale. Cet effet est aussi observé par Rullier-Albenque *et al* [164] sur les mesures de résistivité  $\rho_{ab}$  dans les monocristaux d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  ayant subi le même type d'irradiation.

La figure 3.6(a) montre la variation de la température critique en fonction de la fluence. La décroissance est approximativement *linéaire* et est plus rapide pour les échantillons sous-dopés.

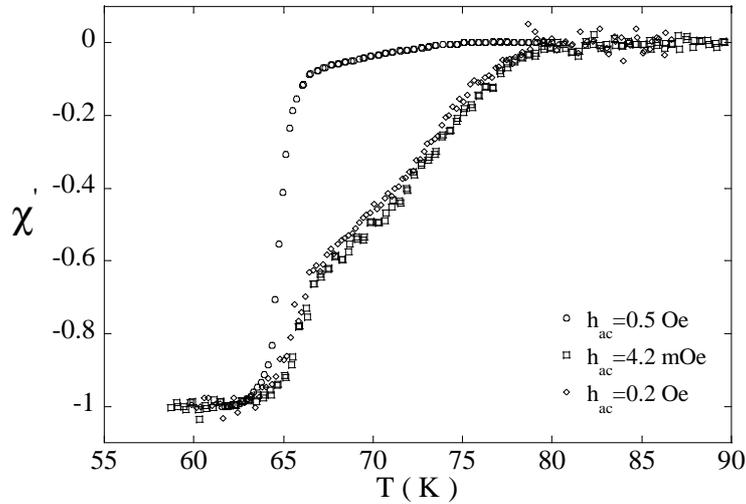


FIG. 3.4 – Evolution de la susceptibilité de MW100-6 en fonction de la température pour différentes amplitudes du champ exciteur à  $f_{ac} = 1$  kHz.

Sur la figure 3.6(b), nous comparons l'évolution de la température critique des échantillons optimalement dopés avec les résultats obtenus sur le même matériau par Rullier-Albenque *et al* [199] et Behnia *et al* [200, 162, 163] par irradiation sur la même installation et dans les mêmes conditions expérimentales. La dépendance de  $T_c$  avec la fluence est plus forte pour les échantillons de Rullier-Albenque [199]. En revanche, la pente est approximativement la même dans le cas des échantillons utilisés par Behnia *et al* [200, 162, 163] bien que le dopage des échantillons soit différent ( $T_c = 90$  K).

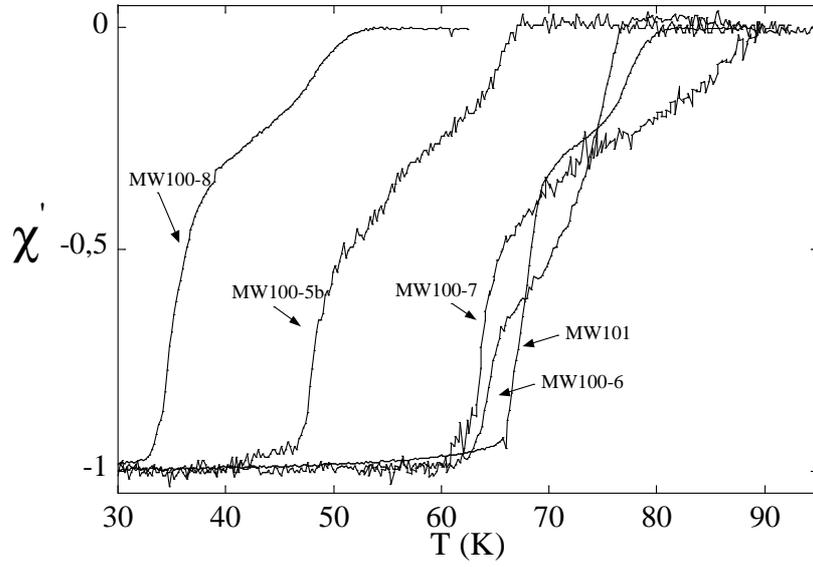
La décroissance linéaire de la température critique avec la fluence est généralement vérifiée pour tout type d'irradiation, à l'exception de l'irradiation aux ions lourds. Ceci vaut pour le cas de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  [159, 160, 161, 157, 164]. Dans ce composé, la décroissance peut être jusqu'à deux fois plus rapide pour un échantillon sous-dopé qu'un échantillon optimalement dopé [164, 160, 161].

### 3.6.2.2 Mesure en cavités résonantes

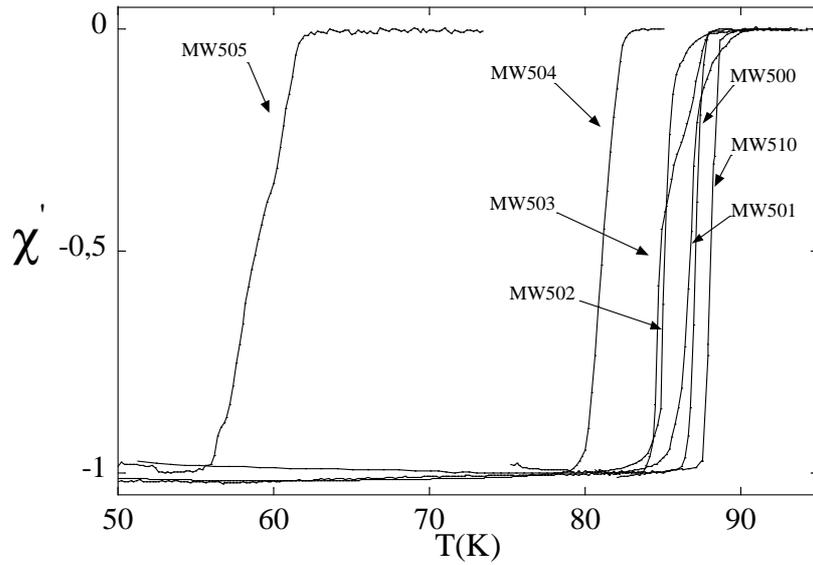
Pour chaque échantillon sous-dopé, l'évolution de la résonance plasma Josephson avant et après irradiation a été mesurée à l'aide des cavités résonantes. La figure 3.7 montre la réponse d'échantillons sous-dopés à 19.2 GHz avant et après irradiation. Ceci permet de vérifier pour les échantillons d'une même série, que la fréquence plasma avant irradiation est identique.

Par ailleurs, les monocristaux MW100-5b et MW100-8 présentent plusieurs pics d'absorption plasma (voir figure 3.8). Il se peut que pour de fortes fluences, la densité de défauts induite ne soit plus homogène. Une autre possibilité est que le dopage initial de l'échantillon ne soit pas homogène. Les régions sous-dopées sont plus sensibles à l'irradiation que les zones de plus fort dopage. A forte fluence, l'évolution de la fréquence plasma dans ces différentes zones devient alors suffisamment différente pour faire apparaître des pics d'absorption séparés.

Il est possible de déduire une valeur approchée de la température critique des échantillons à l'aide de la RPJ. En effet, à basse fréquence (19.2 GHz), la résonance plasma apparaît à proximité immédiate de la transition supraconductrice. Nous avons utilisé cette méthode pour déduire la température critique des échantillons MW100 et MW100-5 qui n'ont pas pu être mesurés à l'aide



(a) série MW100n



(b) série MW50n

FIG. 3.5 – Susceptibilité des échantillons irradiés sous-dopés (figure a)) et optimalement dopés (figure b)). La fréquence d'excitation est 560 Hz et le champ 4.2mOe. Les monocristaux optimalement dopés sont plus grands et le signal induit dans les bobines de détection est donc plus important.

de la susceptibilité alternative. Les valeurs ainsi extraites pour tous les échantillons sous-dopés mesurés sont représentées sur le tableau 3.6.1. La comparaison de la température critique extraite par les deux méthodes montre que la température critique déduite par la résonance plasma correspond à la brusque transition en température observée en susceptibilité. C'est la température

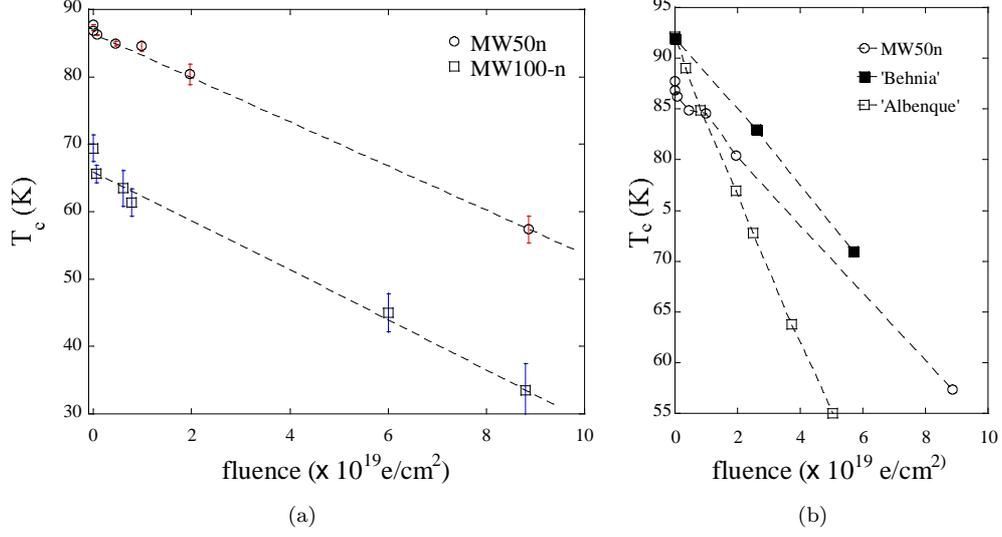


FIG. 3.6 – (a) Evolution de la température critique des monocristaux en fonction de la fluence. (b) Comparaison des résultats de la série optimalement dopée avec ceux obtenus par Rullier-Albenque *et al* [199] et Behnia *et al* [200, 162, 163] sur du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopé.

donnée par cette transition que nous considérons par la suite comme température critique.

### 3.6.2.3 Mesure $f_p(T)$ à l'aide de la technique bolométrique et variation de $f_p(0)$

La fréquence de résonance du Plasmon Josephson  $f_p(T)$  a été mesurée dans les échantillons de la série sous-dopée sur une large gamme de température à l'aide de la technique bolométrique, à l'exception de MW100-8 et de l'échantillon témoin MW100. Un autre échantillon sous-dopé, MW103, issu d'un autre bâtonnet de croissance a été mesuré. La température critique de cet échantillon est  $T_c = 70$  K, supérieure à celle de la série MW100-n qui est  $T_c = 65$  K avant irradiation. La figure 3.9 montre pour chaque échantillon les résultats obtenus. En admettant que la fréquence plasma est approximativement égale dans tous les échantillons MW100-n issus du même bâtonnet avant leur irradiation suivant toute la gamme de température, la fréquence plasma diminue systématiquement pour toutes les fluences.

Il n'existe pas de prédiction théorique permettant d'ajuster la résonance plasma sur tout le domaine de température. Cependant, pour les températures proches de  $T_c$ , Kadowaki *et al* [201, 202] proposent d'appliquer le modèle bifluide

$$\omega_p(T)^2 = \frac{\omega_p(0)^2}{2} \left[ 1 - \frac{1}{\tilde{\tau}^2} + \sqrt{\left(1 + \frac{1}{\tilde{\tau}^2}\right)^2 - 4 \left(\frac{1}{\tilde{\tau}}\right)^2 t^4} \right], \quad (3.25)$$

où  $\tilde{\tau} = \tau_c \omega_p(0)$ ,  $\tau_c$  est le temps de relaxation des quasiparticules dans l'état supraconducteur associé au transport suivant l'axe  $c$ , supposé constant proche de la transition. Lorsque  $\tau_c \rightarrow \infty$ ,  $\omega_p(T)$  ne dépend plus de la température car la somme de la contribution du condensat et des quasiparticules à la résonance plasma reste constante. La figure 3.10 montre l'effet de cet ajustement réalisé pour  $t > 0.6$  sur les échantillons MW100-5 et MW100-5b. Cet ajustement permet d'extraire  $\tau_c \omega_p(0) \simeq 0.5$ .  $\tau_c$  est ainsi inférieur à la période de la résonance plasma et les quasiparticules ne participent pas à la RPJ. En réalité, ce temps de vie est largement surestimé. Corson *et al* [203]

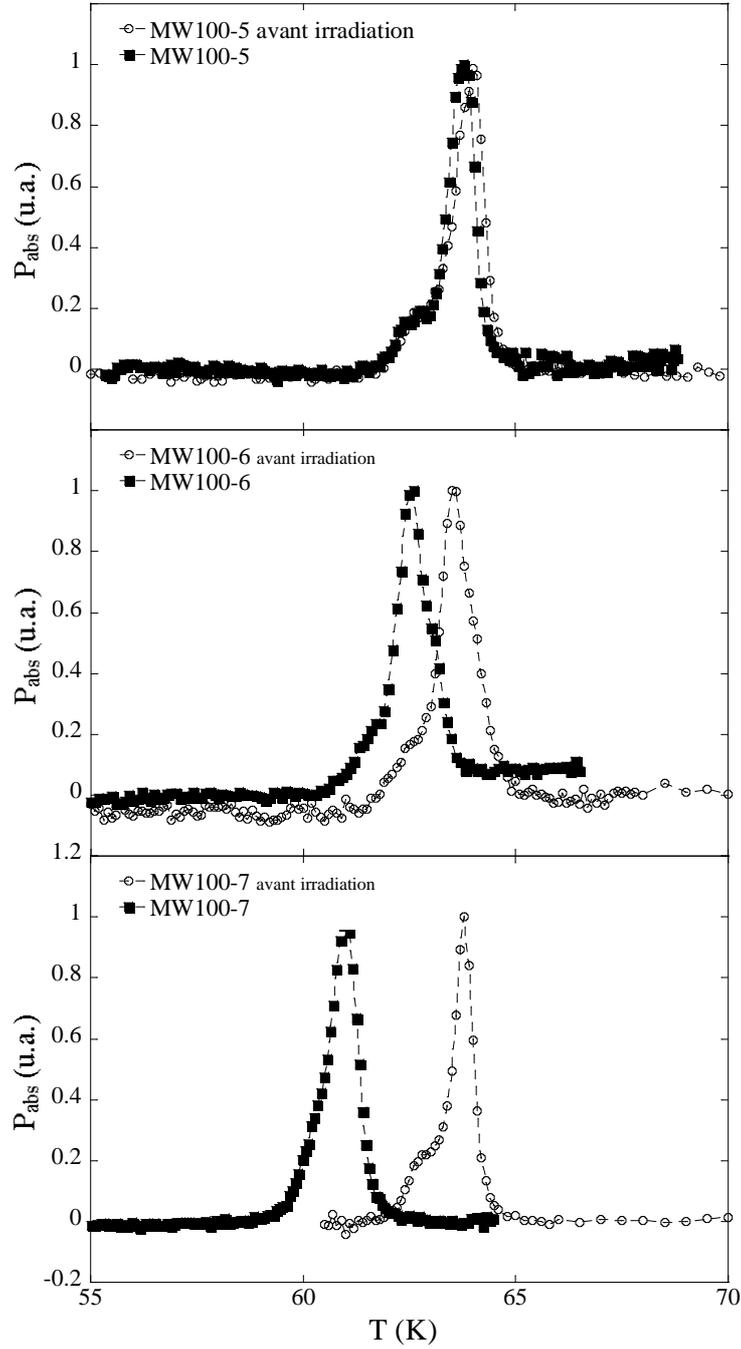


FIG. 3.7 – Absorption hyperfréquence des échantillons MW100-5, MW100-6, MW100-7 avant et après irradiation en fonction de la température à 19.2 GHz.

ont mesuré la conductivité  $\sigma_{ab}$  dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  entre 0.2 et 0.8 THz et ont montré que  $\tau_{ab} \sim 10^{-13}$  s. Par ailleurs, ils montrent que le modèle bi-fluide ne peut être appliqué en raison des fluctuations du paramètre d'ordre. Ce modèle ne peut donc être utilisé pour décrire le transport suivant l'axe  $c$ . Ceci explique que l'ajustement (3.25) ne donne pas de résultats cohérents.

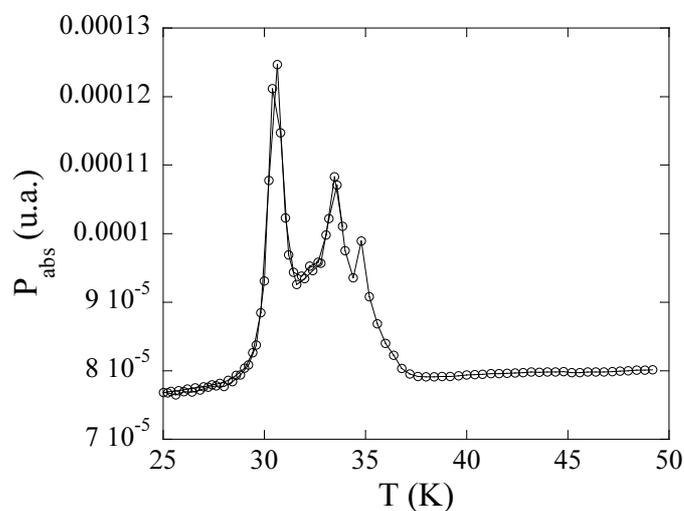


FIG. 3.8 – Absorption hyperfréquence de MW100-8 en fonction de la température à 19.2 GHz.

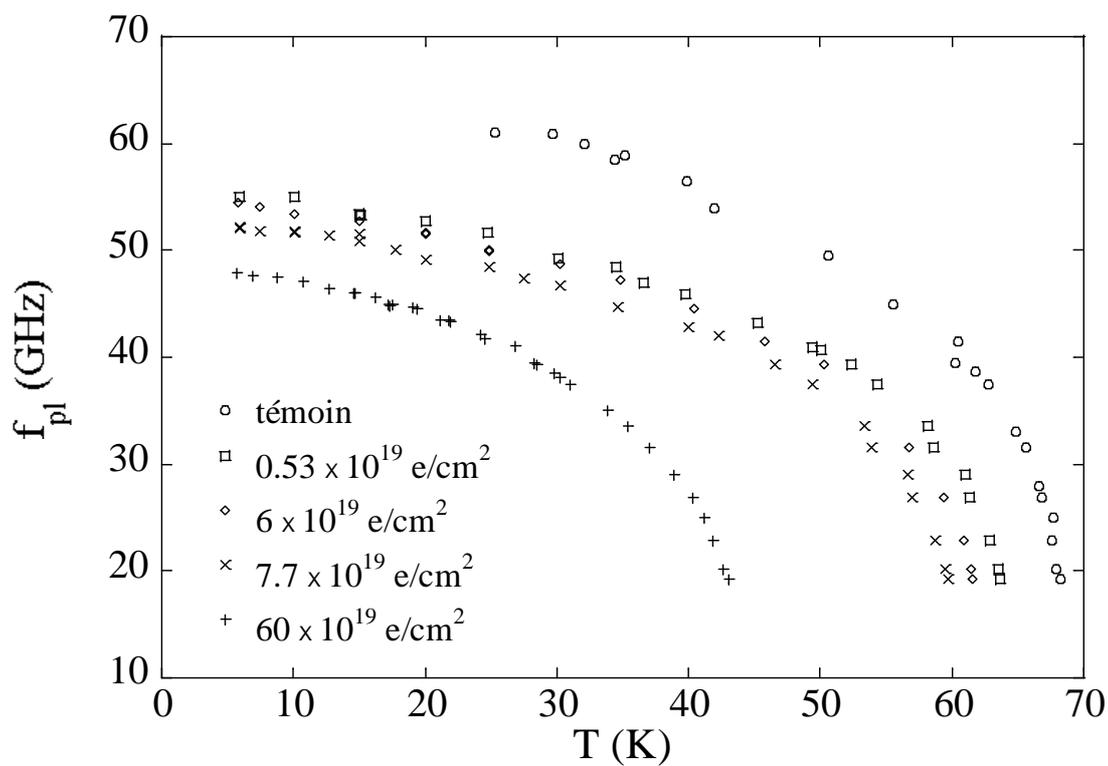


FIG. 3.9 – Fréquence plasma des échantillons sous-dopés mesurée par la technique bolométrique.

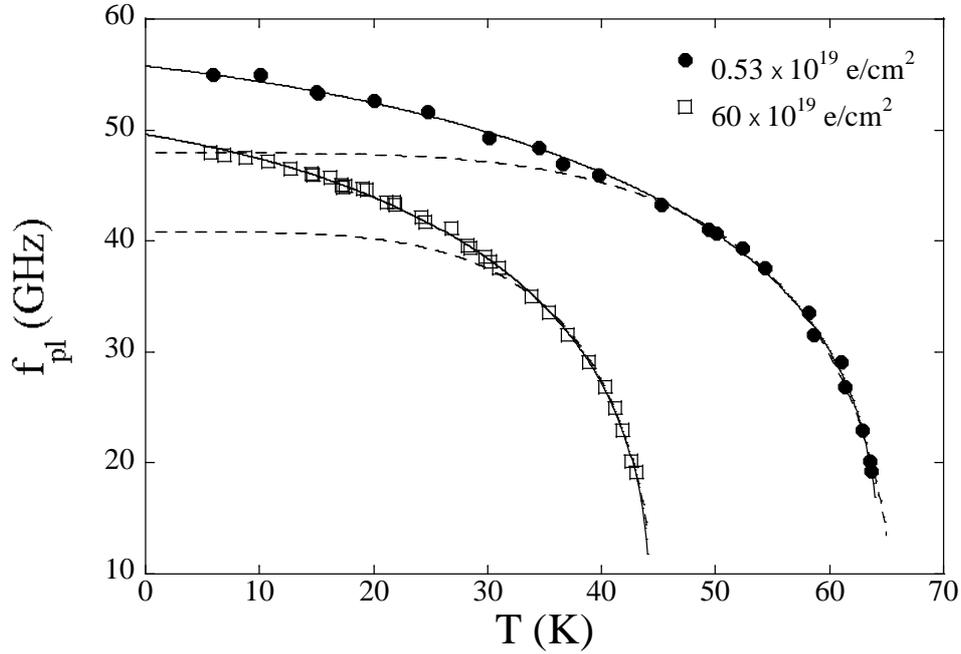


FIG. 3.10 – Fréquence plasma des échantillons MW100-5 et MW100-5b. Les lignes en pointillés représentent l'ajustement (3.25) et celles en trait plein, l'ajustement (3.26).

**Obtention de  $f_p(0)$**  En pratique, l'ajustement phénoménologique

$$f_p(T) = \sqrt{a_1(a_3 - t - t^2)^{a_2}} \quad (3.26)$$

permet de décrire la fréquence plasma sur tout le domaine de température mesuré. Le résultat de cet ajustement est reporté sur la figure 3.10. Nous l'utilisons pour obtenir une valeur extrapolée à température nulle de la fréquence plasma pour chaque échantillon  $f_p(T \rightarrow 0) = \sqrt{a_1 a_3^{a_2}}$ . Les mesures n'ayant pas été réalisées qu'au-dessus de la température de l'hélium liquide, une erreur expérimentale subsiste. Nous l'estimons à 1 GHz exceptée pour MW103 qui n'a pu être mesuré que jusqu'à 30 K. Le tableau 3.6.1 montre les valeurs ainsi extrapolées.

La figure 3.11(a) représente la variation de  $f_p(0)$  en fonction de la température critique des échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Nous avons également reporté les résultats obtenus par Gai-fullin *et al* [68] en utilisant le même dispositif expérimental sur des échantillons dont le dopage est différent. Nous remarquons la forte dépendance de  $f_p(0)$  avec le dopage. Cette distinction est aussi visible en comparant la série MW100-n avec l'échantillon MW103. L'effet de l'irradiation sur  $f_p(0)$  est en revanche moins prononcé. Ceci confirme que l'effet du désordre est différent de l'effet du dopage. La figure 3.11(b) montre  $[f_p(0)]^2$  pour les échantillons sous-dopés en fonction de la température critique. Dans la série MW100-n, nous constatons que,  $[f_p(0)]^2 \propto J_c^c$  décroît approximativement linéairement lorsque la température critique diminue, la valeur extrapolée à  $T_c \rightarrow 0$  étant 0. L'erreur maximale par rapport à cette loi est observée pour l'échantillon MW100-5b et vaut 1.5 GHz.

Sur la figure 3.11(c), nous reportons la variation de la résonance plasma obtenue par Fukuzumi *et al* [153] dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  en fonction du dopage et de la substitution au zinc. Là aussi, une

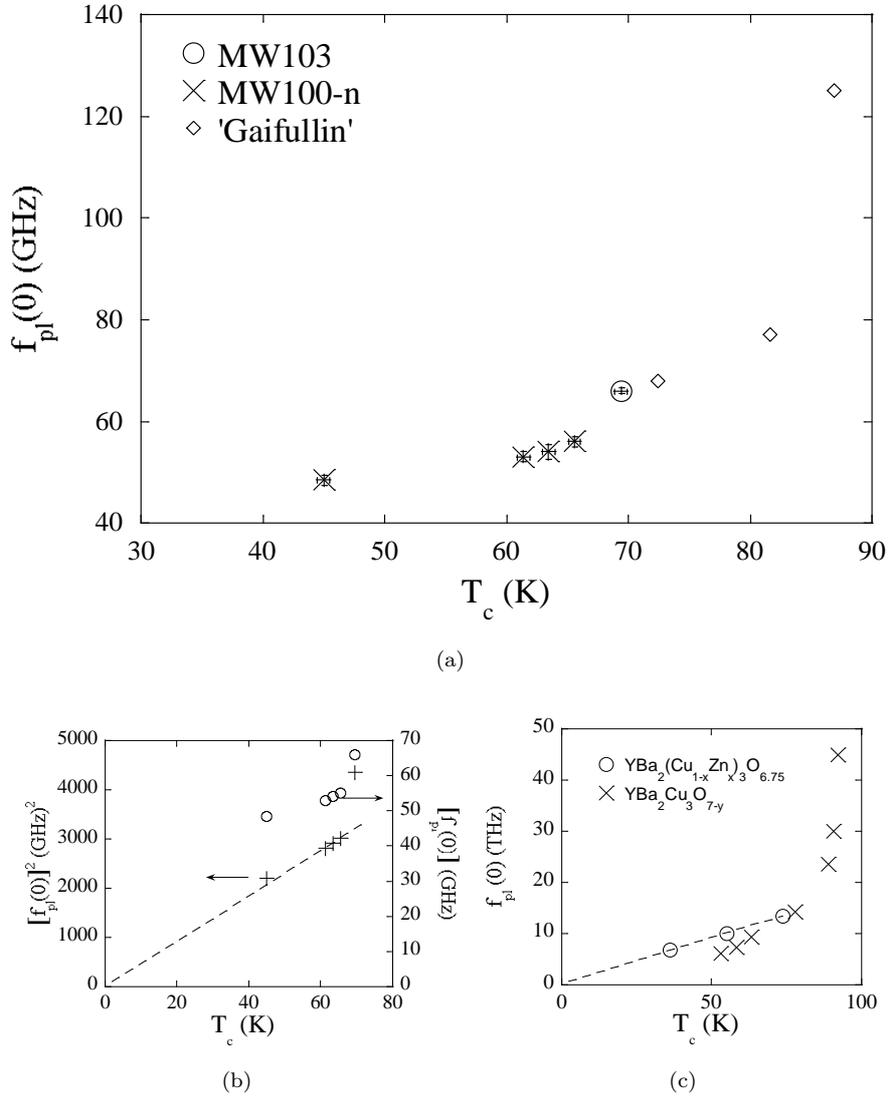


FIG. 3.11 – (a) Evolution de  $f_p(0)$  en fonction de la température critique pour les échantillons sous-dopés. Les résultats de la référence [68] sont aussi représentés (série 'Gaifullin'). (b) Evolution de  $[f_p(0)]^2$  et  $f_p(0)$  pour la série 100-n et l'échantillon MW103 sur une échelle plus grande. (c) Evolution de  $f_p(0)$  dans  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  en fonction de la substitution au zinc et du dopage d'après Fukuzumi *et al* [153].

forte dépendance de  $f_p(0)$  en fonction du dopage est observée. Toutefois, ces résultats indiquent que  $f_p(0)$  décroît linéairement en fonction de la concentration de zinc.

**Longueur de pénétration et densité de courant critique**  $\lambda_c(T)$  et de  $J_c(T)$  peuvent être obtenus à partir de la fréquence plasma en utilisant les relations (1.123) et (1.124) du chapitre 1. Pour obtenir les valeurs absolues, il est nécessaire d'estimer la constante diélectrique à haute fréquence  $\epsilon$  de  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ .

Ceci a été réalisé par Gaifullin *et al* [204] par l'observation du plasmon longitudinal et trans-

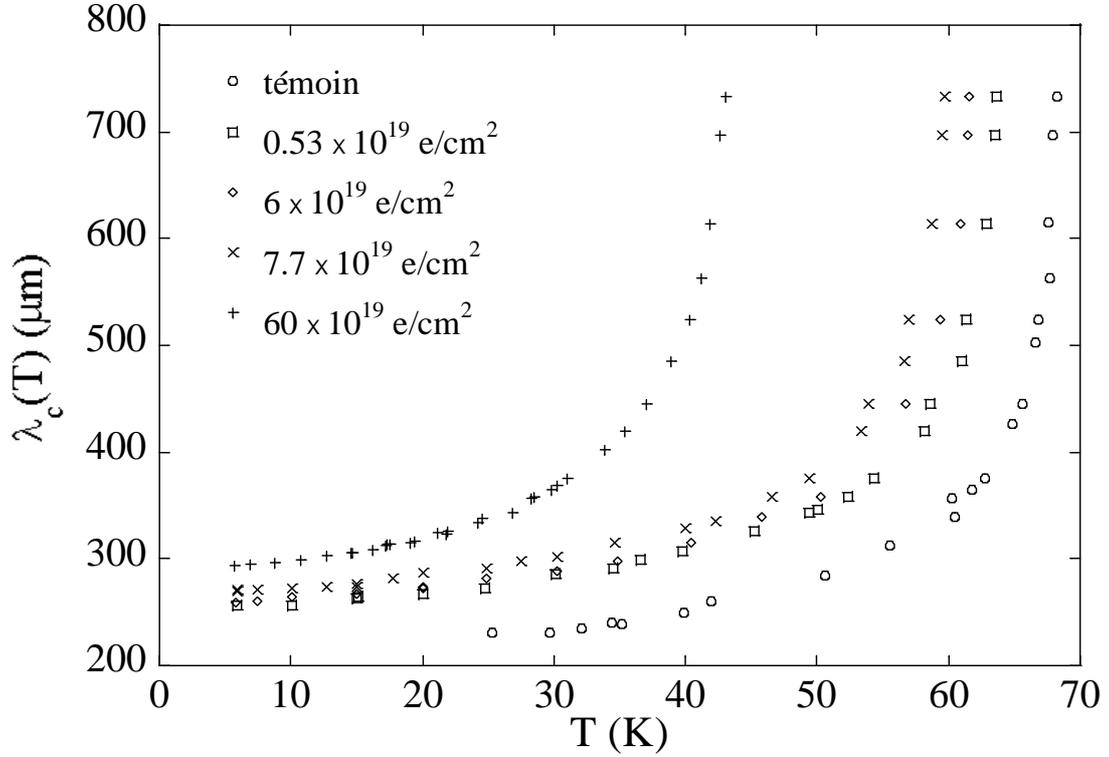


FIG. 3.12 – Longueur de pénétration suivant l’axe  $c$  pour les échantillons sous-dopés évaluée à l’aide de l’expression (1.123) en prenant  $\epsilon = 11.5$ .

verse. En reprenant l’expression (1.121)

$$[\omega_T(k_{\parallel})]^2 = \omega_p^2(1 + \lambda_c^2 k_{\parallel}^2) = \omega_p^2 + \frac{c^2 k_z^2}{\epsilon_c}, \quad (3.27)$$

ce qui permet d’estimer la valeur de la constante diélectrique

$$\epsilon_c = \frac{c^2(\pi/L)^2}{[\omega_T(k_{\parallel})]^2 - \omega_p^2} \quad (3.28)$$

avec  $k_z = \pi/L$ ,  $L$  étant la taille de l’échantillon. Par cette méthode ils obtiennent  $\epsilon_c = 11.5$  pour des échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  légèrement sous-dopés. En prenant cette valeur  $\epsilon_r = 11.5$ , nous déduisons alors que :

Nom	MW103	MW100-5	MW100-6	MW100-7	MW100-5b	MW100-8
$f_p(0)$ (GHz)	$66 \pm 1.5$	$56 \pm 1$	$54 \pm 1.5$	$53 \pm 1$	$48.5 \pm 1$	X
$J_c(0)$ ( $A/cm^2$ )	384.2	276.6	257.2	247.8	207.4	X
$\lambda_c(0)$ ( $\mu m$ )	213.2	251.2	260.5	265.5	290.1	X

### 3.6.3 Présentations des résultats

#### 3.6.3.1 Tracé simple

Afin de déterminer le comportement à basse température de  $\lambda_c$ ,  $\frac{\lambda_c(T) - \lambda_c(T_{min})}{\lambda_c(T_{min})}$  est représenté dans la figure 3.13 en fonction de la température. Dans l’hypothèse où la longueur de pénétration

peut s'exprimer comme  $\lambda_c(T) = \lambda_c(0)(1 + \alpha T^n)$ , nous avons

$$\frac{\lambda_c(T) - \lambda_c(T_{min})}{\lambda_c(T_{min})} = \frac{\lambda_c(0)}{\lambda_c(T_{min})} \alpha (T^n - T_{min}^n). \quad (3.29)$$

Cette expression est aussi polynômiale en  $T$  avec le même exposant que celui de  $\lambda_c(T)$  et ne dépend pas de la valeur extrapolée à température nulle pour  $\lambda_c$ . Ce tracé permet de vérifier que  $\lambda_c$  n'obéit pas à un comportement BCS pour les températures supérieures à 4.2 K. Les inserts de la figure 3.13 montrent les ajustements possibles pour  $n = 1, 2, 3$  et 4 entre 0 et 25 K. Pour chaque échantillon, l'exposant est de l'ordre de 1.5-2 bien qu'il dépende fortement de la gamme de température sur laquelle l'ajustement est réalisé.

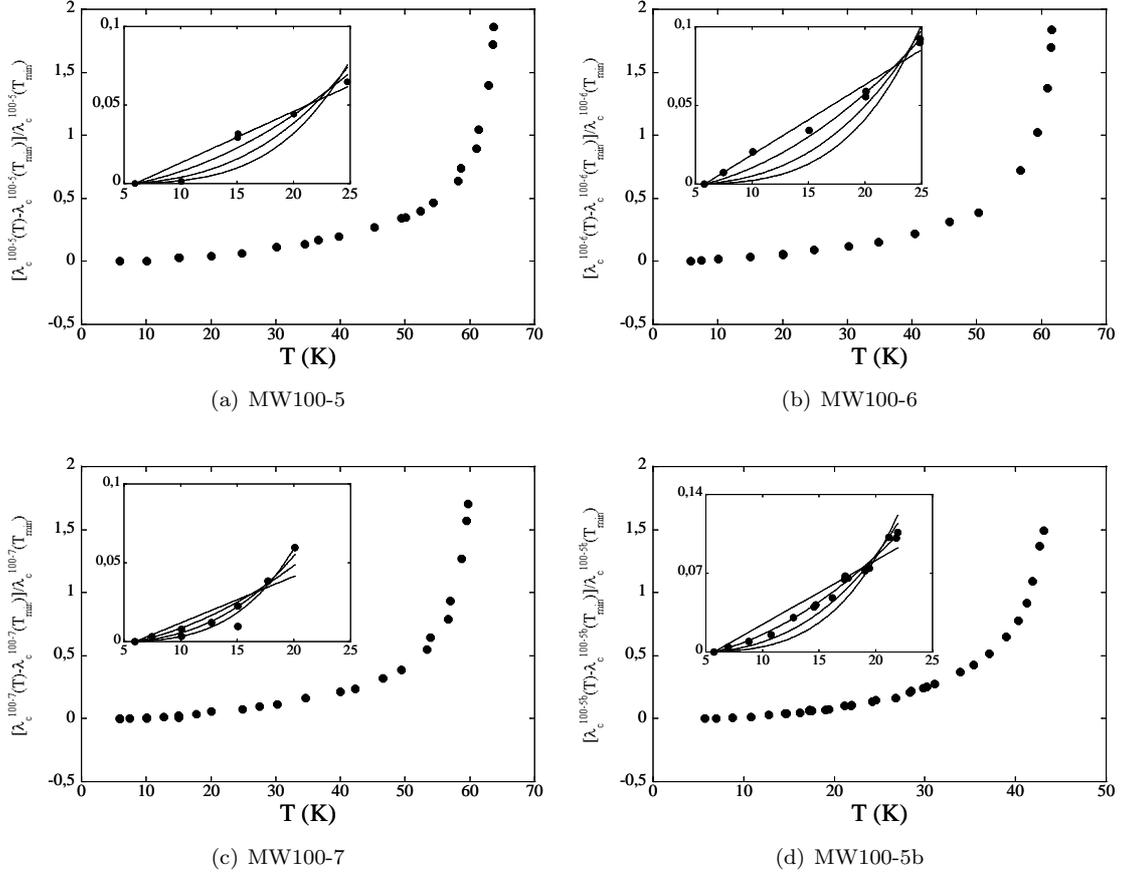


FIG. 3.13 – Evolution de  $(\lambda_c(T) - \lambda_c(T_{min}))/\lambda_c(T_{min})$  en fonction de la température pour tous les échantillons sous-dopés.

### 3.6.3.2 Déduction de la densité suprafluide suivant l'axe $c$

La mesure de  $f_p(T)$  permet d'accéder à la densité suprafluide suivant l'axe  $c$ ,  $\rho_s^c(T)$ , à partir de la relation (1.122) dans la limite propre. La figure 3.14 montre le rapport  $f_p^2(T)/f_p^2(0) = \rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$  en fonction de la température pour tous les échantillons sous-dopés mesurés.

Les inserts montrent les ajustements  $\rho_s^c \sim 1 - aT^b$  avec  $b = 1, 1.5$  et 2. Nous trouvons que la densité suprafluide est bien décrite par une relation  $\rho_s^c \sim 1 - aT^b$  où  $b \sim 1.5 - 2$  et  $a \sim 1$ . La figure 3.15 montre la densité suprafluide obtenue pour tous les échantillons : les courbes se superposent à la précision expérimentale près. Les paramètres  $a$  et  $b$  ne dépendent donc pas de la fluence.

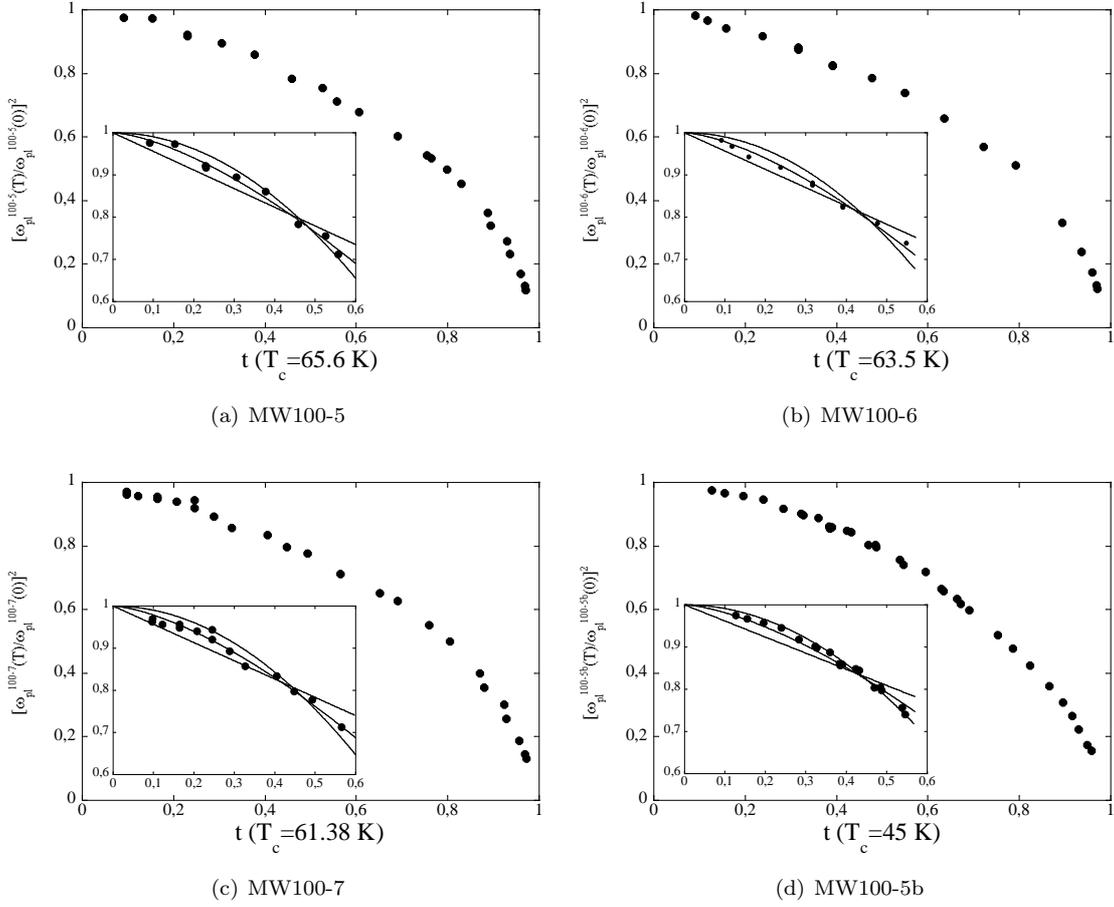


FIG. 3.14 – Evolution de la densité suprafluide suivant l'axe  $c$ ,  $[f_p(T)/f_p(0)]^2$ , en utilisant les valeurs extrapolées de  $f_{pl}(T \rightarrow 0)$ .

### 3.6.3.3 Comparaison avec la littérature

Le comportement de la densité suprafluide mesurée dans nos échantillons peut être comparé avec les résultats déjà obtenus dans la littérature. La dépendance mesurée concorde avec les résultats de Gaifullin *et al* [68] obtenus sur le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  en utilisant le même dispositif expérimental mais pour des échantillons de source différente et légèrement sous-dopés.

La figure 3.16 représente la dépendance en température de  $\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$ , pour l'échantillon MW100-5b ainsi que celle d'autres composés cuprates trouvée dans la littérature. Puisque  $\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$  ne change pas pour tous les échantillons sous-dopés que nous avons mesurés, cette comparaison est générale pour le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sous-dopé. La comparaison avec les résultats de Shibauchi *et al* [49] pour  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (figure (a)) montre que  $\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$  diminue plus rapidement dans le cas du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Plusieurs études ont été réalisées sur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  par l'équipe de Bonn et Hardy, Hosseini, et Panagopoulos. Bonn *et al* [192] ont étudié  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  ( $T_c = 93.5$  K) et  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.60}$  ( $T_c = 59$  K). De façon inattendue, leurs résultats montrent que  $\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$  diminue plus faiblement avec la température dans le composé sous-dopé (figure (b) et (c)). Le cas optimalement dopé est identique à celle que nous trouvons dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sous-dopé. Panagopoulos *et al* [206] ont étudié l'effet de la substitution au zinc dans des poudres alignées de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  ( $T_c \sim 92.5$ ). En l'absence de zinc,  $\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$  décroît plus lentement avec la température que pour nos échantillons. Avec le dopage au zinc, la dépendance trouvée par Pa-

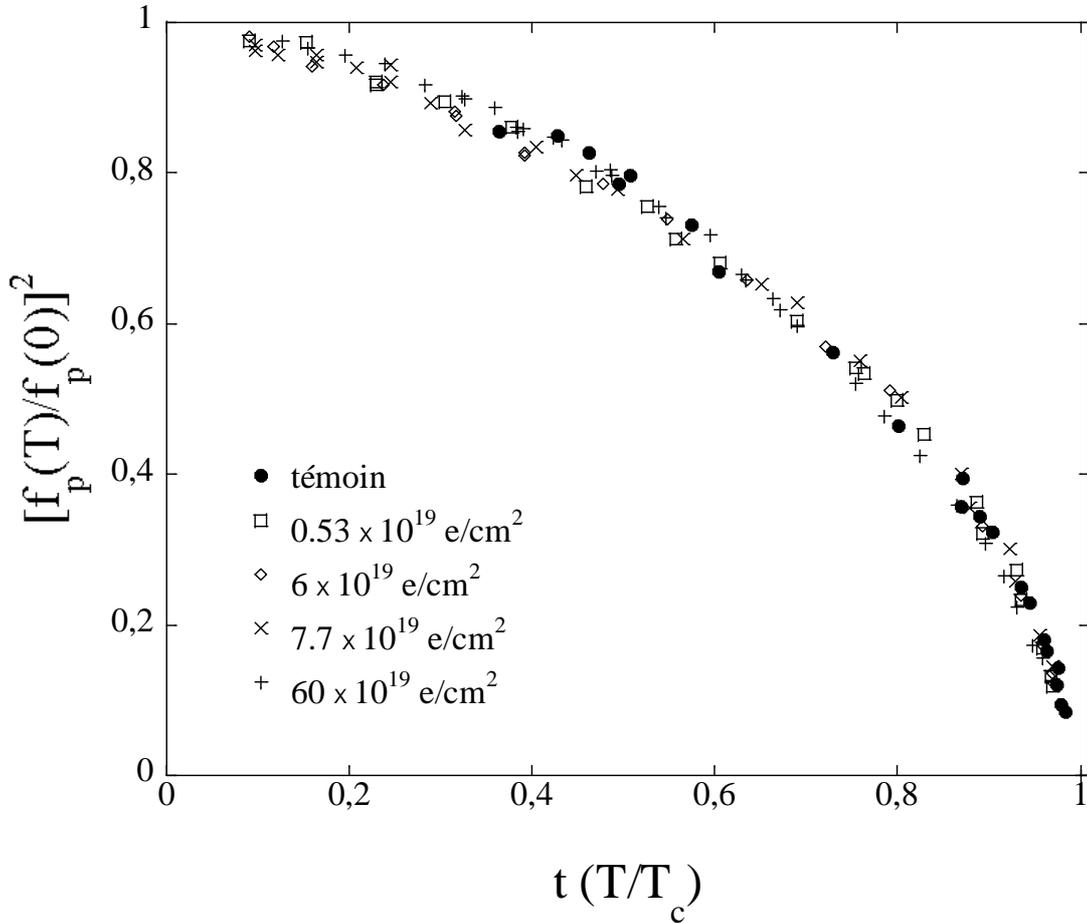


FIG. 3.15 – Evolution de la densité suprafluide suivant l'axe  $c$ ,  $[f_p(T)/f_p(0)]^2$  pour tous les échantillons sous-dopés mesuré.

nagopoulos *et al* [206] est très proche du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sous-dopé à basse température. Ceci montre qu'en présence de désordre, les composés anisotropes tridimensionnels et les composés fortement lamellaires donnent la même dépendance pour la densité suprafluide. Pour terminer, la dépendance de  $\rho_s^c(T)$  est similaire sur tout le domaine de température avec les résultats de Pinterić *et al* dans le composé  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$  [76].

### 3.6.3.4 Hypothèse BCS : pair-breaking

La baisse de la température critique est bien décrite par la théorie d'Abrikosov-Gor'kov appliquée aux supraconducteurs non conventionnels [179]. Nous pouvons estimer le paramètre de pair-breaking  $\alpha$  pour nos échantillons en supposant que  $\alpha$  est proportionnel au nombre de défauts créés, c'est-à-dire à la fluence.

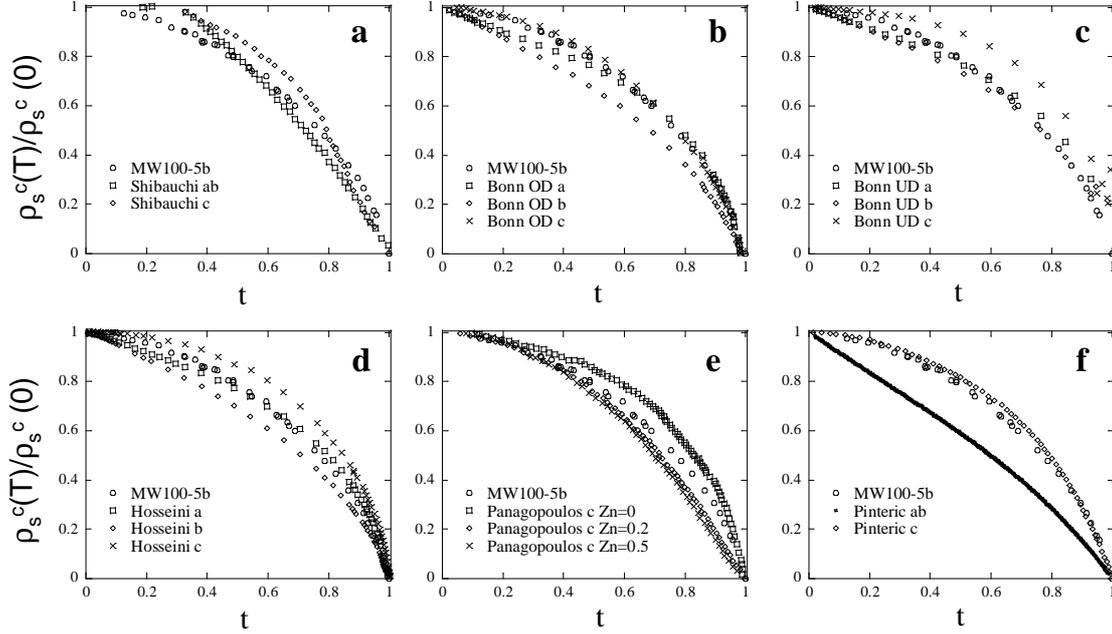


FIG. 3.16 – Comparaison de la densité suprafluide suivant l’axe  $c$  de MW100-5b avec  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [49] (a),  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  optimalement (b) et sous-dopé [192] (c),  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  optimalement dopé [205] (d),  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  en fonction de la substitution au zinc [206] (e) et  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$  [76] (f).

Nous supposons aussi que la température critique des échantillons témoins (MW100 et MW500) correspond à la température critique  $T_{c0}$  de l’échantillon supposé sans impuretés<sup>3</sup>.

En superposant les valeurs de  $T_c/T_{c0}$  obtenues pour les échantillons étudiés sur le graphe d’Abrikosov Gor’kov, nous obtenons un bon ajustement lorsque

$$\left(\frac{\alpha}{\alpha_c}\right) \approx 7.2 \pm 0.4 \times 10^{-21} \Phi t,$$

pour les échantillons optimalement dopés, et

$$\left(\frac{\alpha}{\alpha_c}\right) \approx 5.3 \pm 0.3 \times 10^{-21} \Phi t,$$

pour les échantillons sous-dopés ( $\alpha_c = 0.88T_{c0}$ ) ( $\Phi t$  est la fluence en  $\text{e}/\text{cm}^2$ ).

Tous les échantillons des deux séries sont dans le domaine linéaire de la relation d’Abrikosov Gor’kov. Récemment, Rullier-Albenque *et al* [164] ont montré que dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , la relation d’Abrikosov-Gorkov n’est plus valide au delà d’une certaine fluence : la baisse de la température critique restant linéaire jusqu’à  $T_c = 0$ . Dans notre cas, nous ne pouvons confirmer cette observation dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  car nous ne disposons pas de temps d’irradiation suffisant.

<sup>3</sup>Cette hypothèse est certainement fautive car on sait que les échantillons sous-dopés de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sont fortement désordonnés.

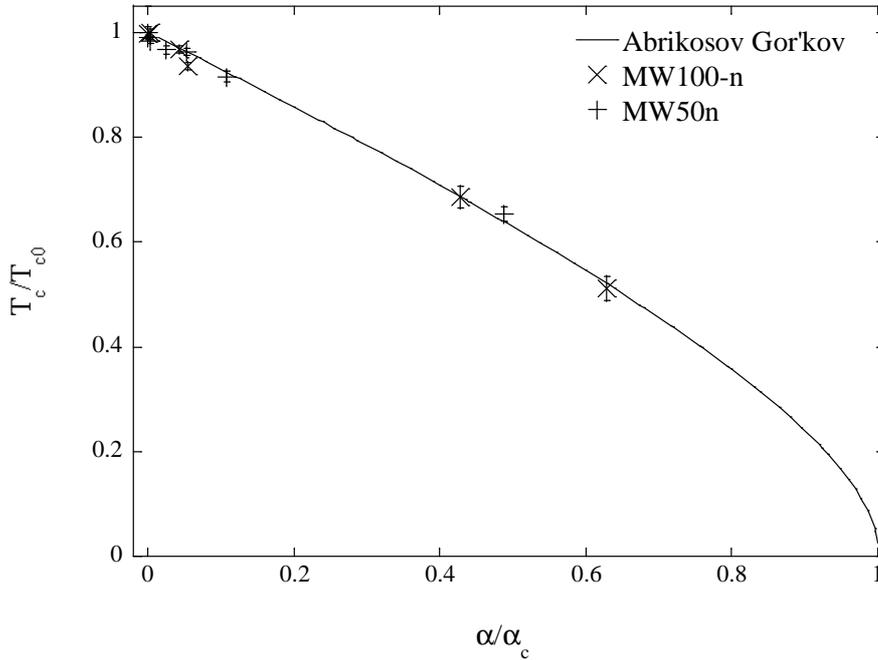


FIG. 3.17 – Décroissance de la température des monocristaux avec le paramètre de pair-breaking.

### 3.6.4 Interprétations possibles

Dans ce paragraphe, nous proposons d'interpréter les résultats obtenus dans le cadre des modèles théoriques précédemment exposés. A cet effet, nous allons discuter de la dépendance en température de la densité suprafluide suivant l'axe  $c$  ainsi que sa robustesse envers l'irradiation et la valeur à température nulle de la fréquence plasma.

#### 3.6.4.1 Hypothèse de la matrice de transfert anisotrope

Gaifullin *et al* [68] ont montré que dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopé, la densité suprafluide hors plans est telle que  $\rho_s^c \sim 1 - 6t^n$ , avec  $n \sim 4 - 5$ . Cette dépendance est bien celle qui est prédite par l'anisotropie de la matrice tunnel  $t_\perp$  (voir paragraphes 1.9.1 et 1.9.2.2). Cette dépendance est aussi celle qui est trouvée par Hosseini *et al* [205] et Panagopoulos *et al* [206] dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  optimalement dopé. Il semble donc que les cuprates optimalement dopés soient bien décrits par une théorie BCS : la densité suprafluide suivant les plans est linéaire en température et la densité suprafluide hors-plan possède une faible dépendance en température. Cette observation est toutefois à prendre avec précaution compte-tenu de la présence des chaînes dans le composé  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}\text{CuO}$  dont la contribution à la densité suprafluide dans les plans n'est pas établie avec certitude.

En revanche, la forte dépendance en température que nous trouvons pour la densité suprafluide hors plan,  $\rho_s^c \sim 1 - T^n$ , avec  $n \sim 1.5 - 2$ , dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sous-dopé *exclut une telle hypothèse*.

#### 3.6.4.2 Effet du temps de vie fini des quasiparticules sur le couplage direct

La première étape pour la prise en compte des impuretés dans un scénario  $d$ -wave consiste à considérer les impuretés au sein des plans dans le formalisme d'Abrikosov-Gor'kov. L'apparition du temps de vie fini des quasiparticules induit un changement de densité d'état. Dans ce cas,

l'expression (3.14) proposée par Xiang *et al* [65] peut s'appliquer.

$$1 - \frac{\rho_s^c(T)}{\rho_s^c(0)} \sim \alpha_c \frac{8\pi}{3} \frac{\Gamma}{\Delta_0} \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^2 \quad (3.30)$$

$$\propto \frac{\Gamma}{\Delta_0} \left( \frac{T_c}{T_{c0}} \right)^2 \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \quad (3.31)$$

Dans cette expression,  $\Delta_0$  représente la valeur maximale du gap dans un échantillon supposé sans impuretés. La dépendance quadratique en température peut expliquer nos résultats. Cependant, l'irradiation augmente  $\Gamma$ . En utilisant l'expression 3.9, vérifiée expérimentalement dans la figure 3.17, on a

$$\frac{\Gamma}{\Delta_0} \left( \frac{T_c}{T_{c0}} \right)^2 \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \propto \frac{\Gamma}{\Delta_0} \left( 1 - \frac{\pi\Gamma}{4T_{c0}} \right) \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \quad (3.32)$$

Ceci montre que le tracé de densité suprafluide  $\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$  en fonction de la température réduite  $T/T_c$  ne devrait pas être superposable à basse température puisque le préfacteur du terme  $(T/T_c)^2$  change entre différents échantillons. En supposant que  $T_{c0}$  est fixé par l'échantillon MW100, on peut estimer  $\Gamma/\Delta_0 = 0.4122\Gamma/\Gamma_c \sim 0.17$  pour l'échantillon MW100-5b. Un tel changement devrait se manifester expérimentalement. Par conséquent, le scénario du régime d'impureté n'est pas vérifié dans nos échantillons.

Il semble alors que les impuretés créées par irradiation ne puissent être traitées dans la limite unitaire car dans ce cas,  $\Gamma_s \sim 0.6\sqrt{\Gamma_n\Delta_0} \sim 0.3\Delta_0 \sim 0.6T_c$  et l'effet du temps de vie fini devrait être observable à nos températures expérimentales. Si on veut appliquer le modèle du liquide de Fermi, cela impliquerait que la diffusion sur les défauts induits par irradiation soit dans la limite de Born ; dans ce cas,  $\Gamma_s < 4.2$  K.

La même conclusion a été faite par Behnia *et al* [200, 162, 163] dans des cristaux optimalement dopés, irradiés dans les mêmes conditions. Les mesures de conductivité thermique montrent que pour une dose de  $3.1 \times 10^{19}$  e/cm<sup>2</sup>, le régime de l'effet du temps de vie des quasiparticules n'est toujours pas atteint à 120 mK. Ce n'est qu'après une irradiation de  $6 \times 10^{19}$  e/cm<sup>2</sup> que cette limite est atteinte. Toutefois, là encore la généralisation de ce résultat au cas sous-dopé est périlleuse car la conductivité thermique s'extrapole à zéro pour  $T \rightarrow 0$  dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  sous-dopé.

### 3.6.4.3 Effet du temps de vie fini sur le couplage cohérent par effet Josephson

La figure 3.16(f) montre que la dépendance de la densité suprafluide hors-plan coïncide remarquablement bien avec la dépendance trouvée par Pinterić *et al* [76] dans le composé  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Br. Par ailleurs, ces derniers observent simultanément une dépendance clairement linéaire pour  $\lambda_{ab}$ . Ces mesures sont interprétées par Maki dans le même papier comme résultant d'un effet Josephson cohérent sans l'anisotropie de la matrice de transfert  $t_\perp$  dans le cas d'un système sans impuretés.

L'effet du temps de vie fini des quasiparticules au sein des plans  $\text{CuO}_2$  a été étudié par Latyshev *et al* [190] dans le cadre de ce même modèle dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . La généralisation de l'expression 3.15 pour des températures non-nulles donne

$$J_c^{coh}(T) \sim J_c^{coh}(0) \left[ 1 + \frac{\pi^2}{18} \left( \frac{T}{\Gamma_s} \right)^2 \right], \quad (3.33)$$

Nous remarquons que là encore, la dépendance normalisée dépend du temps de vie des quasiparticules qui doit varier avec l'irradiation. Par conséquent, cette approche ne peut pas expliquer les résultats observés.

### 3.6.4.4 Effet des impuretés entre les plans (IAH)

L'autre effet que peut induire l'irradiation est la modification des centres diffuseurs dans les plans réservoirs. En effet, les énergies utilisées sont au-dessus du seuil de déplacement de tous les éléments. L'interlayer assisted hopping a été introduit par Radtke *et al* [80], puis développé par Xiang *et al* (expression (3.20)) et Hirschfeld *et al* (expression (3.21)). Xiang *et al* [65] dérivent l'expression 3.20

$$\rho_s^c \propto \Gamma_{\perp} \Delta_0 N_n(E_F) \left[ 1 - 8 \ln 2 \left( \frac{T}{\Delta_0} \right)^2 + o(T^2) \right], \quad (3.34)$$

Cette expression n'est valide que lorsque  $T \gg \Gamma_s$ . La densité suprafluide est donnée à un facteur proportionnel près car il dépend de  $\delta k$ . Lorsque ce facteur augmente, il y a plus d'excitations de quasiparticules qui ne peuvent former de paires de Cooper entre les plans et donc la densité suprafluide diminue. L'effet du désordre dans les plans est contenu implicitement dans la dépendance linéaire du gap en fonction de  $\Gamma_n$ .

Si on identifie le coefficient  $8 \ln 2 (T_c/\Delta_0)^2$  de cette expression avec la valeur expérimentale des figures 3.14(a)-(d), on obtient  $8 \ln 2 (k_B/\Delta_0)^2 \sim 0.9$ , c'est-à-dire,  $\Delta_0 \sim 2.5 k_B T_c$ . Ceci donne une valeur faible par rapport au gap moyen observé en STM. Ceci impliquerait que ce soient seulement les régions spatiales à faible gap qui contribuent au transport suivant l'axe  $c$  dans l'état supraconducteur.

Hirschfeld *et al* proposent de considérer que le potentiel diffuseur des impuretés interplans est anisotrope. L'expression (3.20) prédit un exposant 3, légèrement supérieur à celui que nous mesurons (voir figure 3.14). Cependant, ce modèle prédit que la dépendance de  $\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0)$  en température réduite est indépendante du paramètre de pair-breaking  $\Gamma_n/T_c$ . Ceci est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Par conséquent, une description du couplage entre les plans  $\text{CuO}_2$  par saut médié par les impuretés dans les couches réservoirs est vérifié. D'autre part, la diffusion sur ces impuretés est supposé être dans la limite de Born. Ceci est en accord avec la proposition récente que les atomes d'oxygène situés entre les plans  $\text{CuO}_2$  modulent le potentiel d'interaction [138].

### 3.6.4.5 Evolution de $J_J(0)$

Nous trouvons que le courant critique  $J_J(0)$  décroît linéairement avec la fluence tout comme la température critique. Selon l'expression 3.22, la densité suprafluide absolue est proportionnelle à  $\Gamma_{\perp} \Delta_0 N_n(E_F) = 2\pi v_0^2 N_n^2(E_F) \Delta_n(E_F)$ . Cet effet peut donc être expliqué par la décroissance du gap avec l'irradiation. En revanche, la densité d'état ne change pas.

### 3.6.4.6 Approche des fluctuations de phase

Nous pouvons estimer l'expression 3.24 dérivée par Paramakanti. Pour cela, il faut connaître la dépendance à basse température de  $\lambda_{ab}$ . Nous n'avons pas pu mesurer cette grandeur dans nos échantillons. Cependant, il est probable que dans nos échantillons désordonnés, la longueur de pénétration  $\lambda_{ab}$  soit quadratique à basse température. Toutefois, nous utilisons la dépendance trouvée par Jacobs *et al* [46] dans du  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  optimalement dopé afin d'obtenir un ordre de grandeur. A basse température  $d\lambda_{ab}/dT \sim 10[\text{\AA}/\text{K}]$  et  $\lambda_{ab}(0) \sim 1500\text{\AA}$ .

$$\lambda_{ab}(T) = \lambda_{ab}(0) + \frac{d\lambda_{ab}}{dT} T \quad (3.35)$$

ou de manière équivalente

$$\lambda_{ab}^{-2} \sim \lambda_{ab}^{-2}(0) \left( 1 - 2 \frac{d\lambda_{ab}}{dT} \frac{1}{\lambda_{ab}(0)} T \right) \quad (3.36)$$

Par conséquent

$$J(0) = \frac{s\Phi_0^2}{4\pi^2\mu_0} \lambda_{ab}^{-2}(0) \simeq 400 \text{ K} \quad (3.37)$$

et

$$\alpha = 2J(0) \frac{d\lambda_{ab}}{dT} \frac{1}{\lambda_{ab}(0)} \simeq 6.10^{-2} \text{ meV/K} \simeq 0.7 \quad (3.38)$$

Pour le terme de dissipation, nous supposons une résistivité  $\rho_{ab} = 1 \text{ m}\Omega.\text{cm}$ , telle que  $\tilde{\sigma} = s\sigma h/e^2 = 3.87$ .

Afin de tracer la relation 3.24 en fonction de la température réduite, nous supposons que la relation d'Uemura [207] est vérifiée dans les échantillons irradiés

$$T_c \propto \frac{1}{\lambda_{ab}^2(0)} \quad (3.39)$$

On obtient alors une expression avec deux paramètres d'ajustement. La figure 3.18 montre le résultat de cet ajustement pour tous les échantillons

$$\rho_s^c(T)/\rho_s^c(0) \sim 1 - 0.133 \frac{T}{T_c} + 0.66 \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \quad (3.40)$$

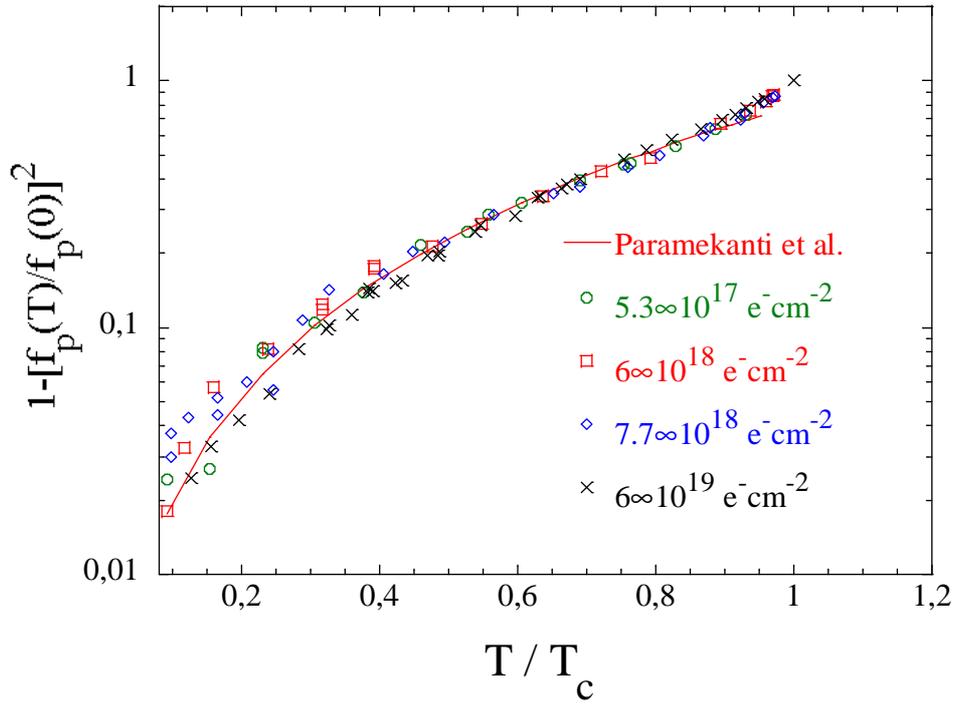


FIG. 3.18 – Résultat de l'ajustement 3.24 sur les échantillons sous-dopés.

# Chapitre 4

## Structure du liquide de vortex en présence de champ oblique

### 4.1 Introduction

Dans le premier chapitre, l'influence de la structure électronique des supraconducteurs lamellaires sur les vortex a été rappelée. Un vortex généré lorsque le champ magnétique est appliqué dans la direction de l'axe  $c$ , est composé d'un empilement de "pancakes" (ou galettes), interagissant faiblement entre eux. Plus l'anisotropie du composé est importante, plus la tension de ligne du vortex,  $\varepsilon_l$ , diminue (expression (1.56)). Dans les supraconducteurs lamellaires, l'énergie élastique,  $E_{el} = \int dz \frac{\varepsilon_l}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2$ , représentant le coût d'une déformation  $u(z)$  donnée d'un vortex est faible; les vortex sont alors très sensibles aux fluctuations thermiques et aux défauts cristallins. Selon la nature du piégeage et de l'importance des fluctuations thermiques, l'état mixte de l'état supraconducteur peut avoir plusieurs états fondamentaux.

A basse température, l'agitation thermique est négligeable et une phase solide de vortex s'installe. Toutefois, en présence de centres piègeurs de faible potentiel d'ancrage, seul un "quasi-ordre" à grande distance peut exister. Pour cette raison, cette phase est qualifiée de "verre de Bragg" : même si les expériences de diffusion de neutrons permettent d'observer des pics de Bragg, signature d'un réseau sans dislocations, ces pics sont élargis en raison des déplacements de vortex dus au potentiel d'ancrage.

Lorsque la température augmente, l'amplitude des vibrations des vortex augmente provoquant la fusion de la phase solide vers un liquide de vortex quand cette amplitude devient comparable au pas du réseau. De manière équivalente, l'augmentation du champ magnétique à température fixe réduit la distance entre vortex ( $\sim \sqrt{1/B}$ ) et provoque la fusion du réseau de vortex à  $H = H^{FOT}$ . Cette fusion est une transition de phase du premier ordre dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , car elle s'accompagne de chaleur latente. Dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , ce saut de chaleur spécifique correspond à un saut de densité de vortex en accord avec la relation de Clapeyron. Dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ , seul le saut d'aimantation peut être mesuré car la ligne de fusion se trouve à de trop faibles inductions pour obtenir une signature calorimétrique mesurable. La perte de symétrie d'ordre positionnel ne semble pas nécessaire pour l'observation du saut d'aimantation et la présence de la transition du premier ordre [208].

L'augmentation du champ magnétique à basse température provoque l'apparition d'une phase qualifiée de "verre de vortex". Elle se traduit par un changement brutal de la dynamique des vortex et donc de la courbe courant-tension des supraconducteurs. Dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ , à des températures entre 14 K et 40 K, ce changement se traduit par un effet de pic dans les cycles d'aimantation. Il est généralement admis que cette phase est dominée par l'effet du désordre et

deux modèles sont proposés pour expliquer cette transition. La première approche considère que dans le verre de vortex, l'énergie de piégeage des vortex sur les défauts devient supérieure à l'énergie de création d'un défaut topologique dans le solide de vortex : il y a alors prolifération de défauts et passage d'un solide de vortex monocristallin à un solide polycristallin. La seconde approche propose qu'il y a passage entre un ancrage de type faible à un ancrage de type fort. Dans le verre de vortex, le potentiel de piégeage est caractérisé par de nombreux minima locaux d'énergie libre : les vortex sont alors dans des positions d'équilibre méta-stables et exhibent une dynamique vitreuse.

#### 4.1.1 Effet d'un champ parallèle - loi d'échelle anisotrope.

Avec l'obtention de monocristaux de supraconducteurs à haute température critique, se pose la question de l'effet de l'orientation du champ magnétique avec la structure cristalline du matériau. Les premières mesures de résistivité sous des champs magnétiques alignés, soit le long des plans  $\text{CuO}_2$  ('||'), soit perpendiculairement à ceux-ci ('⊥'), ont permis d'obtenir une estimation du champ critique  $H_{c2}$  pour chaque orientation. Ces estimations ont rendu possible celle de l'anisotropie électronique  $\gamma = \left( \frac{H_{\parallel, c2}}{H_{\perp, c2}} \right)^{1/2}$  dans l'état supraconducteur pour  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  et  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . Les valeurs élevées mesurées pour  $\gamma$  prouvent le caractère quasi-bidimensionnel de ces composés, spécialement pour le composé  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ .

Afin d'étudier l'effet des vortex sur la résistivité, Iye *et al*[209] effectuent des mesures de résistivité des plans supraconducteurs ( $\rho_{ab}$ ) en faisant varier la direction du champ magnétique. Dans une première série de mesure, la direction du champ magnétique varie à l'intérieur d'un plan perpendiculaire à la direction du courant. Dans une seconde série de mesures, la direction du champ magnétique varie dans un plan parallèle à la direction du courant. La valeur minimale de la résistivité, obtenue lorsque le champ est aligné le long des plans, est identique dans les deux séries de mesures. Cette expérience montre que la force de Lorentz ne peut pas à elle seule expliquer l'allure de la résistivité dans des supraconducteurs lamellaires  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ .

Kes *et al* [210] proposent alors que les mesures de Iye *et al*[209] reflètent le caractère bi-dimensionnel des supraconducteurs lamellaires. Lorsque la direction du champ magnétique est déviée par rapport à l'axe  $c$ , seule la composante du champ perpendiculaire aux plans génère un réseau de vortex de type Abrikosov : les empilements de pancakes. La composante parallèle pénètre l'échantillon comme si les couches étaient complètement découplées. Blatter *et al* [211] améliorent cette approche, en tenant compte de l'anisotropie des supraconducteurs lamellaires à travers une loi d'échelle. La fonctionnelle de l'énergie libre de Ginzburg-Landau, applicable aux matériaux isotropes (expression (1.15)), est modifiée en introduisant l'anisotropie du tenseur des masses effectives des porteurs. L'induction obéit à la loi d'échelle

$$B \longrightarrow \tilde{B}(\theta) = \frac{B(0)}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{\gamma^2}}}, \quad (4.1)$$

où  $\theta$  est l'angle que fait la direction du champ magnétique avec celle de l'axe  $c$  du supraconducteur. Dans la limite de couches supraconductrices complètement découplées,  $\gamma \longrightarrow \infty$ , et  $\tilde{B}(\theta) \longrightarrow B(0)/\cos(\theta)$ , on trouve le modèle bidimensionnel proposé par Kes *et al* [210]. L'approche anisotrope (4.1) s'applique très bien aux composés de moyenne anisotropie comme  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  ( $\gamma \sim 7$ ).

#### 4.1.2 Déviations par rapport à l'approche anisotrope

L'approche anisotrope de Blatter *et al* [211] prédit que lorsque la direction du champ magnétique est déviée par rapport à celle de l'axe  $c$ , les vortex créés suivent la direction d'application du champ

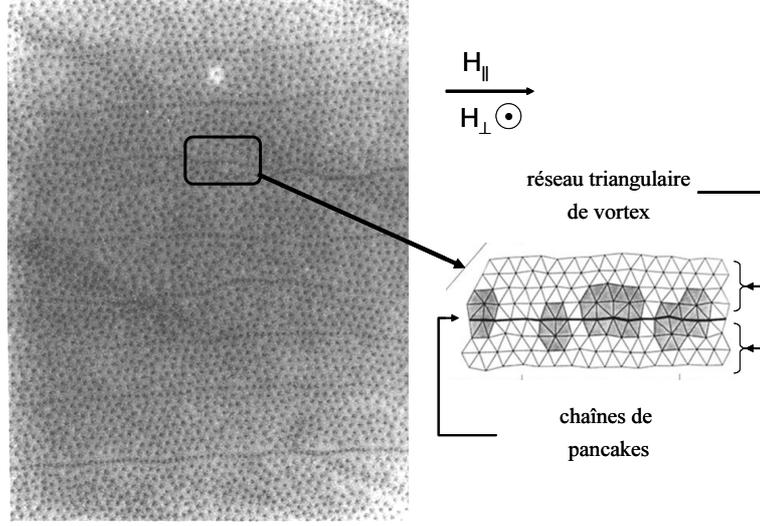


FIG. 4.1 – Image de gauche : décoration Bitter [212] d’un monocristal de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  ( $T_c = 88.5$  K) soumis à un champ de 35 Oe dont la direction est déviée de  $75^\circ$  par rapport aux plans ( $H_\perp = 9$  Oe et  $H_\parallel = 34$  Oe). L’image représente une région de  $75 \times 60 \mu\text{m}$  de la surface du monocristal. La direction des chaînes suit la projection du champ magnétique sur les plans. Image de droite : triangulation Delaunay d’une région de la décoration Bitter traversée par un vortex Josephson.

magnétique. En 1991, Bolle *et al* [212] visualisent l’induction magnétique à la surface de monocristaux de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  à l’aide de la décoration Bitter, en variant la direction du champ magnétique appliqué par rapport à l’axe  $c$ . Leurs résultats (voir figure 4.1) montrent qu’une partie des vortex se répartissent selon un réseau triangulaire d’empilements de pancakes. Les vortex restants se répartissent suivant des lignes parallèles et équidistantes, qualifiées de chaînes. La direction des chaînes coïncide avec la projection du champ magnétique sur les plans  $\text{CuO}_2$ . La densité linéaire des vortex dans les chaînes ainsi que la distance entre les chaînes dépendent de l’intensité du champ. Ces observations ne peuvent être interprétées dans le cadre de l’approche anisotrope proposée par Blatter *et al* [211] ; Bolle *et al* [212] en ont déduit que ces effets étaient dus à la forte anisotropie de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  qui oblige les supercourants à circuler dans les plans  $\text{CuO}_2$ .

Schmidt *et al* [213] et Ooi *et al* [214] ont étudié la fusion du réseau de vortex pour différentes orientations du champ magnétique dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . Pour une température constante,  $H_\perp^{FOT}$ , la valeur du champ perpendiculaire aux plans pour laquelle la transition du premier ordre a lieu est mesurée en fonction de  $H_\parallel$ , la composante du champ parallèle. Pour de faibles valeurs de la composante parallèle,  $H_\perp^{FOT}$  décroît linéairement avec  $H_\parallel$  (voir figure 4.2). Puis à partir d’une valeur de  $H_\parallel$  dépendante de la température,  $H_\perp^{FOT}$  suit une décroissance parabolique. Cette dernière décroissance est prédite par la loi d’échelle anisotrope qui, à partir de l’équation 4.1 donne

$$H_\perp^{FOT} = \sqrt{H_\perp^{FOT}(H_\parallel = 0)^2 - \frac{H_\parallel^2}{\gamma^2}} \approx H_\perp^{FOT}(H_\parallel = 0) \left( 1 - \frac{H_\parallel^2}{2\gamma^2 H_\perp^{FOT}(H_\parallel = 0)^2} \right). \quad (4.2)$$

Toutefois, cette loi n’explique pas le comportement de la ligne de fusion pour les faibles valeurs de  $H_\parallel$ .

Depuis les observations de Bolle *et al* [212], plusieurs études théoriques [217, 218, 219, 220, 221] montrent que, dans le cadre du modèle anisotrope de Ginzburg-Landau, pour le cas de fortes anisotropies, le champ magnétique, appliqué de manière oblique par rapport aux axes cristallins de

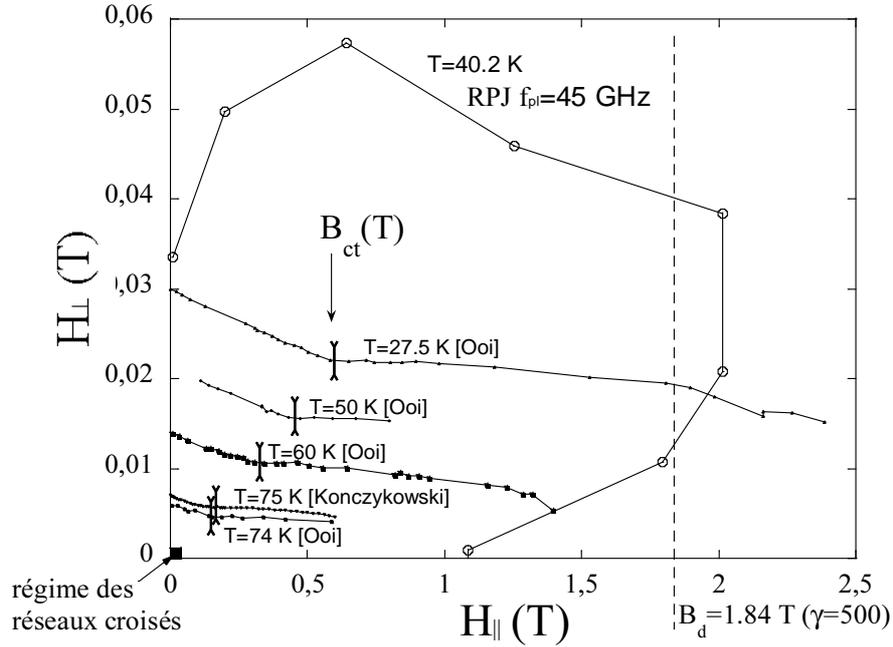


FIG. 4.2 – Symboles ouverts : évolution du champ de la résonance plasma Josephson d'après Matsuda *et al* [215] mesurée à 40.2 K et 45 GHz. On a reporté en symboles fermés, la ligne de fusion du réseau pour différentes températures d'après Ooi *et al* [216] et Konczykowski. On peut voir que pour de faibles valeurs de  $H_{\parallel}$ ,  $H_{\perp}^{FOT}$  décroît linéairement. La ligne en pointillés représente le champ critique  $B_d$  au delà duquel le réseau Josephson est dans la limite dense pour  $\gamma = 500$ .

l'échantillon, génère deux sous-réseaux, chacun orienté le long d'un axe cristallin majeur. Toutefois, le modèle de Lawrence et Doniach [83] (expression (1.47)) est mieux adapté à la forte anisotropie de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . La première étude dans le cadre de ce modèle est réalisée par Benkraouda *et al* [222, 223]. Ces derniers, à partir de la description théorique d'un empilement de pancakes introduit par Clem [84], montrent qu'un tel empilement isolé, lorsqu'il est dévié par rapport à l'axe  $c$ , devient instable au-delà d'un angle critique  $\theta_c$  entre la ligne de flux et l'axe  $c$ . Pour cela, les auteurs montrent que le module élastique d'une ligne de vortex en absence de couplage Josephson devient négatif au-delà de  $\theta_c = 52^\circ$ . Ils proposent aussi une structure alternative dont l'énergie est plus favorable (voir figure 4.3(b)), toujours en l'absence de couplage Josephson.

### 4.1.3 Cas d'un réseau dense de vortex Josephson en présence d'une faible densité de pancakes

Bulaevskii *et al* [224] proposent l'existence d'une nouvelle phase de la matière de vortex à partir de l'étude du modèle de Lawrence et Doniach [83]. Dans le cas d'un fort champ magnétique appliqué à une orientation très proche des plans, le réseau de vortex se décompose en un sous-réseau de vortex Josephson dans la limite dense ( $c_z = s$ ) et en un sous-réseau d'empilements de pancakes. Pour établir la structure probable d'un tel réseau "combiné", Bulaevskii *et al* prennent en compte l'interaction entre un vortex Josephson et un empilement de pancakes. Cette interaction est due aux deux effets suivants :

- le vortex Josephson induit un courant superconducteur dans les couches qui exerce une force de Lorentz sur les pancakes qui se trouvent dans ces couches ;
- le cœur du vortex Josephson provoque une perturbation de la différence de phase supracon-

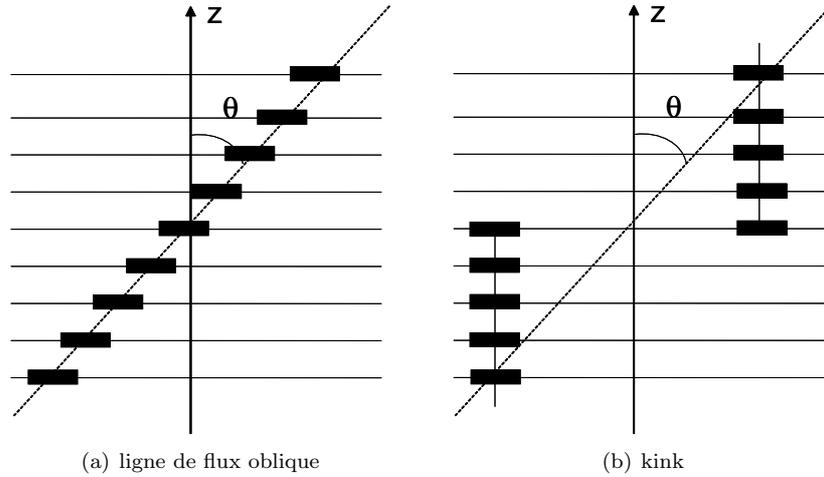


FIG. 4.3 – Gauche : empilement de pancakes suivant la direction du champ magnétique appliqué. Droite : structure alternative proposée par Benkraouda *et al* [223]. Cette structure est plus stable que la ligne déviée lorsque  $\theta > \theta_c = 52^\circ$ .

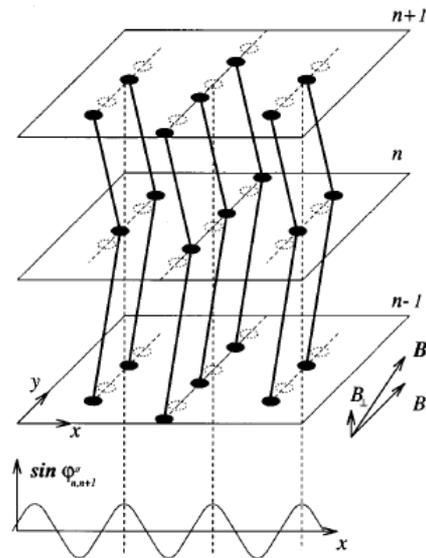


FIG. 4.4 – Arrangement des pancakes sur un réseau dense de vortex Josephson (d'après Bulaevskii *et al* [224]). Le réseau dense de vortex Josephson provoque une oscillation de la phase suivant l'axe  $x$  (la direction du champ magnétique est orthogonale à  $x$ ). Les pancakes d'un même empilement sont déviés suivant la direction des vortex Josephson.

ductrice (voir paragraphe 1.11.4). Cela modifie le couplage Josephson entre couches voisines et donc la position relative des pancakes.

Bulaevskii *et al* [224] proposent de négliger l'interaction du pancake avec les courants supraconducteurs pour ne considérer que l'effet de la modification du couplage Josephson. Par ailleurs, ils simplifient le problème en considérant que la distribution du champ de phase est avant tout déterminée par le réseau dense de vortex Josephson et ne prennent pas en compte la perturbation

des pancakes sur la phase.

En l'absence de vortex Josephson, la différence de phase entre les couches supraconductrices est nulle (en dehors de l'effet des excitations thermiques et des défauts cristallins sur les empilements de pancakes), et les pancakes formant une ligne de vortex sont parfaitement alignés suivant l'axe  $c$ . En présence d'un réseau dense de vortex Josephson, la différence de phase oscille dans l'espace avec une période égale à  $a = \Phi_0/sH_{\parallel}$  et une amplitude  $2\pi$ . La minimisation de l'énergie Josephson impose alors une structure "en zig-zag" pour l'empilement de pancakes, lui permettant de s'ajuster au champ de phase supraconductrice présent. La figure 4.4 est tirée de la référence [224]. Elle montre que deux pancakes appartenant à des couches adjacentes sont décalés suivant l'axe des vortex Josephson afin d'optimiser leur couplage Josephson. Toutefois, la force de couplage magnétique tend toujours à aligner les pancakes suivant l'axe  $c$ . Bulaevskii *et al* [224] calculent donc la déformation finale en comparant les deux forces en présence. Par une approche du premier ordre, la déformation spatiale entre deux pancakes voisins est proportionnelle au rapport entre la force de couplage Josephson et la force de rappel magnétique.

#### 4.1.4 Réseaux croisés et chaîne de pancakes

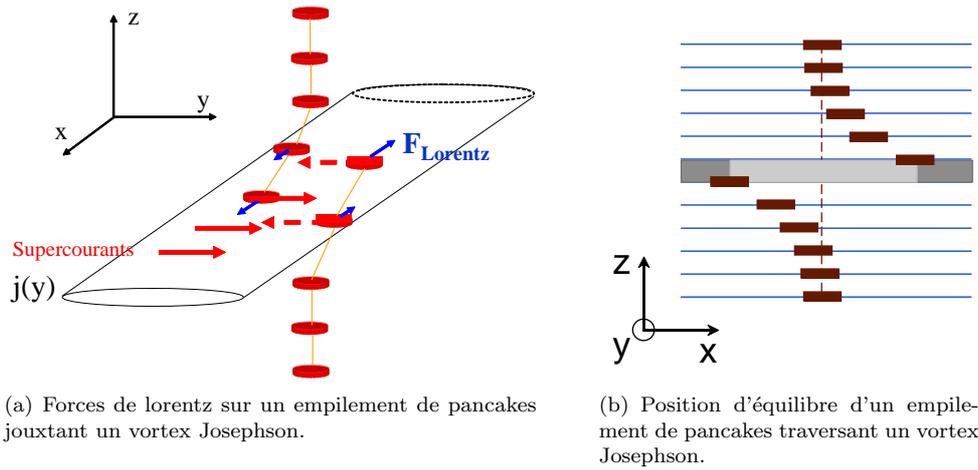


FIG. 4.5 – Effet des supercourants d'un vortex Josephson sur un empilement de pancakes. Les forces de Lorentz agissent de manière à détruire l'alignement des pancakes.

En 1999, Koshelev [225] étend les travaux de Bulaevskii pour des champs plus faibles et propose l'existence d'une nouvelle phase solide de la matière de vortex en présence d'une composante de champ parallèle aux plans (voir figure 4.6(c)). Là encore, dans cette phase appelée "réseaux croisés" (en anglais "crossing lattices"), le champ magnétique oblique génère deux sous-réseaux de vortex correspondant aux deux composantes du champ, suivant les axes de symétrie du cristal : la composante du champ parallèle aux plans supraconducteurs crée un réseau de vortex Josephson et la composante perpendiculaire aux plans crée un réseau formé d'empilements de pancakes. La densité d'énergie libre d'une telle phase est composée de celle du réseau d'empilements de pancakes et de celle du réseau de vortex Josephson<sup>1</sup>

$$F_{\text{solide}} = F_{\text{solide}}^{PV} + F_{\text{solide}}^{VJ} = F_{\text{solide}}^{PV} + \frac{(B_{\parallel} - H_{\parallel})^2}{8\pi} + \frac{B_{\parallel} \varepsilon_0}{2\phi_0 \gamma} \ln \left( \frac{\gamma \Phi_0}{B_{\parallel} s^2} \right), \quad (4.3)$$

<sup>1</sup>il s'agit de la densité d'énergie des réseaux calculée dans le modèle de London. En négligeant usuellement l'entropie des deux réseaux, cette énergie est égale à l'énergie libre.

où  $F_{solide}^{VJ}$  est la densité d'énergie libre du réseau de pancakes à l'état solide. Pour l'état liquide, on écrit similairement

$$F_{liquide} = F_{liquide}^{PV} + F_{liquide}^{VJ} = F_{liquide}^{PV} + \frac{(B_{\parallel} - H_{\parallel})^2}{8\pi}. \quad (4.4)$$

Ici, la contribution de  $B_{\parallel}$  sur la phase liquide n'a lieu qu'au travers de l'énergie magnétique car Koshelev suppose que le couplage Josephson est négligeable dans le liquide de vortex. La différence de densité d'énergie libre devient

$$\Delta F = F_{solide} - F_{liquide} = \Delta F_{B_{\parallel}=0} + \Delta F_{B_{\parallel}} = \Delta F_{B_{\parallel}=0} + \frac{B_{\parallel}}{2\phi_0} \frac{\varepsilon_0}{\gamma} \ln \left( \frac{\gamma\Phi_0}{B_{\parallel}s^2} \right), \quad (4.5)$$

où  $\Delta F_{B_{\parallel}=0}$  représente la différence de densité d'énergie libre en absence de champ parallèle. Pour une température donnée, le champ de fusion  $H_{\perp}^{FOT}(H_{\parallel} = 0)$  est déterminé par  $\Delta F_{B_{\parallel}=0} = 0$ . La variation de  $H_{\perp}^{FOT}$  en fonction d'une composante parallèle du champ magnétique est donc déterminée par la variation de densité d'énergie libre  $\Delta F_{B_{\parallel}}$ . Puisque cette variation est quasiment linéaire avec  $H_{\parallel}$  (en négligeant la faible dépendance logarithmique), la présence des réseaux croisés explique la décroissance linéaire de la ligne de fusion du réseau de vortex en fonction de la composante parallèle [225].

La possibilité d'une coexistence de deux sous-réseaux de vortex pour de faibles densités de champs avait aussi été évoquée [217, 223, 89] pour interpréter les observations de Bolle *et al* [212]. Toutefois, la théorie de Koshelev permet d'expliquer que, ces deux sous-réseaux, au lieu de s'éviter, s'attirent<sup>2</sup>. Ils forment ainsi une nouvelle phase, qualifiée de "chaîne de pancakes".

Contrairement à Bulaevskii *et al* [224], Koshelev considère l'interaction du pancake avec un vortex Josephson à travers les courants supraconducteurs et néglige l'effet du couplage Josephson sur l'interaction entre pancakes de couches voisines. Avec cette simplification, les supracourants planaires définissant un vortex Josephson exercent une force de Lorentz sur les pancakes ce qui tend à rompre l'empilement associé. En revanche, cette force est contrebalancée par les forces de rappel magnétique qui lient les pancakes entre eux. La nouvelle phase prédite par Koshelev est représentée dans la figure 4.6(d). Les pancakes d'un empilement qui sont situés à proximité d'un vortex Josephson, ou plutôt de ses supracourants, sont légèrement déplacés par rapport à leur position d'équilibre. Entre les pancakes qui sont ainsi déplacés, il n'y a plus de vortex Josephson (VJ); ainsi, une partie de l'énergie Josephson est gagnée. Par ailleurs, dans cette configuration, le moment magnétique total associé à un empilement de pancakes possède une faible composante orientée suivant l'axe des vortex Josephson, ce qui représente un gain d'énergie en raison de l'alignement des dipôles magnétiques. Afin de justifier l'existence réelle des réseaux croisés, il faut comparer l'énergie libre de cette phase avec celle d'autres configurations possibles, notamment celle d'un réseau oblique (voir figure 4.6(b)). Un tel réseau est obtenu en opérant une rotation uniforme du réseau de vortex d'un angle fini par rapport à l'axe  $c$ . Cependant, puisque les réseaux croisés impliquent la présence d'un réseau de vortex Josephson, seul le modèle de Lawrence et Doniach [83] permet de postuler une telle phase. Sans entrer dans le détail des calculs effectués, nous pouvons rappeler les quelques arguments qualitatifs proposés par Koshelev [226] permettant de distinguer les différences entre ces deux structures.

Comme la fonctionnelle de Landau doit présenter la symétrie du système, dans un matériau isotrope le réseau de vortex suit toujours la direction du champ magnétique<sup>3</sup> (voir figure 4.6(b)). Cependant, dans les matériaux lamellaires, les vortex sont désormais formés d'empilements de pancakes. Lorsqu'un tel empilement est dévié par rapport à l'axe  $c$ , le coût en énergie augmente : il y a une perte d'énergie magnétique et Josephson. Ces pertes sont respectivement dues au défaut

<sup>2</sup>Nous exposerons plus en détail dans le paragraphe 4.3.5 la raison de cette attraction.

<sup>3</sup>On considère que les effets de bords dus à la forme géométrique des monocristaux sont négligeables dans l'énergie totale.

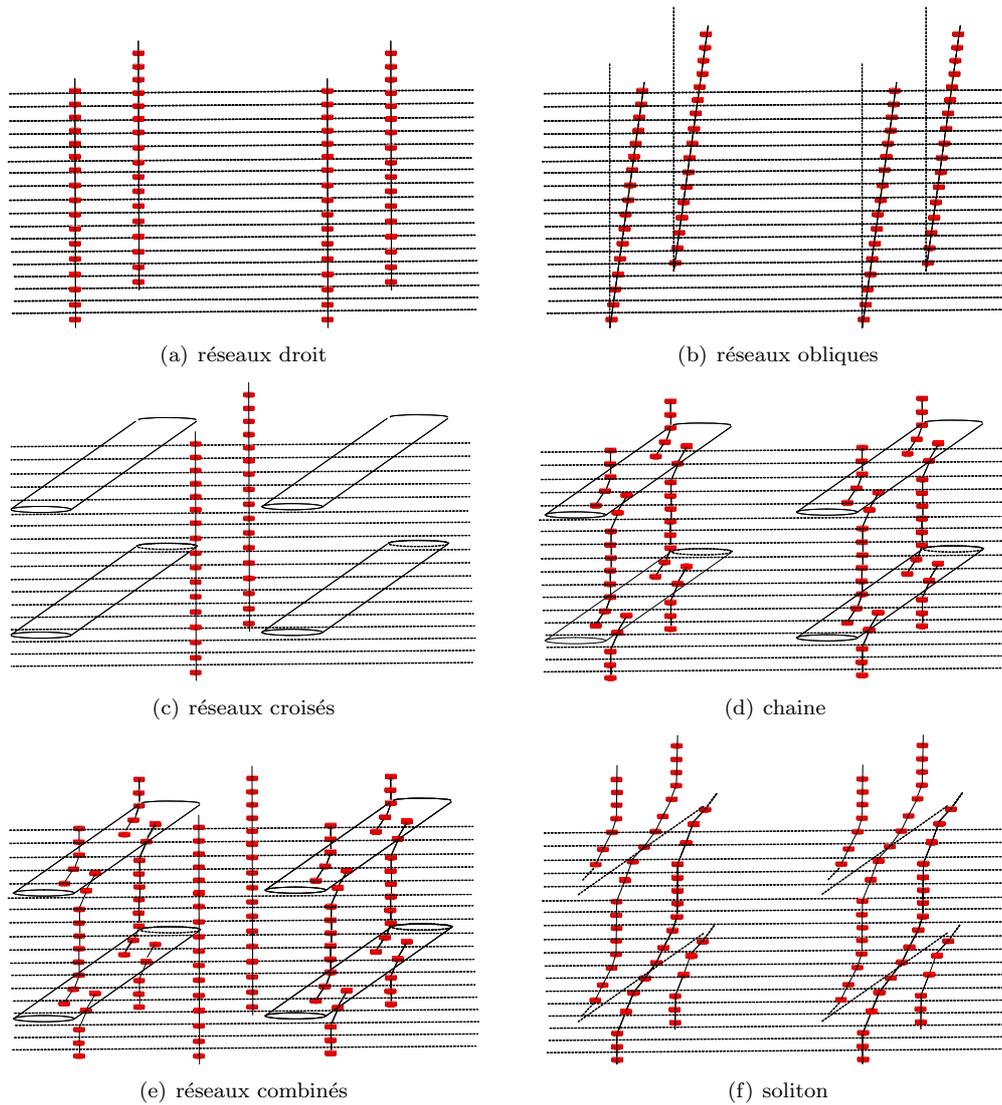


FIG. 4.6 – Différentes phases de la matière de vortex en présence d'une composante parallèle.

d'alignement des courants et des phases perpendiculairement aux plans  $\text{CuO}_2$ . La perte associée à l'énergie Josephson est  $\gamma^2$  fois plus faible que celle de l'énergie magnétique et peut être négligée au premier ordre [226]. D'autre part, la distance entre deux pancakes appartenant à des plans premiers voisins est alors inférieure à  $\lambda_J$ . Il n'y a donc pas de création de vortex Josephson entre ces deux pancakes et donc pas de perte d'énergie Josephson associée.

En revanche, le réseau croisé (voir figure 4.6(d)) implique la présence d'un réseau de vortex Josephson et donc une perte plus importante d'énergie Josephson. Cependant, cette phase permet de réduire la perte d'énergie magnétique car, en dehors des pancakes intersectant les vortex Josephson, la majorité des pancakes sont alignés suivant l'axe  $c$ . Par conséquent, les composés fortement anisotropes pour lesquels la cohésion des pancakes est principalement assurée par le couplage magnétique, exhiberont préférentiellement la phase des vortex croisés. Par contre, les matériaux faiblement isotropes exhiberont les réseaux obliques car l'énergie Josephson est très importante. Afin de comparer l'importance relative du couplage magnétique par rapport au couplage

Josephson, il est possible d'estimer pour les matériaux étudiés le paramètre

$$\alpha = \frac{\lambda_{ab}}{\lambda_J} = \frac{\lambda_{ab}}{\gamma s}. \quad (4.6)$$

Nous avons vu dans le premier chapitre (paragraphe (1.11.2.2)) que  $\lambda_{ab}$ , longueur de pénétration pour des courants circulant dans les couches supraconductrices, fixe aussi la longueur caractéristique du couplage magnétique s'exerçant entre les pancakes d'un même empilement.  $\lambda_J$  est obtenue à partir du rapport des énergies

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{J}{E_J}}, \quad (4.7)$$

avec  $J = s\varepsilon_0/\pi = s\Phi_0^2/4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2$  et  $E_J = J/\lambda_J^2$ . Plus le couplage Josephson est important, plus le courant Josephson est important et donc plus petite est la distance caractéristique  $\lambda_J$  sur laquelle la différence de phase entre deux couches voisine peut varier de 0 à  $2\pi$ .  $\lambda_J$  représente donc la taille d'un cœur de vortex Josephson (expression (1.74)).  $\alpha$  permet de comparer l'importance des couplages magnétique et Josephson sur la cohésion des pancakes d'un empilement. On peut s'attendre à ce que lorsque  $\alpha$  est petit, la phase des réseaux croisés devient plus stable que la phase des réseaux obliques. Cependant, pour le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ , le paramètre  $\alpha$  est proche de 0.25 et augmente avec la température. Il n'est donc pas possible d'utiliser les arguments qualitatifs ci-dessus pour prédire la stabilité des deux phases. En outre, en raison de la non linéarité du terme de couplage Josephson en fonction de la différence de phase invariante de jauge, le modèle de Lawrence et Doniach ne peut être résolu analytiquement. Seules des simulations numériques sont possibles.

L'approche de Koshelev explique la formation des chaînes observées par Bolle *et al* [212] et Grigorieva *et al* [227] : les alignements de pancakes observés à la surface des échantillons "décorent" les vortex Josephson, dont la direction suit naturellement celle de la composante parallèle du champ appliqué.

Depuis cette proposition, de nombreuses études ont été réalisées qui appuient l'existence des chaînes de pancakes. Il s'agit tout d'abord des techniques optiques de visualisation de l'induction magnétique qui confirment la présence de chaînes de pancakes à la surface des échantillons : magnéto-optique différentielle [228, 229, 230, 231], décoration Bitter [232], microscopie par sonde à effet Hall [216, 233] et microscopie Lorentz [234]. Le groupe de Simon Bending a même réussi à montrer que les lignes de flux correspondant aux pancakes positionnés sur les vortex Josephson sont bien déviées par les supracourants définissant les vortex Josephson [235], hypothèse essentielle de la théorie de Koshelev (voir paragraphe 4.3.5). Récemment, Connolly *et al* [236] ont montré que les vortex Josephson permettent aux pancakes de pénétrer plus facilement l'échantillon, réduisant ainsi l'irréversibilité.

Cependant, la phase observée par Bolle *et al* [212] est en réalité une phase de "réseaux combinés" schématisée figure 4.6(e) : les empilements de pancakes sont, pour une partie d'entre eux piégés sur les vortex Josephson, les pancakes restants étant situés dans des zones libres de vortex Josephson. Il existe en réalité de nombreuses autres phases thermodynamiques. Koshelev a ainsi proposé une structure de type "soliton" représentée figure 4.6(f) : la distorsion des empilements de pancakes au niveau des vortex Josephson est telle, que deux empilements voisins peuvent se coupler magnétiquement. Cette phase est possible car il a été montré que deux empilements de vortex intersectant un vortex Josephson s'attirent à grande distance [237]. D'autres travaux prennent en compte l'interaction entre pancakes voisins, piégés sur un vortex Josephson et proposent un arrangement alternatif des pancakes.

#### 4.1.5 Effet d'une composante parallèle dans le cadre de l'expansion haute température

D'après Koshelev, l'évolution de la ligne de fusion du réseau de vortex en présence d'une composante de champ parallèle dépend principalement de la nature de l'état fondamental de la phase

solide. Ainsi, le mécanisme évoqué pour expliquer la dépendance de la ligne de transition en fonction de la composante parallèle, ne peut expliquer l'effet de ce champ sur les pancakes lorsque ceux-ci sont à l'état liquide (voir équation 4.5).

Dans le premier chapitre, nous avons vu que pour la phase liquide de pancakes, l'expansion haute température [238] considère, en première approximation, que les positions des pancakes sont complètement décorréelées d'une couche à l'autre. Le couplage Josephson est alors pris en compte de façon perturbative en considérant qu'il est beaucoup plus faible que l'énergie thermique

$$E_J a^2 = J \frac{a^2}{\lambda_J^2} \ll k_B T, \quad (4.8)$$

où  $a$  est la distance moyenne entre pancakes.

La phase liquide étant totalement désordonnée, une densité  $1/a^2$  de pancakes sur l'aire caractéristique  $\lambda_J^2$  réduit l'énergie Josephson d'un facteur  $a^2/\lambda_J^2$ .

Lorsqu'une composante du champ magnétique est rajoutée parallèlement aux plans, la modulation du champ magnétique induite par les courants d'écrantage peut alors être négligée car l'énergie Josephson est faible. Le système se retrouve effectivement dans le cas de jonctions étroites car la valeur effective de  $\lambda_J$  est plus grande que les dimensions latérales de l'échantillon. Comme dans le cas des jonctions conventionnelles, le champ magnétique rajoute un terme dans la différence de phase invariante de jauge qui croît linéairement en fonction de la distance, parallèlement à la jonction

$$\Delta\phi(x) = \Delta\phi_0 + \frac{2\pi L_{eff}}{\Phi_0} B_{\parallel} x. \quad (4.9)$$

Dans le cas d'une jonction conventionnelle dont l'épaisseur de la barrière tunnel est  $t$ , la périodicité spatiale de modulation du champ est donnée par  $L_{eff} = d_J = 2\lambda_{ab} + t$  (voir expression (1.77)). Pour le cas des supraconducteurs lamellaires, Koshelev considère que  $L_{eff} = s$ . Ainsi, pour un champ de  $H_{\parallel} = 500$  Oe, le terme linéaire dans la différence de phase augmente comme  $\frac{2\pi s}{\Phi_0} H_{\parallel} L \sim \frac{L[m]}{300000}$ . Ce terme étant négligeable, Koshelev considère que le champ magnétique pénètre de façon complètement transparente dans le matériau. Par conséquent, le liquide de vortex pourrait être décrit par l'approche bi-dimensionnelle introduite par Kes [210].

Toutefois, les mesures de résonance plasma montrent que, dans l'état liquide, les pancakes sont tout de même corrélés à travers quelques couches supraconductrices. Ces mesures sont vérifiées par des mesures d'aimantation réversible [239]. La relation 4.9 n'est donc pas tout à fait justifiée. En outre, des études théoriques [240] et expérimentales [117] soutiennent que, pour des champs faibles tels que  $H_{\perp}^{FOT} < B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$ ,<sup>4</sup> les empilements de pancakes passent à l'état liquide en gardant leur caractère de ligne de flux. Pour le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  fortement sous-dopé et pour des températures entre 50 et 70 K,  $B_J \sim 40 - 70$  Oe ce qui est de l'ordre de grandeur du champ de fusion pour  $T \rightarrow 0$ .

#### 4.1.6 Résonance Plasma Josephson en présence de champ parallèle

La présence des réseaux croisés induit une forte perturbation de la différence de phase entre couches supraconductrices. La technique de Résonance Plasma Josephson (RPJ) peut donc être utilisée pour détecter la présence d'une telle perturbation de la phase. En outre, contrairement aux techniques d'imagerie du champ magnétique, elle permet de sonder tout le volume de l'échantillon, s'affranchissant ainsi de possibles effets de surface, complexes à prévoir théoriquement. Elle permet aussi d'étudier la phase liquide de pancakes puisqu'elle peut sonder les corrélations entre pancakes.

Nous rappelons dans ce paragraphe les résultats déjà publiés sur l'effet d'un champ parallèle sur la résonance plasma Josephson dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . Toutes ces expériences ont été réalisées en

<sup>4</sup>ce critère équivaut à  $a_0 > \lambda_J$ . Dans ce cas, le couplage intra-plan de pancakes voisins est inférieur au couplage entre pancakes d'un même empilement.

faisant varier l'intensité du champ magnétique appliqué pour différentes orientations par rapport aux axes de symétrie du cristal étudié. Ce protocole était utilisé afin de vérifier la validité du modèle anisotrope (voir équation 4.1). Cependant, il est mal adapté à l'étude des réseaux croisés car il fait varier simultanément les deux composantes du champ au cours de la mesure.

Matsuda *et al* [113] sont les premiers à présenter l'absorption micro-onde d'un échantillon légèrement sous-dopé ( $T_c = 85$  K) en fonction du champ magnétique pour différentes orientations du champ par rapport à l'axe  $c$ . Les auteurs observent la RPJ en champ oblique et utilisent la variation de l'orientation du champ afin d'éclaircir le comportement anticyclotronique de la résonance plasma en fonction de la composante du champ magnétique parallèle à l'axe  $c$ . L'étude en fonction de l'angle du champ par rapport à l'axe  $c$  est effectuée à 27.2 K et 45 GHz tandis que le champ magnétique  $H_0$  est dévié par rapport à l'axe  $c$  de 30, 60 et 80°. Les auteurs prouvent que la position de la résonance plasma ne dépend que de la composante perpendiculaire aux plans  $\text{CuO}_2$ ,  $H_\perp = H_0 \cos \theta$ . Cette observation confirme le caractère quasi-bidimensionnel de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . Toutefois, les résultats expérimentaux montrent que plus la composante parallèle  $H_\parallel = H_0 \sin \theta$  est importante, plus l'intensité de la résonance plasma diminue et plus sa largeur en champ augmente. Tsui *et al* [114] présentent une étude plus systématique de la RPJ sous l'effet d'un champ magnétique appliqué à une orientation proche des plans supraconducteurs. L'étude est réalisée à 5 K et 47.3 GHz. L'absorption hyperfréquence de l'échantillon est mesurée en balayant l'intensité du champ magnétique à température constante. Cette procédure est répétée pour plusieurs orientations du champ. La composante parallèle du champ magnétique étant de l'ordre de  $B_d = \Phi_0/\gamma s^2$ , le réseau de vortex Josephson est proche de la limite dense. Là encore, plus la direction du champ magnétique est rapprochée de celle des plans supraconducteurs, plus l'intensité de la résonance plasma diminue et plus sa largeur augmente. En outre, une forte hystérésis est présente en fonction du sens de balayage du champ magnétique : pour deux directions du champ magnétique symétrique par rapport aux plans (seul le champ  $H_\perp$  change de signe), les résultats ne sont pas identiques. Il est fort probable que cet hystérésis soit dû à l'ancrage de flux, très important à 5 K, impliquant la présence importante de flux piégé à l'intérieur de l'échantillon lorsque le champ appliqué effectue un cycle. Tsui *et al* considèrent que le maximum d'absorption correspond toujours à la résonance plasma. Ils observent alors que la fréquence plasma augmente lorsque le champ est dévié des plans supraconducteurs jusqu'à un angle de 5° environ avant de rediminuer.

Les résultats de ces expériences sont en accord avec le réarrangement corrélé de vortex Josephson et de pancakes prévu par Bulaevskii *et al* [224]. L'augmentation de la fréquence plasma observée correspond bien à la hausse du courant critique suivant l'axe  $c$  et de la fréquence de la RPJ prédite par ce modèle (voir 4.1.3).

Matsuda *et al* [215] confirment ces observations peu après en effectuant des mesures plus précises pour des échantillons optimalement dopés ( $T_c = 89.5$  K) et légèrement sous-dopés ( $T_c = 87$  K). La précision sur l'angle du champ magnétique est elle-aussi meilleure. Les mesures sont faites à 30.2 K et 36 K pour l'échantillon légèrement sous-dopé et 40.2 K pour le cas optimalement dopé. Ce groupe confirme l'augmentation du champ où la RPJ a lieu en fonction de  $H_\parallel$  lorsque  $\pi/2 - \theta < 4^\circ$  en accord avec l'approche de Bulaevskii. Cependant, la limite des réseaux denses n'est pas atteinte pour ces mesures. Les mesures montrent également que la largeur des résonances plasma en champ *diminue* lorsque  $H_\parallel$  augmente en contradiction avec les mesures de Tsui *et al*. Lorsque  $\pi/2 - \theta > 5^\circ$ , la fréquence plasma diminue et Matsuda *et al* appliquent le développement haute température.

Nous avons reporté sur la figure 4.2 les résultats obtenus par Matsuda *et al* [215] sur un diagramme de phase ( $B_\perp, B_\parallel$ ). Nous avons aussi indiqué la ligne de fusion de la phase solide de vortex pour différentes températures obtenue par Tokunaga *et al* [216] et par Konczykowski *et al* pour  $T = 75$  K. Pour toutes ces études, les échantillons sont proches du dopage optimal avec des températures critiques de l'ordre de 87-90 K. En supposant que la ligne de fusion est identique pour les monocristaux étudiés dans ces différents groupes, la hausse du courant critique apparaît

bien dans la phase solide et la décroissance intervient dans la phase liquide. Toutefois, les valeurs de  $H_{\parallel}$  sont en-dessous de la limite des réseaux denses requise pour appliquer le modèle de Bulaevskii *et al.* En outre, les mesures de Matsuda et de Tsui sont parcellaires puisqu'effectuées pour une seule température et fréquence. Par ailleurs, des pics supplémentaires de faible intensité sont aussi visibles sur les courbes expérimentales dont la présence n'est pas expliquée. Il a été suggéré que la présence de ces pics est liée à la dynamique propre des vortex Josephson.

Plus récemment, quelques groupes ont étudié l'effet des vortex Josephson seuls sur la résonance plasma. Ces mesures sont très difficiles à réaliser car il faut s'assurer qu'aucun pancake n'est présent dans l'échantillon. Nous présentons tout d'abord les résultats obtenus dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ .

Takeya *et al* [241] ont utilisé la technique de perturbation de cavité résonante pour l'étude du réseau de vortex Josephson dans des monocristaux sous-dopés de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  ( $T_c = 70.2$  K). Ces auteurs observent deux pics d'absorption hyperfréquence distincts.

La possibilité d'exciter deux résonances plasma a été déjà évoquée théoriquement pour le cas de jonctions conventionnelles [242, 171] dans la limite longue. La résonance plasma Josephson peut alors avoir une composante à la fois longitudinale et transverse : l'oscillation de charges se fait à la fois perpendiculairement à la jonction mais aussi parallèlement à celle-ci. Partant du principe qu'un réseau de vortex Josephson module *de facto* le courant critique  $J_J$  le long des plans supraconducteurs, Bulaevskii *et al* [243] proposent d'appliquer ce raisonnement au cas d'un réseau de vortex Josephson. Le champ électrique hyperfréquence appliqué suivant l'axe  $c$  induit à la fois le tunneling des paires de Cooper et les oscillations du réseau de vortex Josephson à travers la force de Lorentz. Bulaevskii soutient qu'il est alors possible d'exciter des modes transverses et longitudinaux. Dans ce cas, la relation  $\omega_p^2 = \omega_p(0)^2 \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  [244] ne peut plus être appliquée car la fréquence plasma dépend aussi de la modulation spatiale du courant critique suivant les plans  $\text{CuO}_2$  (voir équation (1.79) du premier chapitre).

Dordevic *et al* [245, 246] étudient la résonance plasma en présence de vortex Josephson dans le composé  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  en fonction du dopage. Ces mesures sont obtenues par spectroscopie infrarouge car la résonance plasma dans ce composé est environ 4,8 THz (soit  $160 \text{ cm}^{-1}$ ) dans le cas sous-dopé et 10,8 THz (soit  $360 \text{ cm}^{-1}$ ) pour le composé optimalement dopé. Cette technique permet de résoudre la structure de la résonance plasma en fréquence. Les mesures sont donc effectuées en balayant la fréquence pour différents champs  $H_{\parallel}$  appliqués. Pour ces mesures, le champ maximum est de 17 T, alors que  $B_d = \Phi_0/\gamma s^2$  est 36,7 T pour le composé sous-dopé et 55 T pour le cas optimalement dopé. Dordevic *et al* observent que sous l'effet d'une composante de champ parallèle aux plans, la fréquence de la résonance plasma diminue et sa largeur en fréquence augmente. Contrairement aux mesures de Takeya, aucune nouvelle résonance n'est détectée. En dehors du cas particulier des échantillons dopés à  $1/8$ ,<sup>5</sup> les résultats sont bien expliqués par le modèle proposé par Bulaevskii *et al* [244] en 1995. La résonance plasma est donc bien proportionnelle à  $\langle \cos \phi \rangle$  et décroît comme

$$\omega_p(H_{\parallel}) = \omega_p(0) \left( 1 - \frac{\pi H_{\parallel}}{8 B_d} \ln \left( \frac{B_d}{H_{\parallel}} \right) \right), \quad (4.10)$$

lorsque  $H_{\parallel} \ll B_d$ . Kojima *et al* [247] réalisent des mesures similaires sur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ . Pour ce composé,  $\gamma \sim 50$  et la résonance plasma apparaît dans l'infrarouge lointain. Ces auteurs trouvent qu'en présence d'une composante parallèle, un nouveau pic dans la conductivité optique apparaît. Cet effet est discuté dans le cadre du "bilayer splitting" : la présence de deux couches  $\text{CuO}_2$  légèrement différentes par maille atomique impliquent deux couplages Josephson d'intensité différente selon ces deux couches. Il se peut alors que les vortex Josephson pénètrent préférentiellement dans les jonctions dont le courant critique est plus faible. Dans ce cas, il peut y avoir deux résonances plasma : l'une correspondant au couplage entre les jonctions ne comportant aucun vortex, l'autre, de fréquence plus faible, correspondant aux jonctions occupées par les

<sup>5</sup>Le cas de ce dopage semble être particulier en raison de la présence de stripes et d'inhomogénéités de charge

fluxons. Toutefois, une controverse subsiste quant à la présence réelle de VJ dans un composé aussi peu anisotrope.

### 4.1.7 Objectif des mesures

De nombreuses phases thermodynamiques des vortex sont postulées en présence d'une composante parallèle du champ magnétique. Tous ces états fondamentaux de l'énergie libre se distinguent par une part plus ou moins importante de l'énergie de couplage magnétique et Josephson. La résonance du plasmon Josephson est donc un outil de choix pour l'étude de ces phases puisqu'elle est directement sensible à l'énergie Josephson. Par ailleurs, contrairement aux méthodes magnéto-optiques ayant confirmé la présence de la phase des réseaux croisés, cette technique sonde tout le volume de l'échantillon, s'affranchissant ainsi des effets de surface complexes.

Toutes les études portant sur l'effet d'un champ oblique sur le couplage interplan des supraconducteurs lamellaires ont été réalisées en variant *simultanément* les deux composantes du champ magnétique au cours de la mesure. Ce protocole permet de vérifier directement la théorie anisotrope de Blatter *et al* [211]. Cependant, il présente l'inconvénient de superposer les effets des vortex Josephson avec ceux des empilements de pancakes.

Par ailleurs, les résultats existants de résonance plasma Josephson ont été obtenus pour une seule température et une seule fréquence d'excitation. Ils ne permettent donc pas de sonder le couplage Josephson en fonction du champ magnétique ( $H_{\perp}$ ,  $H_{\parallel}$ ) et de la température. La découverte des réseaux croisés et la compréhension de leur origine physique appelle à une réévaluation de l'effet des vortex Josephson sur le couplage interplan.

## 4.2 Résultats expérimentaux

### 4.2.1 Choix des échantillons

L'utilisation des cavités hyperfréquences disponibles au Laboratoire des Solides Irradiés ne permet la détection de la résonance plasma que pour des fréquences inférieures à 39 GHz. La figure 4.7 montre la dépendance de la fréquence de résonance plasma Josephson en fonction de la température dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  pour trois dopages différents. Dans le cas proche du dopage optimal ( $T_c = 82.5$  K), la fréquence plasma augmente très rapidement dans l'état supraconducteur et devient supérieure à 39 GHz 1 Kelvin en dessous de la transition supraconductrice. En revanche, la fréquence plasma dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  fortement sous-dopé ( $T_c = 69$  K) est très inférieure à celle du composé optimalement dopé. Le domaine (T,H) pour lequel la fréquence plasma peut être mesurée est satisfaisant pour l'étude de la matière de vortex. Nous sommes donc amenés à utiliser des échantillons fortement sous-dopés ( $T_c \sim 70$  K). Cependant, il est très difficile de faire croître de tels monocristaux avec un dopage en oxygène homogène. La présence de défauts mésoscopiques influence fortement la matière de vortex. Par ailleurs, les inhomogénéités de dopage en oxygène les plus fréquemment rencontrées dans les monocristaux proviennent du défaut du front de croissance et se manifestent par des défauts linéaires dans les plans supraconducteurs. Il a été montré que ces défauts sont de forts centres piègeurs pour les vortex Josephson [198]. Par conséquent, l'étude des vortex Josephson nécessite l'utilisation de cristaux de très bonne qualité.

La technique généralement utilisée consiste à faire croître les monocristaux sous pression atmosphérique. Dans ces conditions, le dopage obtenu après croissance ("as grown") est proche du dopage optimal ( $T_c \sim 90$  K). Pour obtenir des échantillons sous-dopés, l'étape de recuit est réalisée sous pression partielle d'oxygène afin de réduire la teneur en oxygène. Cependant, la réduction de la teneur en oxygène à partir du dopage optimal jusqu'à un dopage très faible est impossible. Nos monocristaux proviennent du groupe du professeur P. Kes où ils ont été obtenus par une méthode différente [198] : la croissance par la méthode de la zone fondue est effectuée sous pression partielle

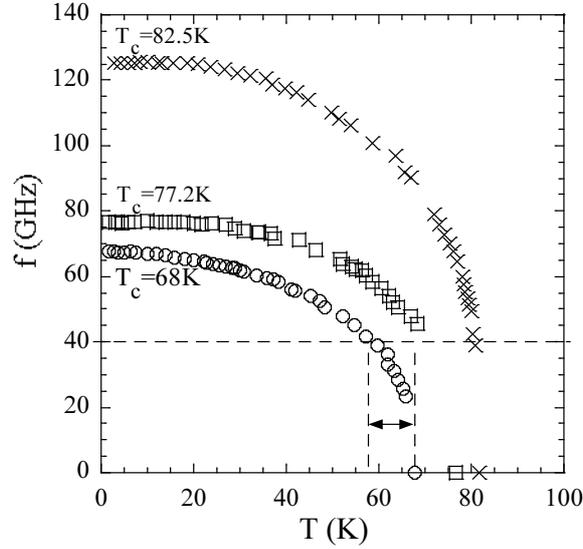


FIG. 4.7 – Evolution de la fréquence plasma en fonction de la température dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  pour différents dopages mesurée avec la technique bolométrique dans le groupe du professeur Matsuda (d'après [248]).

de 25 mBar d'oxygène. De cette façon, les cristaux synthétisés après l'étape de croissance sont déjà sous-dopés. L'étape de recuit permet alors d'atteindre de très faibles dopages tout en minimisant la présence de défauts.

Pour notre étude, nous avons choisi les deux monocristaux de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  fortement sous-dopés, MW101 et MW103 déjà utilisés par Colson *et al* pour l'étude de la transition de phase du premier ordre entre le solide et le liquide de vortex [126]. Ils avaient été prélevés par clivage à partir d'un même bâtonnet de croissance. Leur taille est de  $1,35 \times 1 \times 0,04 \text{ mm}^3$  pour MW101 et de  $0,7 \times 0,47 \times 0,02 \text{ mm}^3$  pour MW103. Par ailleurs, la dépendance complète de la fréquence plasma  $\omega_p(T)$  pour MW103 a été obtenue [117] à l'aide de la technique bolométrique dans le groupe du professeur Y. Matsuda à l'université de Tokyo en 2002. Un autre monocristal, UN25, provenant du même bâtonnet, a aussi été utilisé pour la détermination de la ligne de fusion par sondes à effet Hall (voir ci-après).

Nous avons mesuré la susceptibilité alternative pour l'échantillon MW101. La figure 4.8 montre la susceptibilité obtenue à 1575 Hz. L'amplitude du champ exciteur est de 4.2 mOe afin d'éviter la présence de vortex au sein de l'échantillon. L'échantillon est tout d'abord refroidi à 4.2 K sans champ magnétique ("Zero Field Cool"), puis le champ exciteur  $h_{ac}$  est appliqué pour effectuer la mesure en réchauffant.

Le signal diamagnétique apparaît à 79 K. L'écrantage augmente lentement lorsque la température diminue, puis une transition brusque apparaît à 70 K. Cette transition principale représente environ 75 % du signal d'écrantage total.

Nous considérerons par la suite que la température critique de cet échantillon est donnée par cette transition,  $T_c = 70 \pm 0.8 \text{ K}$ .

L'échantillon MW103 a été coupé en deux après les mesures de résonance plasma et de ca-

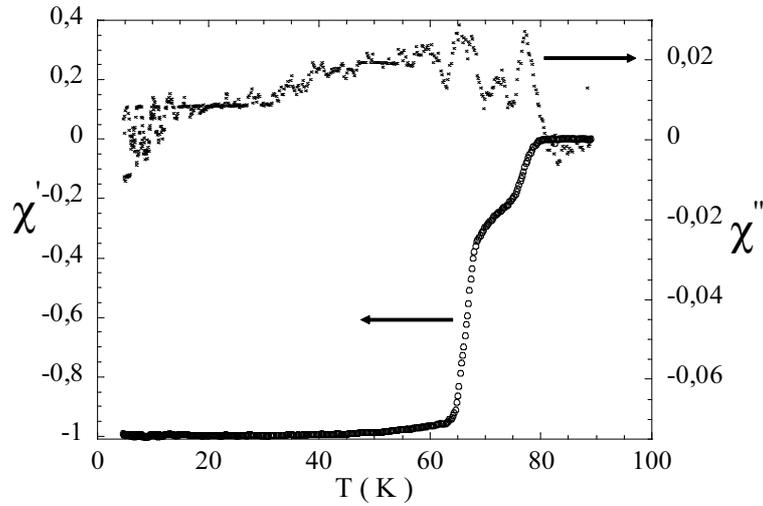


FIG. 4.8 – Partie réelle et imaginaire de la susceptibilité de MW101. Le champ d'excitation est  $h_{ac} = 4.2$  mOe et la fréquence  $f = 1575$  Hz.

ractérisation magnéto-optique afin de retirer les parties inhomogènes. Nous avons alors tenté de mesurer la susceptibilité des échantillons restants. Toutefois, la taille réduite des morceaux restants ne nous a pas permis d'obtenir des résultats précis.

## 4.2.2 Caractérisation par magnéto-métrie locale

### 4.2.2.1 Magnéto-optique

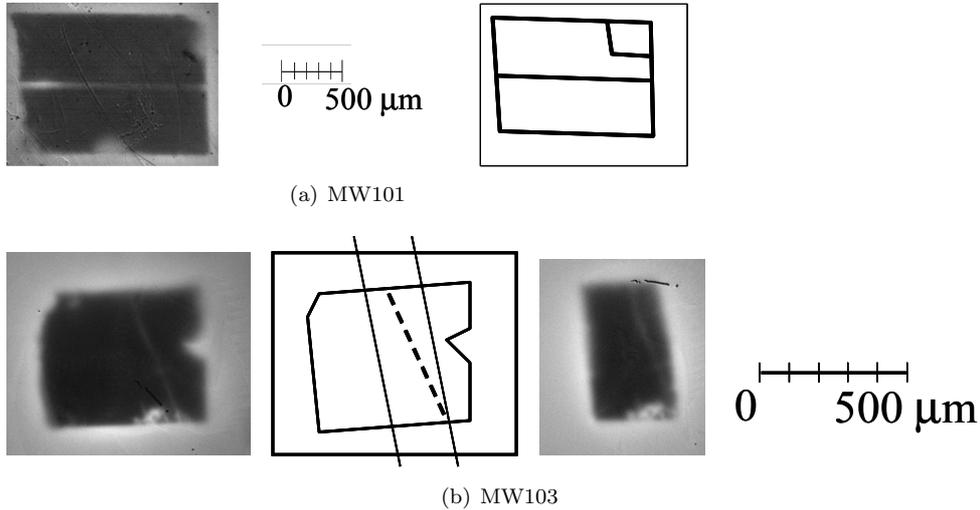


FIG. 4.9 – Imagerie magnéto-optique de la densité de flux magnétique sur la surface des échantillons MW101 (figure du haut) et MW103 (figure du bas) : les zones sombres correspondent aux zones où le champ magnétique ne pénètre pas. Figure 4.9(a), échantillon MW101 : écrantage d'un champ de  $H_{\perp} = 100$  G, 24 K (gauche), schéma du monocristal (droite). Figure 4.9(b), échantillon MW103 : 10 K,  $H_{\perp} = 350$  G (gauche), schéma avec lignes de découpe (centre), échantillon après découpe,  $H_{\perp} = 230$  G et 23 K (droite).

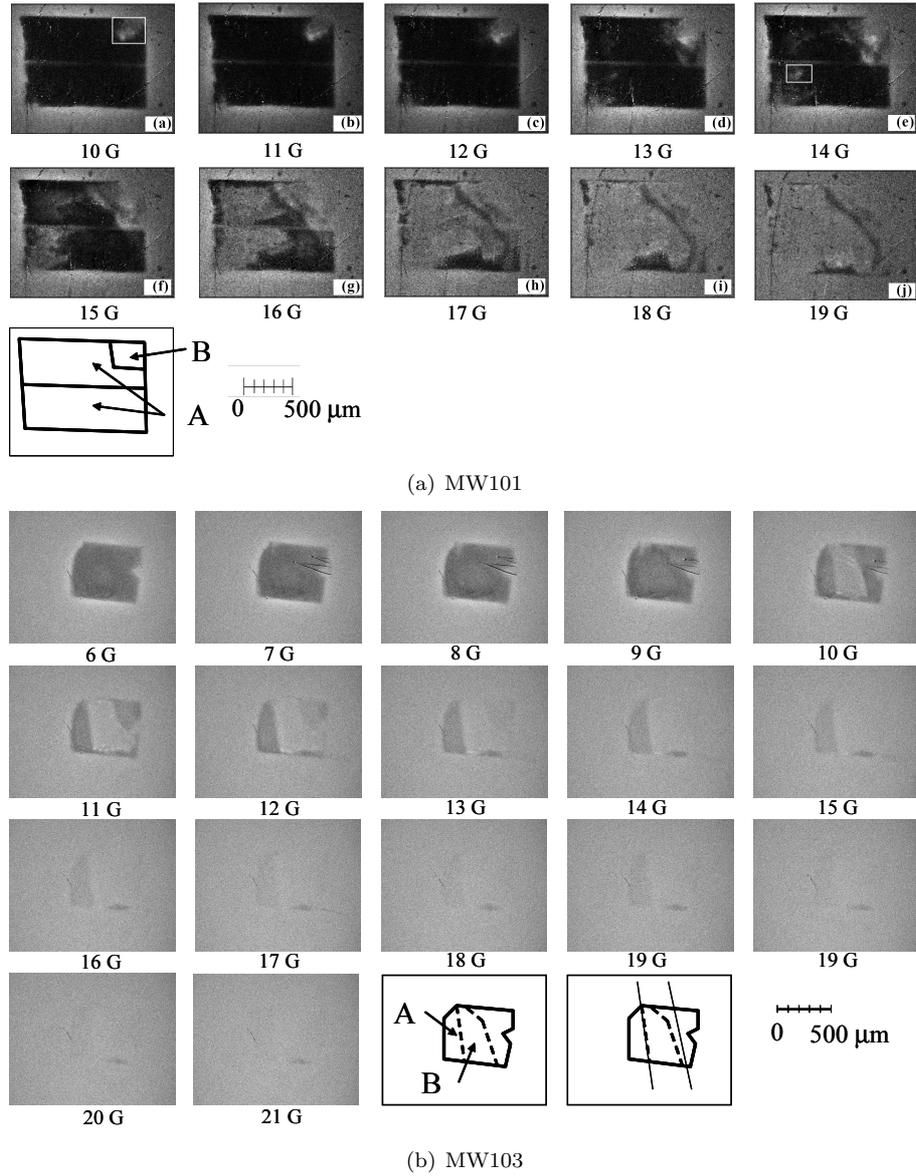


FIG. 4.10 – Succession d’images de magnéto-optique différentielle pris sur MW101 pour des valeurs croissantes de  $H_{\perp}$  à température constante. L’intensité est proportionnelle à la perméabilité magnétique locale. Les images sont obtenues avec une modulation du champ magnétique de 0.5 G. Les parties sombres de l’échantillon représentent les zones qui écrantent la modulation du champ magnétique imposée. Les zones claires sont les zones réversibles. Figure 4.10(a) : échantillon MW101 à 57 K. Sur le dernier cadre, schéma de l’échantillon avec les deux zones distinctes A et B. Figure 4.10(b) : échantillon MW103 à 60 K. Sur l’avant-dernier cadre, schéma avec les deux zones dont le dopage diffère sensiblement. Sur le dernier cadre, on a représenté les parties de l’échantillon qui ont été retirées par découpe.

La technique de magnéto-optique permet de mesurer la densité de flux magnétique à la surface d’un échantillon. Un grenat est posé sur la face  $ab$  du monocristal de telle sorte que son axe de facile aimantation soit parallèle aux plans  $\text{CuO}_2$  : nous mesurons donc la composante  $B_{s,\perp}$  du champ magnétique d’écrantage généré par le monocristal.

La figure 4.9 montre la répartition du flux magnétique à la surface des échantillons MW101 et

MW103 (avant et après découpe), après refroidissement et application d'un champ magnétique perpendiculairement aux plans  $\text{CuO}_2$  ("zero field cool"). L'intensité lumineuse est proportionnelle à  $B_{s,\perp}$ . Les régions claires de la figure correspondent donc à des régions de fort champ et les zones sombres à des régions de faible champ. En raison de l'effet démagnétisant, les zones où le champ magnétique est le plus intense, sont situées près des bords car les lignes de flux expulsées par l'échantillon y sont concentrées. En revanche, nous observons sur les bords de tous les monocristaux, des zones où le flux magnétique pénètre dans l'échantillon. Il s'agit de défauts où le courant critique est fortement diminué : l'écrantage du champ magnétique appliqué n'y est pas possible.

Pour chaque monocristal, une ligne claire traverse l'échantillon le long de laquelle le flux magnétique pénètre. Pour l'échantillon MW101 (ligne horizontale), cette ligne correspond à un début de découpe avec une scie à fil. Pour l'échantillon MW103 (ligne en pointillés sur le schéma de la figure 4.9(b)), il s'agit vraisemblablement d'une marche dans l'empilement des plans  $\text{CuO}_2$ . La figure 4.10 montre l'évolution de la perméabilité magnétique locale à la surface des deux monocristaux pour des valeurs croissantes de  $H_\perp$ . Ces images sont obtenues par la technique de magnéto-optique différentielle : en soustrayant les intensités obtenues pour deux valeurs proches du champ magnétique appliqué, c'est-à-dire  $H_\perp$  et  $H_\perp + \Delta H_\perp$ , l'intensité résultante est proportionnelle à la variation associée de l'induction locale  $\Delta B_{s,\perp}$  dans l'échantillon. Les zones sombres représentent les zones où la modulation  $\Delta H_\perp$  du champ appliqué est écartée et les zones claires, celles où la modulation pénètre librement. En augmentant le champ appliqué  $H_\perp$ , le courant critique de l'échantillon diminue jusqu'au point où il est possible de déterminer le passage à l'état réversible de l'échantillon.

Pour l'échantillon MW101 (Figure 4.10(a)), nous pouvons voir que le coin supérieur droit (région B sur le schéma associé) du monocristal devient réversible pour un champ appliqué de 10 Oe : il correspond à l'un des deux défauts de surface observés sur la figure 4.9(a). Le reste de l'échantillon commence à devenir réversible à  $14 \pm 1$  Oe et ce pour les deux parties séparées par la découpe. A 19 Oe, pratiquement tout l'échantillon est réversible.

Pour l'échantillon MW103 (Figure 4.10(b)), nous distinguons deux zones spatiales différentes, notées A et B (voir schéma associé). La limite entre ces deux zones est linéaire (ligne en pointillés de gauche) et n'est pas observée sur la figure directe 4.9(b), laissant présager qu'il s'agit d'un défaut du front de croissance. Cependant, contrairement à MW101, chacune de ces deux zones passe entièrement à l'état réversible sur une plage de 1 Oe, montrant la bonne homogénéité des deux parties et la faiblesse des barrières de surface. La ligne d'irréversibilité pour chacune des deux zones est tracée sur la figure 4.11. Celle correspondant à la partie A est située à des champs supérieurs à celle de la partie B. Nous en déduisons que la teneur en oxygène de la partie A est supérieure à celle de la partie B. Nous avons reporté la ligne d'irréversibilité obtenue pour MW101. Cette ligne est proche de celle de la partie B. Après les mesures de résonances plasma, nous avons coupé l'échantillon MW103 afin de retirer les petites parties inhomogènes comme la partie A. Nous avons remesuré la partie centrale de l'échantillon pour nous assurer que la pénétration du champ magnétique en cet endroit n'était pas affectée par la présence de ces zones. Les nouvelles mesures montrent que la ligne d'irréversibilité de l'échantillon restant est bien identique à celle de la partie B de MW103 avant la découpe.

#### 4.2.2.2 Susceptibilité à l'aide de sondes à effet Hall

Comme la technique magnéto-optique, les micro-sondes à effet Hall permettent de mesurer la composante de l'induction  $B_\perp$  perpendiculaire aux plans  $\text{CuO}_2$  et à la surface active de la sonde. Connaissant la composante perpendiculaire du champ appliqué,  $H_\perp$ , nous remontons ainsi à l'aimantation locale de l'échantillon par  $B_{s,\perp} = B_\perp - H_\perp$ . Puisque la transition de phase du premier ordre (TPO) se manifeste par un saut d'aimantation, cette technique permet de mesurer la ligne de fusion en fonction de la température et du champ appliqué.

La mesure peut aussi être faite de manière alternative en mesurant la réponse de l'échantillon

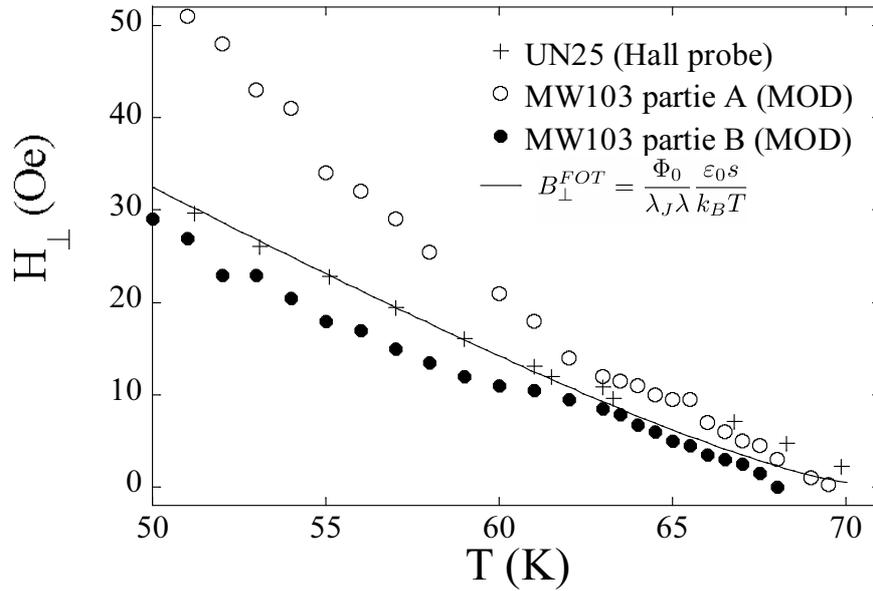


FIG. 4.11 – Ligne d'irréversibilité en fonction de la température mesurée dans les monocristaux sous-dopés MW103 et UD25. Pour ce dernier échantillon, la ligne d'irréversibilité coïncide avec la transition du premier ordre entre le liquide et le solide de vortex.

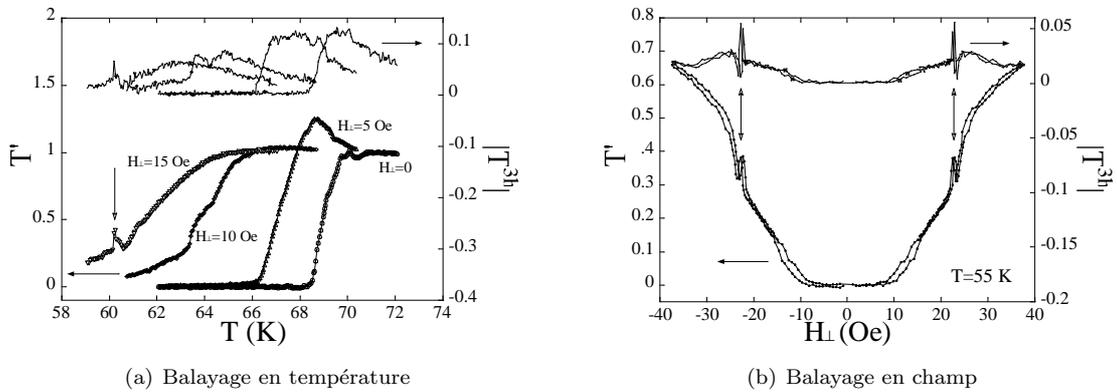


FIG. 4.12 – Transmittivité de UN25 obtenue lors d'un balayage en température pour différents champs  $H_{\perp}$  appliqués (à gauche) et d'un balayage en champ magnétique à 55 K (à droite). La troisième harmonique a aussi été reportée. La fréquence du champ excitateur est de 27 Hz et son amplitude 0.5 Oe. Les flèches représentent le pic paramagnétique dans la transmittivité, signature de la transition du premier ordre.

à une excitation du champ magnétique extérieur sinusoïdale  $H_{\perp}^{ac} = h_{\perp} \sin(2\pi f_{ac} t)$  colinéaire à  $H_{\perp}$ . Nous utilisons alors une détection synchrone pour la mesure de la tension de Hall et ainsi en déduisons plus précisément la composante de Fourier de la partie périodique de l'induction,

$B_{s,\perp}(f_{ac})$ . La réponse en phase de l'écrantage à l'excitation  $ac$  est exprimée par

$$T' \equiv \frac{B_{s,\perp}(f_{ac}, T) - B_{s,\perp}(f_{ac}, T \ll T_c)}{B_{s,\perp}(f_{ac}, T > T_c) - B_{s,\perp}(f_{ac}, T \ll T_c)}. \quad (4.11)$$

$T'$ , qualifié de transmittivité, représente le pouvoir d'écrantage du monocristal. Lorsque  $T' = 0$ , l'échantillon écran parfaitement le champ  $h_{ac}$  et lorsque  $T' = 1$ , l'échantillon est parfaitement transparent. Le cas  $T'(f, T) = 1$  correspond aux zones claires de la figure 4.10 avec  $f = f_{MOD} \sim 10$  mHz, fréquence de la modulation du champ appliqué et de l'enregistrement des images en magnéto-optique différentielle.

Dans ce type de mesure, la TPO se manifeste par un pic paramagnétique  $\Delta B/\Delta H > 0$  correspondant au saut d'aimantation. Il est généralement admis que la position et l'amplitude de ce pic ne dépendent pas de la fréquence ou de l'amplitude du champ alternatif exciteur [249]. La possibilité de mesurer les harmoniques supérieures de la réponse magnétique de l'échantillon permet de déterminer l'apparition d'une réponse non linéaire, c'est-à-dire l'apparition de non linéarité dans la caractéristique courant-tension. Pour cela, nous définissons la transmittivité de la troisième harmonique

$$T^{3h} \equiv \frac{B_{s,\perp}(3f_{ac}, T)}{B_{s,\perp}(f_{ac}, T > T_c) - B_{s,\perp}(f_{ac}, T \ll T_c)}. \quad (4.12)$$

L'apparition de l'irréversibilité ainsi mesurée dépend de l'amplitude et de la fréquence du champ exciteur, car changer ces grandeurs correspond à déplacer le point de travail sur la courbe  $I(V)$ . Sur les deux monocristaux MW101 et MW103, aucun pic paramagnétique n'a pu être détecté dans la réponse d'écrantage  $T'$ . Nous avons utilisé un troisième échantillon, UD25 ( $T_c = 72$  K), prélevé à partir du même lot et qui présente le pic paramagnétique.

La figure 4.12 montre la transmittivité en phase et la mesure de la troisième harmonique en fonction de la température pour différents champs magnétiques appliqués (4.12(a)) et pour un balayage du champ magnétique à température constante (4.12(b)). Nous remarquons sur la figure 4.12(a) qu'en l'absence de champ  $H_{\perp}^{DC}$  appliqué, la troisième harmonique  $T^{3h}$  apparaît à une température plus élevée que la transition d'écrantage 72 K. Ceci montre que la température critique de cet échantillon est supérieure à 72 K en raison d'inclusions de zones dont le dopage est plus important. Ces zones sont aussi responsables de l'apparition de l'écrantage à ces températures par la mesure de la susceptibilité alternative observée sur MW101 (Fig. 4.8). Nous voyons aussi que le pic paramagnétique, dû à la fusion du réseau de vortex, n'est visible qu'à basse température pour un champ appliqué de 15 Oe. Dans ce cas, le pic apparaît au milieu de la transition d'écrantage.

Pour un balayage du champ magnétique à 55 K (4.12(b)), le pic paramagnétique du cristal UD25 est dissimulé par la transition d'écrantage. Même dans cet échantillon, le pic paramagnétique n'a pas pu être mesuré pour toutes les températures. Nous repérons alors la ligne d'irréversibilité en relevant la température pour laquelle la troisième harmonique  $T^{3h}$  montre une anomalie pour différents champs appliqués (voir fig 4.12(a)). La figure 4.11 montre la ligne ainsi obtenue : la partie B de l'échantillon MW103 observée en magnéto-optique différentielle coïncide avec cette ligne mesurée dans UD25.

Nous considérerons par la suite que cette ligne correspond bien à la ligne de fusion du réseau de vortex de l'échantillon MW103. Cette ligne expérimentale est bien ajustée par l'expression dérivée par Blatter *et al* [250]

$$B_{FOT} = \frac{\Phi_0}{\lambda_J \lambda_{ab}} \frac{\varepsilon_0 s}{k_B T}, \quad (4.13)$$

avec  $\varepsilon_0 = \Phi_0^2/4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2$ . En utilisant,  $\lambda_{ab}(T) = \lambda_{ab}(0)/\sqrt{1-t^4}$ , et  $t = T/T_c$  avec  $T_c = 70.6$  K et  $\lambda_{ab} = 300$  nm, l'ajustement ne requiert aucun paramètre libre

$$B_{FOT} = \frac{2.50338 \times 10^3}{T} (1-t^4)^{3/2}, \quad (4.14)$$

où  $B_{FOT}$  est ici donné en Gauss.

Nous avons aussi mesuré l'effet d'une composante du champ parallèle sur la fusion du réseau de pancakes pour la température de 55 K. Sur la figure 4.13, nous observons le même comportement que dans les monocristaux optimalement dopés, à savoir une décroissance rapide, presque linéaire, suivie d'une dépendance plus faible avec  $H_{\parallel}$ . Cette dernière dépendance suit la prédiction de la loi d'échelle anisotrope. A partir de la relation 4.2, nous en déduisons une valeur pour l'anisotropie effective  $\gamma \sim 574$ . Cette valeur est très proche de celle qui a été déduite sur l'échantillon MW103 en déterminant séparément,  $\lambda_c$  à partir des mesures de RPJ, et  $\lambda_{ab}$  par magnétométrie SQUID ( $\gamma \sim 600$  [117, 126]).

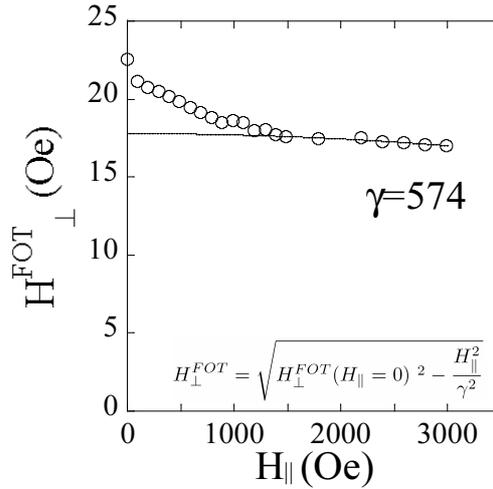


FIG. 4.13 – Evolution du champ de fusion du réseau de pancakes en fonction d'une composante parallèle à 55 K.

### 4.2.3 Résonance de plasma Josephson en champ magnétique nul

La figure 4.14 montre la résonance plasma à 19.2 GHz mesurée en fonction de la température pour les trois échantillons MW101, MW103 et UD25. Nous avons reporté l'évolution du facteur de qualité  $Q_0$  du mode  $TM_{010}$  en fonction de la température qui est la grandeur physique enregistrée lors des mesures.

La résonance plasma Josephson est une excitation collective de l'état supraconducteur qui a lieu dans tout le volume de l'échantillon. Si le courant critique est identique pour chaque jonction Josephson intrinsèque formant le monocristal, alors la largeur du pic d'absorption ne dépend que de l'amortissement du plasmon par l'excitation des quasiparticules et de la largeur en fréquence du mode de résonance de la cavité hyperfréquence (équivalent à une fonction d'appareil). Cependant, les largeurs mesurées sont de l'ordre de plusieurs Kelvin ; elles sont dues aux inhomogénéités locales de couplage Josephson entre les plans  $CuO_2$  du cristal qui impliquent la présence de plusieurs modes de résonances plasma. Ces inhomogénéités de couplage proviennent en partie des inhomogénéités de dopage en oxygène au sein des plans  $CuO_2$ .

Nous définissons expérimentalement la résonance plasma de l'échantillon par la température pour laquelle le maximum d'absorption est observé. Cette approche est justifiée car ainsi, nous décrivons toujours la résonance plasma dans la même zone de l'échantillon, qui se trouve être aussi la plus grande partie homogène de l'échantillon.

La résonance plasma à 19.2 GHz apparaît à  $T^{JPR} = 67.2 \pm 0.1$  K pour MW101 et  $T^{JPR} = 70.0 \pm 0.1$

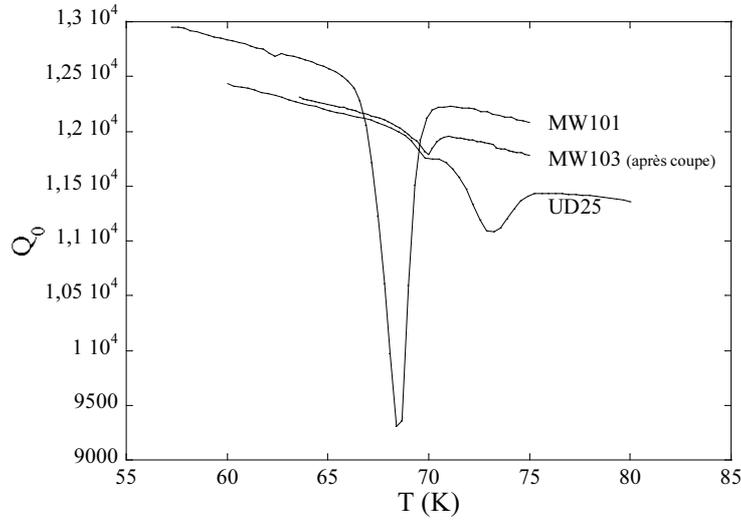


FIG. 4.14 – Evolution du facteur de qualité  $Q_0$  correspondant au mode  $TM_{010}$  ( $f_{res} = 19.2$  GHz) obtenue lors d'un balayage en température à champ nul. La mesure pour tous les échantillons sous-dopés est reportée.

K pour MW103. Pour l'échantillon UD25, il y a deux pics d'absorption distincts. Le pic apparaissant à basse température coïncide avec celui de MW103. Ceci prouve qu'une partie de l'échantillon UD25 présente le même dopage en oxygène que l'échantillon MW103, mais qu'une autre partie de UD25 possède un dopage plus important, résultant d'un recuit non homogène.<sup>6</sup> D'autre part, l'intensité de la résonance plasma due à l'échantillon MW103 est beaucoup plus faible que celle due aux deux autres échantillons, son volume étant inférieur d'un facteur 8 au volume des autres<sup>7</sup>.

La figure 4.16 montre l'absorption hyperfréquence normalisée de MW101 pour les différents modes résonants  $TM_{01i}$  de la cavité 19 GHz. Nous avons aussi reporté l'absorption obtenue à l'aide de la cavité diélectrique pour la fréquence 4.3 GHz. Pour les fréquences supérieures à 19.2 GHz, la ligne d'absorption hyperfréquence de l'échantillon MW101 s'étend sur une plage de température d'environ 2 K. Cette largeur provient en partie de l'hétérogénéité de la fréquence plasma dans différentes zones de l'échantillon : l'absorption à 31.6 GHz montre ainsi deux pics distincts. Le pic de faible intensité apparaît à basse température, et peut donc correspondre aux zones de faible courant critique dans lesquelles le champ magnétique pénètre en premier sur les images de magnéto-optique.

Nous remarquons aussi que l'absorption plasma à 4.3 GHz apparaît dès 82 K, température légèrement supérieure à celle qui caractérise l'apparition d'un signal diamagnétique mesuré par susceptibilité alternative. Ceci confirme les mesures de susceptibilité alternative en indiquant que les régions pour lesquelles le dopage est supérieur peuvent aussi donner lieu à une résonance plasma. Cependant, une telle observation n'est pas faite aux fréquences plus élevées. Une possible

<sup>6</sup>L'ajustement (4.14) utilisant  $T_c = 70.6$  K, en dessous de la valeur effective mesurée, décrit vraisemblablement la partie sous-dopée de UD25. La figure 4.11 montre que cet ajustement ne décrit bien que les points de la ligne de fusion à basse température.

<sup>7</sup>Le changement d'échantillon dans la cavité hyperfréquence impose l'ouverture et la fermeture du couvercle : le serrage des vis n'est donc jamais tout-à-fait le même et les facteurs de qualité de la cavité varient entre chaque mesure. Cependant, cette variation est très faible et n'induit qu'un décalage constant sur les valeurs des facteurs de qualité. La plus grande cause de variation est le changement du dispositif de couplage à la cavité et le changement de calibration sur l'analyseur de réseaux vectoriel.

explication est que la longueur de pénétration effective du champ micro-onde à 4.3 GHz est plus grande et permet ainsi de sonder une plus grande zone de l'échantillon.

La résonance du plasmon Josephson  $\omega_p(T)$  en fonction de la température, a été mesurée pour les deux monocristaux MW101 et MW103 à l'aide de la méthode bolométrique et à l'aide de la technique de perturbation de cavité résonante. Cependant, MW101 n'a pas pu être mesuré à basse température car ses dimensions sont trop grandes pour le guide d'onde qui permet d'atteindre des fréquences supérieures à 40 GHz.

La figure 4.15 montre la dépendance en température du plasmon Josephson obtenue à l'aide des deux techniques pour les deux échantillons MW101 et MW103. Pour  $T > 60$  K, la fréquence plasma de MW103 est supérieure à celle de MW101. Cette différence est due au fait que la température critique de MW103 est supérieure de 2.9 K à celle de MW101. La variation de la fréquence plasma

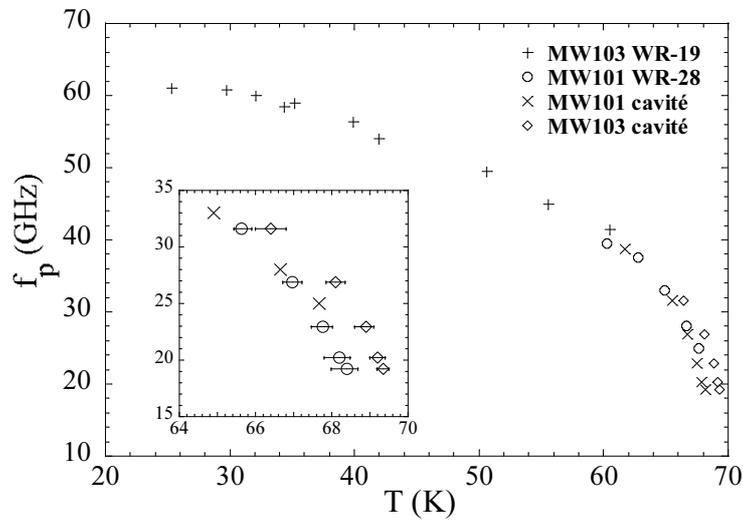


FIG. 4.15 – Dépendance de la fréquence plasma en fonction de la température pour les échantillons MW101 et MW103, mesurée à l'aide de la technique bolométrique et de la technique de perturbation de cavité résonante. L'encadré représente un agrandissement de la partie haute température.

en fonction de la température est ajustée à l'aide de la relation phénoménologique [126]

$$f_p(T) = \sqrt{a_1(a_3 - t - t^2)^{a_2}}, \quad (4.15)$$

avec  $t = T/T_c$ , et  $T_c = 70.65$  K,  $a_1 = 2985.1$ ,  $a_2 = 0.59794$ , et  $a_3 = 1.9772$ .

#### 4.2.4 Conclusion de la caractérisation

Les observations effectuées indiquent que les deux échantillons sous-dopés MW101 et MW103 présentent des inhomogénéités de dopage. L'allure de la résonance plasma ainsi que l'allure de transition supraconductrice montrent que la distribution de dopage au sein des échantillons est asymétrique. Les échantillons présentent en effet une lente décroissance du côté du dopage optimal. Il est possible de relier la largeur de la transition critique à l'inhomogénéité de dopage à partir de la relation empirique (1.22) (voir chapitre 1). Pour les monocristaux optimalement dopés synthétisés par Ming Li ("as grown"), la température maximale est  $T_c^{opt} = 87.3$  K. Pour l'échantillon MW101, à partir de la largeur de la transition d'écrantage, on extrait  $T_c^{min} = 69$  K et  $T_c^{min} = 82$  K. La densité correspondante de trous varie alors entre  $x = 0.11$  et  $0.13$ .

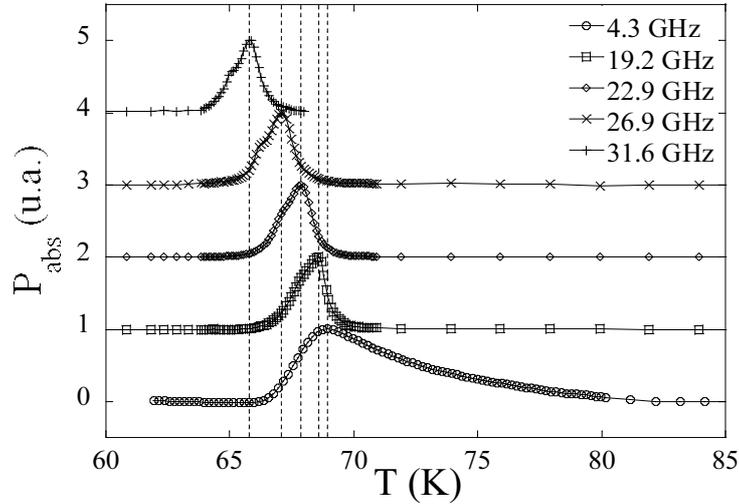


FIG. 4.16 – Puissance micro-onde absorbée par MW101 à différentes fréquences lors d'un balayage en température. Les courbes sont normalisées entre 0 et 1 pour comparaison et sont décalées pour la clarté. Les lignes en pointillés représentent les maxima d'absorption, servant de critère pour la localisation de la résonance plasma. Nous pouvons remarquer la forte largeur de l'absorption pour 4.307 GHz.

Par ailleurs, pour l'échantillon MW101, l'inhomogénéité observée dans la partie supérieure droite en magnéto-optique (voir figure 4.10(a)) doit donc être légèrement sous-dopée par rapport au reste de l'échantillon. Elle peut donc correspondre au côté basse température de l'absorption plasma (tout particulièrement visible à 31.6 GHz). Toutefois, elle ne peut pas expliquer le signal diamagnétique observé en susceptibilité alternative et la résonance plasma mesurée à 4.3 GHz (à des températures entre 70 et 80 K). Ce signal semble provenir de régions proches du dopage optimal qui peuvent se trouver réparties dans tout l'échantillon sous forme de petits agrégats. Par ailleurs, puisque la résonance plasma sonde l'échantillon dans *tout le volume*, ces inhomogénéités ne sont pas nécessairement localisées en surface, par un processus de dopage postérieur au clivage des échantillons. En revanche, l'échantillon MW103 après découpe est l'échantillon le plus homogène.

#### 4.2.5 Résonance plasma en présence de champ magnétique perpendiculaire aux couches supraconductrices

La résonance plasma avait été mesurée pour de faibles valeurs du champ magnétique par Colson [126], principalement dans le solide de vortex. Nous avons donc complété ces mesures pour des champs magnétiques plus importants. La figure 4.17 montre l'allure typique de l'absorption micro-onde de la cavité résonante contenant l'échantillon MW103 lors d'un balayage du champ magnétique  $H_{\perp}$  orienté perpendiculairement aux plans  $\text{CuO}_2$  en gardant la température constante. Cette méthode est plus rapide qu'un balayage en température en gardant le champ magnétique constant.

Un maximum de la dissipation hyperfréquence se distingue pour deux valeurs symétriques du champ appliqué. Puisque les pertes de la cavité ne dépendent pas du champ magnétique et sont constantes à température constante, cette dissipation est due à l'échantillon. Il s'agit de la résonance du plasmon Josephson en présence de champ magnétique. Par la suite, nous définissons le champ résonant  $H_{\perp}^{JPR}$ , qui est la valeur de la composante perpendiculaire du champ magnétique appliqué perpendiculairement aux couches  $\text{CuO}_2$  pour laquelle on observe un maximum de la

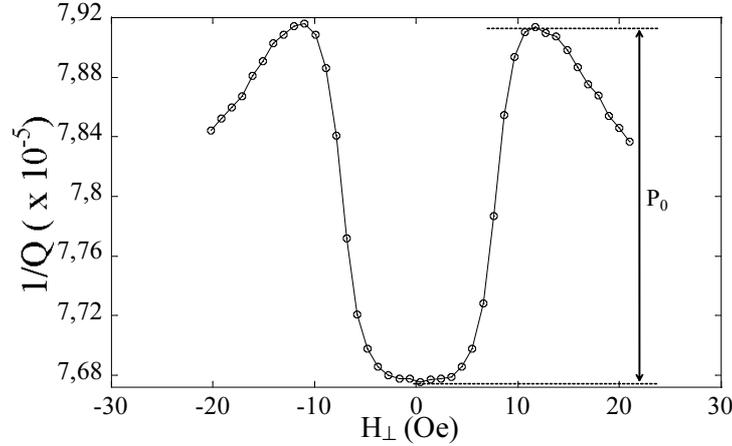


FIG. 4.17 – Absorption micro-onde de MW103 obtenue lors d'un balayage du champ  $H_{\perp}$  orienté perpendiculairement aux plans  $\text{CuO}_2$  à 66 K et 19.2 GHz.

dissipation lié à la résonance plasma Josephson à la pulsation  $\omega$

$$\omega = \omega_p(H_{\perp}^{jpr}, T^{jpr}) \implies H_{\perp} = H_{\perp}^{jpr}(T^{jpr}, \omega).$$

Par conséquent, le champ résonant est toujours associé à une valeur  $\omega$  correspondant à la fréquence du mode résonant de la cavité qui est utilisé.

La figure 4.18(a) montre la superposition des lignes d'absorption hyperfréquences obtenues à 19.2 GHz pour l'échantillon MW101 à différentes températures. A partir de 40 K, un petit pic supplémentaire se distingue sur le pied de la résonance principale. Ce pic pourrait provenir de la partie légèrement sous-dopée de l'échantillon observée en magnéto-optique. En outre, les pics augmentent d'intensité car en diminuant la température, les pertes propres de la cavité diminuent, augmentant ainsi l'amplitude du champ électrique micro-onde.

La figure 4.18(b) représente l'absorption micro-onde à 19.2 GHz pour l'échantillon MW103. Ici, nous avons utilisé les bobines auxiliaires pour balayer le champ magnétique à la fois pour des valeurs positives et négatives. Là encore, l'absorption due à l'échantillon est beaucoup plus faible que pour MW101. Pour cela, nous comparons la hauteur des pics de la résonance plasma avec le décalage de puissance observé pour  $H_{\perp} \sim 0$ . Ce décalage de puissance est dû aux variations des pertes de la cavité seule. La comparaison entre les deux échantillons montre que l'absorption de l'échantillon MW103 est beaucoup plus faible.

Sur les figures 4.19(a) (échantillon MW101) et 4.19(b) (échantillon MW103), nous reportons l'évolution du champ résonant  $H_{\perp}^{jpr}(T^{jpr}, \omega)$  en fonction de la température, et ceci pour plusieurs fréquences  $\omega$ . Pour les champs résonants obtenus à des fréquences supérieures à 26 GHz, les vortex sont à l'état solide. Par conséquent, avec la première cavité résonante, il est possible de sonder la matière de vortex à la fois dans l'état liquide et l'état solide. La seconde cavité dont le mode principal  $\text{TM}_{010}$  se trouve à 39.4 GHz permet de sonder seulement le solide de vortex.

A partir de ces données expérimentales, nous évaluons la cohérence de phase  $\mathcal{C} = \langle \cos \phi \rangle$  en fonction du champ appliqué  $H_{\perp}$  et de la température.

Chacune des séries mesurées,  $H_{\perp}^{jpr}(T^{jpr}, \omega)$ , correspond aux points pour lesquels la cohérence de phase vaut  $\mathcal{C} = \left( \frac{\omega_p(H_{\perp}, T)}{\omega_p(T^{jpr})} \right)^2$ , où  $\omega_p(T^{jpr})$  est donné par l'ajustement (4.15).

Sur la figure 4.20, nous avons tracé  $\mathcal{C}$  pour des températures constantes en fonction du champ réduit  $H_{\perp}/H_{FOT}$ , où  $H_{FOT}$  est le champ de fusion correspondant à la température de la série.

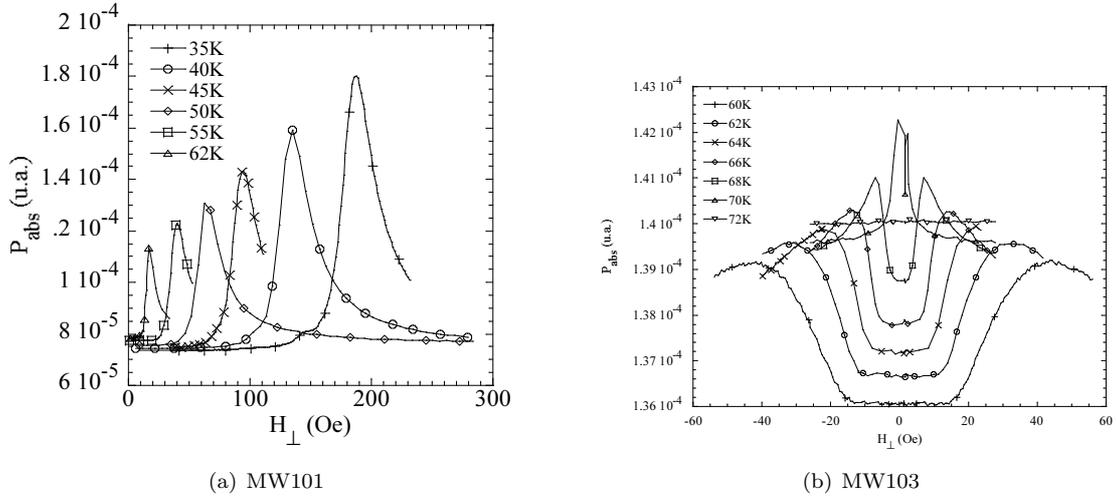


FIG. 4.18 – Absorption micro-onde lors d'un balayage du champ  $H_{\perp}$  pour différentes températures. Pour 72 K (à droite), température au-delà de la température critique, l'absorption hyperfréquence est constante et correspond aux pertes de la cavité.

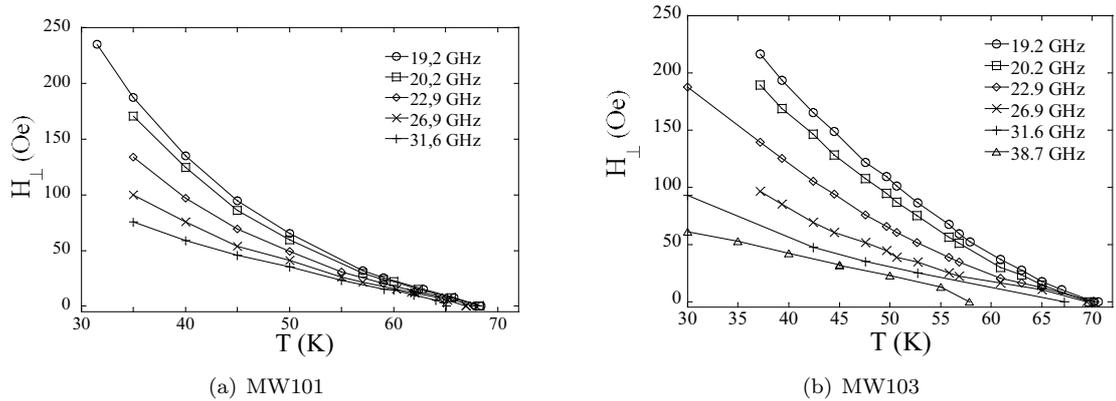


FIG. 4.19 – Champs résonants en fonction de la température. Entre chaque série, seule  $H_{\parallel}$  varie.

Pour évaluer  $H_{FOT}$ , nous utilisons l'expression (4.14). Nous avons aussi tracé sur cette figure les résultats obtenus par Shibauchi *et al* [120] dans des monocristaux de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  optimalement dopés. Ces auteurs, ainsi que Gaifullin *et al* [251], ont observé, d'une part, que  $C$  chute de 0.7-0.6 à 0.2 lors de la fusion du réseau de vortex et, d'autre part, que  $C$  en fonction de  $H_{\perp}/H_{FOT}$  ne dépend pas de la température.

Nos résultats ont été obtenus à l'aide des deux cavités résonantes. Une seule fréquence est disponible dans le solide de vortex (39.2 GHz) expliquant le peu de résultats dans le solide. Pour les températures inférieures à 60 K, nous vérifions bien que la dépendance de  $C$  en fonction de  $H_{\perp}/H_{FOT}$  est identique. Toutefois, pour les températures proches de  $T_c$ , ceci n'est plus le cas, et  $C$  dans le liquide de vortex ne diminue pas aussi vite. Cette gamme de température,  $t = T/T_c > 0.85$ , n'a pas été étudiée dans les références [251, 120]. Ces résultats prouvent que suffisamment près de  $T_c$ , pour de faibles valeurs du champ  $H_{\perp}$  appliqué, les pancakes dans la phase liquide de vortex

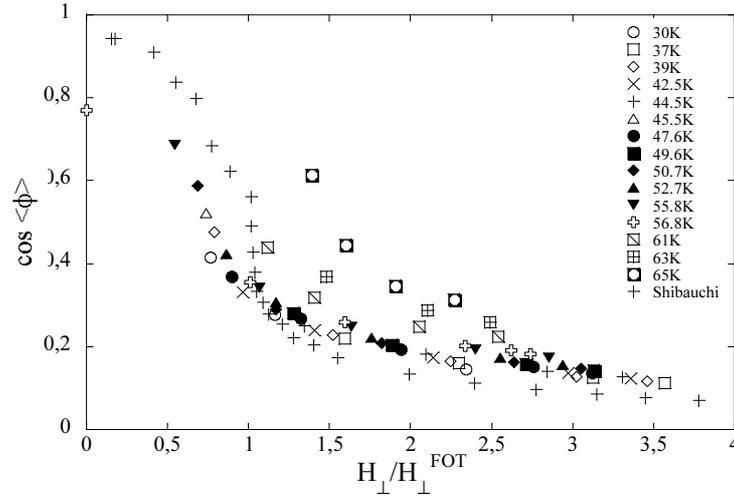


FIG. 4.20 – Evolution de  $\cos \phi$  en fonction du champ réduit  $H_{\perp}/H_{\perp}^{FOT}$  mesuré pour différentes températures dans l'échantillon MW103. Les points de la série 'Shibauchi' sont extraits de la référence [120] et correspondent à des températures entre  $t = 0.38$  et  $t = 0.83$ .

sont toujours couplés le long de l'axe  $c$ . Cette hypothèse a déjà été évoquée par de nombreux auteurs, à la fois pour des composés faiblement [252, 253, 254] et fortement anisotropes [117, 255].

## 4.3 Résonance Plasma Josephson en champ oblique

### 4.3.1 Principe des mesures

Afin d'appliquer les deux composantes du champ magnétique  $H_{\perp}$  et  $H_{\parallel}$  de manière indépendante, nous utilisons les deux bobines, principale et auxiliaires. Il est à noter qu'une erreur de  $1^{\circ}$  sur l'alignement d'un champ magnétique de 500 Oe parallèle aux plans supraconducteurs  $\text{CuO}_2$  conduit à une composante perpendiculaire parasite d'environ 8 Oe. Si cette composante n'est pas correctement détectée et prise en compte, conduit inévitablement à des résultats erronés.

La solution retenue afin d'éviter ces difficultés expérimentales a été d'utiliser un protocole simplifié : la composante du champ parallèle  $H_{\parallel}$  est toujours appliquée lorsque l'échantillon se trouve dans l'état normal à l'aide de la bobine principale (voir figure 2.4). Lors des mesures, seules les bobines auxiliaires sont utilisées pour varier le champ perpendiculaire  $H_{\perp}$ . En estimant que la composante ainsi créée souffre au maximum d'une déviation de  $5^{\circ}$  par rapport à l'axe  $c$ , la composante parasite suivant les plans est inférieure à 8 Oe. Cette composante est très faible devant  $B_d$  et n'aura pas d'effet important sur la mesure. Par ailleurs, la bobine principale ajoute toujours une composante parasite suivant l'axe  $c$ . Le fait d'utiliser les bobines auxiliaires pour balayer le champ magnétique à la fois dans les valeurs positives et négatives permet alors de vérifier que les valeurs d'absorption micro-onde ainsi obtenues sont bien symétriques avec le champ perpendiculaire appliqué et d'exclure ainsi toute composante parasite.

La température de l'échantillon est portée au dessus de  $T_c$  avant d'appliquer une nouvelle valeur de  $H_{\parallel}$ . Une fois la valeur de  $H_{\parallel}$  appliquée, la température est alors ramenée à la température de mesure voulue. Tous les points d'une même série étant obtenus à la même température, les pertes ohmiques et radiatives peuvent être considérées comme constantes (à la précision de la régulation de température près). Les variations observées ne sont donc dues qu'à l'échantillon. Ce protocole permet de voir précisément l'effet d'une composante parallèle sur la résonance du

plasmon Josephson : le balayage en champ parallèle nul permet de déterminer le champ résonant  $H_{\perp} = H_{\perp}^{JPR}(T^{JPR}, \omega)$ , puis le rajout de  $H_{\parallel}$  permet de déterminer la nouvelle valeur de  $H_{\perp}$  telle que  $H_{\perp} = H_{\perp}^{JPR}(T^{JPR}, H_{\parallel}, \omega)$ .

Afin de pouvoir quantifier les variations de l'absorption hyperfréquence entre différentes séries de mesures, la cavité hyperfréquence n'a pas été ouverte durant toute la période de mesure et n'a pas été détachée du dispositif hyperfréquence. Ainsi, les paramètres de couplage n'ont pas varié. Même s'il s'avère délicat de quantifier la puissance absolue dissipée dans l'échantillon, il est possible de comparer directement les puissances entre les différentes séries.

### 4.3.2 Résultats

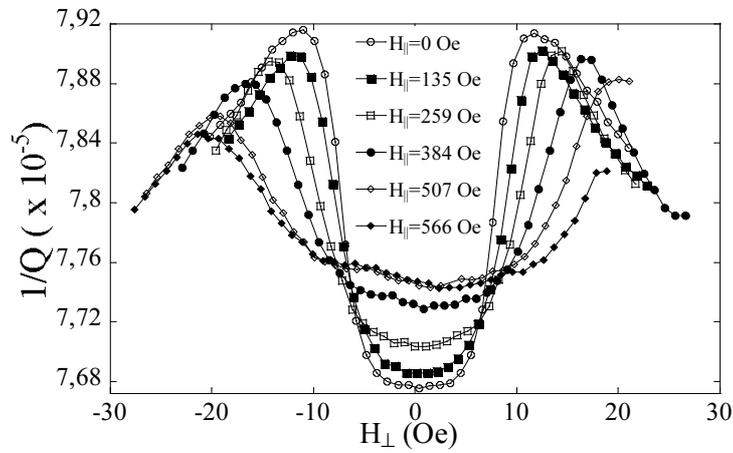


FIG. 4.21 – Absorption micro-onde de l'échantillon MW103 obtenue lors d'un balayage du champ  $H_{\perp}$  obtenue à 66 K et 19.2 GHz. Chaque série de mesure a été obtenue pour différentes composantes  $H_{\parallel}$ .

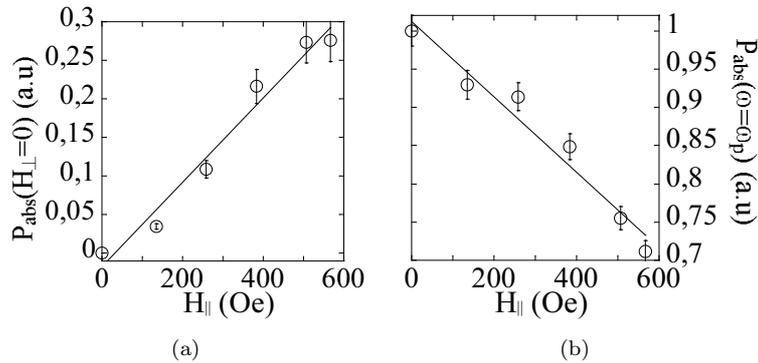


FIG. 4.22 – Evolution de la puissance micro-onde absorbée à  $H_{\perp} \sim 0$  (gauche) et à la résonance plasma (droite) en fonction de  $H_{\parallel}$ . Ces données sont extraites de la figure 4.21. La ligne d'ajustement pour l'évolution de la puissance à la RPJ (droite) est calculée avec l'expression (4.36) avec  $\alpha = 8$ .

La Figure 4.21 montre l'absorption micro-onde lors d'un balayage du champ  $H_{\perp}$  à une température de 66 K, pour différentes valeurs de  $H_{\parallel}$ . On a reporté l'inverse du facteur de qualité du mode résonant de la cavité, qui est directement proportionnel aux pertes énergétiques dans l'échantillon et dans les parois de la cavité.

Le domaine de  $H_{\perp}$  accessible pour chaque série se décale vers les champs négatifs au fur et à mesure que  $H_{\parallel}$  augmente : la bobine principale utilisée pour appliquer  $H_{\parallel}$ , crée aussi une faible composante parasite suivant l'axe  $c$ ,  $H_{\perp}^{pr}$ . Les bobines auxiliaires créant toujours un champ  $H_{\perp}^{aux} = -40$  à  $40$  Oe, le champ total  $H_{\perp}$  disponible devient alors  $H_{\perp} = H_{\perp}^{aux} + H_{\perp}^{pr}$ , d'où le décalage systématique observé sur les résultats.

Il est aussi à noter qu'il existe une erreur systématique dans la valeur de la composante  $B_{\perp}$ , mesurée par la sonde à effet Hall montée à cet effet. Ceci est dû à l'inhomogénéité du champ dans l'enceinte :  $B_{\perp}$  varie de 2 G sur une distance de 4 mm, distance entre l'échantillon et la sonde Hall. Cependant, le gradient de  $B_{\perp}$  sur l'échantillon est négligeable. En supposant que les courbes d'absorption de résonance plasma sont symétriques par rapport au signe du champ  $H_{\perp}$  appliqué, il est possible de corriger la composante de champ parasite. A chaque fois que la cavité et/ou la bobine primaire sont déplacées, il faut étalonner le système de mesure afin de trouver la nouvelle correction.

### 4.3.3 Cas où $H_{\perp} = 0$

La correction pour le champ parasite permet d'identifier pour chaque valeur de  $H_{\parallel}$ , le point où  $B_{\perp} = 0$ , c'est-à-dire où il n'y a que des vortex Josephson dans l'échantillon. Nous remarquons que plus  $H_{\parallel}$  augmente, plus l'absorption de l'échantillon augmente en ce point  $B_{\perp} \sim 0$ . Afin de quantifier l'absorption, nous choisissons comme référence de l'échelle de puissance, celle absorbée par l'échantillon à la résonance plasma en absence de champ parallèle  $P_0$  ; la référence est alors donnée par la hauteur du pic d'absorption dans la figure 4.17. La quantité mesurée étant le paramètre  $1/Q(H_{\perp}, H_{\parallel})$ , cette puissance de référence peut être écrite comme

$$P_0 = P_{JPR, H_{\parallel}=0} = A[Q(H_{\perp}^{JPR}, 0)^{-1} - Q(0, 0)^{-1}]. \quad (4.16)$$

$A$  est une constante qui dépend du couplage, des pertes de la cavité et de la température. La hauteur du pic d'absorption est ainsi prise entre la valeur en champ magnétique nul et le maximum d'absorption obtenu pour  $H_{\perp}^{JPR}$ . Toutefois, la référence  $P_0$  change avec la température car les pertes de la cavité changent aussi.

Afin d'évaluer la puissance dissipée par l'échantillon en fonction de  $H_{\parallel}$ , nous avons tracé sur la figure 4.22(a) les puissances normalisées

$$\frac{P_{abs}(H_{\perp} = 0, H_{\parallel})}{P_0} = \frac{[Q(0, H_{\parallel})^{-1} - Q(0, 0)^{-1}]}{[Q(H_{\perp}^{JPR}, 0)^{-1} - Q(0, 0)^{-1}]} . \quad (4.17)$$

Nous voyons que la dissipation à  $H_{\perp} = 0$  est linéaire en fonction du champ appliqué parallèlement aux plans  $\text{CuO}_2$ . Il s'agit des pertes dues au fluage des vortex Josephson sous l'effet des courants intercouches induits par le champ électrique micro-onde.

### 4.3.4 Evolution du champ résonant

Nous nous intéressons à présent à l'absorption hyperfréquence pour des champs  $H_{\perp} \neq 0$ , c'est-à-dire lorsque le champ magnétique est oblique par rapport aux axes cristallins. Les quatre graphes de la figure 4.23 présentent l'absorption hyperfréquence en fonction du champ perpendiculaire  $H_{\perp}$  aux plans, pour différents champs parallèles. Les résultats sont obtenus à 66 K sauf pour le mode 38.7 GHz mesuré à 60 K. En effet, pour cette fréquence, la résonance plasma n'apparaît qu'à 64 K en champ magnétique nul. Pour les deux fréquences 19.2 GHz et 22.9 GHz, le champ résonant

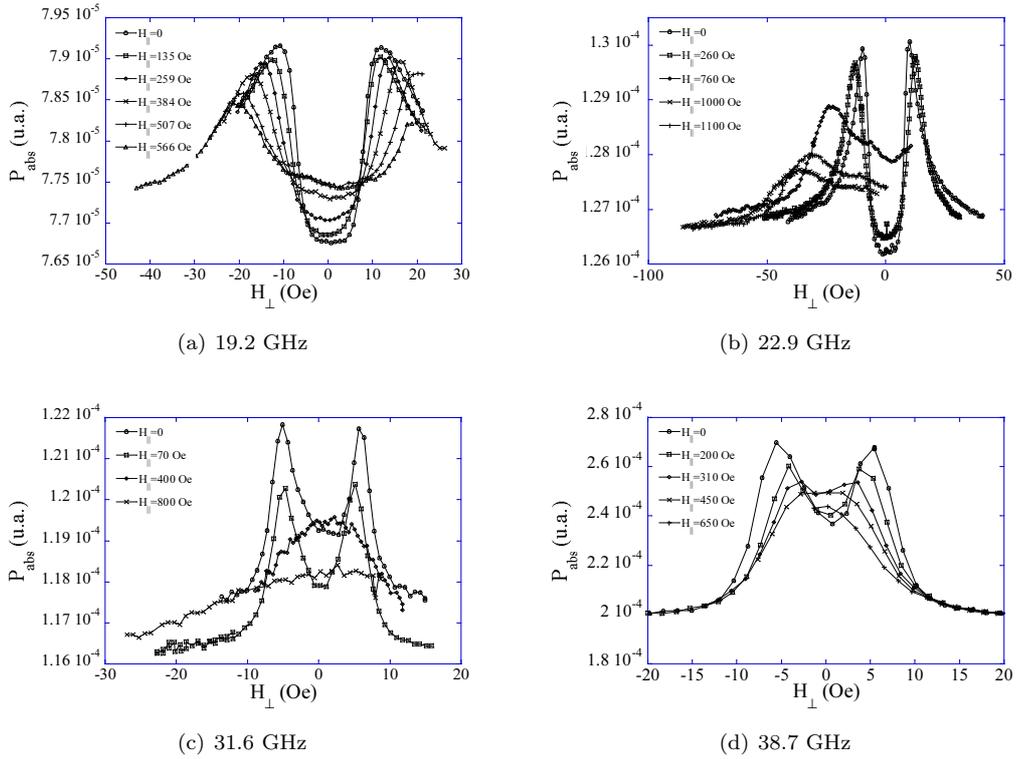


FIG. 4.23 – Absorption micro-onde de l'échantillon MW103 obtenue pour les différentes fréquences.

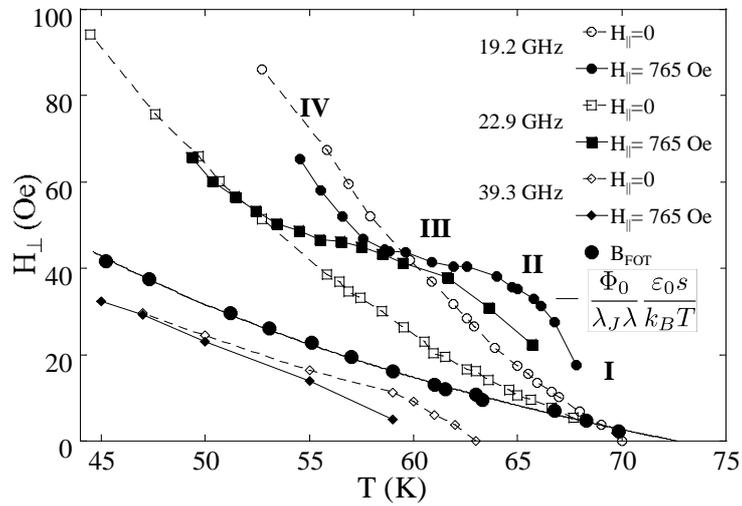


FIG. 4.24 – Champs résonants obtenus aux fréquences 19.2, 22.9 et 39.4 GHz en présence de champ parallèle. Les deux premières fréquences ont été mesurées à l'aide de la même cavité.

$B_{\perp}^{JPR}$  augmente en fonction du champ parallèle, alors que pour 39 GHz,  $B_{\perp}^{JPR}$  diminue. Pour 31.6 GHz,  $B_{\perp}^{JPR}$  varie très peu.

La figure 4.24 reporte les valeurs de  $B_{\perp}^{JPR}$  pour  $H_{\parallel} = 0$  et  $H_{\parallel} = 765$  Oe, ainsi que la ligne de

fusion du réseau de vortex. Les résonances plasma pour 19.2 et 22.9 GHz apparaissent lorsque les vortex sont dans la phase liquide de vortex tandis que pour 39 GHz, les vortex sont dans la phase solide de vortex. Comme l'augmentation de  $B_{\perp}^{JPR}$  en présence de  $H_{\parallel} = 765$  Oe n'intervient que pour 19.2 et 22.9 GHz, nous en concluons que pour des faibles densités de pancakes, lorsque la résonance Josephson apparaît dans le liquide de vortex, les champs résonants augmentent sous l'effet d'un champ parallèle, lorsque la résonance a lieu dans le solide de vortex, les champs résonants diminuent.

Nous nous intéressons ici à l'évolution de  $B_{\perp}^{JPR}$  dans le liquide de vortex. La figure 4.25 montre l'ensemble des résultats obtenus pour les fréquences 19.2 et 22.9 GHz. En comparant l'évolution du champ résonant en fonction de  $H_{\parallel}$ , pour chaque série, nous distinguons quatre régimes en fonction de la température :

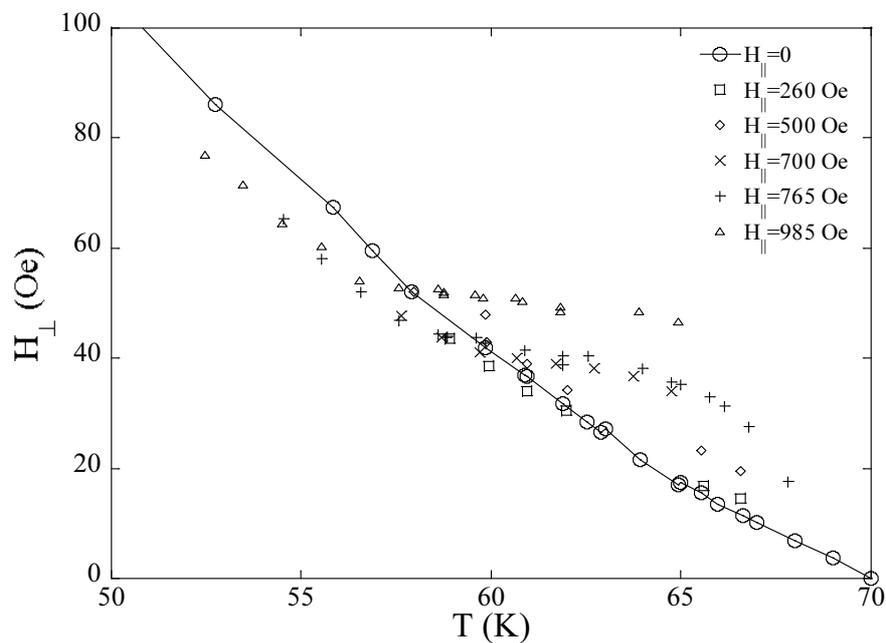
- Régime I : pour les températures très proches de la température critique (à moins de deux Kelvin de  $T_c$ ), la résonance plasma est parfaitement identifiable lorsque  $H_{\parallel} = 0$ . Le champ résonant est alors de l'ordre de quelques Gauss. Toutefois, avec le rajout du champ parallèle, les absorptions plasma s'élargissent au point de ne plus distinguer la valeur du champ résonant. L'hypothèse la plus plausible est que la résonance plasma est masquée par la dissipation due au fluage des vortex Josephson.
- Régime II et III : lorsque la température est diminuée en deça de  $\sim (T_c - 2)$  K, les pics d'absorption correspondant à la résonance plasma sont toujours identifiables en présence du champ parallèle (voir figure 4.24). Toutefois leur intensité diminue lorsque la composante du champ magnétique parallèle aux plans  $\text{CuO}_2$  augmente. Le champ résonant dans ce régime augmente fortement en fonction de  $H_{\parallel}$ .
- Régime IV : quand la température devient inférieure à 50 K, pour 22.9 GHz, ou de 60 K, pour 19.2 GHz, le champ résonant en présence de champ parallèle devient inférieur au champ résonant sans champ parallèle appliqué. Par ailleurs, l'intensité des pics d'absorption de la résonance plasma augmente et devient comparable au cas où aucun champ parallèle n'est appliqué.

Nous avons reporté sur la figure 4.26 l'effet du champ parallèle sur le champ résonant correspondant à la fréquence de 22.9 GHz pour différentes températures. Pour toutes les températures supérieures à 56 K, correspondant aux régimes II et III, le champ résonant augmente. Du fait de la dépendance linéaire du champ de fusion qui est obtenue pour ces valeurs de  $H_{\parallel}$ , nous pensons que la phase solide est une phase composée à la fois d'empilements de pancakes que de vortex Josephson.

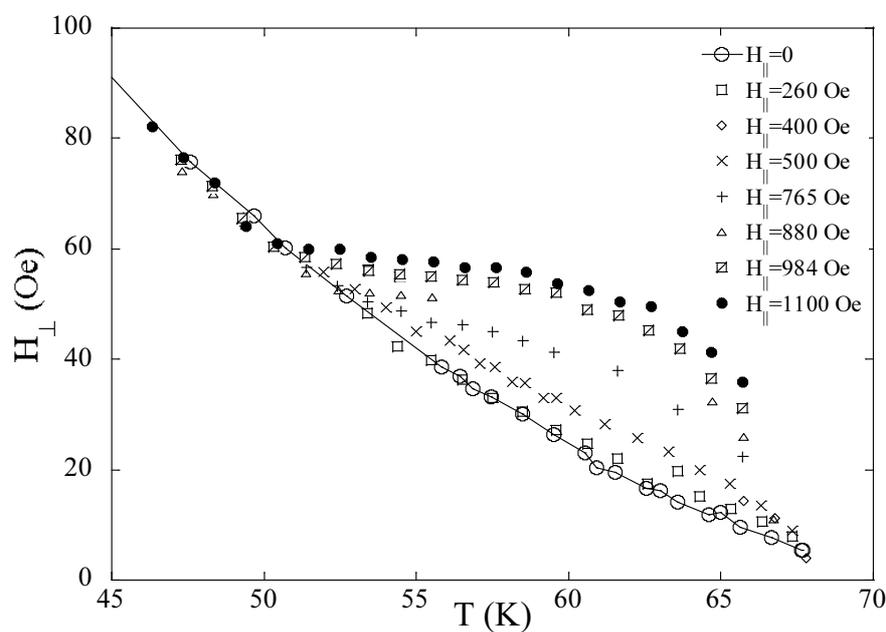
### 4.3.5 Discussion des résultats

Dans le paragraphe 4.1.4, nous avons brièvement rappelé la théorie de Koshelev [225] permettant d'expliquer les structures de vortex observées par les techniques d'imagerie directe de l'induction magnétique à la surface des échantillons supraconducteurs. Ces observations font état d'une grande densité de pancakes décorant les vortex Josephson. Dans un premier temps, nous exposons ici cette approche plus en détail. Nous proposerons dans un second temps de l'étendre au cas d'un liquide de vortex dans le but d'expliquer les observations expérimentales.

L'approche de Koshelev prédit que l'interaction entre un vortex Josephson et un empilement de pancakes est attractive sous certaines conditions. Lorsque ces deux vortex se croisent, les supracourants définissant un vortex Josephson exercent une force de Lorentz sur les pancakes. En effet, les supracourants  $j_{\parallel,n}$  qui sont induits dans les couches supraconductrices sont perpendiculaires au champ magnétique créé par les pancakes. La force de Lorentz (voir figure 4.5) est donc suivant l'axe du vortex Josephson et vaut  $\Phi_0 s / c j_{\parallel,n}$ . Son orientation change en passant du côté supérieur au côté inférieur du cœur de vortex car la direction des supracourants change. Cette force agit donc de manière à créer une distorsion de l'empilement de pancakes. La force de Lorentz est contrebalancée par les forces de couplage magnétique et l'interaction Josephson qui assurent la cohésion de l'empilement des pancakes formant un vortex. Par conséquent, lorsque ces deux forces s'équilibrent, à chaque intersection avec un vortex Josephson, un pancake dans le plan  $\text{CuO}_2$  d'in-



(a) 19.2 GHz



(b) 22.9 GHz

FIG. 4.25 – Ensemble des champs résonants obtenus pour 19.2 et 22.9 GHz. Tous ces points sont situés dans la phase liquide de vortex.

dice  $n$  est déplacé d'une distance  $u_n$  par rapport à sa position d'équilibre. L'empilement résultant des pancakes est schématisé sur la figure 4.5. Cette interaction est différente de celle qui est prise

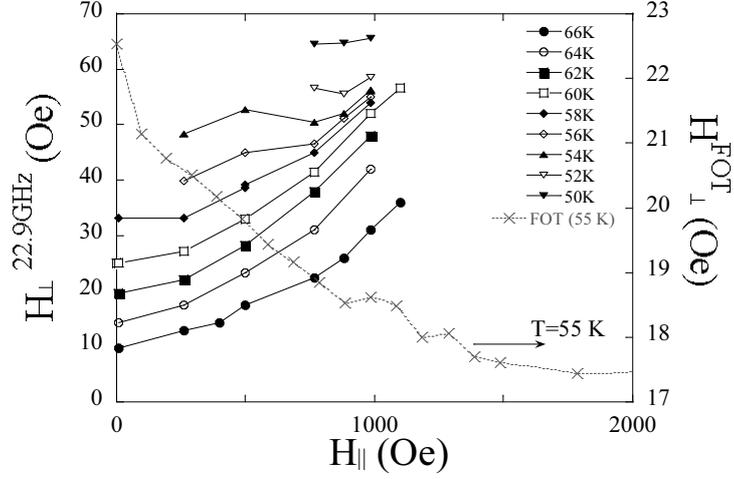


FIG. 4.26 – Evolution du champ résonant obtenu à 22.9 GHz en fonction de la composante parallèle  $H_{\parallel}$  pour plusieurs températures. L'évolution de la ligne de fusion obtenue à 55 K a également été reportée.

en compte par Bulaevskii *et al* [224] dans la limite des réseaux denses. Dans ce cas, la position d'équilibre des pancakes n'est définie que par l'optimisation du couplage Josephson entre les pancakes de couches adjacentes en "utilisant" le champ de phase déjà présent défini par les vortex Josephson.

Afin de trouver la configuration à l'équilibre, Koshelev compare la force de Lorentz avec les forces de rappel. Une simplification du problème consiste à ne considérer que les forces de rappel de nature électro-magnétique. Dans ce cas, le coût d'énergie est celui des déplacements des vortex [225]

$$E_{tilt} = \int \frac{dk_z}{2\pi} \frac{U_M(k_z)}{2} |u(k_z)|^2. \quad (4.18)$$

En considérant que l'échelle caractéristique des déformations suivant l'axe  $c$  est  $k_z \sim \pi/s$  [256]

$$U_M(k_z) = \frac{\Phi_0^2}{2(4\pi)^2 \lambda_{ab}^4} \ln \left( 1 + \frac{\lambda_{ab}^2}{k_z^{-2} + r_w^2} \right) \sim \frac{\Phi_0^2}{(4\pi)^2 \lambda_{ab}^4} \ln \frac{\lambda_{ab}}{r_w}. \quad (4.19)$$

La dernière approximation est faite en observant que  $r_w \equiv ((u_{n+1} - u_n)^2)^{1/2} \gg k_z \sim s/\pi$ . Cette équation exprime l'approximation quadratique qui revient à dire qu'un pancake se trouve dans un potentiel harmonique créé par les autres pancakes de l'empilement.

Il est alors possible de simplifier l'énergie élastique

$$E_{tilt} = \int \frac{dk_z}{2\pi} \frac{U_M(k_z)}{2} |u(k_z)|^2 = U_M \int \frac{dk_z}{2\pi} \frac{1}{2} |u(k_z)|^2 = \sum_n \frac{sU_M}{2} u_n^2 \quad (4.20)$$

où la dernière égalité correspond au passage à la limite discrète.

L'équilibre des forces de Lorentz et de rappel permet de définir une énergie de croisement  $E_{\times}$  qui représente le gain d'énergie libre lorsque un vortex Josephson et un empilement de pancakes se croisent

$$E_{\times}(y) = \sum_n \left( \frac{sU_M}{2} u_n^2 - \frac{s\Phi_0}{s} j_n(y) u_n \right) \quad (4.21)$$

La somme sur les indices représente la somme sur les différentes couches. L'indice 0 correspond à la couche accueillant le cœur du vortex Josephson. Afin d'obtenir la valeur  $u_n$  à l'équilibre

des positions des pancakes, il faut chercher les positions qui maximisent le gain d'énergie libre c'est-à-dire

$$\frac{dE_{\times}(y)}{du_n} = \sum_n (sU_M u_n(y) - s \frac{\Phi_0}{c} j_{\parallel,n}(y)) = 0 \implies u_n(y) = \frac{\Phi_0 j_{\parallel,n}(y)}{cU_M}. \quad (4.22)$$

Ce développement du premier ordre aboutit à la simplification que le déplacement de chaque pancake est linéaire en  $j_n(y)$ . Au delà de  $\lambda_c/s$  couches,  $j_{\parallel,n}$  est négligeable. Donc, la force de Lorentz qui s'exerce sur les pancakes de ces couches est nulle et par conséquent,  $u_n$  aussi est nul. Dans la limite hypothétique où le couplage magnétique est nul,  $u_n \rightarrow \infty$  et les empilements de pancakes sont détruits par les supracourants  $j_{\parallel,n}$ . Nous pouvons comparer ce résultat avec celui obtenu par Bulaevskii *et al* [224], qui obtient que le déplacement des pancakes est proportionnel au rapport entre l'énergie de couplage Josephson et l'énergie de distorsion magnétique.

A partir de 4.21 et 4.22, nous obtenons

$$E_{\times}(y) = \sum_n \left( \frac{s\Phi_0^2 j_{\parallel,n}^2(y)}{2c^2 U_M} - \frac{s\Phi_0^2 j_{\parallel,n}^2(y)}{c^2 U_M} \right) = - \sum_n \frac{s\Phi_0^2 j_{\parallel,n}^2(y)}{c^2 U_M}. \quad (4.23)$$

La fonction  $j_{\parallel,n}(y)$  a été évaluée numériquement par Koshelev [101]. Sachant que  $j_{\parallel,n}(y)$  a une portée typique de  $\lambda_J$ , l'interaction entre un vortex Josephson et un pancake est attractive sur une distance d'environ  $\lambda_J$  autour de l'axe central du vortex Josephson, suivant les plans supraconducteurs. Le gain d'énergie  $E_{\times}(y)$  est maximal pour  $y = 0$ , c'est-à-dire lorsque l'empilement de pancakes croise le vortex Josephson en son centre

$$j_{\parallel,n}(0) \sim \frac{2c\phi_0}{(4\pi\lambda_{ab})^2\gamma s} p_n(0), \quad (4.24)$$

avec  $p_n(0) = -C_n/(n - 1/2)$  et  $C_n \approx 1 - 0.265/[(n - 0.835)^2 + 0.566]$ .

Le gain d'énergie correspondant est

$$E_{\times}(0) \approx -\frac{s}{2U_M} \sum_n \left( \frac{\Phi_0 j_n(0)}{c} \right)^2 \approx -\frac{\Phi_0^2}{4s\gamma^2\pi^2 \ln(\lambda_{ab}/r_w)} \sum_n p_n(0)^2, \quad (4.25)$$

avec l'identité  $\sum_n p_n(0)^2 = 2$  [225]

$$E_{\times}(0) \approx -\frac{\Phi_0^2}{2\pi^2 s\gamma^2 \ln(\lambda_{ab}/r_w)}. \quad (4.26)$$

Koshelev choisit de remplacer  $r_w$  par

$$r_w = |u_1(0) - u_0(0)| = |u_1(0)| = \left| \frac{2\lambda_{ab}^2}{\gamma s \ln(\lambda_{ab}/u_1(0))} p_1(0) \right|. \quad (4.27)$$

L'équation devient ainsi auto-cohérente, et la solution impose  $\ln(\lambda_{ab}/u_1(0)) \approx \ln(3.5\gamma s/\lambda_{ab})$ . L'énergie de piégeage est

$$E_{\times}(0) \approx -\frac{\Phi_0^2}{2\pi^2\gamma^2 s \ln(3.5\gamma s/\lambda_{ab})}. \quad (4.28)$$

Nous vérifions bien que  $r_w = u_1(0) = \lambda_{ab}^2/3.5\gamma s \gg s/\pi$ . Ce résultat est obtenu en négligeant les fluctuations thermiques et en négligeant l'effet des pancakes sur les courants  $j_{\parallel,n}$  définissant les vortex Josephson.

### 4.3.6 Extension au cas du liquide de vortex

Nous proposons d'étendre l'approche des vortex croisés au cas d'une phase liquide de pancakes coexistant avec un réseau de vortex Josephson. Si cette hypothèse est vérifiée, le liquide de pancakes en présence de vortex Josephson est modifié en une phase liquide hétérogène. En raison de l'énergie de piégeage, les pancakes se positionnent préférentiellement sur les vortex Josephson. Par conséquent, les maxima de la fonction de corrélation de paires de pancakes situés sur les vortex Josephson se trouvent à une distance plus faible que pour les pancakes situés en dehors des vortex Josephson. L'existence d'un gain d'énergie dû au chevauchement de vortex Josephson et d'empilements de pancakes présuppose que, dans le liquide de vortex, il y a toujours des corrélations à courte distance des pancakes dans le même empilement. Nous reviendrons dans le paragraphe 4.4.1 sur cette hypothèse.

Nous pouvons alors toujours écrire que l'énergie nécessaire pour tordre un empilement de vortex sur une distance  $1/k_z$  est donnée par

$$E_{tilt} = \frac{c_{44}}{2n_v} k_z^2,$$

où  $n_v$  est la densité de pancakes  $n_v = B_\perp/\Phi_0$ .  $c_{44}$  représente le coefficient élastique d'inclinaison du réseau de vortex. Ce coefficient contient en général trois termes : la contribution du couplage magnétique entre pancakes d'un même empilement, la contribution du couplage Josephson à la stabilité d'un empilement et l'interaction non locale entre les pancakes d'empilements différents. Il a été montré que lors de la fusion du réseau de vortex, le terme Josephson dans la tension de ligne des vortex diminue fortement [117]. Le terme non local commence à être important seulement lorsque  $B_\perp \gtrsim B_{cr} \sim 70$  Oe. Il est donc raisonnable de ne garder que la contribution du couplage magnétique.

Dans ce cas

$$c_{44} = c_{44}^{magn} = \frac{B_\perp \varepsilon_0}{2\Phi_0 \lambda_{ab}^2 k_z^2} \ln \left[ 1 + \frac{r_{cut}^2 k_z^2}{1 + r_w^2 k_z^2} \right], \quad (4.29)$$

où  $r_{cut} \equiv \min(a_0, \lambda_{ab}) \approx \lambda_{ab}$ . Dans le cas des vortex "croisés", les déformations des empilements de pancakes le long de l'axe  $c$  à prendre en compte sont de l'ordre de  $k_z = 1/c_z$ . Au vu de la grande anisotropie électromagnétique des échantillons,  $\gamma \sim 500$ , et des champs  $H_\parallel$  étudiés ( $\sim 200 - 1000$  Oe),  $c_z \approx \sqrt{\Phi_0/\gamma B_x} \approx 5 - 10s \gtrsim s$ . Dans l'approche développée par Koshelev,  $r_w$ , l'écart quadratique moyen des pancakes d'un vortex par rapport à sa position d'équilibre, est remplacé par le déplacement  $u_{eq}$  obtenu en résolvant  $dE_\times(y)/du_n = 0$  (voir équation (4.22)). Il s'agit donc de la déviation obtenue à l'équilibre thermodynamique.  $r_w$  est cependant mal défini dans le liquide de vortex car il diverge : puisque le mouvement des pancakes est diffusif,  $r_w \propto \sqrt{Dt}$  où  $D = \mu T$ ,  $\mu$  étant la mobilité moyenne des pancakes. Toutefois, nous pensons que, suffisamment près de la ligne de fusion et pour des temps suffisamment courts (de l'ordre de  $\approx 1/f_{JPR}$ ), les vortex dans l'état liquide sont toujours relativement bien couplés. L'alignement des pancakes sur le temps caractéristique de la mesure de la RPJ peut alors être exprimé à travers la fonction de corrélation des phases  $\phi_n, \phi_{n+1}$ ,  $\mathcal{C} = \langle \cos(\phi_n - \phi_{n+1}) \rangle$ . Pour le cas où les courants d'écrantage de lignes de flux voisines ne se recouvrent pas, Koshelev a dérivé [257] :

$$1 - \mathcal{C} = \frac{\pi B_\perp r_w^2}{2\Phi_0} \ln \frac{0.8\lambda_J}{r_w} \quad (4.30)$$

pour le cas où  $r_w < \lambda_J < a_0$ . Sachant que  $\lambda_J \sim 0,9\mu\text{m}$ , le champ  $H_\perp$  doit être inférieur à 25 Oe. L'ordre de grandeur des champs que nous utilisons est toutefois deux fois plus important. En négligeant la dépendance logarithmique, on remplace  $r_w$  dans la formule (4.29) par

$$r_w \sim \sqrt{\frac{2\Phi_0(1 - \mathcal{C})}{\pi B_\perp}}. \quad (4.31)$$

Cette expression permet d'évaluer (4.29) à partir des données expérimentales puisque la résonance plasma permet précisément de mesurer  $\mathcal{C}$ .

En reprenant la formule exprimant  $E_\times$ , il est maintenant possible d'estimer le gain d'énergie obtenu en positionnant un pancake d'un vortex sur un vortex Josephson. Pour le cas où  $y = 0$ , c'est-à-dire où le pancake se trouve précisément sur le centre du cœur du vortex Josephson

$$E_\times(0) \approx -\frac{C_{liquid}\Phi_0^2}{s\gamma^2\pi^2 \ln\left(1 + \frac{\lambda_{ab}^2\pi B_\perp}{2\Phi_0(1-\mathcal{C})}\right)}, \quad (4.32)$$

où  $C_{liquid} \sim 1$ .

De cette façon, nous ignorons le cas des pancakes qui se trouvent à une distance inférieure à  $\lambda_J$  des vortex Josephson mais qui sont tout de même attirés. Les corrélations locales dans le liquide de vortex en présence d'une composante du champ parallèle aux plans seront déterminées par la compétition entre cette énergie d'attraction entre les empilements de pancakes et les vortex Josephson d'une part, et la répulsion entre les pancakes dans le même plan d'autre part. Cette énergie d'interaction peut être estimée comme l'énergie  $E_{int}$  nécessaire pour créer un défaut ponctuel dans un réseau de vortex

$$E_{int} = C_1\varepsilon_0 K_0 \left(\frac{a_0}{\lambda_{ab}}\right),$$

où  $K_0$  est la fonction de Bessel modifiée de première espèce. Quand cette énergie est supérieure à l'énergie de piégeage, il n'y a pas de gain d'énergie lorsqu'un empilement de pancakes croise un empilement de vortex Josephson et le liquide de vortex est homogène. Cependant, lorsque cette énergie est inférieure à l'énergie de piégeage, les pancakes se placent préférentiellement sur les vortex Josephson. Pour estimer la limite entre ces deux structures, nous trouvons pour chaque valeur  $B_\parallel$  fixée, les lignes  $[T(B_\parallel), B_\perp(B_\parallel)]$  telles que

$$\frac{E_\times}{c_z} \sim E_{int} \quad (4.33)$$

en considérant qu'un vortex interagissant avec une rangée de vortex Josephson va le croiser en  $1/c_z$  points par unité de longueur. L'équilibre des énergies se réécrit alors par :

$$8\sqrt{\frac{\gamma B_\parallel}{\beta\Phi_0}} \left(\frac{\lambda_{ab}^2}{\gamma^2 s}\right) \Big/ \ln\left(1 + \frac{\lambda_{ab}^2\pi B_\perp}{2\Phi_0(1-\mathcal{C})}\right) \sim \tilde{C} K_0 \left(\frac{a_0}{\lambda_{ab}}\right) \quad (4.34)$$

Dans cette équation, le seul paramètre ajustable est  $\tilde{C} = C_1/C_{liquid}$ . Toutefois, il faut remarquer que cette approche ne donne qu'une limite *dynamique* entre le liquide de vortex homogène et hétérogène. En effet, les valeurs de  $\mathcal{C}$  utilisées pour résoudre l'équation (4.34) *dépendent* de la fréquence  $\omega$ . Ce problème vient du fait qu'on ne connaît pas  $\mathcal{C}(B_\perp, B_\parallel, T)$  pour tout le diagramme de phase. Avec nos valeurs expérimentales de  $\mathcal{C}$ , la ligne  $(T, B_\perp)$  strictement parlant ne peut être obtenue que le long de la suite des points expérimentaux,  $\mathcal{C}$  n'ayant été mesuré qu'en ces points. Il s'agit donc d'une méthode auto-cohérente, qui consiste, en ajustant le seul paramètre  $\tilde{C}$ , à vérifier si la ligne  $(T, B_\perp)$  précédemment mesurée obéit à l'équation (4.34). Pour le cas où cela est possible, nous vérifions que  $E_\times/c_z \sim E_{int}$  le long des lignes expérimentales où la fréquence plasma est constante.

La figure 4.27 montre l'ensemble des lignes obtenues en résolvant l'équation (4.34) pour la fréquence de 19.2 GHz. Nous utilisons  $\lambda_{ab}(T) = \lambda_{ab}(0)/\sqrt{1-t^4}$  avec  $\lambda_{ab}(0) = 300$  nm [117],  $\gamma = 600$  et  $\tilde{C} = 2,6$ . L'accord avec les résultats expérimentaux est bon pour les régimes II et III. Dans la région du diagramme de phase située en-dessous des lignes estimées à partir de l'équation (4.34), on a  $E_\times/c_z > E_{int}$ . Dans cette phase, il est énergétiquement favorable que les vortex maximisent leur intersection avec le réseau de vortex Josephson. Cela permet d'affirmer l'existence possible d'une phase liquide *hétérogène* de pancakes au sein de laquelle, la densité des

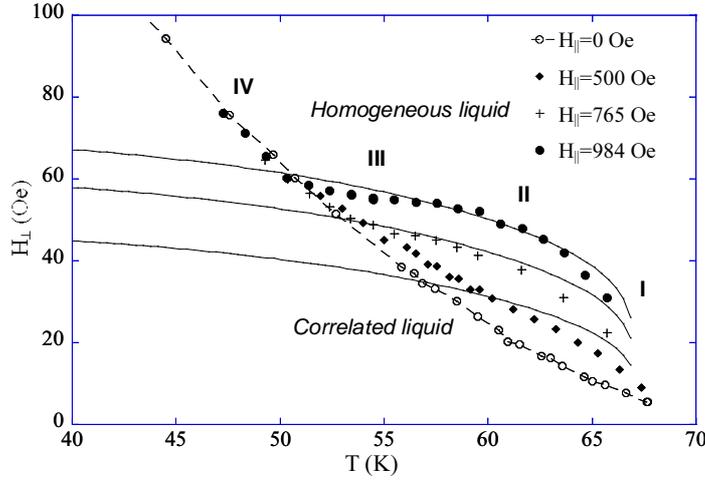


FIG. 4.27 – Champs résonants obtenus à la fréquence 22.9 GHz. Les lignes représentent des ajustements obtenus en résolvant l'équation 4.34.

pancakes est modulée spatialement par le réseau de vortex Josephson : l'énergie de piégeage permet aux pancakes qui se trouvent au sein des vortex Josephson de vaincre une partie de leur répulsion.

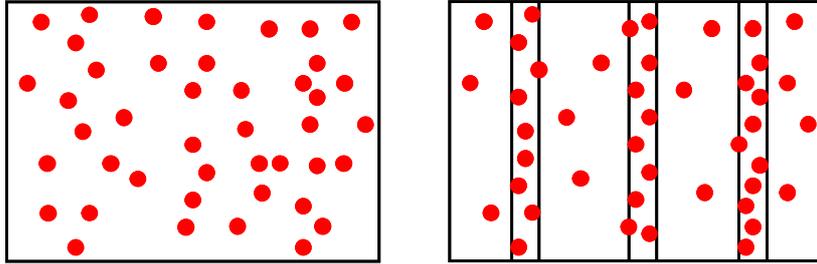


FIG. 4.28 – Illustration de l'effet d'un réseau de vortex Josephson sur le liquide de pancakes. En présence de vortex Josephson (figure de droite), la densité de pancakes est supérieure sur les vortex Josephson

La figure 4.28 schématise la comparaison entre la phase liquide de vortex homogène usuelle et la phase précédemment décrite, toutes deux obtenues pour les mêmes paramètres ( $T, B_{\perp}$ ). Dans la phase liquide de vortex, les pancakes se répartissent en moyenne de manière homogène dans l'échantillon. En revanche, la phase obtenue en présence de  $H_{\parallel}$  exhibe une densité de pancakes supérieure dans les zones occupées par les vortex Josephson. Le nombre total de pancakes étant égale dans ces deux phases, la densité des pancakes situés entre les vortex Josephson de la phase hétérogène est donc inférieure à celle obtenue dans la phase liquide de vortex ordinaires.

Par ailleurs, les lignes trouvées en estimant l'équation (4.34), intersectent les champs résonants obtenus en champ parallèle nul au même endroit que le font les champs résonants en présence de champ parallèle. En d'autres termes, les estimations obtenues coupent les champs résonants en champ parallèle nul précisément à l'interface entre les régions III et IV. Cette observation explique alors pourquoi le champ résonant diminue dans la région IV. La région du diagramme de phase située au-dessus de ces estimations vérifie  $E_{\times}/c_z < E_{int}$ . Dans ce cas, il n'est plus favorable

de concentrer les pancakes au niveau des vortex Josephson. Leur densité est telle que l'énergie de répulsion inter-pancakes au sein d'une même couche supraconductrice l'emporte devant toute autre énergie.

## 4.4 Interprétation et discussion

### 4.4.1 Hypothèses nécessaires

L'existence de l'énergie de crossing,  $E_{\times}$  (4.28) explicitée précédemment, nécessite deux préalables :

- les pancakes dans l'état liquide, plus précisément dans la région  $(H_{\perp}, T)$  correspondant aux régimes I, II et III de la figure 4.24 doivent être toujours couplés le long de l'axe  $c$
- les VJs doivent être toujours définis en présence de ces pancakes.

Ces deux hypothèses sont liées entre elles car si les pancakes sont complètement découplés, leur mouvement diffusif empêche la formation de VJ.

La persistance des corrélations entre pancakes de couches  $\text{CuO}_2$  voisines contredit la description du liquide de vortex "découplé" [118]. Cette discussion s'inscrit dans un débat plus large concernant la nature exacte de la phase liquide de vortex dans les supraconducteurs à haute température critique. Dans le composé  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [258], faiblement anisotrope ( $\gamma \sim 7$ ), les mesures de chaleur spécifique et d'aimantation montrent qu'il existe une ligne de transition dans l'état liquide. Cette ligne sépare un état de vortex dans lequel les lignes de flux possèdent toujours une tension de ligne et un autre état où la tension de ligne est nulle. Dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , des mesures d'aimantation [259] montrent qu'il existe des anomalies dans le liquide de vortex. Toutefois, il n'est pas encore sûr si ces effets ne sont pas dus à des changements des barrières de surface. Ce sont principalement les mesures de RPJ qui ont été utilisées pour montrer le découplage total des pancakes entre couches voisines dans le liquide de vortex : la dépendance  $\omega_p(B_{\parallel}, B_{\perp}) \propto 1/B_{\perp}$  étant interprétée comme le signe de ce découplage. Toutefois, les mesures de Shibauchi et Gaifullin [120, 251] montrent que près de la ligne de fusion, les corrélations entre les plans subsistent jusqu'à des champs de l'ordre de  $H_{\perp} \sim 1.2 \times H_{\perp}^{FOT}$  pour les températures  $t < 0.8$ . Nos mesures montrent que pour  $t > 0.8$ , ces corrélations persistent encore jusqu'à  $H_{\perp} \sim 3 \times H_{\perp}^{FOT}$ .

Les mesures d'aimantation réversible effectuées dans le liquide de vortex [198, 260] prouvent que les pancakes sont toujours couplés suivant environ 10 plans. La figure 4.29(a) montre le rapport  $c_z/s$  en fonction du champ magnétique parallèle  $H_{\parallel}$  pour  $\gamma = 600$  : le pas du réseau de VJ suivant l'axe  $c$  est toujours inférieur à 10 plans  $\text{CuO}_2$  dès que  $H_{\parallel}$  est supérieur à 200 Oe. Même si les pancakes ne sont couplés que sur une petite distance dans le liquide de vortex, cela peut donc suffire à provoquer une attraction.

En revanche, la présence des VJ dans l'état liquide de pancakes est délicate à établir. Avant même de considérer l'interaction des VJ avec les pancakes, le diagramme de phase des VJ seuls est peu connu. Pour l'heure, la seule technique prouvant l'existence d'un réseau de VJ consiste à observer les oscillations de la résistivité de flux-flow dans les mésas [261] en fonction du champ parallèle. Cependant, ces oscillations ne sont observables qu'en présence d'un réseau dense de VJ et ne peuvent être utilisées pour de faibles valeurs du champ parallèle. Il s'agit aussi d'une mesure dynamique où le réseau de VJ est mis en mouvement. Les oscillations de flux-flow observées dans les mesas disparaissent pour des valeurs élevées de  $H_{\parallel}$ . Toutefois, il n'est pas encore certain que ces effets ne soient pas dus à l'apparition d'une composante parasite  $H_{\perp}$  dans l'échantillon [262, 263, 264]. Il est cependant communément accepté qu'il est possible d'avoir un réseau dense de VJ lorsque  $H_{\parallel} \gg B_d$ . La fusion du réseau de VJ ne suit donc pas une loi d'échelle comme  $\gamma B_{\perp}^{FOT}$ ,  $B_{\perp}^{FOT}$  étant le champ de fusion du réseau de pancakes. Quant à la fusion du réseau de VJ en fonction de la température, Latyshev [265] a observé que les oscillations de flux-flow disparaissent pour des températures très proches de  $T_c$ .

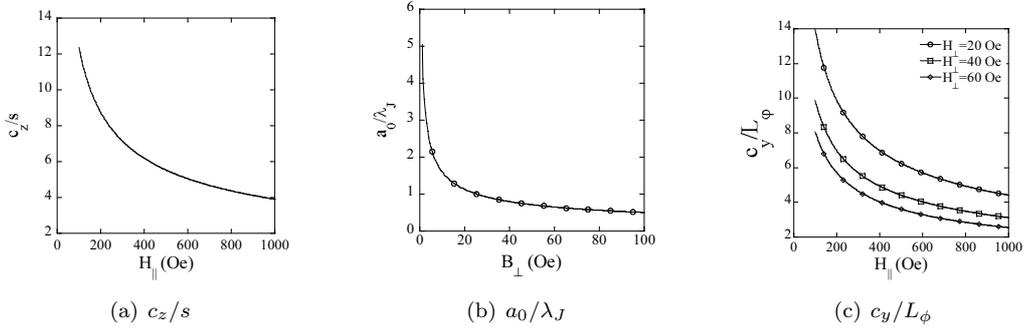


FIG. 4.29 – Gauche : évolution de  $c_z/s$  en fonction de  $H_{\parallel}$ . Centre : évolution de  $a_0/\lambda_J$  en fonction de  $H_{\perp}$ . Droite : évolution de  $c_y/L_{\phi}$  en fonction de  $H_{\parallel}$  pour différents champs  $H_{\perp}$ .

Il n'existe aucune étude théorique portant sur l'existence des VJ en présence de pancakes à l'état liquide. Une telle étude nécessiterait de prendre en compte le couplage Josephson de manière locale pour la création des VJ. Toutefois, dans l'hypothèse où le mouvement désordonné des pancakes détruit effectivement les VJs, ce processus devrait intervenir de manière dynamique. La persistance de la RPJ dans le liquide de pancakes a été interprétée par le fait que la fréquence de la résonance plasma est bien supérieure au temps caractéristique de diffusion des pancakes  $\tau_{diff}$  [238]. Dans ce cas, sur une période de la résonance plasma, les pancakes sont "figés" : la distribution des VJ dépend alors de la distribution des pancakes à cet instant. Au bout d'un temps  $\tau_{diff}$ , la position des pancakes a changé, toutefois les VJ ont ajusté leur position à la nouvelle configuration. La mesure de la résonance plasma dépend donc bien de la présence des VJs. Nous pensons que cette image est particulièrement valable dans la limite des faibles densités de pancakes. Dans ce cas, la répulsion entre pancakes voisins est faible et la distance entre ces derniers est de l'ordre de la taille d'un cœur de VJ (figure 4.29(b)) : il y a alors coexistence d'un réseau de VJ avec des pancakes à l'état liquide.

#### 4.4.2 Résonance plasma Josephson en présence de vortex Josephson

Dans ce paragraphe, nous exposons des arguments supplémentaires en faveur du scénario du liquide de vortex corrélé.

Des études expérimentales [266] et théoriques [243] soutiennent qu'en présence de vortex Josephson, la RPJ induite en appliquant un champ électrique suivant l'axe  $c$ , n'est plus seulement une oscillation plasma longitudinale mais que des modes transverses peuvent être excités (voir aussi 4.1.6) ; la force de Lorentz induite par les courants intercouche provoque les oscillations des vortex Josephson. Ces dernières induisent une variation des charges dans les couches  $\text{CuO}_2$  qui excite ainsi les modes transverses. Tandis que la dispersion du mode longitudinal est très faible, celle du mode transverse est très importante et conduit à une variation de la fréquence avec le vecteur d'onde  $k_{\parallel}$  associé (voir expression (1.121)). Cependant, nous pensons que ce phénomène ne peut avoir lieu en présence de pancakes, car ces derniers empêchent le fluage des VJ en raison de l'énergie de piégeage précédemment calculée. Cet effet a été observé par des mesures de résistivité suivant l'axe  $c$  dans des structures mésas de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  légèrement surdopés [267] : avec le rajout d'une faible composante  $H_{\perp}$ , le flux-flow dû au mouvement des vortex Josephson cesse. Les courants intercouche induits lors de la résonance plasma Josephson sont très faibles au vu de la faiblesse de la puissance micro-onde appliquée au monocristal. Par ailleurs, contrairement aux mesures de transport effectuées par Latyshev, la technique de perturbation de cavité résonante

n'est pas une technique polarisée en courant mais plutôt polarisée en tension. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réduit d'un ordre de grandeur la puissance de la source hyperfréquence (de 10 mW à 1 mW) : aucun changement n'a été observé dans l'évolution de l'absorption hyperfréquence en fonction du champ magnétique parallèle.

Nous pensons donc que la résonance plasma est toujours un mode longitudinal en présence du champ parallèle. Cependant, la présence d'un réseau de VJ perturbe la résonance. En particulier, dans tous les résultats de RPJ, l'intensité de l'absorption hyperfréquence diminue en présence d'une composante parallèle. Sur la figure 4.22(b), nous avons tracé pour la fréquence 19.2 GHz et la température 66 K la quantité

$$P_{JPR}/P_0 = \frac{[Q(B_{\perp}^{JPR}, B_{\parallel})^{-1} - Q(0, 0)^{-1}]}{[Q(B_{\perp}^{JPR}, 0)^{-1} - Q(0, 0)^{-1}]} . \quad (4.35)$$

$P_{JPR}/P_0$ , pour une température fixe, évalue la baisse de l'absorption micro-onde au champ résonant due à la composante parallèle  $H_{\parallel}$ . Nous voyons que la baisse de l'intensité de la résonance plasma est approximativement linéaire avec  $H_{\parallel}$ . Ceci est observé aussi bien dans le solide que dans le liquide de pancakes.

Nous pensons que cette baisse est précisément la preuve de la présence d'un réseau de VJ. En effet, dans les composés très anisotropes, ce réseau est fortement étiré : la distance entre chaque rangée de VJ ( $c_y$ ) est environ  $\gamma$  fois plus grande que la distance entre deux VJ au sein d'une rangée ( $c_z$ ). Au sein du cœur de vortex Josephson, la phase du paramètre d'ordre supraconducteur est fortement non linéaire. Dans une rangée de VJ, elle oscille donc suivant l'axe  $c$  de  $2\pi$  avec une période donnée par  $c_z$ . Dans les empilements, le courant critique Josephson est fortement réduit puisque proportionnel à  $\cos \phi$ . Dans les échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ , on peut donc s'attendre à ce que le courant critique soit modulé spatialement par le réseau de VJ [244] : entre les empilements de VJ, c'est-à-dire dans la zone où la phase supraconductrice n'est pas affectée, le courant critique ne varie pas, alors qu'au sein des rangées, le courant critique est proche de zéro. Nous pensons que ceci explique la baisse systématique de l'absorption micro-onde associée à la résonance plasma dans les régimes I, II et III.

La décroissance de l'absorption induite par le réseau de VJ peut être estimée simplement en supposant que chaque vortex Josephson réduit fortement le courant critique dans un volume  $\alpha s \times \lambda_J \times L_x$ , où  $L_x$  est la distance de l'échantillon le long de la direction d'application du champ parallèle et  $\alpha$  un paramètre d'ajustement. Dans ce cas, le volume total dans lequel la résonance plasma ne peut plus apparaître est

$$V_{VJ} = N_{VJ} \alpha s \lambda_J L_x ,$$

où  $N_{VJ} = \frac{L_y h}{c_y c_z}$  est le nombre de vortex Josephson, avec  $h$  l'épaisseur de l'échantillon. Le rapport  $P_{JPR}/P_0$  est alors proportionnel à  $1 - V_{VJ}/V$ , avec  $V$  volume total de l'échantillon dans lequel la résonance plasma intervient en absence de champ parallèle

$$\frac{P_{JPR}}{P_0} \sim 1 - \frac{V_{VJ}}{V} = 1 - \frac{N_{VJ} \alpha h \lambda_J L_x}{L_x L_y h} = 1 - \frac{\alpha s \lambda_J}{c_y c_z} = 1 - \frac{\alpha s \lambda_J B_{\parallel}}{\Phi_0} . \quad (4.36)$$

La baisse d'absorption observée expérimentalement correspond à  $\alpha \sim 8$  (voir figure 4.22(b)). Ainsi, la perturbation exercée par chaque cœur de vortex Josephson s'étend sur un volume  $8s\lambda_J L_x$ .

L'hypothèse précédente suppose toutefois qu'une résonance plasma reste possible dans un volume limité par deux rangées voisines de VJ. En supposant que le champ électrique hyperfréquence provoque des oscillations  $\delta\phi$  de la phase supraconductrice au sein de chaque couche, l'aire  $(L_{\phi})^2$  sur laquelle peut s'étendre une telle déformation de la phase, dépend de la compétition entre la

rigidité de la phase au sein des plans supraconducteurs et du gain d'énergie Josephson. La perte d'énergie due à la perturbation de la phase est de l'ordre de  $J(\delta\phi)^2/L_\phi^2$  alors que le gain dû au couplage Josephson est de l'ordre de  $E_J(\delta\phi)^2 a_0/L_\phi$  dans le cas des petites perturbations  $\delta\phi$ . Koshelev [255] en déduit donc que dans le liquide de vortex, l'aire typique  $(L_\phi)^2$  sur laquelle la résonance plasma peut apparaître est donnée par  $L_\phi = \lambda_J^2/a_0$ . Si nous comparons  $L_\phi$  à  $c_y$  (voir figure 4.29(c)), l'écart entre VJ est toujours suffisant pour l'apparition d'une RPJ.

Nous pouvons expliquer plus en détail la modification de l'absorption hyperfréquence en fonction de  $H_\perp$  en présence du champ parallèle. Dans le liquide de vortex, la ligne d'absorption possède une forme asymétrique, exhibant une lente décroissance du côté des champs supérieurs au champ résonant. La largeur de la ligne vient principalement du fait que le moyennage spatial de  $\cos\phi$  ne se fait pas sur une aire suffisamment grande. Si ce moyennage était effectif, la résonance observée serait assimilable à une fonction de Dirac. L'aire  $(L_\phi)^2$  étant cependant finie, les fluctuations de phase qui apparaissent sur une plus grande surface ne sont pas complètement moyennées. Elles induisent alors une réponse de l'absorption micro-onde pour des champs légèrement différents du champ résonant. La partie bas-champ de l'absorption micro-onde provient du couplage Josephson qui s'établit sur de grandes aires de l'échantillon. La partie haut-champ provient du couplage sur de petites régions intervenant de manière fluctuante. Les figures 4.30(a) et 4.30(b) montrent ces variations observées dans le régime III. Le rajout de la composante parallèle provoque la diminution systématique de la partie bas-champ de l'absorption tandis que la partie haut-champ n'est que peu affectée. La baisse de l'absorption à bas-champ est cohérente avec la présence d'un réseau de VJ qui empêche le couplage Josephson sur des régions d'aire supérieure à  $c_y^2$ . Sa présence n'empêche toutefois pas le couplage sur des petites régions.

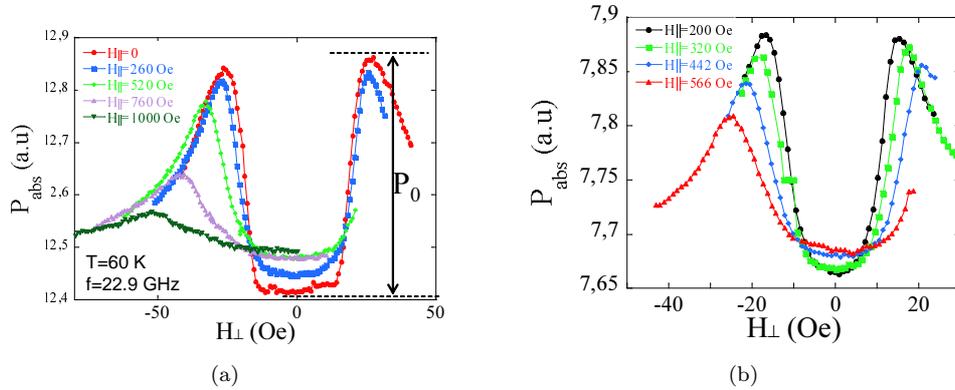


FIG. 4.30 – Absorption micro-onde de MW103 obtenue à 22.9 GHz, 60 K (gauche) et 19.2 GHz, 66 K (droite) pour différents champs  $H_\parallel$ .

Afin de vérifier l'hypothèse concernant la modification de la ligne d'absorption, nous comparons l'absorption hyperfréquence pour deux conditions  $(T_1, \omega_1)$  et  $(T_2, \omega_2)$  telles que le champ résonant y soit identique. Ceci peut être fait pour les deux séries de mesures à 19.2 GHz et 22.9 GHz et pour les températures respectives de 63 et 60 K car pour toutes les valeurs de  $H_\parallel$ , on observe que

$$H_\perp^{jpr}(63 \text{ K}, 19.2 \text{ GHz}, H_\parallel) \sim H_\perp^{jpr}(60 \text{ K}, 22.9 \text{ GHz}, H_\parallel) .$$

La figure 4.31 montre les absorptions micro-ondes pour ces deux fréquences au fur et à mesure que le champ parallèle est augmenté. Pour une faible composante  $H_\parallel = 137$  Oe dans le plan, la largeur de l'absorption à 63 K est supérieure à celle à 60 K. Cette observation est en accord avec la prédiction théorique [238] : la largeur de la raie d'absorption plasma de part et d'autre du

champ résonant lors d'un balayage en champ magnétique est proportionnelle à  $T/J$ . En effet, plus l'agitation thermique est importante, plus les fluctuations de couplage Josephson entre couches supraconductrices sont importantes. En revanche, lorsque le champ parallèle augmente, la partie bas-champ de la ligne d'absorption se superpose parfaitement pour les deux fréquences. Ceci est observé à partir de  $H_{\parallel} = 390$  Oe. Puis, lorsque  $H_{\parallel}$  devient supérieur à  $H_{\parallel} = 822$ , la partie haut-champ se superpose elle-aussi. Cela montre donc qu'en présence du champ parallèle, les fluctuations de couplage Josephson médiées par les fluctuations thermiques ne sont plus possibles.

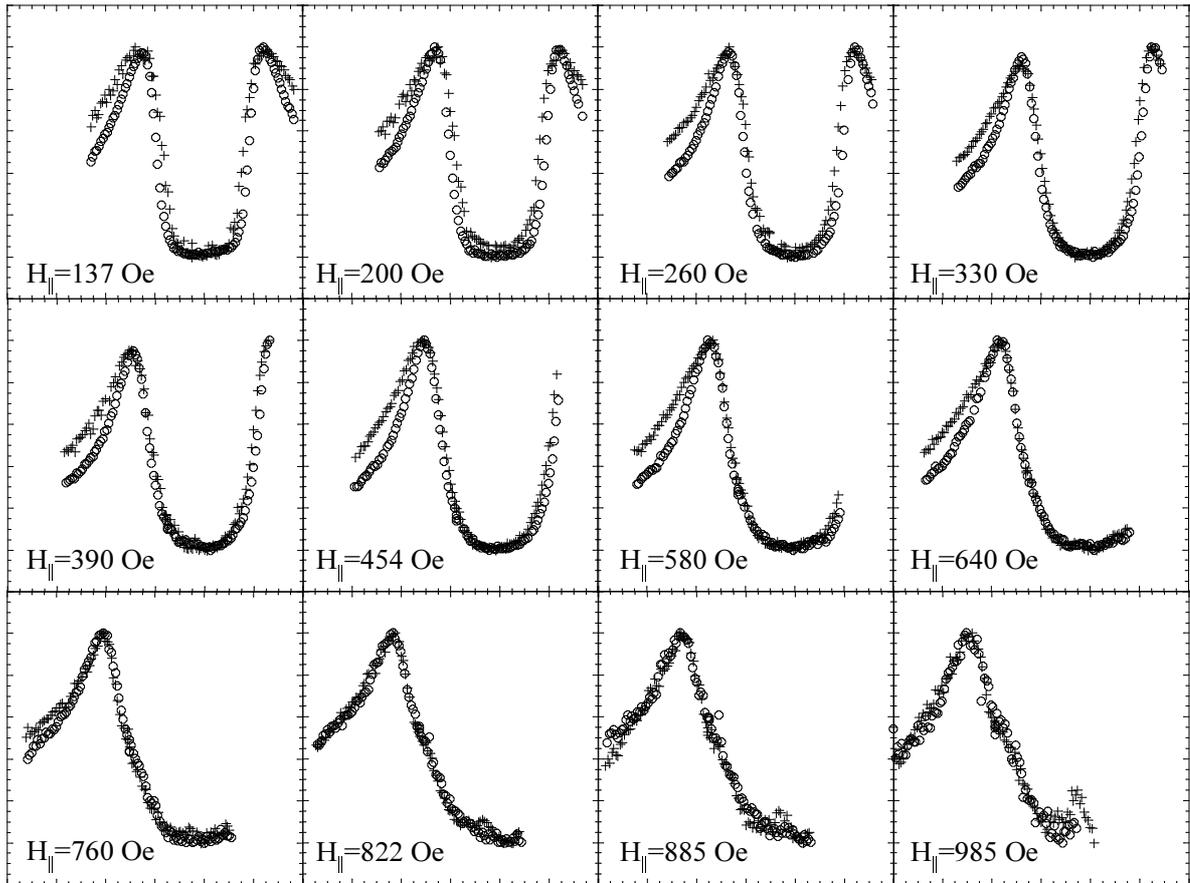


FIG. 4.31 – Absorption micro-onde de MW103 obtenue à 19.2 GHz, 63 K (croix) et 22.9 GHz, 60 K (cercles). Pour chaque graphe, l'échelle des abscisses représente  $H_{\perp}$  allant de -80 Oe à 40 Oe. Les courbes ont toutes été normalisées afin de pouvoir être comparées.

### 4.4.3 Possible transition de phase

Nous avons vu que les champs résonants correspondant au régime III et obtenus pour des champs parallèles importants, varient peu avec la température (voir 4.25). Cela semble indiquer que le passage entre le liquide de vortex corrélé et le liquide de vortex homogène est provoqué par la densité de pancakes. Les ajustements de la figure 4.27, obtenus à l'aide de la relation (4.34), ne représentent pas à proprement parler des lignes de transition de phase. Comme il a été rappelé en 4.3.6, ces ajustements dépendent de  $\mathcal{C}$ . Toutefois, si plusieurs valeurs de  $\mathcal{C}$  sont

connues, il est possible de détecter une ligne de transition du diagramme de phase des vortex, car la cohérence de phase doit y varier très rapidement en fonction de champ magnétique et/ou de la température. Tel est le cas par exemple pour la fusion du réseau de vortex observé sur la figure 4.20 : le champ résonant associé à des fréquences différentes varie très peu le long de la ligne de fusion. Pour notre étude, nous ne connaissons l'effet du champ parallèle sur la résonance plasma que pour deux fréquences dans le liquide de vortex. Même si dans ces conditions, il s'avère délicat de déduire la variation globale de la cohérence de phase, nous remarquons sur la figure 4.32 que les champs résonants correspondant à ces deux fréquences sont très proches pour des champs parallèles importants (supérieurs à 700 Oe) dans le régime III. Ceci est donc une indication que la cohérence de phase en ces points diminue rapidement en fonction de  $H_{\perp}$ , pour  $H_{\parallel}$  et  $T$  fixés : il s'agit donc bien d'une transition de phase s'accompagnant d'une forte variation de la cohérence.

## 4.5 Conclusions

En conclusion, nous avons montré que la phase de liquide de pancakes est influencée par la présence d'une composante du champ magnétique alignée suivant les plans  $\text{CuO}_2$ . La modification de l'absorption hyperfréquence observée est cohérente avec une modification de la répartition spatiale des pancakes. Ces derniers adaptent leur position pour maximiser leur interaction avec les vortex Josephson. Ceci est possible tant que la densité des pancakes est assez faible pour que leur répulsion mutuelle ne détruise pas tout couplage Josephson. Cette observation confirme que dans la phase liquide, les pancakes présentent toujours de fortes corrélations entre les plans  $\text{CuO}_2$ .

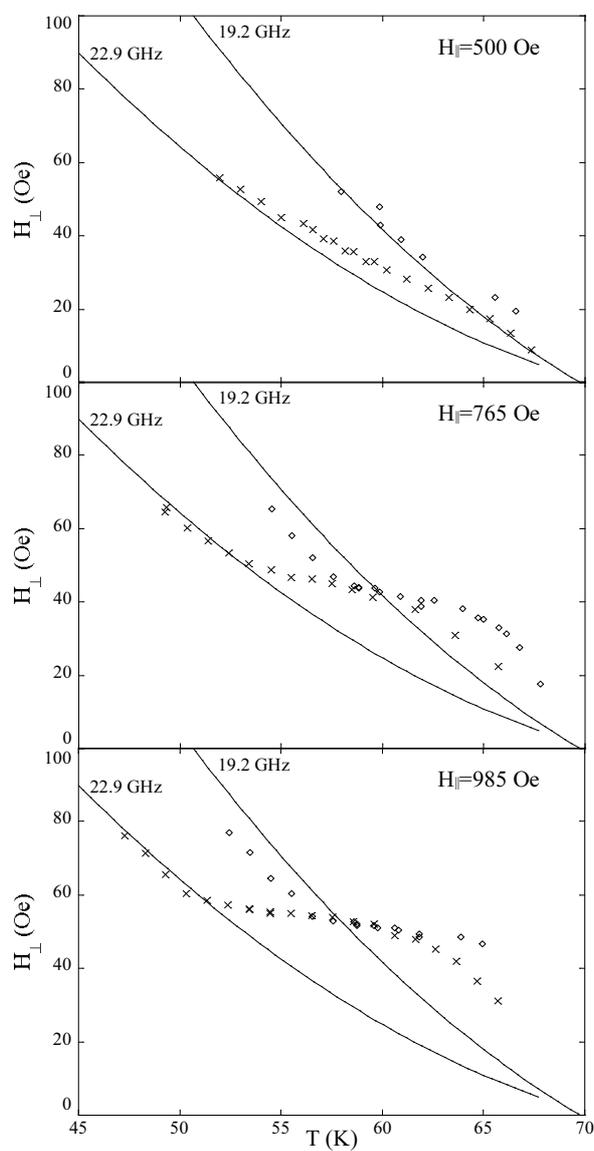


FIG. 4.32 – Comparaison des champs résonants obtenus pour les deux fréquences 19.2 et 22.9 GHz pour les mêmes valeurs du champ  $H_{\parallel}$ . Les lignes représentent les champs résonants obtenus sans champ parallèle.



# Conclusion

La résonance plasma Josephson a permis de détecter précisément l'évolution de la densité suprafluide hors plan dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sous-dopé en fonction du désordre cristallin. La comparaison avec plusieurs résultats de la littérature a permis de montrer que le transport des charges est réalisé par effet Josephson incohérent par opposition au cas optimalement dopé. Tandis que l'évolution des propriétés supraconductrices au sein des plans est bien interprétée dans le cadre de la théorie d'Abrikosov Gor'kov, le transport interplan des paires de Cooper est assuré par diffusion anisotrope dans la limite de Born sur les défauts présents entre les couches  $\text{CuO}_2$ . Ce résultat est en accord avec la récente proposition qui relie les modulations spatiales du gap supraconducteur à la présence des défauts d'oxygène entre les plans. En revanche, il sera nécessaire d'effectuer les mêmes mesures sur le composé optimalement dopé afin de voir si les défauts d'irradiation permettent de passer de la limite d'un couplage cohérent à celui d'un couplage incohérent.

Concernant les propriétés de l'état mixte, la résonance plasma a pu montrer que le rajout d'une composante parallèle aux plans  $\text{CuO}_2$  du champ magnétique à un liquide de pancakes, permet d'induire des corrélations spatiales. Cet effet est dû à la réorganisation des courants supraconducteurs. Là encore, seule la résonance plasma Josephson permet de sonder l'état liquide des vortex en raison de sa grande fréquence par rapport aux mouvements de vortex.

En conclusion, cette thèse a démontré l'importance de la technique de la résonance plasma Josephson pour l'étude des propriétés supraconductrices dans les matériaux lamellaires. Elle appelle à la mise au point de techniques expérimentales de détection résolue en fréquence qui permettront d'explorer de façon continue le diagramme de phase en champ et en température.



# Bibliographie

- [1] W. MEISSNER AND R. OCHSENFELD. *Naturwissen Schäften*, **21** (1933), p. 787.
- [2] L. N. COOPER. Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas. *Phys. Rev.*, **104** (1956)(4), pp. 1189–1190.
- [3] E. MAXWELL. Isotope Effect in the Superconductivity of Mercury. *Phys. Rev.*, **78** (1950)(4), p. 477.
- [4] H. FRÖHLICH. Theory of the Superconducting State. I. The Ground State at the Absolute Zero of Temperature. *Phys. Rev.*, **79** (1950)(5), pp. 845–856.
- [5] J. G. BEDNORZ AND K. A. MULLER. Possible High-Tc Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System. *Zeitschrift Fur Physik B-Condensed Matter*, **64** (1986)(2), pp. 189–193.
- [6] J. BARDEEN, L. N. COOPER, AND J. R. SCHRIEFFER. Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, **108** (1957)(5), pp. 1175–1204.
- [7] J. R. SCHRIEFFER. Evaluation of Some Nonlocal Theories for a Thin Superconducting Film. *Phys. Rev.*, **106** (1957)(1), pp. 47–50.
- [8] F. LONDON AND H. LONDON. *Zeitschrift für Physik*, **96** (1935), p. 359.
- [9] C. GORTER AND H. CASIMIR. *Physica*, **1** (1934), p. 306.
- [10] A. PIPPARD. *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A216** (1953), p. 547.
- [11] V. GINZBURG AND L. LANDAU. On the Theory of Superconductivity. *ZHURNAL EKSPERIMENTALNOI I TEORETICHESKOI FIZIKI*, (1950), pp. 1064–1082.
- [12] B. D. JOSEPHSON. Supercurrents through barriers. *Advances in Physics*, **14** (1965)(56), pp. 419–451.
- [13] G. BLATTER, M. V. FEIGEL'MAN, V. B. GESHKENBEIN, A. I. LARKIN, AND V. M. VINOKUR. Vortices in high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, **66** (1994)(4), pp. 1125–1388.
- [14] B. D. JOSEPHSON. Possible new effects in superconductive tunneling. *Physics Letters*, **1** (1962)(7), pp. 251–253.
- [15] R. FEYNMAN, R. LEIGHTON, AND M. SANDS. *The Feynman Lectures on Physics*, volume III, chapter 21 (Addison-Wesley, 1966).
- [16] K. K. LIKHAREV. Superconducting weak links. *Rev. Mod. Phys.*, **51** (1979)(1), pp. 101–159.
- [17] A. DAMASCELLI, Z. HUSSAIN, AND Z.-X. SHEN. Angle-resolved photoemission studies of the cuprate superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, **75** (2003)(2), pp. 473–541.
- [18] P. BOURGES, H. CASALTA, A. S. IVANOV, AND D. PETITGRAND. Superexchange Coupling and Spin Susceptibility Spectral Weight in Undoped Monolayer Cuprates. *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997)(24), pp. 4906–4909.
- [19] B. O. WELLS, Z. X. SHEN, A. MATSUURA, D. M. KING, M. A. KASTNER, M. GREVEN, AND R. J. BIRGENEAU.  $E$  versus  $k$  Relations and Many Body Effects in the Model Insulating Copper Oxide  $\text{Sr}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ . *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995)(6), pp. 964–967.
- [20] M. R. PRESLAND, J. L. TALLON, R. G. BUCKLEY, R. S. LIU, AND N. E. FLOWER. General trends in oxygen stoichiometry effects on  $T_c$  in Bi and Tl superconductors. *Physica C : Superconductivity*, **176** (1991)(1-3), pp. 95–105.

- [21] J. L. TALLON, C. BERNHARD, H. SHAKED, R. L. HITTERMAN, AND J. D. JORGENSEN. Generic superconducting phase behavior in high- $T_c$  cuprates :  $T_c$  variation with hole concentration in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Phys. Rev. B*, **51** (1995)(18), pp. 12911–12914.
- [22] W. N. HARDY, D. A. BONN, D. C. MORGAN, R. LIANG, AND K. ZHANG. Precision measurements of the temperature dependence of  $\lambda$  in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  : Strong evidence for nodes in the gap function. *Physical Review Letters*, **70** (1993)(25), p. 3999.
- [23] Z.-X. SHEN, D. S. DESSAU, B. O. WELLS, D. M. KING, W. E. SPICER, A. J. ARKO, D. MARSHALL, L. W. LOMBARDO, A. KAPITULNIK, P. DICKINSON, S. DONIACH, J. DICARLO, T. LOESER, AND C. H. PARK. Anomalously large gap anisotropy in the a-b plane of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993)(10), pp. 1553–1556.
- [24] C. C. TSUEI, J. R. KIRTLEY, C. C. CHI, L. S. YU-JAHNES, A. GUPTA, T. SHAW, J. Z. SUN, AND M. B. KETCHEN. Pairing Symmetry and Flux Quantization in a Tricrystal Superconducting Ring of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1994)(4), pp. 593–596.
- [25] D. A. WOLLMAN, D. J. VAN HARLINGEN, W. C. LEE, D. M. GINSBERG, AND A. J. LEGGETT. Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-Pb dc SQUIDS. *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993)(13), pp. 2134–2137.
- [26] R. E. WALSTEDT, W. W. WARREN, R. F. BELL, R. J. CAVA, G. P. ESPINOSA, L. F. SCHNEEMEYER, AND J. V. WASZCZAK.  $^{63}\text{Cu}$  NMR shift and linewidth anomalies in the  $T_c = 60$  K phase of Y-Ba-Cu-O. *Phys. Rev. B*, **41** (1990)(13), pp. 9574–9577.
- [27] C. RENNER, B. REVAZ, J.-Y. GENOUD, K. KADOWAKI, AND O. FISCHER. Pseudogap Precursor of the Superconducting Gap in Under- and Overdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998)(1), pp. 149–152.
- [28] H. DING, J. C. CAMPUZANO, M. R. NORMAN, M. RANDERIA, T. YOKOYA, T. TAKAHASHI, T. TAKEUCHI, T. MOCHIKU, K. KADOWAKI, P. GUPTASARMA, AND D. G. HINKS. ARPES study of the superconducting gap and pseudogap in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ . *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **59** (1998)(10-12), pp. 1888–1891.
- [29] J. W. LORAM, K. A. MIRZA, J. R. COOPER, AND J. L. TALLON. Superconducting and normal state energy gaps in  $\text{Y}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  from the electronic specific heat. *Physica C : Superconductivity*, **282-287** (1997)(Part 3), pp. 1405–1406.
- [30] A. V. PUCHKOV, P. FOURNIER, D. N. BASOV, T. TIMUSK, A. KAPITULNIK, AND N. N. KOLESNIKOV. Evolution of the Pseudogap State of High-  $T_c$  Superconductors with Doping. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996)(15), pp. 3212–3215.
- [31] H. TAKAGI, B. BATLOGG, H. L. KAO, J. KWO, R. J. CAVA, J. J. KRAJEWSKI, AND W. F. PECK. Systematic evolution of temperature-dependent resistivity in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992)(20), pp. 2975–2978.
- [32] Z. KONSTANTINOVIĆ, Z. Z. LI, AND H. RAFFY. Temperature dependence of the Hall effect in single-layer and bilayer  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_y$  thin films at various oxygen contents. *Phys. Rev. B*, **62** (2000)(18), pp. R11989–R11992.
- [33] J. ANNETT, N. GOLDENFELD, AND S. R. RENN. Interpretation of the temperature dependence of the electromagnetic penetration depth in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Physical Review B*, **43** (1991)(4), p. 2778.
- [34] P. J. HIRSCHFELD AND N. GOLDENFELD. Effect of strong scattering on the low-temperature penetration depth of a d-wave superconductor. *Physical Review B*, **48** (1993)(6), p. 4219.
- [35] K. MAKI AND H. WON. Why d-wave superconductivity? *Journal De Physique I*, **6** (1996)(12), pp. 2317–2326.
- [36] H. WON AND K. MAKI. d-Wave Superconductor as a Model of High-T-C Superconductors. *Physical Review B*, **49** (1994)(2), pp. 1397–1402.
- [37] M. PROHAMMER AND J. P. CARBOTTE. London penetration depth of d-wave superconductors. *Physical Review B*, **43** (1991)(7), p. 5370.

- [38] D. EINZEL, P. J. HIRSCHFELD, F. GROSS, B. S. CHANDRASEKHAR, K. ANDRES, H. R. OTT, J. BEUERS, Z. FISK, AND J. L. SMITH. Magnetic Field Penetration Depth in the Heavy-Electron Superconductor  $\text{UBe}_{13}$ . *Physical Review Letters*, **56** (1986)(23), p. 2513.
- [39] K. KANODA, K. AKIBA, K. SUZUKI, T. TAKAHASHI, AND G. SAITO. Magnetic field penetration depth of an organic superconductor : Evidence for anisotropic superconductivity of gapless nature. *Physical Review Letters*, **65** (1990)(10), p. 1271.
- [40] A. T. FIORY, A. F. HEBARD, P. M. MANKIEWICH, AND R. E. HOWARD. Renormalization of the Mean-Field Superconducting Penetration Depth in Epitaxial  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Films. *Physical Review Letters*, **61** (1988)(12), p. 1419.
- [41] D. A. BONN, R. LIANG, T. M. RISEMAN, D. J. BAAR, D. C. MORGAN, K. ZHANG, P. DOSANJH, T. L. DUTY, A. MACFARLANE, G. D. MORRIS, J. H. BREWER, W. N. HARDY, C. KALLIN, AND A. J. BERLINSKY. Microwave determination of the quasiparticle scattering time in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ . *Physical Review B*, **47** (1993)(17), p. 11314.
- [42] A. MAEDA, T. SHIBAUCHI, N. KONDO, K. UCHINOKURA, AND M. KOBAYASHI. Magnetic-field penetration depth and the lower critical field of the quasi-two-dimensional superconductor  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ . *Physical Review B*, **46** (1992)(21), p. 14234.
- [43] K. ZHANG, D. A. BONN, S. KAMAL, R. LIANG, D. J. BAAR, W. N. HARDY, D. BASOV, AND T. TIMUSK. Measurement of the ab Plane Anisotropy of Microwave Surface Impedance of Untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  Single Crystals. *Physical Review Letters*, **73** (1994)(18), p. 2484.
- [44] Z. MA, R. C. TABER, L. W. LOMBARDO, A. KAPITULNIK, M. R. BEASLEY, P. MERCHANT, C. B. EOM, S. Y. HOU, AND J. M. PHILLIPS. Microwave penetration depth measurements on  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals and  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  thin films. *Physical Review Letters*, **71** (1993)(5), p. 781.
- [45] S.-F. LEE, D. C. MORGAN, R. J. ORMENO, D. M. BROUN, R. A. DOYLE, J. R. WALDRAM, AND K. KADOWAKI. a-b Plane Microwave Surface Impedance of a High-Quality  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  Single Crystal. *Physical Review Letters*, **77** (1996)(4), p. 735.
- [46] T. JACOBS, S. SRIDHAR, Q. LI, G. D. GU, AND N. KOSHIZUKA. In-Plane and c-Axis Microwave Penetration Depth of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Crystals. *Physical Review Letters*, **75** (1995)(24), p. 4516.
- [47] H. NING, H. DUAN, P. D. KIRVEN, A. M. HERMANN, AND T. DATTA. Magnetic Penetration Depth in High- $T_c$  Superconducting  $\text{Tl}_2\text{CaBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{8-\delta}$  Single-Crystals. *Journal of Superconductivity*, **5** (1992)(6), pp. 503–509.
- [48] D. M. BROUN, D. C. MORGAN, R. J. ORMENO, S. F. LEE, A. P. MACKENZIE, A. W. TYLER, AND J. R. WALDRAM. ab-Plane surface impedance of the single-layer cuprate  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ . *Physica C : Superconductivity*, **282-287** (1997)(Part 3), pp. 1467–1468.
- [49] T. SHIBAUCHI, H. KITANO, K. UCHINOKURA, A. MAEDA, T. KIMURA, AND K. KISHIO. Anisotropic penetration depth in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . *Physical Review Letters*, **72** (1994)(14), p. 2263.
- [50] C. PANAGOPOULOS, J. R. COOPER, G. B. PEACOCK, I. GAMESON, P. P. EDWARDS, W. SCHMIDBAUER, AND J. W. HODBY. Anisotropic magnetic penetration depth of grain-aligned  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ . *Physical Review B*, **53** (1996)(6), p. R2999.
- [51] C. PANAGOPOULOS, J. R. COOPER, AND T. XIANG. Systematic behavior of the in-plane penetration depth in d-wave cuprates. *Physical Review B*, **57** (1998)(21), p. 13422.
- [52] X.-G. LI, X. F. SUN, Y. H. TOH, Y. Y. HSU, AND H. C. KU. Effect of Pr scattering on the penetration depth  $\lambda_{ab}$  in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$  single crystals. *Phys. Rev. B*, **58** (1998)(2), pp. 1000–1003.
- [53] D. H. WU, J. MAO, S. N. MAO, J. L. PENG, X. X. XI, T. VENKATESAN, R. L. GREENE, AND S. M. ANLAGE. Temperature Dependence of Penetration Depth and Surface Resistance of  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ . *Physical Review Letters*, **70** (1993)(1), p. 85.

- [54] J. R. COOPER. Power-law dependence of the ab-plane penetration depth in  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-y}$ . *Physical Review B*, **54** (1996)(6), p. R3753.
- [55] C. M. VARMA, P. B. LITTLEWOOD, S. SCHMITT-RINK, E. ABRAHAMAS, AND A. E. RUCKENSTEIN. Phenomenology of the normal state of Cu-O high-temperature superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989)(18), pp. 1996–1999.
- [56] P. MONTHOUX AND D. PINES.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  : A nearly antiferromagnetic Fermi liquid. *Phys. Rev. B*, **47** (1993)(10), pp. 6069–6081.
- [57] K. LEVIN, J. H. KIM, J. P. LU, AND Q. M. SI. Normal State Properties in the Cuprates and Their Fermi-Liquid Based Interpretation. *Physica C*, **175** (1991)(5-6), pp. 449–522.
- [58] J. M. WHEATLEY, T. C. HSU, AND P. W. ANDERSON. Interlayer Effects in High-T<sub>c</sub> Superconductors. *Nature*, **333** (1988)(6169), pp. 121–121.
- [59] A. A. TSVETKOV, D. VAN DER MAREL, K. A. MOLER, J. R. KIRTLEY, J. L. DE BOER, A. MEETSMA, Z. F. REN, N. KOLESHNIKOV, D. DULIC, A. DAMASCELLI, M. GRUNINGER, J. SCHUTZMANN, J. W. VAN DER EB, H. S. SOMAL, AND J. H. WANG. Global and local measures of the intrinsic Josephson coupling in  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$  as a test of the interlayer tunnelling model. *NATURE*, **395** (1998)(6700), pp. 360–362.
- [60] S. L. COOPER AND K. E. GRAY. Anisotropy and Interlayer Coupling in the High T<sub>c</sub> Cuprates. In D. M. GINSBERG (editor) *Physical Properties of High-Temperature Superconductors IV*, pp. pp61–188 (World Scientific, Singapore, 1994).
- [61] J. R. COOPER, L. FORRO, AND B. KESZEIT. Direct evidence for a very large penetration depth in superconducting  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals. *Nature*, **343** (1990)(6257), pp. 444–446.
- [62] R. KLEINER AND P. MULLER. Intrinsic Josephson effects in high-T<sub>c</sub> superconductors. *Physical Review B*, **49** (1994)(2), p. 1327.
- [63] R. KLEINER, F. STEINMEYER, G. KUNKEL, AND P. MULLER. Intrinsic Josephson effects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals. *Physical Review Letters*, **68** (1992)(15), p. 2394.
- [64] P. NYHUS, M. A. KARLOW, S. L. COOPER, B. W. VEAL, AND A. P. PAULIKAS. Dynamically assisted interlayer hopping in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ . *Phys. Rev. B*, **50** (1994)(18), pp. 13898–13901.
- [65] T. XIANG AND W. N. HARDY. Universal c-axis conductivity of high-T<sub>c</sub> oxides in the superconducting state. *Physical Review B*, **63** (2000)(2), p. 024506.
- [66] T. XIANG, C. PANAGOPOULOS, AND J. R. COOPER. Low temperature superfluid response of high-T<sub>c</sub> superconductors. *INTERNATIONAL JOURNAL OF MODERN PHYSICS B*, **12** (1998)(10), pp. 1007–1032.
- [67] C. PANAGOPOULOS, J. R. COOPER, T. XIANG, G. B. PEACOCK, I. GAMESON, AND P. P. EDWARDS. Probing the Order Parameter and the c-Axis Coupling of High-T<sub>c</sub> Cuprates by Penetration Depth Measurements. *Physical Review Letters*, **79** (1997)(12), p. 2320.
- [68] M. B. GAIFULLIN, Y. MATSUDA, N. CHIKUMOTO, J. SHIMOYAMA, K. KISHIO, AND R. YOSHIZAKI. c-Axis Superfluid Response and Quasiparticle Damping of Underdoped Bi :2212 and Bi :2201. *Physical Review Letters*, **83** (1999)(19), p. 3928.
- [69] V. AMBEGAOKAR AND A. BARATOFF. Tunneling Between Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963)(11), pp. 486–489.
- [70] V. AMBEGAOKAR AND A. BARATOFF. Tunneling Between Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **11** (1963)(2), p. 104.
- [71] M. J. GRAF, D. RAINER, AND J. A. SAULS. Coupled two-dimensional Fermi liquids as a model for layered superconductors : Basic equations and elementary results. *Physical Review B*, **47** (1993)(18), p. 12089.
- [72] G. B. ARNOLD, R. A. KLEMM, W. KÖRNER, AND K. SCHARNBERG. Comment on ic-axis Josephson tunneling in  $d_{x^2-y^2}$ -wave superconductors. *Phys. Rev. B*, **68** (2003)(22), p. 226501.

- [73] K. MAKI AND S. HAAS. Reply to 'Comment on 'c-axis Josephson tunneling in  $d_{x^2-y^2}$ -wave superconductors' j. *Phys. Rev. B*, **68** (2003)(22), p. 226502.
- [74] R. A. KLEMM. Theory of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  cross-whisker Josephson junctions. *Phys. Rev. B*, **67** (2003)(17), p. 174509.
- [75] K. MAKI AND S. HAAS. c-axis Josephson tunneling in  $d_{x^2-y^2}$ -wave superconductors. *Physical Review B*, **67** (2003)(2), p. 020510.
- [76] M. PINTERIC, S. TOMIC, M. PRESTER, D. DROBAC, O. MILAT, K. MAKI, D. SCHWEITZER, I. HEINEN, AND W. STRUNZ. Probing the order parameter of the layered organic superconductor  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$  by ac susceptibility measurements. *Physical Review B*, **61** (2000)(10), p. 7033.
- [77] T. XIANG AND J. M. WHEATLEY. c Axis Superfluid Response of Copper Oxide Superconductors. *Physical Review Letters*, **77** (1996)(22), p. 4632.
- [78] Pinterić *et al* [76] invoquent la relation 1.40 pour interpréter les mesures de  $\lambda_c$  dans le supraconducteur organique  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$ .
- [79] R. J. RADTKE AND K. LEVIN. Origin of intrinsic Josephson coupling in the cuprates and its relation to order parameter symmetry : An incoherent hopping model. *Physica C : Superconductivity*, **250** (1995)(3-4), pp. 282–294.
- [80] R. J. RADTKE, V. N. KOSTUR, AND K. LEVIN. Theory of the c-axis penetration depth in the cuprates. *Physical Review B*, **53** (1996)(2), p. R522.
- [81] S. POKROVSKY AND V. POKROVSKY. Plasma resonance in layered normal metals and superconductors. *JOURNAL OF SUPERCONDUCTIVITY*, **8** (1995)(1), pp. 183–200.
- [82] J. MAO, D. H. WU, J. L. PENG, R. L. GREENE, AND S. M. ANLAGE. Anisotropic surface impedance of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals. *Physical Review B*, **51** (1995)(5), p. 3316.
- [83] W. E. LAWRENCE AND S. DONIACH. In *Proceedings of 12th International Conference on Low Temperature Physics* (1970).
- [84] J. R. CLEM. Two-dimensional vortices in a stack of thin superconducting films : A model for high-temperature superconducting multilayers. *Phys. Rev. B*, **43** (1991)(10), pp. 7837–7846.
- [85] E. BRANDT. Elastic energy of vortex state in type-2 superconductors .1. high inductions. *JOURNAL OF LOW TEMPERATURE PHYSICS*, **26** (1977)(5-6), pp. 709–733.
- [86] E. BRANDT. Elastic energy of vortex state in type-2 superconductors .2. low inductions. *JOURNAL OF LOW TEMPERATURE PHYSICS*, **26** (1977)(5-6), pp. 735–753.
- [87] A. ABRIKOSOV. ON THE MAGNETIC PROPERTIES OF SUPERCONDUCTORS OF THE SECOND GROUP. *SOVIET PHYSICS JETP-USSR*, **5** (1957)(6), pp. 1174–1183.
- [88] J. PEARL. Structure of superconductive vortices near a metal-air interface. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, **37** (1966)(11), p. 4139.
- [89] L. N. BULAEVSKII, M. LEDVIJ, AND V. G. KOGAN. Vortices in layered superconductors with Josephson coupling. *Phys. Rev. B*, **46** (1992)(1), pp. 366–380.
- [90] L. L. DAEMEN, L. N. BULAEVSKII, M. P. MALEY, AND J. Y. COULTER. Josephson-coupled systems in perpendicular magnetic fields. *Phys. Rev. B*, **47** (1993)(17), pp. 11291–11301.
- [91] L. L. DAEMEN, L. N. BULAEVSKII, M. P. MALEY, AND J. Y. COULTER. Critical current of Josephson-coupled systems in perpendicular fields. *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993)(8), pp. 1167–1170.
- [92] R. A. FERRELL AND R. E. PRANGE. Self-Field Limiting of Josephson Tunneling of Superconducting Electron Pairs. *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963)(11), pp. 479–481.
- [93] Y. I. LATYSHEV, J. E. NEVELSKAYA, AND P. MONCEAU. Dimensional Crossover for Intrinsic dc Josephson Effect in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  2212 Single Crystal Whiskers. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996)(5), pp. 932–935.

- [94] Y. I. LATYSHEV, A. P. ORLOV, A. M. NIKITINA, P. MONCEAU, AND R. A. KLEMM.  $c$ -axis transport in naturally grown  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  cross-whisker junctions. *Phys. Rev. B*, **70** (2004)(9), p. 094517.
- [95] C. S. OWEN AND D. J. SCALAPINO. Vortex Structure and Critical Currents in Josephson Junctions. *Phys. Rev.*, **164** (1967)(2), pp. 538–544.
- [96] A. GUREVICH. Nonlocal Josephson electrodynamics and pinning in superconductors. *Phys. Rev. B*, **46** (1992)(5), pp. 3187–3190.
- [97] J. R. CLEM AND M. W. COFFEY. Viscous flux motion in a Josephson-coupled layer model of high- $T_c$  superconductors. *Phys. Rev. B*, **42** (1990)(10), pp. 6209–6216.
- [98] K. A. MOLER, J. R. KIRTLEY, D. G. HINKS, T. W. LI, AND M. XU. Images of interlayer Josephson vortices in  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ . *SCIENCE*, **279** (1998)(5354), pp. 1193–1196.
- [99] L. J. CAMPBELL, M. M. DORIA, AND V. G. KOGAN. Vortex lattice structures in uniaxial superconductors. *Phys. Rev. B*, **38** (1988)(4), pp. 2439–2443.
- [100] X. HU AND M. TACHIKI. Structure and phase transition of Josephson vortices in anisotropic high- $T_c$  superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998)(18), pp. 4044–4047.
- [101] A. E. KOSHELEV. Kink walls and critical behavior of magnetization near the lock-in transition in layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **48** (1993)(2), pp. 1180–1191.
- [102] E. M. JACKSON, B. D. WEAVER, G. P. SUMMERS, P. SHAPIRO, AND E. A. BURKE. Radiation-Induced  $T_c$  Reduction and Pair Breaking in High- $T_c$  Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995)(15), pp. 3033–3036.
- [103] M. HÉRITIER. *Transitions de phase électroniques - Magnétisme itinérant - Supraconductivité* (Cours du DEA de Physique des Solides de la région parisienne, 2002).
- [104] P. W. ANDERSON. Theory of Dirty Superconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **11** (1959)(1-2), pp. 26–30.
- [105] A. J. DAHM, A. DENENSTEIN, D. N. LANGENBERG, W. H. PARKER, D. ROGOVIN, AND D. J. SCALAPINO. Linewidth of the Radiation Emitted by a Josephson Junction. *Phys. Rev. Lett.*, **22** (1969)(26), pp. 1416–1420.
- [106] A. J. DAHM, A. DENENSTEIN, T. F. FINNEGAN, D. N. LANGENBERG, AND D. J. SCALAPINO. Study of the Josephson Plasma Resonance. *Phys. Rev. Lett.*, **20** (1968)(16), pp. 859–863.
- [107] M. TACHIKI, T. KOYAMA, AND S. TAKAHASHI. *Josephson plasma in high temperature superconductors*, pp. 371–392 (World Scientific, 1996).
- [108] T. KOYAMA AND M. TACHIKI. I-V characteristics of Josephson-coupled layered superconductors with longitudinal plasma excitations. *Phys. Rev. B*, **54** (1996)(22), pp. 16183–16191.
- [109] M. TACHIKI AND M. MACHIDA. Current understanding of Josephson plasma theory and experiments in HTSC. *Physica C : Superconductivity*, **341-348** (2000)(Part 3), pp. 1493–1498.
- [110] J. R. CLEM, M. W. COFFEY, AND Z. HAO. Lower critical field of a Josephson-coupled layer model of high- $T_c$  superconductors. *Phys. Rev. B*, **44** (1991)(6), pp. 2732–2738.
- [111] H. SUHL. Inertial Mass of a Moving Fluxoid. *Phys. Rev. Lett.*, **14** (1965)(7), pp. 226–229.
- [112] D. VAN DER MAREL, H. U. HABERMEIER, D. HEITMANN, W. KONIG, AND A. WITTLIN. Infrared study of the superconducting phase transition in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . *Physica C : Superconductivity*, **176** (1991)(1-3), pp. 1–18.
- [113] Y. MATSUDA, M. B. GAIFULLIN, K. KUMAGAI, K. KADOWAKI, AND T. MOCHIKU. Collective Josephson Plasma Resonance in the Vortex State of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995)(24), pp. 4512–4515.
- [114] O. K. C. TSUI, N. P. ONG, AND J. B. PETERSON. Excitation of the Josephson Plasma Mode in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  in an Oblique Field. *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996)(5), pp. 819–822.

- [115] S. V. DORDEVIC, S. KOMIYA, Y. ANDO, AND D. N. BASOV. Josephson plasmon and inhomogeneous superconducting state in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . *Physical Review Letters*, **91** (2003)(16).
- [116] L. I. GLAZMAN AND A. E. KOSHELEV. Thermal fluctuations and phase transitions in the vortex state of a layered superconductor. *Phys. Rev. B*, **43** (1991)(4), pp. 2835–2843.
- [117] S. COLSON, M. KONCZYKOWSKI, M. B. GAIFULLIN, Y. MATSUDA, P. GIERŁOWSKI, M. LI, P. H. KES, AND C. J. VAN DER BEEK. Vortex Fluctuations in Underdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Crystals. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2003)(13), p. 137002.
- [118] A. E. KOSHELEV. Plasma Resonance and Remaining Josephson Coupling in the Decoupled Vortex Liquid Phase in Layered Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996)(18), pp. 3901–3904.
- [119] E. H. BRANDT AND E. B. SONIN. Interlayer Josephson coupling for a gas of pancake vortices. *Phys. Rev. B*, **66** (2002)(6), p. 064505.
- [120] T. SHIBAUCHI, T. NAKANO, M. SATO, T. KISU, N. KAMEDA, N. OKUDA, S. OOI, AND T. TAMEGAI. Interlayer Phase Coherence in the Vortex Matter Phases of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999)(5), pp. 1010–1013.
- [121] L. BURANOV AND I. SHCHEGOL. Method of measuring conductivity of small crystals at a frequency of 1010 Hz. *INSTRUMENTS AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES-USSR*, **14** (1971)(2), p. 528.
- [122] H. W. HELBERG AND M. DRESSEL. Investigations of organic conductors by the Schegolev method. *JOURNAL DE PHYSIQUE I*, **6** (1996)(12), pp. 1683–1695.
- [123] G. BOUDOURIS. *Cavités Electromagnétiques* (Monographies Dunod, 1971).
- [124] D. KAJFEZ AND E. HWAN. Q-FACTOR MEASUREMENT WITH NETWORK ANALYZER. *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, **32** (1984)(7), pp. 666–670.
- [125] D. KAJFEZ. LINEAR FRACTIONAL CURVE-FITTING FOR MEASUREMENT OF HIGH Q-FACTORS. *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, **42** (1994)(7), pp. 1149–1153.
- [126] S. COLSON. *Etude de la matière de vortex dans le  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  à l'aide de la résonance de plasma Josephson*. Ph.D. thesis, THESE de Doctorat de l'Ecole Polytechnique (2003).
- [127] J. HUGHES AND H. ARMSTRONG. THE DIELECTRIC CONSTANT OF DRY AIR. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, **23** (1952)(5), pp. 501–504.
- [128] H. KITANO, T. HANAGURI, AND A. MAEDA. *c*-axis microwave conductivity of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  in the superconducting state. *Phys. Rev. B*, **57** (1998)(17), pp. 10946–10950.
- [129] H. KITANO, T. HANAGURI, Y. TSUCHIYA, K. IWAYA, R. ABIRU, AND A. MAEDA. Studies of both intralayer and interlayer electrodynamics of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  in the superconducting state. *Journal of Low Temperature Physics*, **117** (1999)(5-6), pp. 1241–1245.
- [130] D.-N. PELIGRAD, B. NEBENDAHL, M. MEHRING, A. DULČIĆ, M. POŽEK, AND D. PAAR. General solution for the complex frequency shift in microwave measurements of thin films. *Phys. Rev. B*, **64** (2001)(22), p. 224504.
- [131] M. B. GAIFULLIN. *The Josephson plasma resonance in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* . Ph.D. thesis, Département de Physique, Université d'Hokkaido, Sapporo, Japon (1998).
- [132] K. MCELROY, D. H. LEE, J. E. HOFFMAN, K. M. LANG, J. LEE, E. W. HUDSON, H. EISAKI, S. UCHIDA, AND J. C. DAVIS. Coincidence of checkerboard charge order and antinodal state decoherence in strongly underdoped superconducting  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Physical Review Letters*, **94** (2005)(19).
- [133] 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. GUPTAK, K. W. NG, E. W. HUDSON, K. M. LANG, AND J. C. DAVIS. Microscopic electronic inhomogeneity in the high- $T_c$  superconductor  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ . *Nature*, **413** (2001)(6853), pp. 282–285.

- [134] C. HOWALD, R. FOURNIER, AND A. KAPITULNIK. Inherent inhomogeneities in tunneling spectra of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-x}$  crystals in the superconducting state. *Physical Review B*, **6410** (2001)(10).
- [135] T. CREN, D. RODITCHEV, W. SACKS, J. KLEIN, J.-B. MOUSSY, C. DEVILLE-CAVELLIN, AND M. LAGUËS. Influence of Disorder on the Local Density of States in High-  $T_c$  Superconducting Thin Films. *Phys. Rev. Lett.*, **84** (2000)(1), pp. 147–150.
- [136] K. M. LANG, V. MADHAVAN, J. E. HOFFMAN, E. W. HUDSON, H. EISAKI, S. UCHIDA, AND J. C. DAVIS. Imaging the granular structure of high- $T_c$  superconductivity in underdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Nature*, **415** (2002)(6870), pp. 412–416.
- [137] K. MCELROY, J. LEE, J. A. SLEZAK, D. H. LEE, H. EISAKI, S. UCHIDA, AND J. C. DAVIS. Atomic-scale sources and mechanism of nanoscale electronic disorder in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Science*, **309** (2005)(5737), pp. 1048–1052.
- [138] T. S. NUNNER, B. M. ANDERSEN, A. MELIKYAN, AND P. J. HIRSCHFELD. Dopant-Modulated Pair Interaction in Cuprate Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **95** (2005)(17), p. 177003.
- [139] J. LEE, K. FUJITA, K. MCELROY, J. A. SLEZAK, M. WANG, Y. AIURA, H. BANDO, M. ISHIKADO, T. MASUI, J. X. ZHU, A. V. BALATSKY, H. EISAKI, S. UCHIDA, AND J. C. DAVIS. Interplay of electron-lattice interactions and superconductivity in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Nature*, **442** (2006)(7102), pp. 546–550.
- [140] A. C. FANG, L. CAPRIOTTI, D. J. SCALAPINO, S. A. KIVELSON, N. KANEKO, M. GREVEN, AND A. KAPITULNIK. Gap-inhomogeneity-induced electronic states in superconducting  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Physical Review Letters*, **96** (2006)(1).
- [141] I. MARTIN AND A. V. BALATSKY. Doping-induced inhomogeneity in high- $T_c$  superconductors. *Physica C : Superconductivity*, **357-360** (2001)(Part 1), pp. 46–48.
- [142] V. J. EMERY AND S. A. KIVELSON. Superconductivity in Bad Metals. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995)(16), pp. 3253–3256.
- [143] L. B. IOFFE AND A. J. MILLIS. Quantum fluctuations and the  $c$ -axis optical conductivity of high- $T_c$  superconductors. *Phys. Rev. B*, **61** (2000)(13), pp. 9077–9087.
- [144] G. XIAO, M. Z. CIEPLAK, A. GAVRIN, F. H. STREITZ, A. BAKHSHAI, AND C. L. CHIEN. High-temperature superconductivity in tetragonal perovskite structures : Is oxygen-vacancy order important? *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988)(14), pp. 1446–1449.
- [145] D. A. BONN, S. KAMAL, K. ZHANG, R. LIANG, D. J. BAAR, E. KLEIN, AND W. N. HARDY. Comparison of the influence of Ni and Zn impurities on the electromagnetic properties of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ . *Phys. Rev. B*, **50** (1994)(6), pp. 4051–4063.
- [146] A. MAEDA, T. YABE, S. TAKEBAYASHI, M. HASE, AND K. UCHINOKURA. Substitution of 3d metals for Cu in  $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{0.6}\text{Ca}_{0.4})_3\text{Cu}_2\text{O}_y$ . *Phys. Rev. B*, **41** (1990)(7), pp. 4112–4117.
- [147] H. ALLOUL, P. MENDELS, H. CASALTA, J. F. MARUCCO, AND J. ARABSKI. Correlations between magnetic and superconducting properties of Zn-substituted  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991)(22), pp. 3140–3143.
- [148] J. W. LORAM, K. A. MIRZA, AND P. F. FREEMAN. The Electronic Specific-Heat of  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{O}_7$  from 1.6-K to 300-K. *Physica C*, **171** (1990)(3-4), pp. 243–256.
- [149] H. ALLOUL, P. MENDELS, H. CASALTA, J. F. MARUCCO, AND J. ARABSKI. Correlations between magnetic and superconducting properties of Zn-substituted  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991)(22), pp. 3140–3143.
- [150] S. D. OBERTELLI, J. R. COOPER, AND J. L. TALLON. Systematics in the thermoelectric power of high- $T_c$  oxides. *Phys. Rev. B*, **46** (1992)(22), pp. 14928–14931.
- [151] J. L. TALLON, J. R. COOPER, P. S. I. P. N. DE SILVA, G. V. M. WILLIAMS, AND J. W. LORAM. Thermoelectric Power : A Simple, Instructive Probe of High- $T_c$  Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995)(22), pp. 4114–4117.

- [152] C. BERNHARD, J. L. TALLON, C. BUCCI, R. DE RENZI, G. GUIDI, G. V. M. WILLIAMS, AND C. NIEDERMAYER. Suppression of the Superconducting Condensate in the High-  $T_c$  Cuprates by Zn Substitution and Overdoping : Evidence for an Unconventional Pairing State. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996)(11), pp. 2304–2307.
- [153] Y. FUKUZUMI, K. MIZUHASHI, AND S. UCHIDA. Zn-doping effect on the c-axis charge dynamics of underdoped high- $T_c$  cuprates. *Phys. Rev. B*, **61** (2000)(1), pp. 627–633.
- [154] B. NACHUMI, A. KEREN, K. KOJIMA, M. LARKIN, G. M. LUKE, J. MERRIN, O. TCHERNYSHÖV, Y. J. UEMURA, N. ICHIKAWA, M. GOTO, AND S. UCHIDA. Muon Spin Relaxation Studies of Zn-Substitution Effects in High-  $T_c$  Cuprate Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996)(27), pp. 5421–5424.
- [155] M. KONCZYKOWSKI AND J. GILCHRIST. Electron-Irradiation of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Ceramics. *Journal De Physique III*, **1** (1991)(11), pp. 1765–1772.
- [156] A. LEGRIS, F. RULLIERALBENQUE, E. RADEVA, AND P. LEJAY. Effects of Electron-Irradiation on  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  Superconductor. *Journal De Physique I*, **3** (1993)(7), pp. 1605–1615.
- [157] F. RULLIER-ALBENQUE, P. A. VIEILLEFOND, H. ALLOUL, A. W. TYLER, P. LEJAY, AND J. F. MARUCCO. Universal T-c depression by irradiation defects in underdoped and overdoped cuprates? *Europhysics Letters*, **50** (2000)(1), pp. 81–87.
- [158] A. LEGRIS. *Effets d'irradiation dans l'oxyde supraconducteur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* . Ph.D. thesis, Rapport CEA-R-5657 (1994).
- [159] J. GIAPINTZAKIS, D. M. GINSBERG, M. A. KIRK, AND S. OCKERS. Testing models of the symmetry of the superconducting pairing state by low-temperature electron irradiation of an untwinned single crystal of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Phys. Rev. B*, **50** (1994)(21), pp. 15967–15973.
- [160] S. K. TOLPYGO, J.-Y. LIN, M. GURVITCH, S. Y. HOU, AND J. M. PHILLIPS. Universal  $T_c$  suppression by in-plane defects in high-temperature superconductors : Implications for pairing symmetry. *Phys. Rev. B*, **53** (1996)(18), pp. 12454–12461.
- [161] S. K. TOLPYGO, J.-Y. LIN, M. GURVITCH, S. Y. HOU, AND J. M. PHILLIPS. Effect of oxygen defects on transport properties and  $T_c$  of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  : Displacement energy for plane and chain oxygen and implications for irradiation-induced resistivity and  $T_c$  suppression. *Phys. Rev. B*, **53** (1996)(18), pp. 12462–12474.
- [162] S. NAKAMAE, K. BEHNIA, L. BALICAS, F. RULLIER-ALBENQUE, H. BERGER, AND T. TAMEGAI. Effect of controlled disorder on quasiparticle thermal transport in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . *Physical Review B*, **6318** (2001)(18).
- [163] S. NAKAMAE, C. CAPAN, K. BEHNIA, N. E. HUSSEY, F. RULLIER-ALBENQUE, S. ADACHI, S. TAJIMA, C. URANO, Y. TAKAGI, T. TAMEGAI, C. MARIN, AND E. WALKER. Low- and zero-energy quasiparticle heat transport in high-T-c superconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **63** (2002)(6-8), pp. 1065–1068.
- [164] F. RULLIER-ALBENQUE, H. ALLOUL, AND R. TOURBOT. Influence of Pair Breaking and Phase Fluctuations on Disordered High  $T_c$  Cuprate Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003)(4), p. 047001.
- [165] F. RULLIER-ALBENQUE, R. TOURBOT, H. ALLOUL, P. LEJAY, D. COLSON, AND A. FORGET. Nernst Effect and Disorder in the Normal State of High- $T_c$  Cuprates. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006)(6), p. 067002.
- [166] *Strong Doping Dependence of Interlayer Superconducting Coherence in  $\text{Bi}_2(\text{Sr},\text{La})_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$* .
- [167] *Anomalous strong doping dependence of the maximum Josephson current in intrinsic josephson junctions and inhomogeneous superconducting state for  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$* .
- [168] S. V. DORDEVIC, E. J. SINGLEY, D. N. BASOV, S. KOMIYA, Y. ANDO, E. BUCHER, C. C. HOMES, AND M. STRONGIN. Global trends in the interplane penetration depth of layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **65** (2002)(13), p. 134511.

- [169] S. V. DORDEVIC, S. KOMIYA, Y. ANDO, Y. J. WANG, AND D. N. BASOV. An infrared study of the Josephson vortex state in high-T-c cuprates. *Europhysics Letters*, **61** (2003)(1), pp. 122–128.
- [170] S. V. DORDEVIC, S. KOMIYA, Y. ANDO, Y. J. WANG, AND D. N. BASOV. Josephson vortex state across the phase diagram of  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  : A magneto-optics study. *Physical Review B*, **71** (2005)(5).
- [171] A. L. FETTER. Spherical Impurity in an Infinite Superconductor. *Phys. Rev.*, **140** (1965)(6A), pp. A1921–A1936.
- [172] M. TINKHAM. *Introduction to superconductivity* (McGraw-Hill, New-York, 1975).
- [173] A. A. ABRIKOSOV AND L. P. GORKOV. Contribution to the Theory of Superconducting Alloys with Paramagnetic Impurities. *Soviet Physics JETP-USSR*, **12** (1961)(6), pp. 1243–1253.
- [174] F. REIF AND M. A. WOOLF. Energy Gap in Superconductors Containing Paramagnetic Impurities. *Phys. Rev. Lett.*, **9** (1962)(7), pp. 315–316.
- [175] M. A. WOOLF AND F. REIF. Effect of Magnetic Impurities on the Density of States of Superconductors. *Phys. Rev.*, **137** (1965)(2A), pp. A557–A564.
- [176] L. YU. *Acta. Phys. Sin.*, **21** (1965), p. 75.
- [177] H. SHIBA. Classical spins in superconductors. *PROGRESS OF THEORETICAL PHYSICS*, **40** (1968)(3), p. 435.
- [178] A. RUSINOV. SUPERCONDUCTIVITY NEAR A PARAMAGNETIC IMPURITY. *JETP LETTERS-USSR*, **9** (1969)(2), p. 85.
- [179] A. A. ABRIKOSOV. Influence of the gap anisotropy on superconducting properties. *Physica C : Superconductivity*, **214** (1993)(1-2), pp. 107–110.
- [180] A. V. BALATSKY, M. I. SALKOLA, AND A. ROSENGREN. Impurity-induced virtual bound states in d-wave superconductors. *Phys. Rev. B*, **51** (1995)(21), pp. 15547–15551.
- [181] N. E. HUSSEY. Low-energy quasiparticles in high-T-c cuprates. *Advances in Physics*, **51** (2002)(8), pp. 1685–1771.
- [182] A. YAZDANI, B. A. JONES, C. P. LUTZ, M. F. CROMMIE, AND D. M. EIGLER. Probing the Local Effects of Magnetic Impurities on Superconductivity. *Science*, **275** (1997)(5307), pp. 1767–1770.
- [183] A. YAZDANI, C. M. HOWALD, C. P. LUTZ, A. KAPITULNIK, AND D. M. EIGLER. Impurity-induced bound excitations on the surface of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . *Physical Review Letters*, **83** (1999)(1), pp. 176–179.
- [184] E. W. HUDSON, S. H. PAN, A. K. GUPTA, K. W. NG, AND J. C. DAVIS. Atomic-scale quasi-particle scattering resonances in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Science*, **285** (1999)(5424), pp. 88–91.
- [185] S. H. PAN, E. W. HUDSON, K. M. LANG, H. EISAKI, S. UCHIDA, AND J. C. DAVIS. Imaging the effects of individual zinc impurity atoms on superconductivity in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Nature*, **403** (2000)(6771), pp. 746–750.
- [186] I. MARTIN, A. V. BALATSKY, AND J. ZAAENEN. Impurity States and Interlayer Tunneling in High Temperature Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002)(9), p. 097003.
- [187] E. W. HUDSON, K. M. LANG, V. MADHAVAN, S. H. PAN, H. EISAKI, S. UCHIDA, AND J. C. DAVIS. Interplay of magnetism and high-Tc superconductivity at individual Ni impurity atoms in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Nature*, **411** (2001)(6840), pp. 920–924.
- [188] A. C. DURST AND P. A. LEE. Impurity-induced quasiparticle transport and universal-limit Wiedemann-Franz violation in d-wave superconductors. *Phys. Rev. B*, **62** (2000)(2), pp. 1270–1290.
- [189] P. A. LEE. Localized states in a d-wave superconductor. *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993)(12), pp. 1887–1890.

- [190] Y. I. LATYSHEV, T. YAMASHITA, L. N. BULAEVSKII, M. J. GRAF, A. V. BALATSKY, AND M. P. MALEY. Interlayer Transport of Quasiparticles and Cooper Pairs in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999)(26), pp. 5345–5348.
- [191] P. J. HIRSCHFELD, S. M. QUINLAN, AND D. J. SCALAPINO.  $c$ -axis infrared conductivity of a  $d_{x^2-y^2}$ -wave superconductor with impurity and spin-fluctuation scattering. *Physical Review B*, **55** (1997)(18), p. 12742.
- [192] D. A. BONN, S. KAMAL, K. ZHANG, R. X. LIANG, AND W. N. HARDY. The microwave surface impedance of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **56** (1995)(12), pp. 1941–1943.
- [193] C. PANAGOPOULOS, T. XIANG, W. ANUKOOL, J. R. COOPER, Y. S. WANG, AND C. W. CHU. Superfluid response in monolayer high- $T_c$  cuprates. *Phys. Rev. B*, **67** (2003)(22), p. 220502.
- [194] A. A. TSVETKOV, D. VAN DER MAREL, K. A. MOLER, J. R. KIRTLEY, J. L. DE BOER, A. MEETSMA, Z. F. REN, N. KOLESHNIKOV, D. DULIC, A. DAMASCELLI, M. GRUNINGER, J. SCHUTZMANN, J. W. VAN DER EB, H. S. SOMAL, AND J. H. WANG. Global and local measures of the intrinsic Josephson coupling in  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$  as a test of the interlayer tunnelling model. *Nature*, **395** (1998)(6700), pp. 360–362.
- [195] N. SHAH AND A. J. MILLIS. Superconductivity, phase fluctuations, and the  $c$ -axis conductivity of bilayer high-temperature superconductors. *Phys. Rev. B*, **65** (2001)(2), p. 024506.
- [196] Z. A. XU, J. Q. SHEN, S. R. ZHAO, Y. J. ZHANG, AND C. K. ONG. Nernst effect and superconducting fluctuations in Zn-doped  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Phys. Rev. B*, **72** (2005)(14), p. 144527.
- [197] A. PARAMAKANTI, M. RANDEIRA, T. V. RAMAKRISHNAN, AND S. S. MANDAL. Effective actions and phase fluctuations in  $d$ -wave superconductors. *Phys. Rev. B*, **62** (2000)(10), pp. 6786–6799.
- [198] M. LI, C. J. VAN DER BEEK, M. KONCZYKOWSKI, A. A. MENOVSKY, AND P. H. KES. Superconducting properties of strongly underdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  single crystals. *Phys. Rev. B*, **66** (2002)(2), p. 024502.
- [199] F. RULLIER-ALBENQUE, A. LEGRIS, H. BERGER, AND L. FORRO. Effect of electron irradiation in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$  superconductors. *Physica C : Superconductivity*, **254** (1995)(1-2), pp. 88–92.
- [200] K. BEHNIA, S. NAKAMAE, F. RULLIER-ALBENQUE, AND T. TAMEGAI. Effect of controlled disorder on thermal conductivity of  $\text{Bi}2212$ . *Physica C-Superconductivity and Its Applications*, **341** (2000), pp. 1809–1812.
- [201] K. KADOWAKI, I. KAKEYA, T. WAKABAYASHI, AND S. TAKAHASHI. Temperature dependence of Josephson plasma modes in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  near  $T_c$ . *INTERNATIONAL JOURNAL OF MODERN PHYSICS B*, **14** (2000)(5), pp. 547–554.
- [202] I. KAKEYA, R. NAKAMURA, T. WADA, AND K. KADOWAKI. Josephson plasma resonance in solid and glass phases of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Physica C : Superconductivity*, **362** (2001)(1-4), pp. 234–238.
- [203] J. CORSON, J. ORENSTEIN, S. OH, J. O'DONNELL, AND J. N. ECKSTEIN. Nodal Quasiparticle Lifetime in the Superconducting State of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000)(12), pp. 2569–2572.
- [204] M. B. GAIFULLIN, Y. MATSUDA, N. CHIKUMOTO, J. SHIMOYAMA, K. KISHIO, AND R. YOSHIZAKI.  $c$ -Electron transport in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$  probed by Josephson plasma resonance. *Physica C : Superconductivity*, **362** (2001)(1-4), pp. 228–233.
- [205] A. HOSSEINI, S. KAMAL, D. A. BONN, R. LIANG, AND W. N. HARDY.  $c$ -Axis Electrodynamics of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Physical Review Letters*, **81** (1998)(6), p. 1298.
- [206] C. PANAGOPOULOS, J. R. COOPER, N. ATHANASSOPOULOU, AND J. CHROSCHE. Effects of Zn doping on the anisotropic penetration depth of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . *Phys. Rev. B*, **54** (1996)(18), pp. R12721–R12724.

- [207] Y. J. UEMURA, G. M. LUKE, B. J. STERNLIEB, J. H. BREWER, J. F. CAROLAN, W. N. HARDY, R. KADONO, J. R. KEMPTON, R. F. KIEFL, S. R. KREITZMAN, P. MULHERN, T. M. RISEMAN, D. L. WILLIAMS, B. X. YANG, S. UCHIDA, H. TAKAGI, J. GOPALAKRISHNAN, A. W. SLEIGHT, M. A. SUBRAMANIAN, C. L. CHIEN, M. Z. CIEPLAK, G. XIAO, V. Y. LEE, B. W. STATT, C. E. STRONACH, W. J. KOSSLER, AND X. H. YU. Universal Correlations between  $T_c$  and  $\frac{n_s}{m^*}$  (Carrier Density over Effective Mass) in High- $T_c$  Cuprate Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989)(19), pp. 2317–2320.
- [208] M. MENGHINI, Y. FASANO, F. DE LA CRUZ, S. S. BANERJEE, Y. MYASOEDOV, E. ZELDOV, C. J. VAN DER BEEK, M. KONCZYKOWSKI, AND T. TAMEGAI. First-Order Phase Transition from the Vortex Liquid to an Amorphous Solid. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2003)(14), p. 147001.
- [209] Y. IYE, S. NAKAMURA, AND T. TAMEGAI. Transport properties of non-superconducting La-cuprates. “*Physica C Superconductivity*”, **159** (1989), pp. 181–187.
- [210] P. H. KES, J. AARTS, V. M. VINOKUR, AND C. J. VAN DER BEEK. Dissipation in highly anisotropic superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990)(9), pp. 1063–1066.
- [211] G. BLATTER, V. B. GESHKENBEIN, AND A. I. LARKIN. From isotropic to anisotropic superconductors : A scaling approach. *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992)(6), pp. 875–878.
- [212] C. A. BOLLE, P. L. GAMMEL, D. G. GRIER, C. A. MURRAY, D. J. BISHOP, D. B. MITZI, AND A. KAPITULNIK. Observation of a commensurate array of flux chains in tilted flux lattices in Bi-Sr-Ca-Cu-O single crystals. *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991)(1), pp. 112–115.
- [213] B. SCHMIDT, M. KONCZYKOWSKI, N. MOROZOV, AND E. ZELDOV. Angular dependence of the first-order vortex-lattice phase transition in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . *Phys. Rev. B*, **55** (1997)(14), pp. R8705–R8708.
- [214] S. OOI, T. SHIBAUCHI, N. OKUDA, AND T. TAMEGAI. Novel Angular Scaling of Vortex Phase Transitions in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999)(21), pp. 4308–4311.
- [215] Y. MATSUDA, M. B. GAIFULLIN, K. KUMAGAI, K. KADOWAKI, T. MOCHIKU, AND K. HIRATA. Excitation of Josephson plasma and vortex oscillation modes in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  in parallel magnetic fields. *Phys. Rev. B*, **55** (1997)(14), pp. R8685–R8688.
- [216] M. TOKUNAGA, M. KISHI, N. KAMEDA, K. ITAKA, AND T. TAMEGAI. Two-component vortex phase diagram in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  under tilted fields studied by a micro-Hall probe. *Phys. Rev. B*, **66** (2002)(22), p. 220501.
- [217] D. A. HUSE. Magnetic-flux patterns on the surface of a type-II superconductor. *Phys. Rev. B*, **46** (1992)(13), pp. 8621–8623.
- [218] E. SARDELLA AND M. A. MOORE. Tilt-wave instability of the flux-line lattice in anisotropic superconductors. *Phys. Rev. B*, **48** (1993)(13), pp. 9664–9668.
- [219] G. PREOSTI AND P. MUZIKAR. Minimum-energy vortex configurations in anisotropic superconductors. *Phys. Rev. B*, **48** (1993)(13), pp. 9921–9924.
- [220] L. L. DAEMEN, L. J. CAMPBELL, A. Y. SIMONOV, AND V. G. KOGAN. Coexistence of two flux-line species in superconducting slabs. *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993)(19), pp. 2948–2951.
- [221] A. SUDBØ, E. H. BRANDT, AND D. A. HUSE. Multiple coexisting orientations of flux lines in superconductors with uniaxial anisotropy. *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993)(9), pp. 1451–1454.
- [222] M. BENKRAOUDA AND M. LEDVIJ. Vortex-lattice structure in layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **51** (1995)(9), pp. 6123–6126.
- [223] M. BENKRAOUDA AND J. R. CLEM. Instability of a tilted vortex line in magnetically coupled layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **53** (1996)(1), pp. 438–442.
- [224] L. N. BULAEVSKII, M. MALEY, H. SAFAR, AND D. DOMÍNGUEZ. Angular dependence of c-axis plasma frequency and critical current in Josephson-coupled superconductors at high fields. *Phys. Rev. B*, **53** (1996)(10), pp. 6634–6637.
- [225] A. E. KOSHELEV. Crossing Lattices, Vortex Chains, and Angular Dependence of Melting Line in Layered Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999)(1), pp. 187–190.

- [226] A. E. KOSHELEV. Vortex-chain phases in layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **71** (2005)(17), p. 174507.
- [227] I. V. GRIGORIEVA, J. W. STEEDS, G. BALAKRISHNAN, AND D. M. PAUL. Vortex-chain state in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : Experimental evidence for coexistence of two vortex orientations. *Phys. Rev. B*, **51** (1995)(6), pp. 3765–3771.
- [228] M. YASUGAKI, K. ITAKA, M. TOKUNAGA, N. KAMEDA, AND T. TAMEGAI. Magneto-optical observations of crossing-lattice state in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . *Phys. Rev. B*, **65** (2002)(21), p. 212502.
- [229] V. K. VLASKO-VLASOV, A. KOSHELEV, U. WELP, G. W. CRABTREE, AND K. KADOWAKI. Decoration of Josephson vortices by pancake vortices in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Phys. Rev. B*, **66** (2002)(1), p. 014523.
- [230] M. TOKUNAGA, M. KOBAYASHI, Y. TOKUNAGA, AND T. TAMEGAI. Visualization of vortex chains in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  by magneto-optical imaging. *Phys. Rev. B*, **66** (2002)(6), p. 060507.
- [231] A. CRISAN, S. J. BENDING, S. POPA, Z. Z. LI, AND H. RAFFY. Observation of interacting crossing vortex lattices in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  thin films. *Phys. Rev. B*, **72** (2005)(21), p. 214509.
- [232] M. TOKUNAGA, T. TAMEGAI, Y. FASANO, AND F. DE LA CRUZ. Direct observations of the vortex chain state in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  by Bitter decoration. *Phys. Rev. B*, **67** (2003)(13), p. 134501.
- [233] A. N. GRIGORENKO, S. J. BENDING, A. E. KOSHELEV, J. R. CLEM, T. TAMEGAI, AND S. OOI. Visualization of Interacting Crossing Vortex Lattices in the Presence of Quenched Disorder. *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002)(21), p. 217003.
- [234] A. TONOMURA, H. KASAI, O. KAMIMURA, T. MATSUDA, K. HARADA, T. YOSHIDA, T. AKASHI, J. SHIMOYAMA, K. KISHIO, T. HANAGURI, K. KITAZAWA, T. MASUI, S. TAJIMA, N. KOSHIZUKA, P. L. GAMMEL, D. BISHOP, M. SASASE, AND S. OKAYASU. Observation of Structures of Chain Vortices Inside Anisotropic High-  $T_c$  Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002)(23), p. 237001.
- [235] A. N. GRIGORENKO, S. J. BENDING, I. V. GRIGORIEVA, A. E. KOSHELEV, T. TAMEGAI, AND S. OOI. Tilt of Pancake Vortex Stacks in Layered Superconductors in the Crossing Lattice Regime. *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005)(6), p. 067001.
- [236] M. CONNOLLY, S. J. BENDING, A. N. GRIGORENKO, AND T. TAMEGAI. Anisotropic pancake vortex transport in the crossing lattices regime of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  single crystals. *Phys. Rev. B*, **72** (2005)(22), p. 224504.
- [237] A. BUZDIN AND I. BALADIÉ. Attraction between Pancake Vortices in the Crossing Lattices of Layered Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002)(14), p. 147002.
- [238] A. E. KOSHELEV, L. N. BULAEVSKII, AND M. P. MALEY. Josephson coupling, phase correlations, and Josephson plasma resonance in vortex liquid phase. *Phys. Rev. B*, **62** (2000)(21), pp. 14403–14418.
- [239] C. J. VAN DER BEEK, M. KONCZYKOWSKI, T. W. LI, P. H. KES, AND W. BENOIT. Large effect of columnar defects on the thermodynamic properties of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals. *Phys. Rev. B*, **54** (1996)(2), pp. R792–R795.
- [240] A. E. KOSHELEV. Point-like and line-like melting of the vortex lattice in the universal phase diagram of layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **56** (1997)(17), pp. 11201–11212.
- [241] I. KAKEYA, T. WADA, R. NAKAMURA, AND K. KADOWAKI. Two phase collective modes in a Josephson vortex lattice in the intrinsic Josephson junction  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Phys. Rev. B*, **72** (2005)(1), p. 014540.
- [242] P. LEBWOHL AND M. J. STEPHEN. Properties of Vortex Lines in Superconducting Barriers. *Phys. Rev.*, **163** (1967)(2), pp. 376–379.

- [243] L. N. BULAEVSKII, D. DOMÍNGUEZ, M. P. MALEY, AND A. R. BISHOP. Josephson plasma mode in the mixed state of long-junction and layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **55** (1997)(13), pp. 8482–8489.
- [244] L. N. BULAEVSKII, M. P. MALEY, AND M. TACHIKI. Low Frequency Magneto-optical Properties of Josephson-Coupled Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995)(5), pp. 801–804.
- [245] S. V. DORDEVIC, S. KOMIYA, Y. ANDO, Y. J. WANG, AND D. N. BASOV. An infrared study of the Josephson vortex state in high-Tc cuprates. *Europhysics Letters*, **61** (2003), pp. 122–128.
- [246] S. V. DORDEVIC, S. KOMIYA, Y. ANDO, Y. J. WANG, AND D. N. BASOV. Josephson vortex state across the phase diagram of  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  : A magneto-optics study. *Phys. Rev. B*, **71** (2005)(5), p. 054503.
- [247] K. M. KOJIMA, S. UCHIDA, Y. FUDAMOTO, AND S. TAJIMA. New Josephson Plasma Modes in Underdoped  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$  Induced by a Parallel Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002)(24), p. 247001.
- [248] M. B. GAIFULLIN, Y. MATSUDA, N. CHIKUMOTO, J. SHIMOYAMA, K. KISHIO, AND R. YOSHIZAKI. *c*-Axis Superfluid Response and Quasiparticle Damping of Underdoped Bi :2212 and Bi :2201. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999)(19), pp. 3928–3931.
- [249] N. MOROZOV, E. ZELDOV, D. MAJER, AND M. KONCZYKOWSKI. Paramagnetic ac susceptibility at the first-order vortex-lattice phase transition. *Phys. Rev. B*, **54** (1996)(6), pp. R3784–R3787.
- [250] G. BLATTER, V. GESHKENBEIN, A. LARKIN, AND H. NORDBORG. Low-field phase diagram of layered superconductors : The role of electromagnetic coupling. *Phys. Rev. B*, **54** (1996)(1), pp. 72–75.
- [251] M. B. GAIFULLIN, Y. MATSUDA, N. CHIKUMOTO, J. SHIMOYAMA, AND K. KISHIO. Abrupt Change of Josephson Plasma Frequency at the Phase Boundary of the Bragg Glass in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **84** (2000)(13), pp. 2945–2948.
- [252] H. SAFAR, P. L. GAMMEL, D. A. HUSE, S. N. MAJUMDAR, L. F. SCHNEEMEYER, D. J. BISHOP, D. LÓPEZ, G. NIEVA, AND F. DE LA CRUZ. Observation of a nonlocal conductivity in the mixed state of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  : Experimental evidence for a vortex line liquid. *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1994)(8), pp. 1272–1275.
- [253] A. PAUTRAT, C. SIMON, A. I. RYKOV, AND S. TAJIMA. Experimental evidence for vortex lines in the vortex-liquid phase of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  in a geometry of tilted vortices. *Phys. Rev. B*, **59** (1999)(1), pp. 199–202.
- [254] Y. ELTSEV AND Ö. RAPP. Local versus Nonlocal Conductivity in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995)(12), p. 2446.
- [255] A. E. KOSHELEV, L. N. BULAEVSKII, AND M. P. MALEY. Josephson Plasma Resonance as a Structural Probe of Vortex Liquid. *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998)(4), pp. 902–905.
- [256] A. E. KOSHELEV AND P. H. KES. Collective-pinning theory for magnetically coupled layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **48** (1993)(9), pp. 6539–6549.
- [257] A. E. KOSHELEV AND L. N. BULAEVSKII. *Physica C*, **341-348** (2000), p. 1503.
- [258] F. BOUQUET, C. MARCENAT, E. STEEP, R. CALEMCZUK, W. KWOK, U. WELP, G. CRABTREE, R. FISHER, N. PHILLIPS, AND A. SCHILLING. An unusual phase transition to a second liquid vortex phase in the superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . *Nature*, **411** (2001), pp. 448–451.
- [259] D. T. FUCHS, E. ZELDOV, T. TAMEGAI, S. OOI, M. RAPPAPORT, AND H. SHTRIKMAN. Possible New Vortex Matter Phases in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998)(22), pp. 4971–4974.

- 
- [260] A. I. RYKOV AND T. TAMEGAI. Determination of magnetic penetration depth from the reversible magnetization in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  : Dependence on weak disorder and interlayer coupling. *Phys. Rev. B*, **63** (2001)(10), p. 104519.
- [261] S. OOI, T. MOCHIKU, AND K. HIRATA. Periodic Oscillations of Josephson-Vortex Flow Resistance in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ . *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002)(24), p. 247002.
- [262] K. HIRATA, S. OOI, S. YU, AND T. MOCHIKU. *Physica C*, **437-438** (2005), pp. 100–103.
- [263] K. HIRATA, S. OOI, S. YU, AND T. MOCHIKU. *Physica C*, **426-431** (2005), pp. 56–60.
- [264] K. HIRATA, S. OOI, S. YU, AND T. MOCHIKU. *to be published*, (2005).
- [265] Y. I. LATYSHEV, V. PAVLENKO, A. ORLOV, AND X. HU. *JETP Letters*, **82** (2005), pp. 232–235.
- [266] I. KAKEYA, T. WADA, R. NAKAMURA, AND K. KADOWAKI. *Phys. Rev. B*, **72** (2005), p. 014540.
- [267] Y. I. LATYSHEV AND A. F. VOLKOV. *Physica C*, **182** (1991), p. 47.