

Jonctions Josephson en rampe entre un cuprate dopé
aux électrons et un supraconducteur conventionnel.

par

Jonathan Gaudet

mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ DES SCIENCES
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 4 février 2014

Le 3 février 2014

le jury a accepté le mémoire de Monsieur Jonathan Gaudet dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Patrick Fournier
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur André-Marie Tremblay
Membre interne
Département de physique

Professeur Mario Poirier
Président rapporteur
Département de physique

À ma famille.

Sommaire

L'élaboration d'expérience permettant de sonder la symétrie du gap supraconducteur à l'aide d'une mesure de la phase de ce gap supraconducteur est l'une des techniques les plus directes pour observer la symétrie "d" des cuprates dopés au trous. Malheureusement, il existe très peu d'expériences de ce type qui ont été réussies pour sonder la symétrie du gap supraconducteur dans les cuprates dopés aux électrons. Effectivement, les expériences sondant la phase du gap supraconducteur demandent d'utiliser généralement des jonctions Josephson entre un cuprate et un supraconducteur conventionnel (Exemple : SQUID et jonctions Josephson en coin). Cependant, il est extrêmement difficile d'obtenir de telles jonctions Josephson avec les cuprates dopés aux électrons, car la croissance de ce matériau est extrêmement difficile et les propriétés physiques de ceux-ci sont très sensibles aux différentes étapes de fabrication que l'on doit effectuer pour obtenir une jonction Josephson. Cependant, de récents travaux effectués par notre groupe sur la purification des phases dans les couches minces de $Pr_{2-x}Ce_xCuO_4$, un cuprate dopé aux électrons, ainsi que sur la production de jonctions Josephson de qualité entre deux électrodes supraconductrices de $Pr_{2-x}Ce_xCuO_4$ ont revigoré l'intérêt de fabriquer une jonction Josephson de qualité entre $Pr_{2-x}Ce_xCuO_4$ et un supraconducteur conventionnel.

Dans ce mémoire, on propose une méthode de fabrication de jonctions Josephson en rampe entre un cuprate dopé aux électrons ($Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$) et un supraconducteur conventionnel (PbIn). Cette méthode de fabrication nous a permis de fabriquer des jonctions Josephson possédant une densité de courant critique de $44 A/cm^2$ et un produit $I_c R_n$ valant $40 \mu V$. On retrouve aussi, tel qu'attendue par la théorie, les oscillations du courant critique de ces jonctions en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement sur celles-ci. Ces caractéristiques nous permettent de conclure que nous avons réussi à produire les meilleures jonctions Josephson de ce type ($Re_{2-x}Ce_xCuO_4 / Au /$ supraconducteur métallique) répertoriées dans la littérature. Ainsi, d'après ces résultats,

il est maintenant possible de tenter l'expérience sondant la symétrie du gap supraconducteur dans le $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ à l'aide d'une jonction Josephson en coin.

Mots-clés: Cuprates dopés aux électrons ; Jonction Josephson en rampe, Symétrie du gap supraconducteur

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche, Patrick Fournier. Ce dernier m'a proposé un sujet extrêmement intéressant m'ayant permis d'apprendre plusieurs techniques expérimentales. De plus, Patrick a su m'introduire à chacune de ces techniques de manière brillante, en faisant toujours preuve de patience et d'enthousiasme.

Je dois aussi remercier mes collègues du groupe Fournier : Maxime Dion, Laurent Olivier, Dominique Matte et Guillaume Hardy, pour avoir su garder une excellente atmosphère de travail au bureau. Je garde de bons souvenirs avec chacun d'entre vous et je vous souhaite à tous de grandes réussites. J'aimerais également dire un énorme merci à tous les techniciens et assistants de recherche qui m'ont soutenu dans le cadre de ce projet : Stéphane Pelletier, Christian Sarra-Bournet, Keven Parenteau-Cloutier, Michael Lacerte et Kym Doan Nguyen Thi. Il aurait été impossible d'obtenir les meilleures jonctions Josephson à base de cuprate dopé aux électrons au MONDE sans votre appui dans ce projet.

Merci aussi aux deux autres membres de mon comité de maîtrise, Mario Poirier et André-Marie Tremblay, pour la correction de ce mémoire. Je suis très reconnaissant de vos commentaires et du temps que vous y avez accordé.

Je remercie aussi le CRSNG, le FQRNT et la FCI pour le financement de ce projet.

J'aimerais remercier ma famille, et plus spécifiquement mon père et ma mère qui m'ont toujours soutenu dans mes choix. Cela est extrêmement important pour moi. Vous avez toujours été des modèles (de manière encore plus considérable au cours des dernières années) et je suis très fier de vous.

Finalement, je tiens à remercier Vanessa, qui m'a accompagné au quotidien et qui a

été présente à chaque difficulté et chaque réussite survenue lors de ma maîtrise. Je suis fier de ce qu'on devient et merci de me supporter dans toutes mes décisions.

Table des matières

Sommaire	iii
Table des matières	vii
Liste des tableaux	ix
Table des figures	x
Introduction	1
1 Théorie	7
1.1 Les bases de la supraconductivité	7
1.1.1 Caractéristiques macroscopiques de la supraconductivité	7
1.1.2 Définition des longueurs caractéristiques importantes dans les supraconducteurs	9
1.1.3 Théorie BCS	13
1.1.4 Courant et boucle supraconductrice	16
1.2 Couplage Josephson	19
1.2.1 Équations maîtresses	20
1.2.2 Effet Josephson C.C.	22
1.2.3 Impact du champ magnétique	24
1.2.4 Densité de courant critique non-uniforme	29
1.2.5 Expériences sondant la symétrie du gap supraconducteur	30
1.2.6 Impact des vortex dans une jonction Josephson	37
2 Montages expérimentaux	39
2.1 Ablation Laser	39

2.2	Diffraction des rayons X.	41
2.3	Mesure de résistivité à quatre pointes	44
2.4	Mesure de susceptibilité magnétique CA	45
2.5	Fabrication des jonctions Josephson en rampe	48
2.5.1	Dépôt de la première électrode.	48
2.5.2	Gravure de la rampe	50
2.5.3	Reconstruction de la rampe et dépôt de la barrière métallique.	53
2.5.4	Dépôt de la deuxième électrode supraconductrice Pb/In	53
2.6	Système de mesure pour les jonctions.	56
2.6.1	Canne de mesure et cryostat écranté	56
2.6.2	Préparation et principe de mesure des échantillons.	59
2.6.3	Filtrage du bruit	60
3	Résultats : Caractérisation des composantes	62
3.1	PCCO 15%	62
3.1.1	Structure cristalline	62
3.1.2	Transition supraconductrice	66
3.2	PCCO 5%	69
3.3	PbIn	69
3.4	Caractérisation de la rampe	70
3.5	Impact de la reconstruction	76
4	Résultats : Jonctions Josephson PCCO 15 %/PCCO 5%/Au/PbIn	81
4.1	Courbes I-V	81
4.2	Courbe V vs B	85
4.3	Courbe I_c vs B	88
4.4	Reproductibilité et difficultés expérimentales	90
4.5	Résumé	95
	Conclusion	96
	Bibliographie	103

Liste des tableaux

1.1	Valeurs de la longueur de pénétration du champ magnétique (λ_l), ainsi que la longueur de cohérence (ξ_c) pour $Pr_{1.75}Ce_{0.15}CuO_{2-\delta}$ et pour un alliage de plomb/indium.	13
1.2	Valeurs du courant critique (I_c) et de la résistance normal (R_n) pour différentes jonctions Josephson présentes dans la littérature.	23
3.1	Conditions de croissance utilisées pour les dépôts du PCCO cru par ablation laser.	69

Table des figures

1	Structure cristalline des composés 2-1-4	2
2	Diagramme de phase des composés 2-1-4	3
3	Amplitude et phase du paramètre d'ordre supraconducteur pour différentes symétries.	5
1.1	Courbe expérimentale de la résistivité en fonction de la température du Mercure (Hg).	8
1.2	Effet Meissner de type I ou de type II ($H < H_{c1}$)	9
1.3	Diagramme de phase T-H des supraconducteur de type I et II	10
1.4	Schéma de la longueur de pénétration du champ magnétique et de la longueur de cohérence.	11
1.5	Mécanisme physique de l'appariement des électrons supraconducteurs pour la théorie BCS et celle de la théorie des ondes de spin.	15
1.6	Symétrie 's' et 'd' du gap supraconducteur dans l'espace réciproque.	16
1.7	Boucle supraconductrice.	18
1.8	Schéma d'une jonction Josephson et du couplage entre les fonctions d'onde supraconductrices.	20
1.9	Courbe I-V typique d'une jonction Josephson.	24
1.10	Schéma d'une jonction Josephson sous champ magnétique.	26
1.11	Patron de Fraunhofer de la dépendance du courant critique en fonction du flux magnétique.	28
1.12	Évolution du patron de Fraunhofer du régime étroit au régime large.	30
1.13	Patrons de Fraunhofer pour différentes configurations du courant critique.	31
1.14	Schéma d'un SQUID et d'un π -SQUID.	32
1.15	Graphiques de $I_c(\frac{\Phi}{\Phi_0})$ pour le SQUID et le π -SQUID.	34

1.16	$I_c(\Phi)$ pour une jonction Josephson réelle et des jonctions Josephson en coin fabriqués avec un supraconducteur de type 'd' ou de type 's'.	36
1.17	Influence d'un vortex piégé dans un jonction Josephson en coin sur $I_c(\Phi)$	38
2.1	Trajet optique pour le montage d'ablation laser.	40
2.2	Vue schématique de l'intérieur de la chambre d'ablation laser.	42
2.3	Méthode θ - 2θ de la diffraction des rayons X	43
2.4	Preuve géométrique de la loi de Bragg	44
2.5	Méthode de mesure électrique à quatre pointes	45
2.6	Configuration des trois bobines servant à mesurer la susceptibilité magnétique	46
2.7	Courbe de susceptibilité magnétique du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ en fonction de la température	47
2.8	Étapes de fabrication de nos jonctions Josephson	50
2.9	Photo de l'étaiseur ainsi que le système de photolithographie par écriture directe utilisés pour ces travaux.	51
2.10	Orientation du faisceau d'ions par rapport à l'échantillon	52
2.11	Masque utilisé pour le dépôt du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ et du Pb/In	54
2.12	L'intérieur du système d'évaporation du PbIn	55
2.13	Résultat final d'une jonction Josephson en rampe	56
2.14	Canne de mesure utilisée pour caractériser électriquement nos jonctions Josephson.	57
2.15	Système d'acquisition de données	58
2.16	Définition des canaux sur une jonction Josephson.	59
2.17	Schéma d'un filtre π	61
3.1	Patron de diffraction du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ pour 2θ allant de 20 à 80°.	63
3.2	Patron de diffraction du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ pour 2θ allant de 29 à 33° et pour 2θ allant de 44 à 46°.	65
3.3	Courbe expérimentale de la susceptibilité magnétique du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ en fonction de la température.	67
3.4	Courbe de résistivité avec et sans champ magnétique du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$	68
3.5	Patron de diffraction du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ pour 2θ allant de 29 à 33°.	70
3.6	Mesure de susceptibilité magnétique AC du PbIn utilisé pour nos jonctions Josephson.	71

3.7	Facteur multiplicatif ($\frac{d}{t}$) en fonction de l'angle de la rampe d'une jonction Josephson et schéma de la longueur de la barrière en fonction de l'épaisseur des électrodes supraconductrices.	72
3.8	Vue 3D en AFM d'un échantillon de PCCO couvert de STO amorphe et de résine.	74
3.9	Processus de gravure au faisceau d'ions pour deux morphologie de résine différentes	74
3.10	Vue, en AFM, du dessus d'un échantillon gravé par le faisceau d'ions et quelques coupes en 2D du profil de la rampe.	77
3.11	Vue 3D en AFM, d'un échantillon gravé par faisceau d'ions.	78
3.12	Résistance électrique en fonction de la température pour une jonction PCCO 15 % / PCCO 5 % / Au et une jonction PCCO 15 % / Au.	78
4.1	Courbe I-V typique de nos jonctions Josephson	82
4.2	Dépendance du gap supraconducteur du PCCO en fonction de la position pour une interface Au / PCCO.	84
4.3	Courbe typique d'oscillation de voltage au borne de notre barrière en fonction du champ magnétique.	86
4.4	Configuration de nos jonctions Josephson en comparaison avec celle traité théoriquement par Rosenthal et al. pour le calcul théorique du facteur démagnétisant	88
4.5	Oscillation du voltage ainsi que du courant critique pour une même jonction.	89
4.6	Courbe I-V ainsi qu'une courbe de voltage en fonction du champ magnétique appliqué d'une jonction PCCO 15/PCCO5/Au/Pb dont le dépôt d'Au a été mal contrôlé.	91
4.7	Deuxième série d'oscillations du voltage en fonction du champ magnétique appliqué sur une jonction Josephson de moins bonne qualité.	92
4.8	Courant critique en fonction de la position dans une barrière où les étapes de fabrication de nos jonctions Josephson n'ont pas été contrôlées parfaitement.	94

Introduction

En 1989, Bednörz et Müller ont découvert de la supraconductivité dans un matériau de la famille des oxydes supraconducteurs nommé cuprates [1]. Cette classe de matériaux consiste en un empilement de plans d'atomes de cuivre et d'oxygène (CuO_2) et des plans à fort caractère ionique incluant par exemple des terres rares (La,Pr,Nd,...), des alcalins terreux (Sr,Ca,...), des atomes lourds (Bi,Tl,Hg,..) et aussi de l'oxygène. Ces matériaux, lorsque dopés en électrons ou en trous, présentent une phase supraconductrice dont l'origine est encore aujourd'hui incomprise. Malgré le succès de la théorie BCS pour expliquer la supraconductivité dans les métaux, cette théorie ne semble pas capter toute la physique contenue dans les cuprates [2]. De ce fait, une grande partie de la communauté scientifique travaille à l'élaboration d'une nouvelle théorie qui percerait les mystères de la supraconductivité dans ces matériaux.

Pour parvenir à trouver un modèle théorique qui explique bien le comportement des électrons dans les cuprates, on doit s'intéresser à la symétrie (ou l'asymétrie) des phénomènes physiques en fonction du dopage entre les cuprates dopés en électrons et ceux dopés en trous. Effectivement, il est primordial de savoir si la physique reste la même pour les dopages en trous et en électrons, car plusieurs modèles théoriques ne font que supposer cette symétrie [4]. Pour mieux cerner ce problème, on doit comparer des structures qui soient les plus similaires possibles (afin de diminuer le nombre de facteurs différents) : c'est le cas par exemple des composés 214 (2 atomes de terre rare, pour 1 atome de cuivre et 4 atomes d'oxygène). Pour les cuprates dopés aux électrons, il s'agit des composés $Re_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ (où Re = Pr, Nd, La) qui cristallisent dans la structure T' de la Figure 1 que l'on va comparer avec les composés dopés en trous $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO), qui cristallisent dans la structure T de cette même Figure. La structure T' est tétragonale avec les paramètres de maille a et b égaux ($a = b = 3.95 \text{ \AA}$ pour $Pr_{2-x}Ce_xCuO_4$ (PCCO) à $x=0.15$) et plus petits que l'axe c (12.15 \AA pour PCCO à $x=0.15$) [5]. Pour

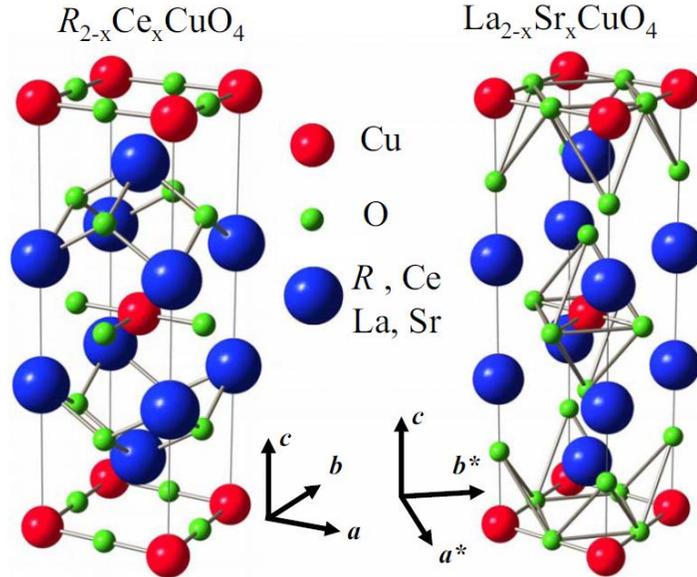


FIGURE 1 – Structure cristalline des composés 2-1-4 appartenant à la famille des cuprates supraconducteurs. On y voit à gauche, la structure T' des dopés aux électrons (ex : $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$) et à droite, la structure T des dopés en trous ($La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [3]).

la structure T, il y a une faible différence entre les paramètres de maille en plan, ce qui rend la structure orthorhombique. Il y a aussi quelques différences sur la position des atomes entre les couches de CuO_2 , qui agissent comme réservoirs de charges. Plus particulièrement, on peut noter la présence d'oxygènes apicaux dans $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, mais pas dans $Re_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$. Bref, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ est beaucoup plus semblable à la structure des dopés aux électrons que les autres composés dopés en trous (ex : $YBa_2Cu_3O_7$ [6]).

Les premières différences et similitudes entre ces deux matériaux peuvent être vues en comparant leur diagramme de phase respectif, tel que fait à la Figure 2. Des deux côtés, on y voit une phase antiferromagnétique à bas dopage et une phase métallique (liquide de Fermi) à haut dopage entrecoupées d'un dôme supraconducteur. Cependant, la phase antiferromagnétique des dopés aux électrons persiste à beaucoup plus grand dopage que celle du côté des dopés aux trous. De plus, il semble même y avoir une coexistence entre la supraconductivité et la phase magnétique du côté des dopés aux électrons tandis que ces deux phases sont clairement séparées du côté des dopés aux trous. Par ailleurs, le dôme supraconducteur des dopés aux électrons est restreint à une plus petite gamme de dopages et à des températures de transition supraconductrice généralement plus faibles

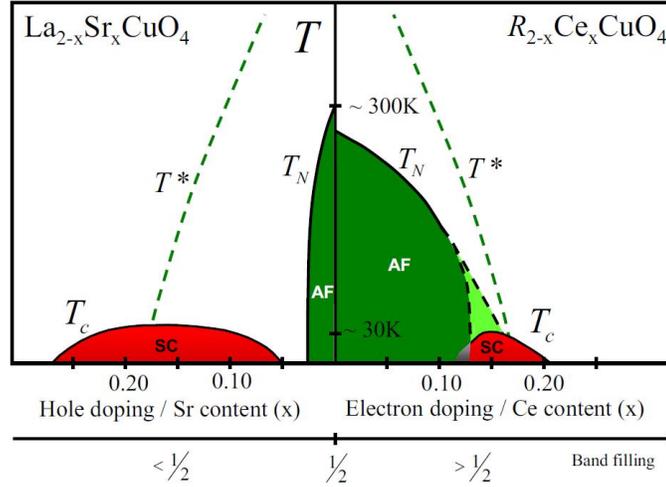


FIGURE 2 – Diagramme de phase des composés 2-1-4 dopés en électrons (à droite) et en trous (à gauche). Le dopage varie selon l’axe horizontale et la température varie selon l’axe verticale. [3]

($T_c(max) \approx 25\text{ K}$ [7]) que celles des dopés aux trous ($T_c(max) \approx 40\text{ K}$ [8] pour LSCO).

Puisque les cuprates dopés aux électrons ont été synthétisés un peu plus tard que ceux dopés aux trous [9] et que leur croissance sous forme de monocristaux ou de couches minces s’avère beaucoup plus complexe, les études effectuées sur ceux-ci sont beaucoup moins répandues. Ainsi, pour mieux comparer les deux systèmes, plusieurs mystères du côté des dopés aux électrons restent à résoudre. Par exemple, la ligne de transition magnétique correspondant à la température de Néel de ceux-ci provient d’une expérience de diffusion de neutrons faite sur des cristaux de NCCO [10]. Les auteurs prétendent voir un ordre antiferromagnétique partant d’une température de Néel de 273 K à zéro dopage jusqu’à atteindre un point critique quantique se trouvant dans la région sur-dopée du dôme supraconducteur, impliquant une possible coexistence de la supraconductivité et de l’antiferromagnétisme. Cependant, d’autres mesures telles que la relaxation des spins de muons [11] ainsi que la diffusion inélastique de neutrons [12] montrent une zone antiferromagnétique bien distincte du dôme supraconducteur avec très peu de recouvrement entre les phases supraconductrices et antiferromagnétiques. Ces expériences contradictoires laissent toujours ouvert le débat au sujet de la coexistence de l’antiferromagnétisme et de la supraconductivité dans cette famille dopée aux électrons, alors que la situation est beaucoup plus claire dans les systèmes dopés aux trous.

Un autre débat au sujet des dopés aux électrons, concerne l'origine de la région pseudo-gap (sous T^* à la Figure 2) qui marque l'ouverture d'un gap (partiel) dans les excitations des quasi-particules bien avant la présence de supraconductivité. Pour les dopés aux trous, par des mesures d'ARPES [13], d'effet tunnel [14], de résistivité [15], de conductivité optique [16] ainsi que de conductivité thermique [17], il est suggéré que ce gap possède le même ordre de grandeur en énergie ainsi que la même symétrie que le gap supraconducteur [18]. Il serait donc un état de la matière précurseur à la supraconductivité. Pour les dopés aux électrons, des mesures de conductivité optique [19], d'effet Hall [19], de résistivité [20], d'ARPES [21], de spectroscopie tunnel [22] et de spectroscopie Raman [23] révèlent elles aussi l'ouverture d'un gap bien avant la présence de supraconductivité. Cependant, il n'est pas certain que ce gap possède la même échelle d'énergie ainsi que la même symétrie que le gap supraconducteur. L'origine de cette phase proviendrait de fluctuations de spin [3] tandis que du côté des dopés aux trous, le débat concernant l'origine de la phase pseudogap demeure toujours d'actualité.

Enfin, même si la symétrie "d" du gap supraconducteur dans les cuprates dopés aux trous est bien reconnue par la communauté scientifique [24], il en est tout autrement pour les dopés aux électrons. Effectivement, des mesures de longueur de pénétration [25] [26] de spectroscopie tunnel [27], de spectroscopie Raman [28] [29], de chaleur spécifique [30] et de conductivité thermique [31] montrent toutes et chacune des mesures contradictoires entre une symétrie "s" et "d". De plus, il a récemment été proposé qu'il y ait changement de la symétrie du gap supraconducteur en fonction de la température [30] et/ou du dopage [32]. Ces contradictions s'expliquent car chacune de ces expériences ne fait que sonder l'amplitude du gap supraconducteur et, tel que montré à la Figure 3, une modulation de l'amplitude du gap supraconducteur peut aussi se manifester pour une symétrie "s" mais anisotrope.

Pour contrer ce problème, une des meilleures façons pour déterminer de façon définitive la nature du gap supraconducteur consiste à effectuer des mesures expérimentales qui sondent directement la phase du gap supraconducteur (voir Figure 2). Pour ce faire, on peut utiliser le fait que le courant dans une jonction Josephson est sensible à la différence de phase entre les deux électrodes supraconductrices. Ainsi, en utilisant un design spécial de SQUID (nommé π -SQUID) entre un supraconducteur conventionnel et un cuprate, il

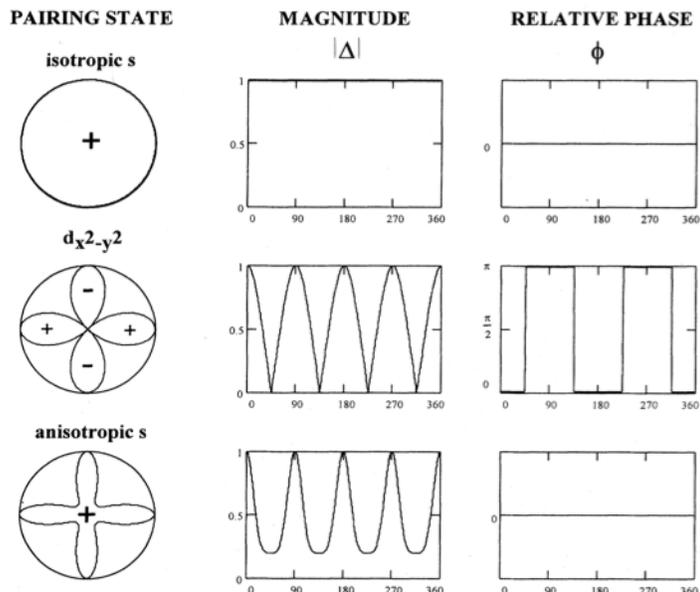


FIGURE 3 – Amplitude et phase du paramètre d’ordre supraconducteurs pour différentes symétries dans l’espace réciproque[24].

est possible de démontrer la présence d’un changement de signe dans la phase du gap supraconducteur [24]. C’est suite à cette expérience que l’on a tranché le débat du côté de la symétrie ”d” pour les cuprates dopés aux trous.

Du côté des cuprates dopés aux électrons, les mesures de phase sont très peu nombreuses dans la littérature. Celle par Kirtley et al [33] semble indiquer une symétrie ”d” par mesure directe du flux magnétique traversant les jonctions de grain d’une couche épitaxiale de $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ (NCCO) sur un substrat spécial appelé ”tri-cristal”. Pour une orientation relative particulière des trois portions de ce tri-cristal et de la couche épitaxiale de NCCO entraînant une frustration de la phase, la mesure du champ magnétique indique la présence d’un flux magnétique spontané piégé au point de jonction central et présentant la moitié du quantum de flux magnétique, qui est une signature directe de la symétrie ”d”. Il y a eu aussi des mesures de phase sur des jonctions Josephson en rampe de type zigzag fabriquées avec NCCO [34] et $La_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ [35] qui confirment également une symétrie ”d” dans ces matériaux. Cependant, dans ces jonctions, puisque les densités de courant critiques sont très faibles ($\approx 6A/cm^2$), il était impossible de faire la mesure du π -SQUID, qui représente une mesure beaucoup plus claire pour interpréter la nature de la symétrie du gap supraconducteur. Considérant cela ainsi que l’absence

de mesures de phase sur PCCO, ce mémoire propose de développer un procédé de fabrication pour l'obtention de jonctions Josephson entre PCCO et un supraconducteur conventionnel. Ensuite, il sera possible d'adapter cette technique pour créer un π -SQUID et alors, complètement clore le débat sur la symétrie du gap supraconducteur dans les cuprates dopés aux électrons.

Malgré quelques essais infructueux durant les dernières années pour fabriquer des jonctions Josephson entre un cuprate dopé aux électrons et un supraconducteur conventionnel, il est maintenant permis de croire que cela est possible. Effectivement, il a été découvert que les cristaux et les couches minces de $Re_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ possédaient une phase parasite qui consiste en une phase cristalline sans cuivre de $ReCeO$. Cette phase parasite épitaxiale avec PCCO et les substrats habituellement utilisés [7] [36] est de nature isolante et sa présence à proximité de la jonction peut donc diminuer considérablement le couplage Josephson à travers une barrière isolante. Cependant, des récents travaux de purification de phase ont été effectués par notre groupe de recherche pour complètement supprimer cette phase parasite dans les couches minces. Il est maintenant possible de créer des échantillons beaucoup plus purs qu'auparavant [7]. De plus, notre groupe a aussi développé un procédé de fabrication de jonctions Josephson en rampe entre deux cuprates dopés aux électrons où le produit $I_c R_n$, qui est une constante révélant la qualité d'une jonction Josephson, est comparable aux jonctions Josephson fabriquées avec des cuprates dopés aux trous [37]. Ces plus récents développements laissent présager la possibilité d'obtenir, mais surtout d'améliorer les jonctions Josephson entre PCCO et un supraconducteur conventionnel.

En bref, ce mémoire a pour but de présenter les données obtenues sur nos jonctions Josephson entre la nouvelle génération de couches minces de PCCO et du Pb-In à travers une barrière métallique d'au. Il y sera présenté, au chapitre 1, la théorie nécessaire permettant de développer la base des équations régissant l'effet Josephson. Au chapitre 2, je présenterai les différentes méthodes expérimentales qui ont été utilisées pour caractériser, fabriquer puis mesurer les propriétés de ces jonctions et leurs composantes. Au chapitre 3, je présente la caractérisation de chacune des composantes de nos jonctions Josephson et finalement, au chapitre 4, nous allons présenter l'analyse de leurs propriétés.

Chapitre 1

Théorie

1.1 Les bases de la supraconductivité

1.1.1 Caractéristiques macroscopiques de la supraconductivité

La première manifestation de la supraconductivité fut observée en 1911, lorsque la détermination de la résistivité électrique des métaux à basse température est devenue possible grâce aux travaux de K. Onnes sur la liquéfaction de l'hélium. En plongeant du mercure dans un bain d'hélium liquide, K. Onnes obtint les données représentées à la Figure 1.1. On y voit tout d'abord une diminution de la résistivité, telle qu'attendue d'un comportement métallique à basse température. Cependant, à environ 4,2 K, il observa une chute brutale de celle-ci, allant même atteindre un état où les électrons circulent sans aucune résistance. De ce fait, l'état supraconducteur est considéré comme un conducteur parfait.

Un peu plus tard, on s'aperçut que cet état présentait un diamagnétisme parfait [39]. Plus précisément, on observe que sous l'application d'un champ magnétique, un matériau supraconducteur écranterait parfaitement ce champ pour ne laisser place à aucun flux magnétique dans son volume (Figure 1.2). Cette propriété magnétique est nommée "effet Meissner", en l'honneur du premier scientifique à l'avoir observée expérimentalement. Avec les années, on découvrit que les supraconducteurs présentaient deux comportements magnétiques différents (Figure 1.3). Le premier, de type I, consiste à maintenir l'effet Meissner jusqu'à un champ critique H_c , où le cristal redevient paramagnétique et métallique. Le deuxième, de type II, présente un effet Meissner jusqu'à un champ cri-

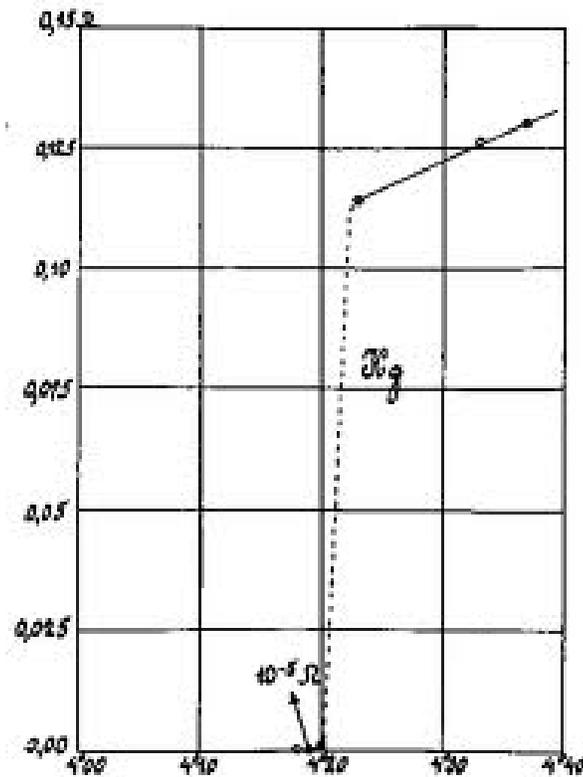


FIGURE 1.1 – Courbe expérimentale de la résistivité en fonction de la température du Mercure (Hg) - On y voit une transition abrupte de la résistivité jusqu'à atteindre une résistivité presque nulle autour d'une température critique de 4.2 K [38]. Notons que la résistivité est montrée en Kelvin.

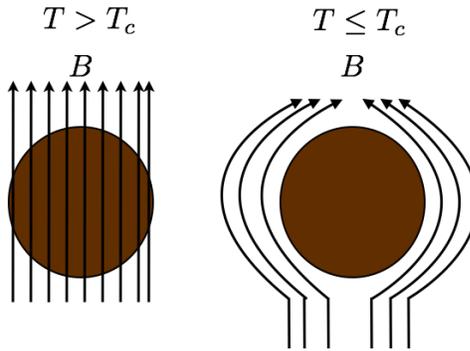


FIGURE 1.2 – Effet Meissner de type I ou de type II ($H < H_{c1}$) - On y voit le schéma des lignes de champ magnétique avant et après la transition supraconductrice. Avant la transition ($T > T_c$), les lignes du champ pénètrent dans la sphère supraconductrice. Pour des températures inférieures à T_c , on voit qu'aucune ligne de champ magnétique ne pénètre le supraconducteur, signature d'un diamagnétisme parfait (effet Meissner). Notons que le schéma est valide uniquement pour un supraconducteur de type I avec $H < H_c$ et un supraconducteur de type II avec $H < H_{c1}$.

tique H_{c1} , où le champ magnétique pénètre sous forme de vortex tout en gardant une conductivité électrique parfaite si ces vortex sont piégés par des défauts jusqu'à un champ critique H_{c2} . Lorsque l'on atteint ce deuxième champ critique, la supraconductivité est complètement détruite.

1.1.2 Définition des longueurs caractéristiques importantes dans les supraconducteurs

En 1935, les frères Fritz et Heinz London [40] réussirent à expliquer le diamagnétisme parfait des supraconducteurs, en stipulant qu'il y avait production d'un courant surfacique lorsque l'on appliquait un champ magnétique sur l'élément supraconducteur. De ce fait, la direction et l'amplitude du courant surfacique établi permettent de créer un champ magnétique s'opposant complètement au champ externe. La dérivation des équations électromagnétiques de ce phénomène implique la présence d'un champ magnétique et d'un courant d'écrantage décroissant de façon exponentielle de la surface vers l'intérieur du supraconducteur (Figure 1.4 a). Cette description permet de définir la longueur caractéristique d'atténuation du flux magnétique λ_l par :

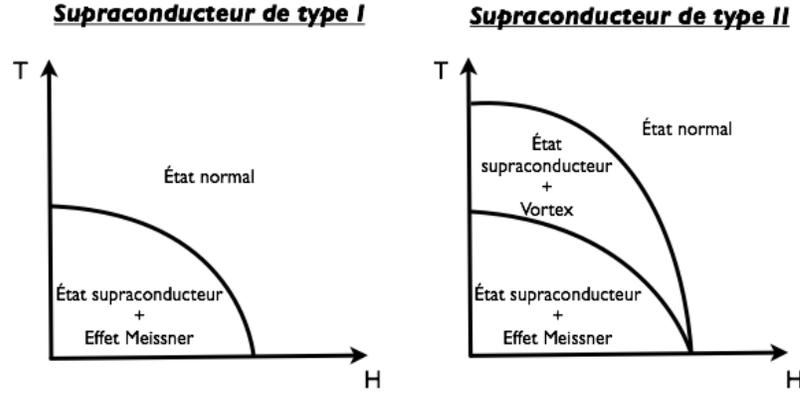


FIGURE 1.3 – Diagramme de phase T-H des supraconducteur de type I et II - Sur cette figure, il est montré à gauche le diagramme de phase T-H d'un matériau supraconducteur de type 1 conventionnel. Celui-ci, contrairement au diagramme de phase d'un supraconducteur conventionnel de type 2 (à droite), ne présente pas d'état de vortex.

$$\lambda_l = \left(\frac{m^*}{\mu_0 n_s q^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.1)$$

où m^*, q et n_s représentent la masse, la charge et la densité volumique des électrons "supraconducteurs". Tel que nous allons le voir à la section 1.2.4, cette longueur caractéristique sera importante pour calculer le flux pénétrant notre jonction Josephson et l'on devra se référer aux valeurs de λ_l du PCCO ainsi que du PbIn que l'on retrouve au Tableau 1.1 placé un peu plus loin dans ce chapitre.

Plus tard, au début des années 1950, L.Landau et V.Ginzburg développèrent une théorie phénoménologique permettant de décrire la transition supraconductrice comme une transition de second ordre (pour $H = 0$, sinon il y a discontinuité de l'entropie) [41]. Dans cette théorie, de type champ moyen, on développe la différence de densité d'énergie libre entre la phase supraconductrice (F_s) et la phase normal (F_n) en fonction des deux premiers termes pairs du développement de Taylor d'un paramètre d'ordre $\psi(\vec{r})$. Effectivement, puisque le paramètre d'ordre est complexe, il admet une phase et un terme impair dans ce développement briserait l'invariance de celle-ci. Pour la transition supraconductrice, la norme du paramètre d'ordre représente la densité d'électrons condensés.

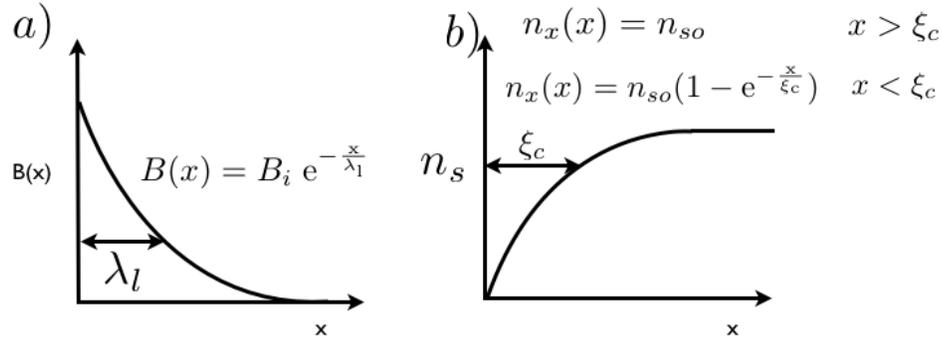


FIGURE 1.4 – Schéma de la longueur de pénétration du champ magnétique et de la longueur de cohérence - En a), on voit la croissance exponentielle du champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur (où sa surface est définie en $x=0$ et où $x>0$ correspond à l'intérieur du supraconducteur) qui permet de définir la longueur caractéristique λ_l . Ensuite en b), on voit l'atténuation de la fonction d'onde supraconductrice jusqu'à atteindre une densité nulle à la surface du supraconducteur. Cette décroissance exponentielle se produit sur une longueur caractéristique que l'on appelle la longueur de cohérence ξ_c

En incluant le coût en énergie dû à la variation spatiale de ce paramètre d'ordre, ce développement donne [42] :

$$F_s(T, \vec{r}) - F_n(T) = \frac{\hbar^2}{2m^*} |\nabla\psi|^2 + a(T)|\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 \quad (1.2)$$

qui est valide proche de la température de transition avec a et b , qui sont des paramètres propres au système étudié et qui peuvent dépendre de la température. Pour un système homogène, le terme impliquant le gradient du paramètre d'ordre est nul, et à l'équilibre, l'énergie libre doit être un minimum par rapport à $\psi(\vec{r})$. Cela impose la contrainte suivante :

$$\frac{\partial[F_s(T, \vec{r}) - F_n(T)]}{\partial|\psi|} = 2a(T)|\psi| + 2b|\psi|^3 = 0 \quad (1.3)$$

admettant deux solutions possibles pour la valeur de $|\psi|$, soit :

$$|\psi| = 0, \quad \text{ou} \quad |\psi|^2 = -\frac{a(T)}{b}. \quad (1.4)$$

Pour que la phase soit stable, il faut aussi que la dérivée seconde soit nulle, ce qui

impose aussi que :

$$\frac{\partial^2(F_s(T, \vec{r}) - F_n(T))}{\partial|\psi|^2} = 2a(T) + 2b|\psi|^2 = 0. \quad (1.5)$$

En posant la première solution possible ($|\psi| = 0$) dans cette deuxième contrainte, on voit que $a(T)$ doit être nécessairement plus grand que zéro. Cette solution représente le système dans sa phase normale. Donc, le régime où $a(T) > 0$ équivaut à être à une température supérieure à T_c . La seconde solution ($|\psi|^2 = -\frac{a(T)}{b}$) impose que $a(T)$ soit plus petit que zéro et indique la présence d'un paramètre d'ordre supraconducteur non nul et donc, décrit le système au dessous de T_c . Cette transition de signe à la température de transition T_c permet d'écrire simplement à l'ordre linéaire :

$$a(T) = a_0(T - T_c) \quad (1.6)$$

avec $a_0 > 0$ qui demeure valide près de T_c . En écrivant $a(T)$ de cette manière, pour que le $|\psi|$ soit nul à T_c , nous devons prendre b comme étant positif et indépendant de la température. Bref, cette théorie purement phénoménologique permet de dériver tous les exposants critiques associés à cette transition de phase en fonction des paramètres $a(T)$ et b du système. Par exemple, elle permet d'expliquer la présence d'un saut dans la chaleur spécifique lorsque l'on atteint la transition supraconductrice car :

$$\Delta C_v|_{T=T_c} = T \left(\frac{\partial^2(F_s(T, \vec{r}) - F_n(T))}{\partial^2 T} \right) \Big|_{T=T_c} = \frac{a_0 T}{b}. \quad (1.7)$$

Le cas d'un système où on laisse le paramètre d'ordre varier dans l'espace permet de définir notre deuxième longueur caractéristique, la longueur de cohérence ξ_c . Celle-ci est en fait la plus petite distance sur laquelle le paramètre d'ordre $\psi(\vec{r})$ peut varier. Cela définit aussi la plus grande dimension qu'un volume normal peut prendre ($V = \xi_c^3$). Tel que définie plus haut, $\psi(\vec{r})$ est la fonction d'onde des électrons supraconducteurs et nous verrons plus tard, que ces électrons supraconducteurs sont en fait appariés formant une particule de nature bosonique, dite "paire de Cooper". Donc, on peut dire que la longueur de cohérence mesure l'étendue spatiale de cette paire de Cooper (voir Fig. 1.4 b). Pour trouver la valeur de celle-ci grâce à la théorie de Landau, nous n'avons qu'à imposer une condition frontière où la présence de paires de Cooper est impossible, tout en laissant le terme énergétique relié à la variation spatiale du paramètre d'ordre non nul. En incluant

ce terme et en imposant le paramètre d'ordre nul pour $x=0$, on minimise la fonctionnelle de Landau pour obtenir l'équation différentielle suivante (en 1D) :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi}{dx^2} + a(T)|\psi| + b|\psi|^3 = 0, \quad (1.8)$$

qui admet comme solution dans un régime linéaire [42] :

$$\psi(x) = \psi(0) \tanh \frac{x}{\sqrt{2}\xi_c(T)}, \quad (1.9)$$

où $\psi(0)$ est le paramètre d'ordre dans le volume du supraconducteur. Nous avons donc la valeur de la longueur de cohérence en fonction des paramètres a et b de Landau :

$$\xi_c(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^* |a(T)|}}. \quad (1.10)$$

On peut faire une analyse plus poussée qui nous permettrait de relier le paramètre $a(T)$ au champ critique associé au matériau et déterminant celui-ci de façon expérimentale, on peut arriver à déduire la longueur de cohérence pour les deux matériaux utilisés dans ce mémoire qui sont le PbIn et le PCCO. Les valeurs obtenues dans la littérature sont montrées au Tableau 1.1.

Matériaux	$Pr_{1.75}Ce_{0.15}CuO_{2-\delta}$	Pb
λ_l	279 ± 15 nm [43]	39 nm [44]
ξ_c	50 ± 10 Å [45]	83 nm [44]

TABLEAU 1.1 – Valeurs de la longueur de pénétration du champ magnétique (λ_l), ainsi que la longueur de cohérence (ξ_c) pour $Pr_{1.75}Ce_{0.15}CuO_{2-\delta}$ et pour un alliage de plomb/indium.

1.1.3 Théorie BCS

La théorie de Landau étant une description complètement phénoménologique de la supraconductivité, elle ne permet pas de résoudre complètement l'énigme de la supraconductivité conventionnelle. Effectivement, il était impossible de comprendre le processus

microscopique qui permettait de cerner l'origine de la condensation d'électrons en paires de Cooper. De plus, elle ne permit pas de comprendre la présence d'un gap d'énergie 2Δ dans le spectre d'excitation des électrons supraconducteurs tel que vu par exemple, par effet tunnel [46]. La solution vint dans les années 50, lorsque la théorie BCS fût développée grâce à la seconde quantification et la description physique des états cohérents [47].

La première piste de solution vint de L.Cooper, qui montra la possibilité d'obtenir un état lié pour deux électrons libres en présence d'une mer de Fermi et d'une interaction attractive non nulle [48]. Cette solution permit d'obtenir, pour la première fois, la présence d'un gap d'énergie Δ autour de la surface de Fermi. Il restait alors à dériver une interaction attractive possible. Cela fût réalisé par Schrieffer [49], qui montra que l'énergie répulsive Coulombienne pouvait être surpassée par une interaction électron-électron médiée par les phonons. Cette dernière peut être vue, à l'aide de la Figure 1.5, comme un électron qui passe dans un réseau d'ions positifs et qui attire ceux-ci dans sa direction. Lorsque la température est assez basse pour que le retour à l'équilibre des ions soit beaucoup plus lent que le mouvement de l'électron, ce mouvement induit par un électron polarise positivement le milieu et attire un autre électron dans le même trajet que l'électron précédent.

Par la suite, Gork'ov, grâce aux outils de la théorie quantique à N-corps, montra que le gap d'énergie Δ était directement proportionnel au paramètre d'ordre complexe de la théorie de Landau et donc, à la fonction d'onde macroscopique des électrons supraconducteurs [51]. Pour les métaux et alliages simples, la supraconductivité est donc, expliquée par un mécanisme d'attraction entre électrons médiée par les phonons qui admet un gap d'énergie Δ (ou une fonction d'onde) avec une phase et une amplitude constante pour toutes les directions dans l'espace réciproque (symétrie "s"), tel que vu à la Figure 1.6 (à gauche). Pour les cuprates, il est cependant admis, du moins pour les dopés en trous, que le gap Δ (ou la fonction d'onde supraconductrice) possède une symétrie de type "d". Cette symétrie proviendrait, par exemple, d'un mécanisme d'attraction entre électrons médiée par les fluctuations magnétiques et fortement conditionnée par la présence d'une forte répulsion coulombienne favorisant des symétries d'états liés différentes de la symétrie "s" usuelle [52]. Cette interaction magnétique est schématisée à la Figure 1.5 et admettrait une phase différente pour les paires d'électrons séparés d'une rotation de 90° dans l'espace réciproque, tel que montré à la Figure 1.6 (à droite). Cette brisure de symétrie

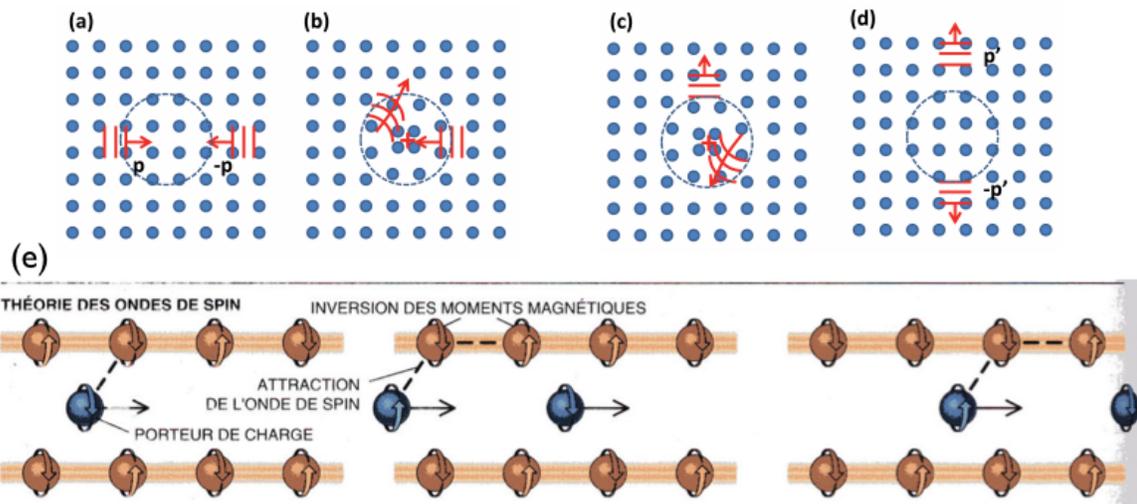


FIGURE 1.5 – Mécanisme physique de l'appariement des électrons supraconducteurs pour la théorie BCS et celle de la théorie des ondes de spin - De (a) à (d), on voit le mécanisme d'appariement des électrons supraconducteurs via une interaction avec les phonons[50] et en (e), on y voit le mécanisme d'appariement des électrons supraconducteurs via les ondes de spin. En (a), on voit deux électrons de quantité de mouvement opposée s'approcher entre eux. En (b), on voit l'interaction de l'électron de gauche avec le réseau pour polariser positivement le milieu et ainsi, attirer l'électron de droite (en (c)). Les deux électrons sont diffusés avec une quantité de mouvement opposée (en (d)).

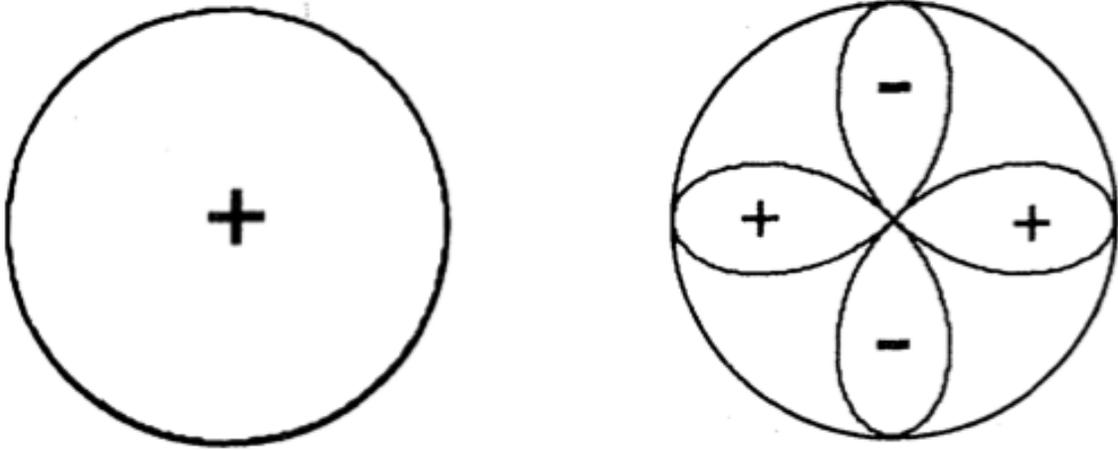


FIGURE 1.6 – Symétrie 's' et 'd' du gap supraconducteur dans l'espace réciproque - À gauche, on voit la symétrie du gap supraconducteur de type 's' pour la théorie BCS (à gauche) et à droite, on voit celle de type 'd' pour la théorie des ondes de spin.

imposerait donc des noeuds où le gap supraconducteur s'annulerait pour certaines directions privilégiées par rapport aux axes cristallins. De ce fait, si le PCCO a une symétrie "d", il y aura une différence de phase de π entre l'axe a et l'axe b de ce cristal et c'est exactement cette particularité que l'on veut sonder avec une future expérience de phase.

1.1.4 Courant et boucle supraconductrice

Nous savons d'après la théorie de Landau discutée précédemment que l'état supraconducteur pouvait être décrit par une fonction d'onde macroscopique de la forme :

$$\psi = \sqrt{\rho(\vec{r})} e^{j\phi(\vec{r})} \quad (1.11)$$

où le carré d'amplitude de cette fonction ($|\psi(\vec{r})|^2 = \rho(\vec{r})$) représente la densité de charge d'électrons condensés et $j = \sqrt{-1}$. Pour trouver la densité de courant en fonction de \vec{r} , nous n'avons qu'à utiliser l'équation de continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_S = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (1.12)$$

En sachant que $\rho = \psi^* \psi$, on obtient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t}. \quad (1.13)$$

ψ étant la fonction d'onde. $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ doit respecter l'équation de schrödinger :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{-j}{\hbar} \hat{H} \psi \quad (1.14)$$

avec l'hamiltonien correspondant à un système de charges en mouvement en champ magnétique :

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - q\vec{A} \right)^2 \quad (1.15)$$

En substituant la définition de l'hamiltonien dans l'équation 1.14 pour isoler $\frac{\partial \psi}{\partial t}$, nous sommes ensuite capables de calculer $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ par l'équation 1.13. Après quelques manipulations algébriques, on trouve (où c.c est le complexe conjugué) :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \left[\frac{1}{2m} \psi^* \left(\frac{\hbar}{j} \vec{\nabla} - q\vec{A} \right) \psi \right] + c.c. \quad (1.16)$$

Par la définition de l'équation de continuité (eq 1.12), on déduit la densité de courant :

$$\vec{J}_S = \frac{1}{2m} [\psi^* \left(\frac{\hbar}{j} \vec{\nabla} - q\vec{A} \right) \psi + c.c.]. \quad (1.17)$$

Finalement, par la définition de ψ (eq 1.11), on obtient :

$$\vec{J}_S = \frac{\hbar \rho}{m} \left(\vec{\nabla} \phi - \frac{q}{\hbar} \vec{A} \right). \quad (1.18)$$

Cette équation sera essentielle pour expliquer l'effet Josephson sous champ magnétique et pour expliquer le détail de la physique du SQUID et du π -SQUID.

Utilisant cette équation 1.18, on peut premièrement démontrer que le flux magnétique pénétrant une boucle supraconductrice, est quantifié selon le quantum de flux magnétique $\Phi_0 \approx 2 \times 10^{-15} T m^2$. Effectivement, prenons le schéma d'une boucle supraconductrice de la Figure 1.7 et calculons, à l'aide de l'équation 1.18, la différence de phase à partir du point P pour revenir au même point en passant par le point Q. Puisque la boucle est supraconductrice, elle écrante parfaitement le champ magnétique (donc, $\vec{J}_s = 0$). En

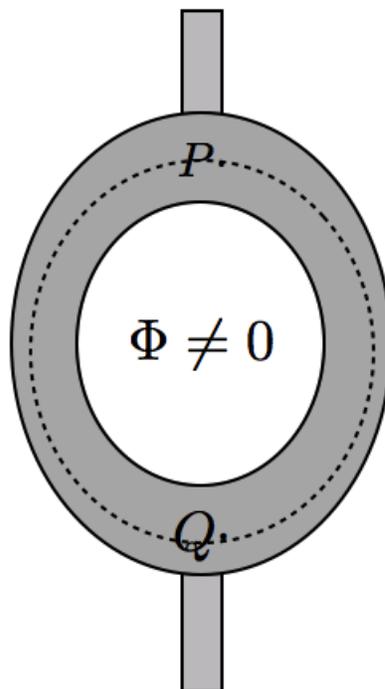


FIGURE 1.7 – Boucle supraconductrice - Au centre de la boucle, il y a un flux magnétique Φ non nul. Le trajet en pointillé représente l'intégrale de ligne correspondant à la démonstration faite à la section 1.1.4.

prenant un trajet circulaire, nous avons :

$$\Delta\phi = \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (1.19)$$

Pour que la fonction d'onde soit continue au point P, il faut que la variation de la phase soit égale à $2\pi n$ (où n est un entier 0,1,2..etc) autour de la boucle. De ce fait, nous avons :

$$2\pi n = \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (1.20)$$

$$2\pi n = \frac{e}{\hbar} \int_A (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot d\vec{A} \quad (1.21)$$

$$2\pi n = \frac{e}{\hbar} \int_A (\vec{H}) \cdot d\vec{A} \quad (1.22)$$

$$2\pi n = \frac{e}{\hbar} \Phi \quad (1.23)$$

Avec Φ étant le flux magnétique pénétrant la jonction. Ainsi, on obtient directement la quantification de celui-ci en terme du quantum de flux magnétique $\Phi_0 (= \frac{h}{e})$:

$$\Phi = n\Phi_0. \quad (1.24)$$

1.2 Couplage Josephson

Nous savons que l'état supraconducteur est un état cohérent qui impose une cohérence de phase pour chaque paire de Cooper comprise dans le matériau. De ce fait, si nous diminuons considérablement l'épaisseur de la barrière située entre deux supraconducteurs, nous pouvons nous demander si la cohérence de phase de chacun de ces supraconducteurs pourra subsister indépendamment de la proximité de l'autre et même, s'étendre au voisin. Dans les faits, il a été démontré par Josephson [53] que la phase de la fonction d'onde des deux supraconducteurs n'est plus indépendante¹, mais que la différence entre les phases des deux fonctions d'onde supraconductrice devenait le nouveau degré de liberté du système. Il existe ainsi un couplage entre les deux fonctions d'onde qui, tel que démontré à la prochaine sous-section, permettra le passage de paires de Cooper entre les

1. Système à deux degrés de liberté (ϕ_1 et ϕ_2)

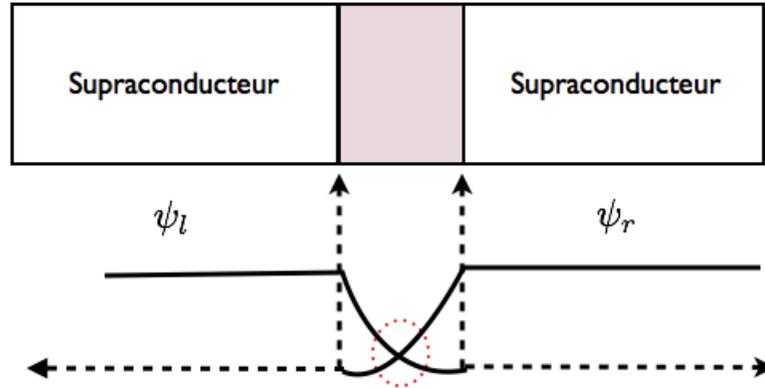


FIGURE 1.8 – Schéma d’une jonction Josephson et du couplage entre les fonctions d’onde supraconductrices - On voit en haut, les composantes d’une jonction Josephson. La partie rosée représente soit un isolant, une constriction ou un métal. En bas, on y voit le couplage à travers la barrière des fonctions d’ondes supraconductrices gauche (ψ_l) et droite (ψ_r).

deux supraconducteurs de façon cohérente.

1.2.1 Équations maîtresses

Pour démontrer l’effet Josephson, il existe plusieurs avenues. Dans ce mémoire, j’utiliserai l’approche de Feynman [54] [55] qui, à l’aide d’un peu de mécanique quantique de base, réussit à capter l’essentiel de la physique derrière le phénomène de l’effet Josephson. Pour une dérivation plus formelle de ces équations par la théorie B.C.S, on peut se référer aux travaux de Rogovin [56].

Considérons le système représenté à la Figure 1.8, qui présente une hétérostructure composée d’un isolant imbriqué entre deux supraconducteurs identiques. On définit une fonction d’onde supraconductrice macroscopique pour chacune des deux électrodes tel qu’introduit par Landau :

$$\psi_r = \sqrt{\rho_r} e^{j\phi_r}, \psi_l = \sqrt{\rho_l} e^{j\phi_l}. \quad (1.25)$$

On peut ensuite poser une base d'états non perturbés que l'on note $|R\rangle$ et $|L\rangle$. De ce fait, en posant une interaction entre les deux fonctions d'onde supraconductrices, schématisée à la Figure 1.9 par le couplage des deux fonctions d'onde dans la barrière isolante, on peut poser la fonction d'onde générale $|\psi\rangle$:

$$|\psi\rangle = \psi_r |R\rangle + \psi_l |L\rangle \quad (1.26)$$

Où $|\psi_r|^2$ et $|\psi_l|^2$ représentent la probabilité de trouver la particule à droite ou à gauche de l'isolant :

$$\langle L | \psi_l^* \psi_l | L \rangle = |\psi_l|^2 = \rho_l, \quad \langle R | \psi_r^* \psi_r | R \rangle = |\psi_r|^2 = \rho_r. \quad (1.27)$$

L'évolution temporelle de cette fonction d'onde doit respecter l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$j\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = \mathcal{H} |\psi\rangle \quad (1.28)$$

Où $\mathcal{H} = \mathcal{H}_R + \mathcal{H}_L + \mathcal{H}_I$ avec $\mathcal{H}_R = \mathcal{E}_R |R\rangle\langle R|$ et $\mathcal{H}_L = \mathcal{E}_L |L\rangle\langle L|$ décrivant les deux systèmes non perturbés. Ainsi, E_R et E_L seraient les énergies fondamentales de chacun des deux systèmes si ceux-ci n'interagissaient pas. Puisqu'il s'agit d'une paire de Cooper, on peut poser $E_R = 2\mu_R$ et $E_L = 2\mu_L$ où μ est le potentiel chimique². En posant un voltage continu entre les deux électrodes, le potentiel chimique de chacun des deux côtés va diminuer ou augmenter d'une valeur de eV. Alors, on peut poser $E_L - E_R = 2eV$ et on définit le zéro d'énergie à mi-chemin entre E_R et E_L .

On pose le terme d'interaction comme $\mathcal{H}_I = K[|L\rangle\langle R| + |R\rangle\langle L|]$, qui décrit l'effet tunnel entre les deux supraconducteurs. K est l'amplitude de cette interaction et dépend de plusieurs paramètres, tels que la longueur, la géométrie et la nature de la barrière. Il nous reste donc à solutionner l'équation de Schrödinger dépendante du temps en posant la fonction d'onde $|\psi\rangle$ dans celle-ci et on obtient (en projetant soit sur $\langle L|$ ou $\langle R|$) :

$$j\hbar \frac{\partial \psi_r}{\partial t} = -eV \psi_r + K \psi_l \quad (1.29)$$

2. car les électrons "condensés" se trouvent aux abords de l'énergie de Fermi

$$j\hbar \frac{\partial \psi_l}{\partial t} = -eV \psi_l + K \psi_r. \quad (1.30)$$

On substitue la définition de ψ_r et ψ_l dans ces deux équations, on sépare les parties réelles et imaginaires, et on obtient les quatre équations suivantes (Où $\Delta\phi = \phi_l - \phi_r$) :

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_l \rho_r} \sin(\Delta\phi) \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial \rho_r}{\partial t} = -\frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_r \rho_l} \sin(\Delta\phi) \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial t} = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho_l}} \cos(\Delta\phi) + \frac{eV}{\hbar} \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial \phi_r}{\partial t} = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_r}} \cos(\Delta\phi) - \frac{eV}{\hbar} \quad (1.34)$$

En définissant le courant J_S allant de la droite vers la gauche, on a $J_S = \frac{\partial \rho_l}{\partial t} = -\frac{\partial \rho_r}{\partial t}$ et donc, par les équations 1.31 et 1.32, on trouve (avec $J_c \equiv \frac{2K}{\hbar} \sqrt{\rho_l \rho_r}$) :

$$\boxed{J_S = J_c \sin(\Delta\phi)} \quad (1.35)$$

On peut soustraire les deux dernières équations (1.33 et 1.34) pour obtenir la dépendance temporelle de $\Delta\phi$ (en posant $\rho_r = \rho_l$) :

$$\boxed{\frac{\partial \Delta\phi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar}}. \quad (1.36)$$

De plus, à partir de l'équation 1.31 et 1.32, on peut déduire que le produit $\rho_r \rho_l$ est indépendant du temps.

1.2.2 Effet Josephson C.C.

Les deux dernières équations de la précédente sous-section (éq 1.35 et 1.36) sont les équations maîtresses qui régissent l'effet Josephson. En posant $V=0$, nous avons l'effet Josephson C.C. qui, tel que vu par l'équation 1.36, laisse ψ constant dans le temps et donc, un J_S aussi indépendant du temps. Ceci décrit un courant de paires de Cooper s'établissant dans la jonction sans chute de voltage jusqu'à une densité de courant critique (J_c). À partir de cette valeur de courant critique, il va y avoir apparition d'un voltage non-

nul à travers la jonction, causée par les quasi-particules traversant la barrière. La courbe I-V typique obtenue d'une jonction Josephson est montrée à la Figure 1.9. Au début, la jonction est dite "supraconductrice" puisqu'elle possède encore une résistance nulle malgré la présence de la barrière. Lorsque l'on atteint le courant critique, on voit l'apparition du voltage jusqu'à atteindre un régime linéaire, là où la loi d'Ohm ($V = R_n I$) s'applique³. Le produit $I_c R_n$ est couramment utilisé pour caractériser la qualité d'une jonction Josephson fabriquée expérimentalement puisqu'il est indépendant de la géométrie et se rattache à la théorie, pour une jonction idéale, comme [57] :

$$I_c R_n = \frac{\pi}{2e} \sqrt{\Delta_1 \Delta_2}. \quad (1.37)$$

Dans ce mémoire, des jonctions Josephson en rampe avec un cuprate (PCCO) et un supraconducteur conventionnel (Pb-In) comme électrodes ont été fabriquées avec une barrière métallique d'Au. Il sera donc intéressant de comparer ces dernières avec les autres jonctions du même type présentées dans la littérature. Le Tableau 1.2 résume quelques observations typiques pour les produits $I_c R_n$ impliquant des cuprates.

Type de Jonction	I_c	R_n	$I_c R_n$
<i>NCCO/Au/In</i> [34]	2.2 μ A	15 Ω	$\approx 30 \mu$ V
"Tri-cristal" de LCCO [35]	0.14 μ A	100 Ω	$\approx 14 \mu$ V
<i>YBCO/Au/Pb</i> [58]	20-100 μ A	200-300 m Ω	≈ 4 -30 μ V
<i>PCCO 0.15/PCCO 0.05/PCCO 0.15</i> [37]	20-1500 μ A	0.1-1 Ω	20-150 μ V

TABLEAU 1.2 – Valeurs du courant critique (I_c) et de la résistance normal (R_n) pour différentes jonctions Josephson présentes dans la littérature.

On peut voir que les valeurs expérimentales exposées dans ce tableau s'éloignent grandement de la valeur théorique prédite par l'équation 1.37. Cela est dû à la rugosité des interfaces qui n'est pas prise en compte dans le modèle théorique et au fait qu'en prenant

3. Avec R_n correspondant à la résistance normale de la barrière

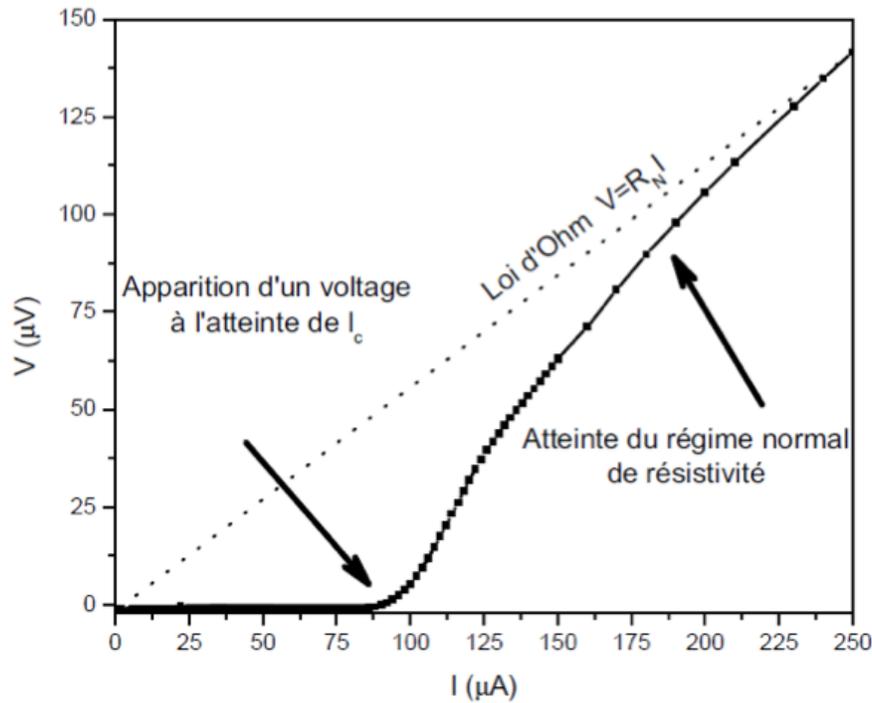


FIGURE 1.9 – Courbe I-V typique d’une jonction Josephson - La flèche gauche représente l’endroit où la jonction commence à exciter des quasiparticules et donc, l’endroit où l’on atteint le courant critique (I_c). On y voit également une dépendance non-linéaire, pour par la suite atteindre un régime linéaire où la loi d’Ohm est respectée. Ce dernier régime correspond à l’endroit où la flèche droite pointe avec R_n , correspondant à la résistance normale de la barrière.

la valeur du gap maximum pour calculer le produit $I_c R_n$ théorique, on surestime probablement beaucoup la valeur de celui-ci. Effectivement, puisque l’interface entre le cuprate et la barrière est très difficile à contrôler, on peut présumer que le gap effectif du cuprate va diminuer considérablement lorsque celui-ci va s’approcher de la barrière et donc, le couplage Josephson va se produire avec un gap du cuprate plus faible que celui escompté.[59]

1.2.3 Impact du champ magnétique

Lorsqu’une jonction Josephson est soumise à un champ magnétique, on peut démontrer qu’il y aura une longueur caractéristique λ_J où le champ magnétique pourra pénétrer le long de la jonction (suivant x à la Figure 1.10). Sa valeur théorique peut être démontrée

et elle est donnée par [57] :

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi J_c \mu_0 (\lambda_{l1} + \lambda_{l2} + d)}}. \quad (1.38)$$

où λ_{l1} est la longueur de pénétration du champ magnétique du supraconducteur à gauche, λ_{l2} est la même longueur pour le supraconducteur à droite et d est l'épaisseur de la barrière. Nous allons voir dans cette section que le courant critique d'une jonction Josephson sera influencé par la présence d'un champ magnétique et que cet effet agira différemment si nous sommes dans un régime de jonction large ou étroite. En régime étroit ($L < \lambda_J$), les dimensions de la barrière isolante sont plus petites que λ_J et pour le cas d'une jonction large, ce sera le contraire ($L > \lambda_J$). Pour donner un ordre de grandeur, on peut prendre les valeurs de λ_l pour le plomb et le $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ du Tableau 1.1 et des densités de courant critique (NCCO/Au/Nb) de l'ordre de 10 A/cm^2 [34] pour une barrière (d) d'épaisseur d'environ 15-20 nm. De ce fait, λ_J vaut $\approx 85 \mu\text{m}$ et il sera donc judicieux de minimiser au maximum la largeur des canaux pour se situer dans cet ordre de grandeur.

Jonction Josephson en régime étroit

Pour démontrer l'influence du champ magnétique sur une jonction Josephson, imaginons la configuration physique présentée à la Figure 1.10. Nous posons un champ magnétique perpendiculaire à la jonction ; il y aura donc, tel que discuté à la section 1.1.2, une zone d'épaisseur λ_l de chaque côté de la barrière où le champ magnétique peut pénétrer (en fait, puisque nous allons travailler avec deux supraconducteurs différents, on pose deux λ_l différents que je définis comme λ_{l1} et λ_{l2}). Nous avons vu à la sous-section 1.1.4, que la différence de phase entre deux points dans un supraconducteur est donnée par⁴ :

$$\nabla\phi = \frac{m}{\hbar\rho}\vec{J}_s + \frac{2e}{\hbar}\vec{A} \quad (1.39)$$

Ainsi, en traçant un contour tel que C_l et C_r à la Figure 1.10, on peut trouver la différence de phase entre le point $Q_R(P_L)$ et le point $P_R(Q_L)$ de la façon suivante :

$$\phi(Q_R) = \phi(P_R) + \int_{C_R} \left(\frac{2e}{\hbar}\vec{A} + \frac{m}{\hbar\rho}\vec{J}_s \right) \cdot d\vec{l} \quad (1.40)$$

4. En posant $q = 2e$ dans l'équation 1.18, la charge d'une Paire de Cooper.

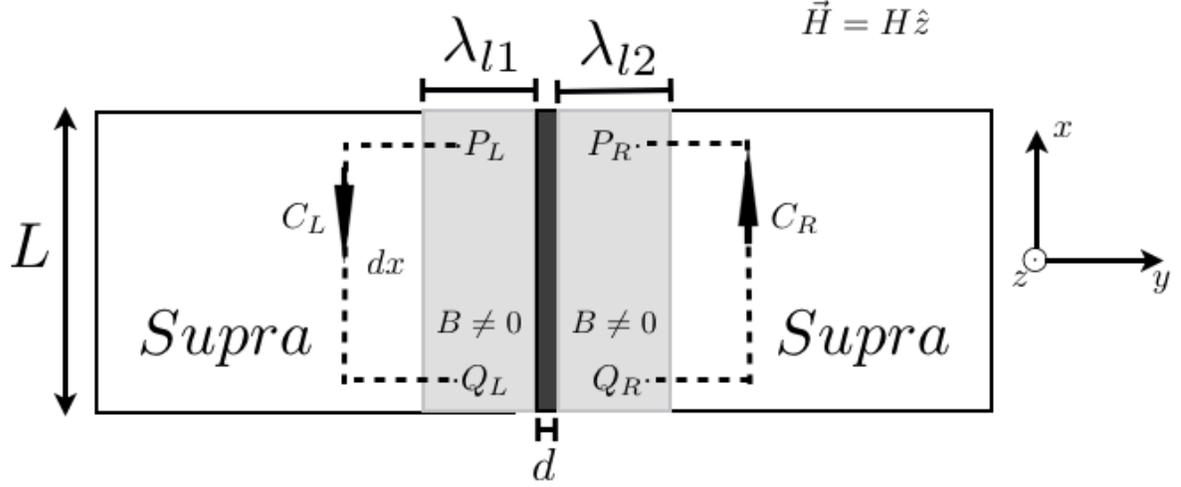


FIGURE 1.10 – Schéma d'une jonction Josephson sous champ magnétique - La partie noire au milieu, représente la barrière et les deux parties grises représentent la région où le champ magnétique pénètre sur le bord des deux électrodes supraconductrices.

$$\phi(P_L) = \phi(Q_L) + \int_{C_L} \left(\frac{2e}{\hbar} \vec{A} + \frac{m}{\hbar\rho} \vec{J}_s \right) \cdot \vec{dl}. \quad (1.41)$$

On prend à la fois notre parcours C_l et C_r passant profondément dans le supra ($\vec{J}_s = 0$), et perpendiculaire à \vec{J}_s dans la région où le champ magnétique n'est pas nul (c'est-à-dire, aux extrémités de la barrière isolante). Alors, on peut écrire :

$$\phi(Q_R) - \phi(P_R) = \frac{2e}{\hbar} \int_{C_R} \vec{A} \cdot \vec{dl} \quad (1.42)$$

$$\phi(P_L) - \phi(Q_L) = \frac{2e}{\hbar} \int_{C_L} \vec{A} \cdot \vec{dl}. \quad (1.43)$$

On définit ensuite les deux quantités suivantes :

$$\Delta\phi(x) = \phi(P_L) - \phi(P_R) \quad (1.44)$$

$$\Delta\phi(x + dx) = \phi(Q_L) - \phi(Q_R) \quad (1.45)$$

qui représentent la différence de phase entre les deux bornes de l'isolant à x (entre P_L et P_R) et $x + dx$ (entre Q_L et Q_R). On calcule ensuite la différence entre ces deux quantités :

$$\Delta\phi(x + dx) - \Delta\phi(x) = [\phi(P_L) - \phi(P_R)] - [\phi(Q_L) - \phi(Q_R)] \quad (1.46)$$

$$= [\phi(P_L) - \phi(Q_L)] + [\phi(Q_R) - \phi(P_R)] \quad (1.47)$$

$$= \frac{2e}{\hbar} \left[\int_{C_L} \vec{A} \cdot \vec{dl} \right] + \left[\int_{C_R} \vec{A} \cdot \vec{dl} \right] \quad (1.48)$$

$$= \frac{2e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot \vec{dl} \quad (1.49)$$

$$= \frac{2e}{\hbar} \int_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot \vec{dS} \quad (1.50)$$

$$= \frac{2e}{\hbar} \int_S \vec{H} \cdot \vec{dS} \quad (1.51)$$

$$= \frac{2e}{\hbar} H(\lambda_{l1} + \lambda_{l2} + d) dx \quad (1.52)$$

Dans ce calcul, nous avons négligé le terme $\int_d \vec{A} \cdot \vec{dl}$ pour passer de la ligne 1.48 à la ligne 1.49 en supposant que l'épaisseur de la barrière est très petite devant la grandeur de λ_{l1} et de λ_{l2} . De plus, nous avons utilisé les équations 1.42 et 1.43 pour passer de l'équation 1.47 à l'équation 1.48. Ce développement permet de voir que la différence de phase qui existe entre les deux électrodes varie en fonction de x. En intégrant l'équation 1.52, on obtient la dépendance en champ magnétique de cette différence de phase :

$$\Delta\phi = \frac{2e}{\hbar} (\lambda_{l1} + \lambda_{l2} + d) Hx + \Delta\phi_0. \quad (1.53)$$

Puisque la différence de phase varie en fonction de x, le courant de paires est modulé en fonction de x selon l'équation 1.53. En utilisant notre dernier résultat, on obtient :

$$J_S(H, x) = J_c \sin\left(\frac{2ed}{\hbar} Hx + \Delta\phi_0\right). \quad (1.54)$$

Ainsi, pour obtenir le courant total, nous n'avons qu'à intégrer l'équation 1.54 sur toute l'aire de la jonction et on obtient :

$$I = \int \int dx dz J_c(x, z) \sin\left(\frac{2\pi d}{\Phi_0} Hx + \Delta\psi_0\right) \quad (1.55)$$

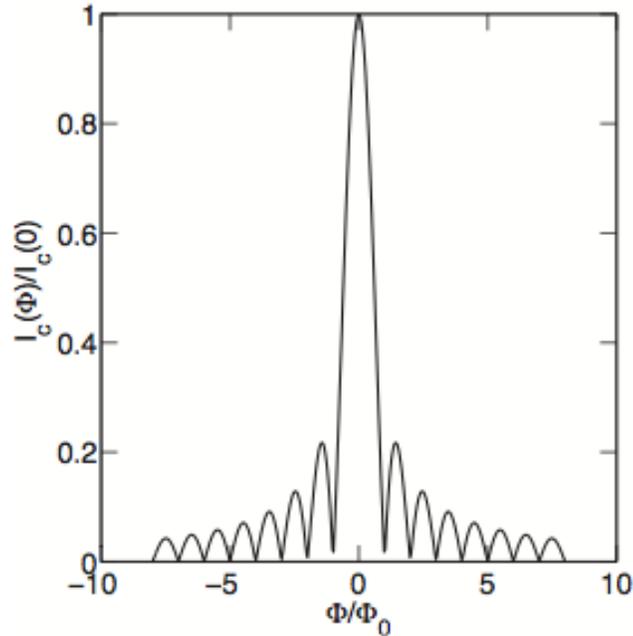


FIGURE 1.11 – Patron de Fraunhofer de la dépendance du courant critique en fonction du flux magnétique.

où nous avons posé que la densité de courant critique peut varier en fonction de la position dans la barrière. Cela permet donc de prendre en compte l'inhomogénéité possible due à la rugosité des interfaces pouvant mener entre autres à une variation de l'épaisseur de la barrière (et ainsi une variation du couplage K). L'influence d'une densité de courant non-uniforme est présentée à la prochaine sous-section, mais si l'on néglige ce facteur, on peut intégrer l'équation 1.55. En maximisant cette intégrale par rapport à $\Delta\psi_0$, on obtient la valeur du courant critique maximale, qui est donnée par [55] :

$$I_c\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = I_c \left| \frac{\sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad (1.56)$$

où $I_c = J_c A$ avec A représentant l'aire de la barrière traversée par le courant et Φ est le flux magnétique total traversant la jonction, c'est à dire :

$$\Phi = HL(\lambda_{l1} + \lambda_{l2} + d) \quad (1.57)$$

Le résultat est tracé à la Figure 1.11 et on obtient une fonction sinus cardinal qui rappelle le phénomène de diffraction d'ondes par une série de fentes de mêmes dimensions

que la barrière. Tel que vu sur la figure, le minimum du courant critique est atteint lorsque le flux magnétique traversant la jonction équivaut à un nombre entier de quanta de flux magnétique. De ce fait, la périodicité de ce patron en fonction du champ magnétique est donnée par :

$$\Delta H = \frac{\Phi_0}{L(\lambda_{l1} + \lambda_{l2} + d)} \quad (1.58)$$

Il est important de rappeler que cette formule est valide uniquement pour une jonction en régime étroit, c'est-à-dire lorsque la largeur (L à la Figure 1.10) de la jonction est beaucoup plus petite que λ_j .

Jonction Josephson en régime large

Lorsque $L > \lambda_j$, on ne peut plus négliger la production du champ magnétique créé par le courant circulant dans la barrière, tel que fait pour démontrer l'équation 1.56. À la Figure 1.12, on voit l'effet du passage du régime étroit vers le régime large sur la fonction $I_c(B)$ pour une jonction Josephson rectangulaire et possédant un courant critique uniforme. On voit que le pic associé au maximum du courant critique devient asymétrique, ce qui fait qu'il ne se retrouve pas nécessairement à un champ nul. De plus, on voit que le minimum en courant critique ne tombe plus complètement à zéro. Par ailleurs, la périodicité du patron en fonction du champ magnétique ne respecte plus l'équation 1.58, mais il a été démontré que pour une jonction large, la périodicité est maintenant donnée par [57] :

$$\Delta H = \frac{\Phi_0}{L(\lambda_{l1} \tanh(\frac{t_1}{2\lambda_{l1}}) + \lambda_{l2} \tanh(\frac{t_2}{2\lambda_{l2}}) + d)} \quad (1.59)$$

où t_1 et t_2 sont les épaisseurs des deux électrodes.

1.2.4 Densité de courant critique non-uniforme

Pour obtenir les patrons du courant critique en fonction du flux magnétique pour une densité de courant non-uniforme, nous n'avons qu'à solutionner l'équation 1.55 en posant un $J_c(x, z)$ non constant. À titre d'exemple, j'ai posé à la Figure 1.13 différentes formes de courant critique en fonction de la position dans la barrière que l'on peut résoudre numériquement [55].

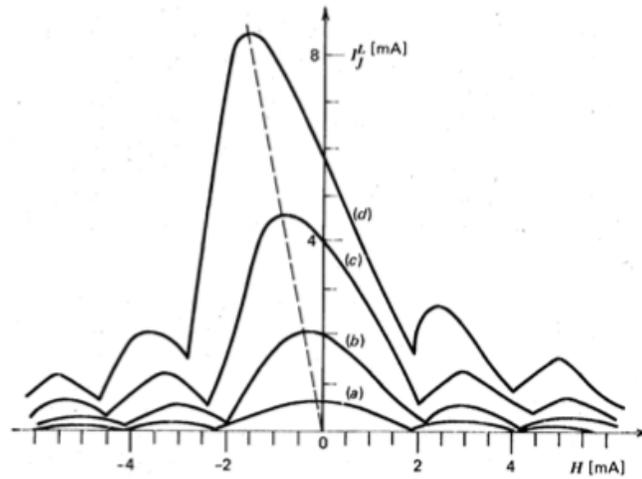


FIGURE 1.12 – Évolution du patron de Fraunhofer du régime étroit au régime large - La courbe en a) représente le régime étroit et la courbe en b), le régime large. On voit que le maximum du courant critique se déplace vers des valeurs non-nulles. De plus, on voit que les minima du courant critique n'atteignent plus zéro. [57]

On voit que le maximum de courant critique reste toujours à champ nul, mais que l'amplitude des pics secondaires peut varier aléatoirement sans nécessairement suivre une fonction sinus cardinal. De plus, on voit aussi que les minima entre les pics secondaires ne se trouvent pas toujours à un entier de fois le quantum de flux, mais que celui-ci peut se déplacer. Puisque les jonctions produites dans ce projet présenteront sûrement des barrières non-uniformes et que leur largeur pourrait être plus grande que λ_j , on s'attend à ce que la dépendance en champ magnétique du courant critique s'éloigne considérablement de la fonction sinus cardinal d'une jonction Josephson idéale.

1.2.5 Expériences sondant la symétrie du gap supraconducteur

SQUID et SQUID- π

Tel que schématisé à la Figure 1.14, un SQUID (superconducting quantum interference device) est une boucle supraconductrice où une jonction Josephson est placée sur chaque branche de celle-ci. Pour notre cas, nous avons soit deux supraconducteurs s-wave, ou bien pour le SQUID- π , nous avons un supraconducteur s-wave avec de l'autre côté, un supraconducteur d-wave. Pour dériver l'équation du courant critique en fonction du

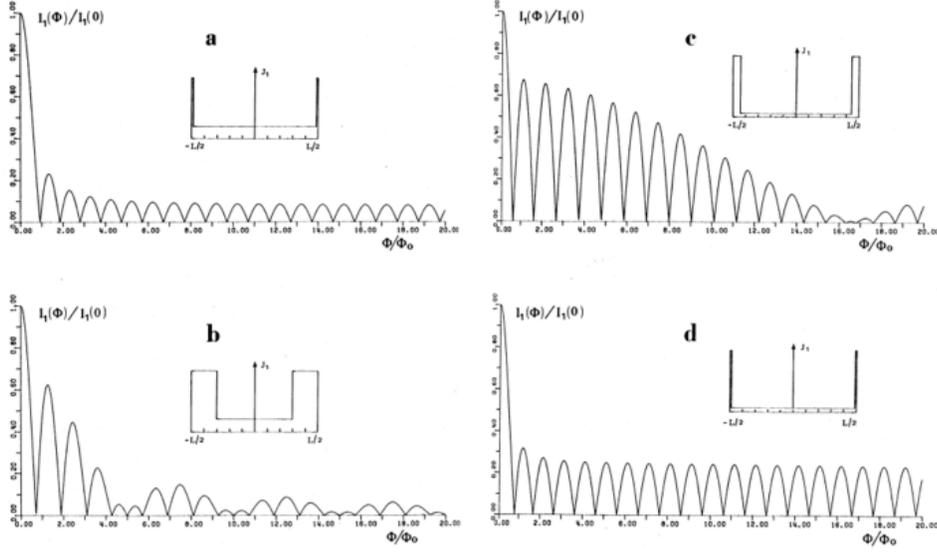


FIGURE 1.13 – Patrons de Fraunhofer pour différentes configurations du courant critique - Pour chaque graphique, on voit en haut à droite, la dépendance hypothétique du courant critique en fonction de la position dans la barrière. À partir de cette configuration, on voit le résultat obtenu pour $I_c(\Phi/\Phi_0)$. [55]

champ magnétique, nous n'avons qu'à trouver le courant supraconducteur total dans la boucle qui est donné par :

$$I_s = I_a + I_b \quad (1.60)$$

$$I_s = I_c \sin(\Delta\phi_a) + I_c \sin(\Delta\phi_b) \quad (1.61)$$

où nous avons posé que le courant critique I_c est le même pour les deux jonctions supposées dans le régime étroit. Ainsi, tel que fait à la section 1.1.4 pour une boucle supraconductrice, nous n'avons qu'à poser la condition de continuité de la fonction d'onde sur un circuit fermé autour du SQUID pour parvenir à trouver $\Delta\phi_a$ et $\Delta\phi_b$. En utilisant l'équation 1.18, la condition de continuité de la fonction d'onde supraconductrice autour de la boucle est, en sommant toutes les variations de phases possibles, donnée par :

$$2\pi n = \Delta\phi_a - \Delta\phi_b + \frac{2e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot \vec{dl} + \sigma \quad (1.62)$$

où n est un entier et où nous avons négligé l'inductance du système tout en imposant un courant critique égal pour la jonction a et b, et où σ est la variation de phase intrin-

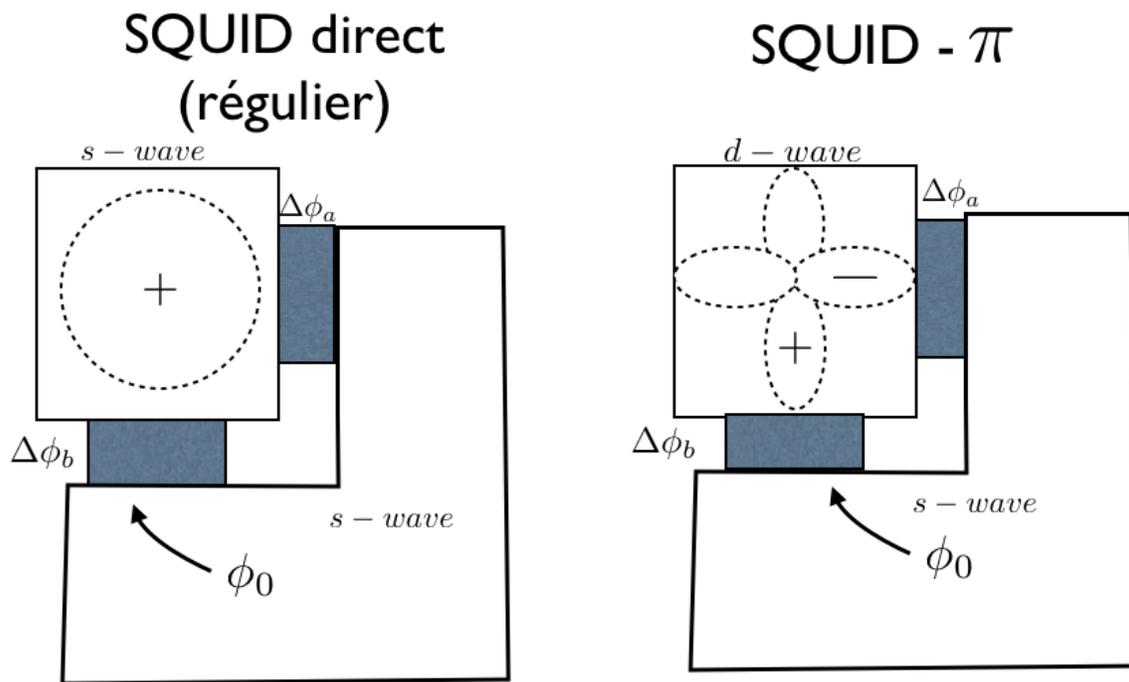


FIGURE 1.14 – Schéma d'un SQUID et d'un π -SQUID - La partie en haut à gauche est composée de soit un supraconducteur de type s-wave (SQUID) ou d'un supraconducteur d-wave (π -SQUID). Les parties en bleu représentent une jonction Josephson et la partie restante représente, pour les deux schémas, un supraconducteur s-wave.

sèque entre l'axe a et l'axe b du supraconducteur en haut à gauche du schéma 1.14. De ce fait, si le supraconducteur est de nature s-wave, σ sera nulle et s'il est de nature d-wave, σ va valoir π . Maintenant, on définit la quantité σ_0 tel que :

$$\sigma_0 = \frac{\Delta\phi_a + \Delta\phi_b}{2}. \quad (1.63)$$

Ainsi, par cette définition et par l'équation 1.62, on peut isoler $\Delta\phi_a$ et $\Delta\phi_b$. On obtient :

$$\Delta\phi_a = \sigma_0 - \frac{2e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot \vec{dl} - \frac{\sigma}{2} + \pi n \quad (1.64)$$

$$\Delta\phi_b = \sigma_0 + \frac{2e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot \vec{dl} + \frac{\sigma}{2} - \pi n. \quad (1.65)$$

Pour déduire le courant supraconducteur total, nous n'avons qu'à inclure nos égalités pour $\Delta\phi_a$ et $\Delta\phi_b$ dans l'équation 1.61 et on a :

$$I_s = I_c \sin\left(\sigma_0 - \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot \vec{dl} - \frac{\sigma}{2} + n\pi\right) + I_c \sin\left(\sigma_0 + \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot \vec{dl} + \frac{\sigma}{2} - n\pi\right). \quad (1.66)$$

En manipulant cette équation à l'aide d'identités trigonométriques simples, on arrive au résultat suivant :

$$I_s = 2I_c \sin \sigma_0 \cos\left(\frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot \vec{dl} + \frac{\sigma}{2} - n\pi\right). \quad (1.67)$$

On peut maximiser celle-ci par rapport à σ_0 et prendre la valeur absolue du résultat pour obtenir le courant critique en fonction du flux magnétique appliqué et on obtient :

$$I_c(\Phi) = 2I_0 \left| \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0} + \frac{\sigma}{2}\right) \right| \quad (1.68)$$

Cette équation a été tracée à la Figure 1.15 pour le SQUID direct ($\sigma = 0$) et le SQUID- π ($\sigma = \pi$). On voit que le courant critique est maximal pour le SQUID direct à champ magnétique nul tandis que pour le SQUID- π , le courant critique s'annule à zéro champ. Ceci est une signature importante permettant de déterminer la présence d'un gap présentant une symétrie d. C'est exactement cette signature qui est ciblée par nos

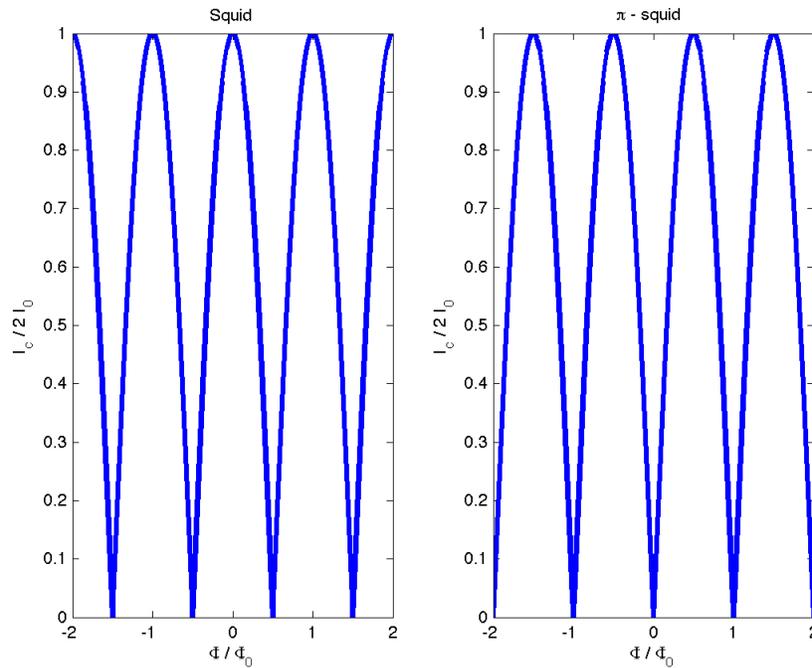


FIGURE 1.15 – Graphiques de $I_c(\frac{\Phi}{\Phi_0})$ pour le SQUID et le π -SQUID.

travaux. De plus, pour le SQUID direct, le courant critique est encore maximal pour un entier de fois Φ_0 et nul à un demi-entier de fois Φ_0 . Cependant, pour le SQUID- π , le courant critique est maximal pour un demie entier de fois Φ_0 et nul pour un entier de fois Φ_0 .

Jonction Josephson en coin

Une autre façon de révéler la nature de la symétrie du gap supraconducteur dans les cuprates, qui est celle visée par les projets futurs de ce mémoire, est l'élaboration d'une jonction Josephson en coin entre un cuprate et un supraconducteur conventionnel, tel que représenté à la Fig.1.16 b). Effectivement, la signature du courant critique en fonction du champ magnétique pour une jonction Josephson en coin va dépendre directement de la symétrie du gap du cuprate. Pour calculer le courant critique de cette jonction de coin, on doit utiliser l'équation 1.55 et scinder l'intégrale sur la largeur de la jonction en deux parties, une pour chacune des jonctions disposées sur une face différente du cristal de PCCO. Cela donne :

$$I = \int dz \int_{-L/2}^0 dx J_c(x, z) \sin\left(\frac{2\pi d}{\Phi_0} Hx + \Delta\psi_0\right) + \int dz \int_0^{L/2} dx J_c(x, z) \sin\left(\frac{2\pi d}{\Phi_0} Hx + \Delta\psi_0 + \sigma\right) \quad (1.69)$$

où σ est la différence de phase entre l'axe a et l'axe b imposée par la symétrie du paramètre d'ordre du cuprate. Ainsi, si le cuprate a une symétrie "d", σ va valoir π ou si celui-ci a une symétrie "s", σ va valoir 0. En posant un courant critique constant (ne dépendant pas de z) pour les deux faces de la jonction et que nous soyons toujours dans un régime étroit, on peut évaluer l'intégrale et maximiser le résultat en fonction de $\Delta\psi_0$ pour trouver le courant critique de cette jonction de coin. Le résultat, pour une symétrie "s", redonne exactement la fonction sinus cardinal de l'équation 1.56 d'une jonction étroite, mais pour une symétrie "d", le résultat est montré graphiquement à la Figure 1.16 et donne mathématiquement :

$$I_c(\Phi) = I_c \left| \frac{\sin^2\left(\frac{\pi\Phi}{2\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi}{2\Phi_0}} \right| \quad (1.70)$$

où le courant critique est nul à zéro champ magnétique et dont la période des oscillations du minimum en courant critique est de $2\Phi_0$. De ce fait, si nous sommes capables de créer une jonction Josephson en coin entre un cuprate dopé aux électrons et un supraconducteur conventionnel et que nous mesurons le patron d'oscillations du courant critique en fonction du champ magnétique, nous devrions être capable d'en déduire la symétrie du gap supraconducteur du PCCO. Effectivement, si nous obtenons un courant critique maximal à zéro champ magnétique, il va s'agir d'une symétrie "s" et si le courant critique est un minimum à zéro champ magnétique, il va s'agir d'une symétrie "d". Il est bon de noter que pour savoir exactement où se trouve notre zéro du champ magnétique lors de la caractérisation de notre jonction Josephson en coin, nous devons inclure une jonction Josephson directe sur le même échantillon pour que le maximum en courant critique de cette jonction directe nous dicte où est le zéro du champ magnétique dans le montage. Bref, cette expérience sert de motivation à ce mémoire où le but est de créer une jonction Josephson directe entre un cuprate dopé aux électrons et un supraconducteur conventionnel qui est l'étape nécessaire avant de tenter une jonction Josephson en coin.

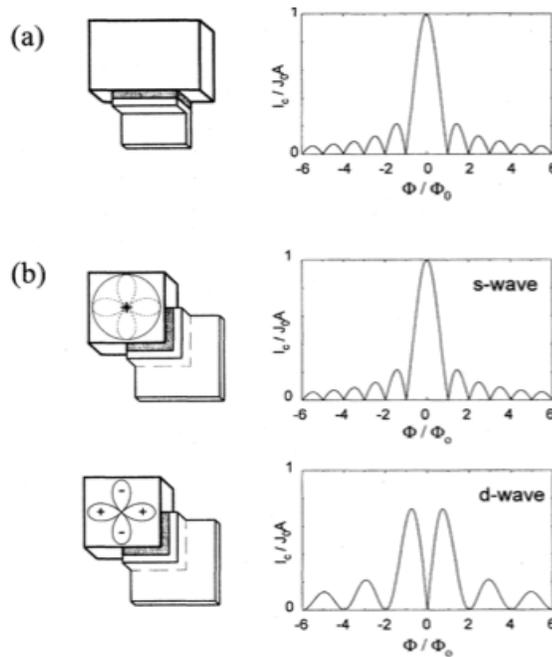


FIGURE 1.16 – $I_c(\Phi)$ pour une jonction Josephson réelle et des jonctions Josephson en coin fabriqués avec un supraconducteur de type 'd' ou de type 's' - En a), il s'agit d'une jonction directe avec son patron de Fraunhofer respectif à droite. En b), on voit le schéma de deux jonctions Josephson en coin, soit pour un supraconducteur de type s-wave (en haut), ou bien un supraconducteur de type d-wave (en bas). Pour chacune de ces jonctions de coin, on voit à droite de ceux-ci la dépendance respective du courant critique en fonction du flux magnétique. [24]

1.2.6 Impact des vortex dans une jonction Josephson

Pour des jonctions Josephson directes la rugosité des interfaces entre les composantes peuvent devenir des endroits privilégiés pour piéger des vortex. Évidemment, la présence de vortex dans la barrière peut avoir un impact considérable sur les patrons d'oscillations du courant critique en fonction du champ magnétique. Pour évaluer théoriquement cet impact, on peut se référer à l'équation 1.55. Pour démontrer les équations 1.56 et 1.70, j'ai posé un champ magnétique (H) comme étant constant tout le long de la barrière. Cependant, s'il y a un vortex piégé dans la barrière, on doit ajouter le champ magnétique créé par le vortex à l'endroit exact dans la barrière où celui-ci est piégé. Par exemple, Van Harlingen et al.[24] ont évalué numériquement l'intégrale de l'équation 1.55 en ajoutant, pour quelques endroits précis dans une jonction en coin (voir Figure 1.17), le flux magnétique créé par un vortex. Pour ce faire, ceux-ci ont simplement posé un champ magnétique variant selon une distribution gaussienne dont la longueur caractéristique de cette distribution s'annule pour une longueur d'un dixième de la jonction (qui est la grandeur du vortex). L'amplitude du champ créé par ce vortex est limité en posant le flux total traversant le vortex comme étant la moitié du quantum de flux. Donc, en ajoutant ce champ supplémentaire au champ magnétique constant appliqué dans la barrière, on peut résoudre l'intégrale de l'équation 1.55 et maximiser le résultat par rapport à $\Delta\phi_0$ pour obtenir le courant critique en fonction du flux magnétique appliqué sur la jonction. Les résultats pour quelques configurations différentes de la localisation de ce vortex dans une jonction de coin (dont le cuprate est de symétrie "s" ou "d") sont montrés à la Figure 1.17.

On voit que lorsque le vortex est piégé sur les bords de la jonction de coin, le patron du courant critique en fonction du champ magnétique devient fortement asymétrique. C'est-à-dire, que l'intensité du courant critique dans un sens du champ magnétique est beaucoup plus grande que dans l'autre sens. De plus, lorsque le vortex se rapproche du coin, on voit que le patron est de plus en plus déformé jusqu'à obtenir la signature inverse de celle imposée par la symétrie du gap supraconducteur. Effectivement, pour un vortex piégé exactement au coin de la jonction, si le cuprate possède une symétrie "d", celui-ci obtient exactement le même patron de $I_c(\Phi)$ que si celui-ci avait une symétrie "s", mais sans vortex. De plus, le contraire est aussi possible si le cuprate possède une symétrie "s". Il sera donc important de s'assurer que les conditions expérimentales permettront d'éliminer le plus possible de telles situations qui pourraient fausser l'interprétation

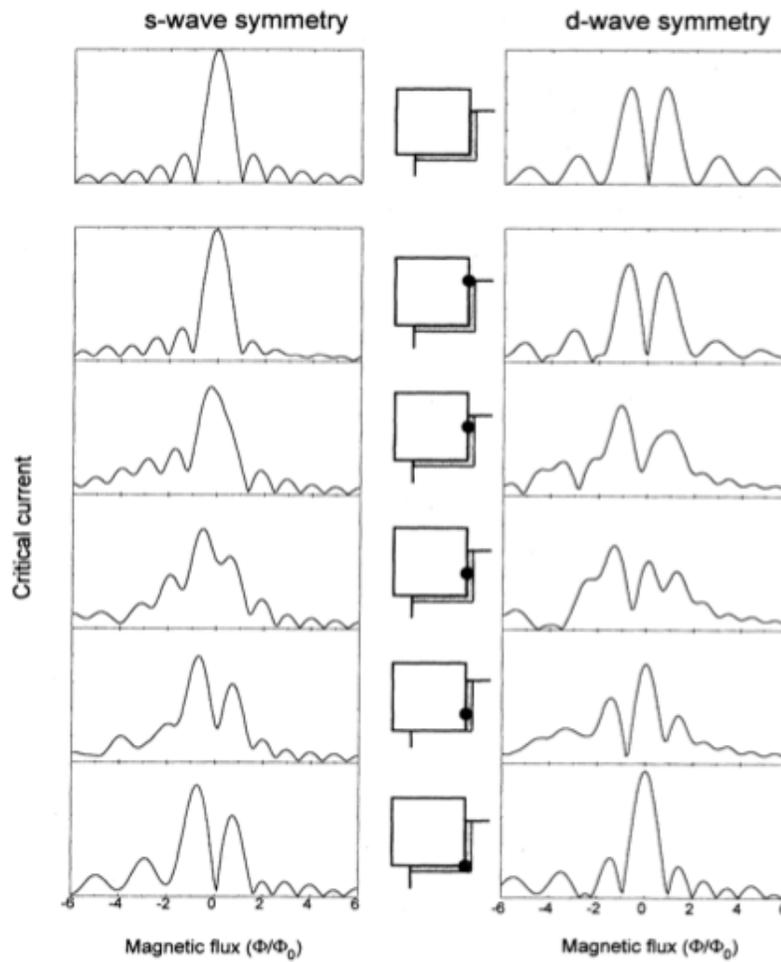


FIGURE 1.17 – Influence d’un vortex piégé dans un jonction Josephson en coin sur $I_c(\Phi)$ - Sur cette figure, on voit l’impact sur le patron du courant critique en fonction du flux magnétique appliqué sur une jonction Josephson de coin (dont le cuprate possède une symétrie "s" ou "d") d’un vortex piégé dans celle-ci. On voit que l’impact varie en fonction de la position du vortex dans la barrière. [24]

Chapitre 2

Montages expérimentaux

Dans ce chapitre, j'introduirai les méthodes expérimentales qui nous ont permis de fabriquer par ablation laser, de caractériser par diffraction des rayons X, par des mesures de susceptibilité magnétique et des mesures de résistivité chaque composante de nos jonctions Josephson. La méthode de fabrication de ces jonctions par photolithographie et par gravure au faisceau d'ions et le système de mesure utilisé pour caractériser électriquement ceux-ci y seront aussi discutés.

2.1 Ablation Laser

La méthode de croissance qui sert à produire la majorité des composantes de nos jonctions Josephson est le système d'ablation laser (Pulser Laser Deposition PLD). Cette technique de dépôt de couches minces est largement utilisée pour l'obtention d'oxydes sous forme épitaxiale [60] telles que par exemple, des couches minces de cuprates supraconducteurs dopés aux trous [61][62] et aux électrons [63][64]. Pour ce projet, du $SrTiO_3$ (STO) amorphe, du $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ ($x = 0.05$ et $x=0.15$) et de l'or(Au) ont été obtenus par ablation laser. La technique consiste à focaliser, à l'aide d'un trajet optique (voir Figure 2.1), le faisceau d'un laser pulsé très énergétique (Excimer LPX-305i, $\lambda = 248$ nm, largeur de 20-30 ns, $\nu = 1 - 50$ Hz, 1,2 J/pulse) sur une cible solide contenue dans une chambre à atmosphère contrôlée. La cible possède les mêmes atomes et la même stoechiométrie¹ que le matériau désiré. Ainsi, lorsque le faisceau du laser entre en collision avec la cible, les molécules arrachées de celle-ci génèrent un plasma fortement

1. À quelques exceptions près, comme la croissance du $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$

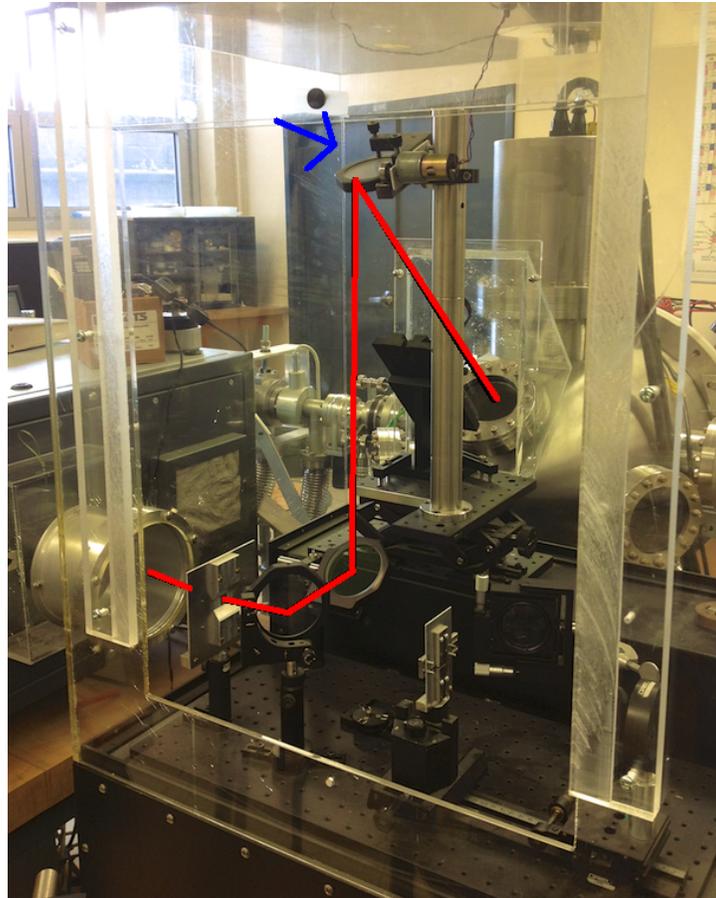


FIGURE 2.1 – Trajet optique pour le montage d'ablation laser - Le faisceau, en sortant du laser, commence par passer dans une fente métallique qui permet de sélectionner la dimension du faisceau laser que l'on veut focaliser. Ensuite, deux miroirs réfléchissants permettent de diriger le faisceau laser sur un miroir réfléchissant mobile (flèche bleue) permettant un balayage du laser sur la cible polycristalline contenue dans une chambre d'ablation à atmosphère contrôlée (voir Figure 2.2) .

énergétique et très directionnel, tel qu'illustré à la Figure 2.2. Aligné avec la plume de ce plasma, on colle substrat sur un élément chauffant radiatif qui permet l'adsorption des molécules du plasma à chaque impulsion du laser. Ainsi, l'adsorption de ces atomes permet la formation, couche par couche, du matériau désiré sur le substrat. Ce dernier (LSAT, STO ou LAO) possède sensiblement les mêmes paramètres de maille en plan que ceux de la structure cristalline du matériau que l'on veut croître. Cet accord des paramètres de maille est crucial pour obtenir une bonne épitaxie. Pendant le dépôt d'une couche mince, on doit fixer un débit de gaz (O_2 , N_2O et Ar) et une vitesse de pompage qui vont servir à contrôler la pression de gaz dans la chambre influençant la cinétique des particules arrachées et donc, à favoriser une adsorption des particules par le substrat et de ne pas graver celui-ci avec des particules trop énergétiques. La nature du substrat utilisé, la température du substrat, la distance entre le plasma et le substrat, la pression du gaz dans la chambre, les traitements thermiques(ex :recuit...), l'énergie du laser incident et la fréquence des pulses du laser sont tous des paramètres de croissance du dépôt que l'on doit optimiser pour déposer des couches minces de qualité.

2.2 Diffraction des rayons X.

Pour déduire la structure cristalline de nos couches minces, on utilise la diffraction des rayons X. De manière générale, lorsque l'on envoie des rayons X sur un échantillon cristallin, il y aura seulement quelques directions privilégiées pour lesquelles leur diffusion sur les atomes du réseau provoquera une interférence constructive. À l'aide du patron de diffraction, nous sommes capables de reconstruire l'espace réciproque du cristal et en déduire sa structure cristalline puisque la différence du vecteur d'onde de la source et celui réémis par le cristal, doit correspondre à un vecteur du réseau réciproque². Puisque nous travaillons avec des couches minces et que nous utilisons des substrats qui vont favoriser grandement la croissance avec l'axe c perpendiculaire à la surface du substrat, on utilise principalement la diffraction en mode θ - 2θ représentée à la Figure 2.3 pour extraire des informations sur les distances interatomiques perpendiculairement à la surface des substrats. Ce mode de diffraction est beaucoup plus simple à interpréter théoriquement puisque l'on peut comprendre le phénomène de diffraction par l'interférence constructive

2. Cela correspond à la condition de diffraction de Laue ($\vec{k}_f - \vec{k}_i = \vec{G}$) où \vec{k}_i et \vec{k}_f , sont les vecteurs d'onde incident et diffusé des rayons X et où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque

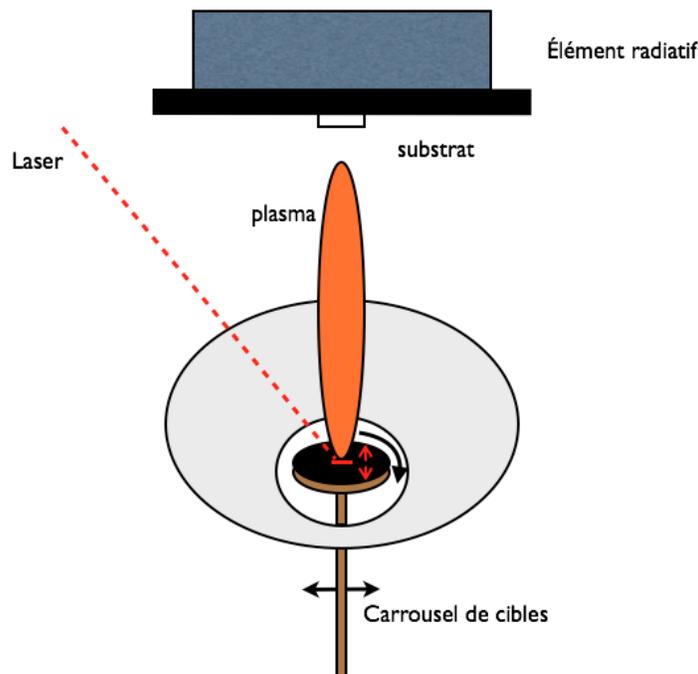


FIGURE 2.2 – Vue schématique de l'intérieur de la chambre d'ablation laser - On voit le plasma créé par l'arrivée du laser sur une cible polycristalline. On voit que le carrousel de cibles permet un mouvement de rotation et de translation horizontale de la cible. De plus, tel qu'expliqué à la Figure 2.1, le miroir mobile (la flèche bleu sur cette figure), situé dans le trajet optique, permet un mouvement vertical du laser sur la cible. Par ces 3 mouvements, on arrive à exploiter toute la surface de la cible de façon uniforme lors d'un dépôt de couche mince. Finalement, on voit la position du substrat au-dessus du plasma qui est collé, à l'aide d'une peinture d'argent, sur une plaque de saphir.

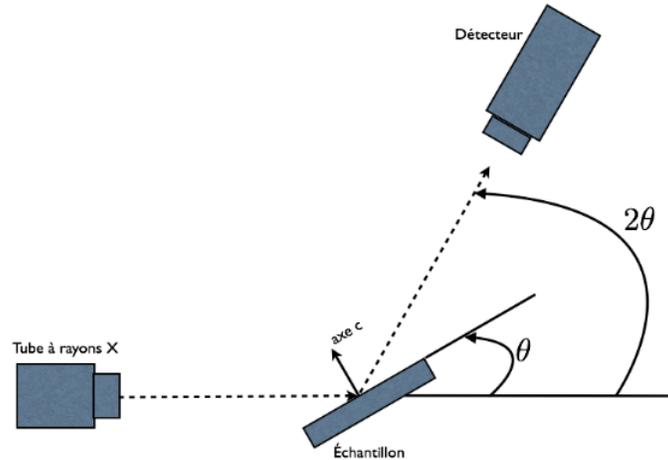


FIGURE 2.3 – Méthode θ - 2θ de la diffraction des rayons X - L'échantillon reste fixe et on balaie θ en variant l'orientation de la source de rayons X et du détecteur en même temps. Les rayons X sont produits par la projection d'électrons sur une cible de cuivre provoquant un rayonnement continu, dites de Bremsstrahlung, causé par la décélération des électrons incidents sur la cible et provoquant aussi du rayonnement dû aux transitions des électrons de coeur contenus dans la cible de cuivre (rayons $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ et $K\beta$). Ces derniers rayonnements se situent dans la gamme des rayons X et on peut isoler $K\alpha_1$ (1,5405 Å) en utilisant un monochromateur à la sortie de la source.

ou destructive de la réflexion des rayons X par chaque plan d'atomes parallèle à la surface de notre échantillon. Tel que schématisé à la Figure 2.4, les pics de diffraction seront obtenus pour des angles respectant la loi de Bragg :

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (2.1)$$

et où chaque famille de plans réticulaires de notre échantillon (substrat et couche) va avoir son propre ensemble de pics.

Pour ce projet, nous allons nous intéresser à confirmer la présence des pics de diffraction dus aux plans réticulaires (001) du PCCO puisque l'accord entre les paramètres de maille en plan du substrat et du matériau déposé par ablation laser, nous permet de déduire que l'orientation de l'axe c du cristal est perpendiculaire au substrat . Bref, nous nous sommes assurés de n'avoir aucun autre pic de diffraction correspondant à une distance inter-atomique différente de celle de l'axe c de notre cristal désiré puisque si tel était le cas, il s'agirait d'une phase parasite non-désirée.

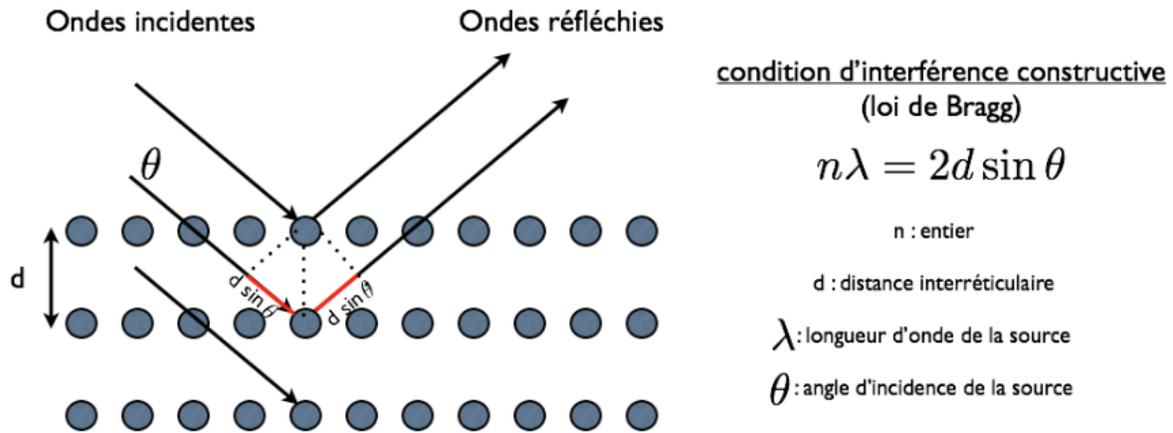


FIGURE 2.4 – Preuve géométrique de la loi de Bragg - La différence de trajet entre l'onde réfléchi par la première couche d'atomes et celle réfléchi par la deuxième couche est l'addition des deux segments rouges. Cette différence induit un déphasage entre ces ondes qui doit être un entier de fois la longueur d'onde de la source pour avoir une interférence constructive.

2.3 Mesure de résistivité à quatre pointes

Pour mesurer la résistivité de nos couches minces ainsi que pour obtenir les différentes courbes I-V de nos jonctions Josephson, nous avons utilisé la méthode de mesure à quatre pointes. La Figure 2.5 montre la configuration des quatre contacts électriques faits d'un alliage d'indium et d'argent utilisés pour souder des fils d'or sur notre échantillon. Les deux contacts aux extrémités sont reliés aux bornes d'une source de courant et les deux contacts du milieu sont fixés sur un voltmètre qui permet de mesurer la chute de tension entre les deux contacts. Puisque l'injection du courant et la mesure de la chute de tension se font par des contacts différents, la mesure du voltage obtenue n'implique pas la contribution de la chute de tension due à la résistance des contacts. Ainsi, en appliquant la loi d'ohm ($V = RI$), on obtient directement la valeur de la résistance de l'échantillon contrairement à une technique de mesure à deux pointes. Finalement, en connaissant l'épaisseur de la couche mince (H), la largeur du canal de conduction (W) et la longueur de ce canal (L) que nous avons gravé à l'aide d'une pointe à diamant, on peut trouver la résistivité (ρ) du cristal par l'équation suivante :

$$\rho = \frac{R \times W \times H}{L}. \quad (2.2)$$

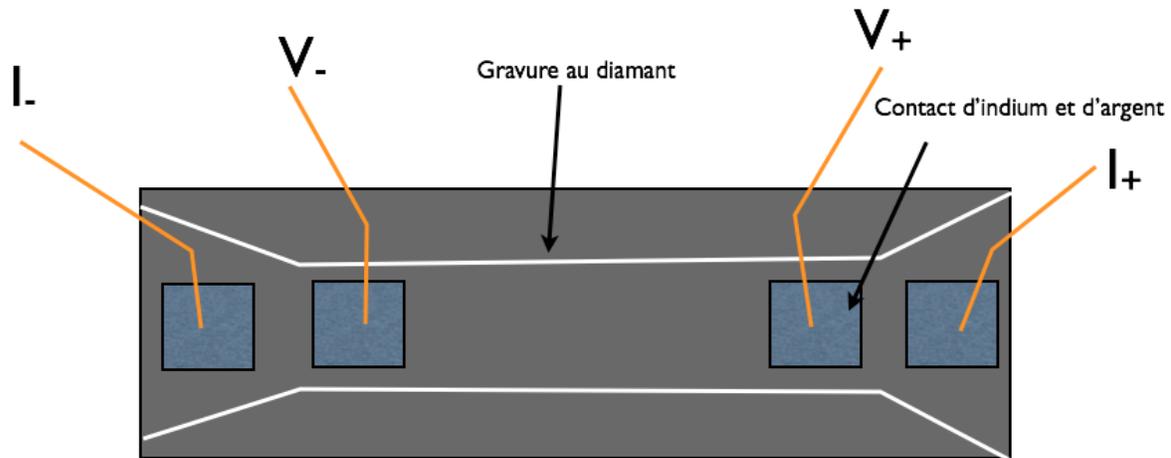


FIGURE 2.5 – Méthode de mesure électrique à quatre pointes - On voit les quatre soudures qui permettent de mesurer la résistance totale du cristal. Les lignes blanches représentent les gravures fabriquées à la pointe à diamant, qui permettent de connaître exactement les dimensions du canal où passe le courant. En mesurant ces dimensions au microscope ainsi que le taux de dépôt de nos couches minces, on peut déduire la résistivité de l'échantillon (équation 2.1).

2.4 Mesure de susceptibilité magnétique CA

Pour évaluer l'uniformité des propriétés supraconductrices de nos couches minces, on peut caractériser la transition magnétique passant d'une phase paramagnétique à une phase diamagnétique. Cela est possible en calculant expérimentalement la susceptibilité magnétique CA $\tilde{\chi}_{mag}$ en fonction de la température. Pour ce faire, on utilise la configuration de bobines présentée à la Figure 2.6. Elle consiste en une bobine d'excitation qui induit une aimantation CA à notre échantillon, et de deux autres bobines, dites de détection, qui vont servir à déduire la susceptibilité magnétique de notre couche mince en mesurant la différence d'inductance mutuelle. Effectivement, puisque la polarité des deux bobines de détection est opposée, l'inductance mutuelle totale du système sera nulle en l'absence d'un échantillon. Cependant, lorsque l'on positionne un échantillon dans l'une ou l'autre des deux bobines de détection, il y aura une inductance non-nulle résultant de la signature de l'aimantation de l'échantillon (voir Figure 2.6 pour plus de détail). Ainsi, en mesurant la tension à l'aide d'un détecteur synchrone à la sortie de la bobine de détection, on déduit la susceptibilité magnétique. L'amplitude du signal en phase avec l'excitation est reliée à la partie réelle de la susceptibilité et on peut obtenir aussi sa partie imaginaire avec l'amplitude du signal qui est en quadrature avec celui de l'excitation.

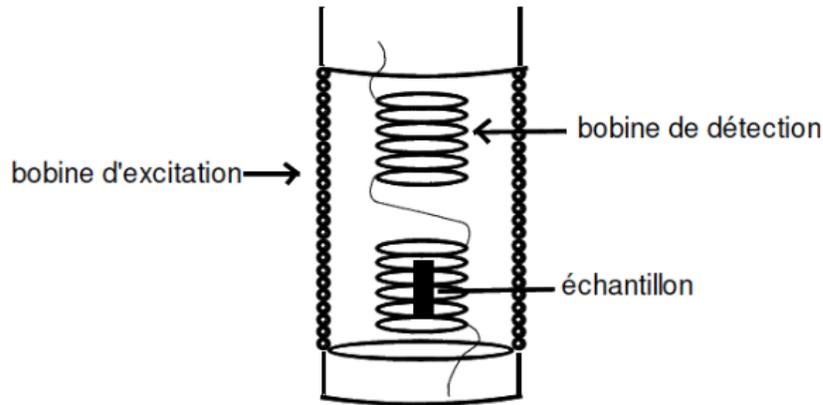


FIGURE 2.6 – Configuration des trois bobines servant à mesurer la susceptibilité magnétique - Au centre, on voit les deux bobines de détection en série qui possèdent toutes les deux la même inductance mutuelle avec la bobine d'excitation externe. Ainsi, lorsqu'il n'y a pas d'échantillon, le voltage total, qui est la différence du voltage induit entre les deux bobines de détection, sera nul. Cependant, lorsqu'on positionne un échantillon au centre de l'une d'entre elles, l'inductance de cette bobine va induire un voltage total non-nul qui sera la signature de l'aimantation de l'échantillon. Finalement, on peut voir que ces deux bobines sont enroulées dans une plus grosse bobine d'excitation permettant d'imposer un champ magnétique en son centre. [65]

Un exemple d'une transition supraconductrice du $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ est présenté à la Figure 2.7 [7]. On y voit la partie réelle de la susceptibilité magnétique qui passe d'une valeur faiblement positive à une valeur négative lorsque l'échantillon passe sous sa température de transition supraconductrice. Cela reflète la transition d'une phase paramagnétique ($\tilde{\chi}_{mag} > 0$) à une phase diamagnétique parfaite d'un supraconducteur (écranage parfait et répulsion du champ magnétique extérieur, $\tilde{\chi}_{mag} < 0$). La partie imaginaire est nulle dans l'état supraconducteur et dans l'état normal, mais non-nulle dans la transition. La largeur de ce pic reflète directement l'uniformité des propriétés supraconductrices sur l'ensemble de la couche mince. Effectivement, lorsqu'une région de notre couche mince devient supraconductrice, celle-ci va expulser le champ magnétique qui était présent lorsqu'elle était dans l'état normal. Cette expulsion du flux magnétique engendre des courants circulant dans des régions supraconductrices et normales entraînant des pertes résistives dans l'échantillon et va alors, contribuer à l'amplitude de la partie complexe. Ainsi, au fur et à mesure que les domaines de l'échantillon vont devenir supraconducteurs, il y aura de la dissipation jusqu'à ce que la région de l'échantillon avec la température critique la plus faible atteigne l'état supraconducteur. De cette façon, plus la largeur du pic dans

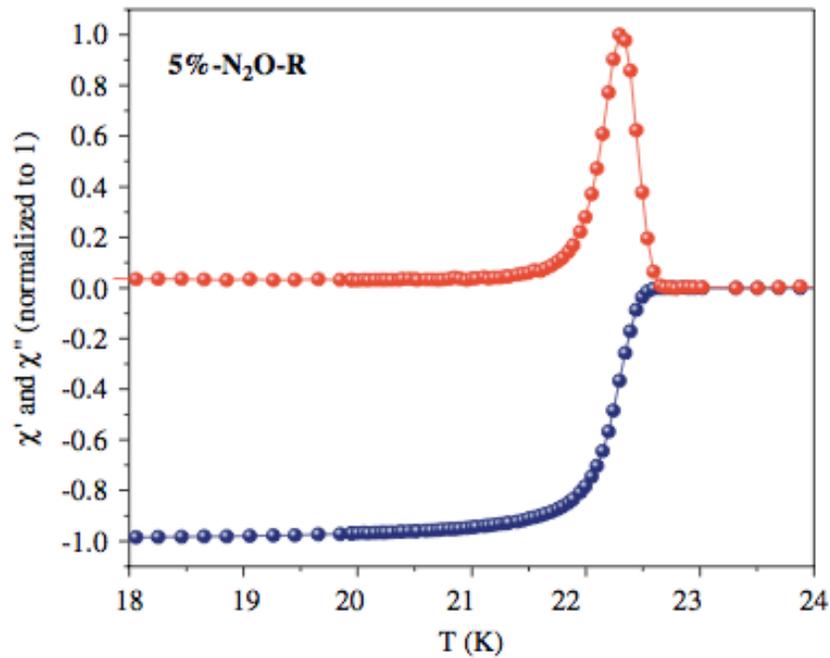


FIGURE 2.7 – Courbe de susceptibilité magnétique du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ en fonction de la température - On voit les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité magnétique du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ en fonction de la température. En sachant que le $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ possède une transition supraconductrice (T_c) autour de 22-23 K, on voit bien, par la courbe du bas (bleue), que la partie réelle passe d'une susceptibilité magnétique positive pour $T > T_c$ à une susceptibilité magnétique négative pour $T < T_c$. La partie imaginaire (courbe du haut en rouge) présente bien un pic durant la transition supraconductrice. Pour cet échantillon, la largeur à mi-hauteur de ce pic donne 0.3 K. [7]

la partie imaginaire est étroite, plus les propriétés supraconductrices de la couche mince sont uniformes puisque tous les domaines de la couche mince transitent à la même température. Finalement, le critère de pureté utilisé lors de ces présents travaux pour nos échantillons en couches minces de $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ fût d'avoir une largeur à mi-hauteur du pic de susceptibilité imaginaire inférieure à 0.5 K. Ce critère assure que nos couches minces sont d'une pureté comparable aux meilleures couches minces de $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ dans la littérature, tel que par exemple, les résultats montrés à la Figure 2.7 [7].

2.5 Fabrication des jonctions Josephson en rampe

Dans ce projet, tel qu'illustré à la Figure 2.13, nous avons fabriqué des jonctions Josephson en rampe. Ce type de jonction permet de coupler deux matériaux supraconducteurs à travers une barrière qui est située dans la rampe. La raison principale qui nous a poussés à fabriquer des jonctions Josephson de ce type est que le couplage se fait à travers l'axe a (ou b) du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$, car celui-ci croît avec l'axe c parallèle à la normale de l'échantillon. Il est avantageux d'utiliser cet axe (a ou b) puisque la longueur de cohérence selon ces deux axes est beaucoup plus grande que la longueur de cohérence selon l'axe c. De ce fait, il est plus probable d'obtenir un plus fort couplage entre les fonctions d'onde supraconductrices des deux électrodes. De plus, on doit coupler uniquement suivant les directions \vec{a} et \vec{b} si on veut percevoir le changement de phase associé à la symétrie de type d. Les étapes de fabrication de ces jonctions Josephson sont montrées à la Figure 2.8 et les prochaines sous-sections vont couvrir en détails le procédé expérimental pour chaque étape. Tout d'abord, le dépôt de la première électrode supraconductrice qui est le PCCO $x=0.15$ ainsi que le dépôt du STO amorphe seront abordés (étapes 1 à 3). Ensuite, le procédé menant à la gravure de la rampe (étapes 4 à 6) ainsi que la reconstruction de celle-ci par du PCCO $x=0.05$ (étape 7) et le dépôt de la barrière métallique d'au (étape 8) y seront abordés pour finir avec l'étape du dépôt de la seconde électrode supraconductrice (étape 9).

2.5.1 Dépôt de la première électrode.

La première électrode supraconductrice déposée est celle du supraconducteur non conventionnel $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$. Celle-ci se fait par ablation laser avec une cible possédant la même stoechiométrie, mais en ajoutant 5 % de cuivre supplémentaire dans celle-ci.

Ce débalancement de la stochiométrie va favoriser la croissance du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ au détriment de la phase parasite $Pr_{1.85}Ce_{0.15}O_4$ qui cristallise environ aux mêmes conditions de croissance [7]. On utilise un substrat ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) de LSAT ($a = b = 3.82 \text{ \AA}$) ou STO ($a = b = 3.905 \text{ \AA}$) qui permet un bon accord de maille avec les axes a et b du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ ($a = b = 3.95 \text{ \AA}$). L'échantillon est installé dans la chambre de dépôt et une montée en température est effectuée sous vide jusqu'à une température de 930 - 950 °C. Cependant, puisque le substrat n'est pas collé directement sur l'élément chauffant, il y a une différence d'environ 110 à 120 °C entre les deux. Donc, la température du substrat est d'environ 810 à 830 °C. À cette température, la vitesse de la pompe turbo de la chambre d'ablation, qui fonctionnait à 1000 Hz pour atteindre une pression de base d'environ 2×10^{-6} Torr, est diminuée à une fréquence de 380 Hz et une pression de 150 à 175 mTorr de N_2O est instaurée dans la chambre. Un mouvement latéral de 10 degrés à une fréquence de 11 Hz et un mouvement circulaire de 73 Hz sur la cible sont activés par le carrousel des cibles. Ces mouvements du carrousel permettent de couvrir entièrement la surface de la cible balayée par les impulsions du laser. L'énergie d'incidence du laser sur la cible est fixée à une densité d'environ 1,5 à 1,7 J/cm².

On effectue initialement une pré-ablation de la cible où le laser tire 12 000 pulses à une fréquence de 20 Hz sur la cible. Ce traitement va permettre de nettoyer la surface de la cible et de commencer l'ablation laser avec une surface non contaminée par l'air (et les dépôts précédents). Pendant cette pré-ablation, l'échantillon est masqué par une cache amovible mécaniquement de l'extérieur empêchant la plume du plasma de déposer des particules sur le substrat. Par la suite, cette cache est enlevée et le laser est reparti pour 15 000 pulses à une fréquence de 10 Hz pour le dépôt du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$. Il en résulte une couche mince avec une épaisseur d'environ 200 à 225 nm (avec un taux de dépôt de 0,15 Å par pulse). Lorsque le laser est arrêté, le débit de N_2O est coupé et la vitesse de la pompe turbo est refixée à 1000 Hz évacuant rapidement et complètement la chambre tout en maintenant la température. L'échantillon est maintenu sous vide de cette manière pendant 2 à 10 minutes. Ce processus permet le recuit d'oxygène (une réduction) et le temps de recuit est choisi pour optimiser la largeur (en température) de la transition supraconductrice (voir section 2.4). Après un refroidissement sous-vide d'environ 1h30, l'élément chauffant atteint une température d'environ 100 °C et l'échantillon est sorti pour masquer le quart de sa surface (environ 5 mm par 1.25 mm), à l'aide d'une plaque de

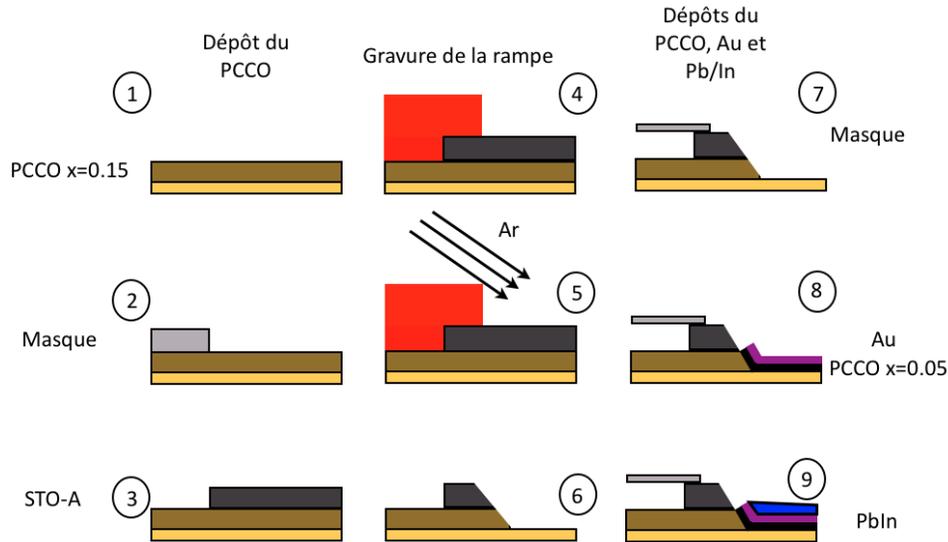


FIGURE 2.8 – Étapes de fabrication de nos jonctions Josephson - Les étapes 1 à 3 permettent le dépôt du PCCO $x=0.15$ et du STO-amorphe. Ensuite, les étapes 4 à 6 montrent la procédure pour effectuer la gravure de notre jonction puis finalement, les étapes 7 à 9 présente la reconstruction de la rampe(dépôt du PCCO $x=0.05$), le dépôt de la barrière d’Au et le dépôt de la seconde électrode supraconductrice fait en PbIn.

métal que l’on fixe au porte-échantillon.

Le substrat et la couche mince sont réinstallés dans la chambre d’ablation sous vide, une température de 200 °C est atteinte et les cibles sont réactivées pour la pré-ablation (3000 coups à 20 Hz) et le dépôt (8000 pulses à 10 Hz) du STO donnant une épaisseur d’environ 150 nm fait à une pression de 200 mTorr de N_2O . Puisque l’ablation laser du STO se fait à basse température, le matériau obtenu est amorphe et est un bon isolant électrique. Le résultat de ces deux dépôts est présenté à la Figure 2.8 (étape 3).

2.5.2 Gravure de la rampe

La rampe de nos jonctions Josephson est gravée à l’aide d’un faisceau d’ions (Ar). Pour bien délimiter l’endroit où la rampe va être produite, on effectue une photolithographie. Cette photolithographie va permettre d’étendre de la résine seulement sur la moitié droite de notre échantillon schématisé à la Figure 2.8. Ainsi, de l’autre côté, le STO amorphe et le $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ seront exposés au faisceau d’ions. On commence par chauffer notre couche mince à 115 °C pendant 5 minutes sur une plaque chauffante

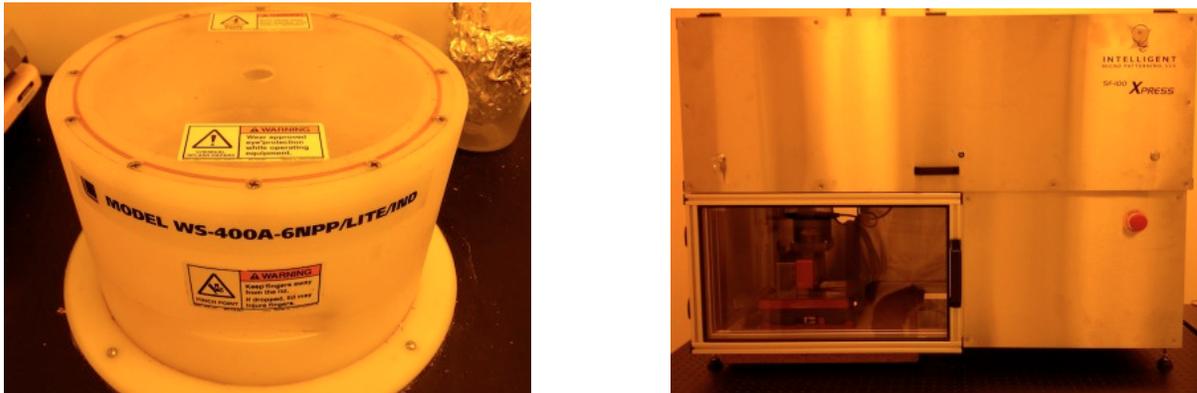


FIGURE 2.9 – Sur cette figure, on voit à gauche, l'étaleuse utilisée pour étendre la résine sur notre échantillon. De plus, à droite, on voit le système de photolithographie par écriture directe utilisé pour définir la région que l'on va exposer aux UV et donc, la région où la résine va être soulevée lors de l'immersion dans le développeur MF-319.

pour déshumidifier la surface et ainsi, aider à l'adhérence de la résine sur notre couche mince. Ensuite, on applique deux gouttes de résine (S-1813) et on étend celle-ci à l'aide d'une étaleuse Laurell (Figure 2.9). Au début, la tournette va à une vitesse de 1000 rpm pendant 7 secondes, pour ensuite tourner à une vitesse de 5000 rpm pendant 30 secondes. Elle redescend par la suite à une vitesse nulle en 7 secondes. Dans ce régime de vitesse, la résine obtenue a une épaisseur d'environ $1 \mu\text{m}$. L'étape d'exposition se fait avec un système de photolithographie par écriture directe (SF-100 XPress) (Figure 2.9). Un masque de 6 mm par 6 mm est utilisé comme fenêtre totale d'exposition. Un carré d'environ 2.5 mm par 2.5 mm contenu dans ce masque sera exposé aux UV ce qui va rendre la résine soluble au développeur. La résine dont on veut se débarrasser est exposée pendant 1.9 secondes avec une intensité de 200 Watts. Finalement, on enlève la résine exposée aux UV par une immersion dans le développeur MF-319 pendant 45 secondes et dans l'eau pour 30 secondes. Un séchage à l'azote est aussi effectué après les deux immersions.

La couche mince est ensuite installée dans un faisceau d'ions produit par un plasma d'argon. Les ions du faisceau possèdent une énergie incidente de 500 eV et le faisceau a une densité de courant d'environ 0.5 mA/cm^2 . L'échantillon est monté sur un support tournant qui fait un angle de 15° avec le faisceau d'ions, tel que schématisé à la Figure 2.10. La gravure se fait pendant un temps de 1 heure et 15 minutes (taux de gravure d'environ 4 nm/min). À chaque 15 minutes de gravure, une cache est positionnée entre l'échantillon et le faisceau d'ions pour refroidir l'échantillon pendant 5 minutes. Cette

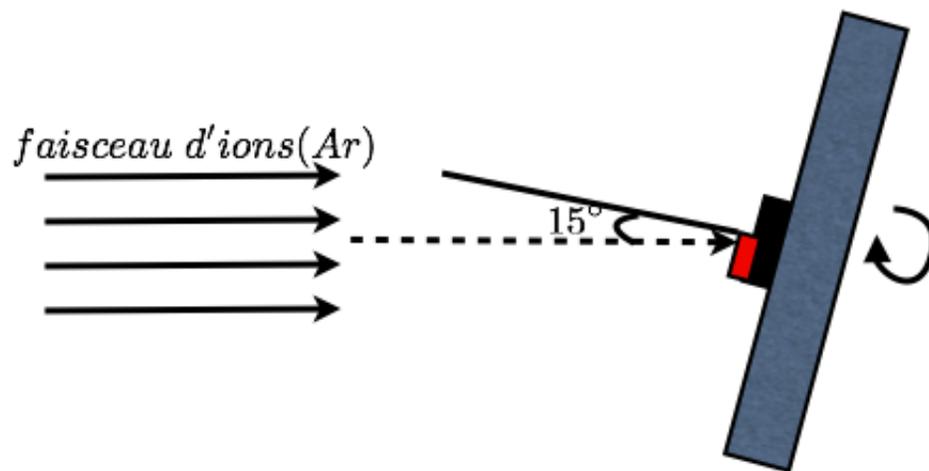


FIGURE 2.10 – Orientation du faisceau d’ions par rapport à l’échantillon - Le faisceau d’ions fait un angle de 15° avec la normale de notre échantillon. Aussi, le support de l’échantillon tourne pendant la gravure pour permettre un profil de rampe uniforme sur chaque côté de l’échantillon (Par exemple, pour les jonctions de coin, ce mouvement permet d’avoir le même profil de rampe sur l’axe a et l’axe b d’un coin).

manipulation est nécessaire puisque le faisceau d'ions est très énergétique et chauffe la couche mince ce qui peut faire fondre la résine et lui permettre de s'écouler sur la rampe. Après l'exposition au faisceau d'ions, l'échantillon est maintenu sous vide pendant 30 minutes. Ensuite, un nettoyage aux solvants (2 fois 3 minutes dans de l'acétone et de l'isopropanol) est effectué pour se débarrasser de l'excédent de résine. Le produit final de l'étape de gravure est montré à la Figure 2.8 (étape 6).

2.5.3 Reconstruction de la rampe et dépôt de la barrière métallique.

Après la gravure, l'échantillon est remis dans la chambre d'ablation laser pour la reconstruction de la rampe et le dépôt d'or (Au). Le porte-échantillon est monté à une température de 950 °C (donc, l'échantillon croît à 830 °C) avec une atmosphère de 10 mTorr d' O_2 pour prévenir une dégradation additionnelle de la rampe. Lorsqu'il atteint cette température, une atmosphère de N_2O de 175-200 mTorr est introduite dans la chambre tout en enlevant graduellement le 10 mTorr d' O_2 pour prévenir encore une fois une dégradation trop forte de la partie exposée de la rampe. La pré-ablation de 3000 coups ainsi que l'ablation laser de 300 coups du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ sont alors effectuées. Le tout donne une épaisseur d'environ 10 nm. Après ce dépôt, la couche mince est recuite sous vide pendant 5 à 10 minutes puis, refroidie très rapidement à 200 °C. À cette température, la pré-ablation (4000 coups) et l'ablation laser de l'Au (6000 coups) sont activées avec une densité d'énergie du laser plus grande que lors des dépôts précédents ($\approx 2 \text{ J/cm}^2$). Nous obtenons ainsi une épaisseur d'Au d'environ 10 - 15 nm.

2.5.4 Dépôt de la deuxième électrode supraconductrice Pb/In

La dernière étape de fabrication afin d'obtenir une jonction Josephson consiste à déposer le supraconducteur conventionnel (s-wave) qui va agir comme seconde électrode. Celui utilisé dans ce projet est un alliage de PbIn (In à 5%) et il est produit par évaporation. Effectivement, l'échantillon est sorti de l'ablation laser et est mis dans un évaporateur fait maison (Fig 2.12). Dans cette cloche à vide, l'échantillon est suspendu à l'envers au-dessus d'un creuset contenant une bonne masse de PbIn solide. On passe un courant de 45 A (1.2 Volt) dans ce creuset métallique et l'énorme puissance dissipée, par effet Joule, liquéfie le PbIn qui s'évapore lentement. De cette façon, le substrat et la rampe adsorbent les molécules de PbIn contenues dans cette "vapeur". Le temps d'évaporation est de 20

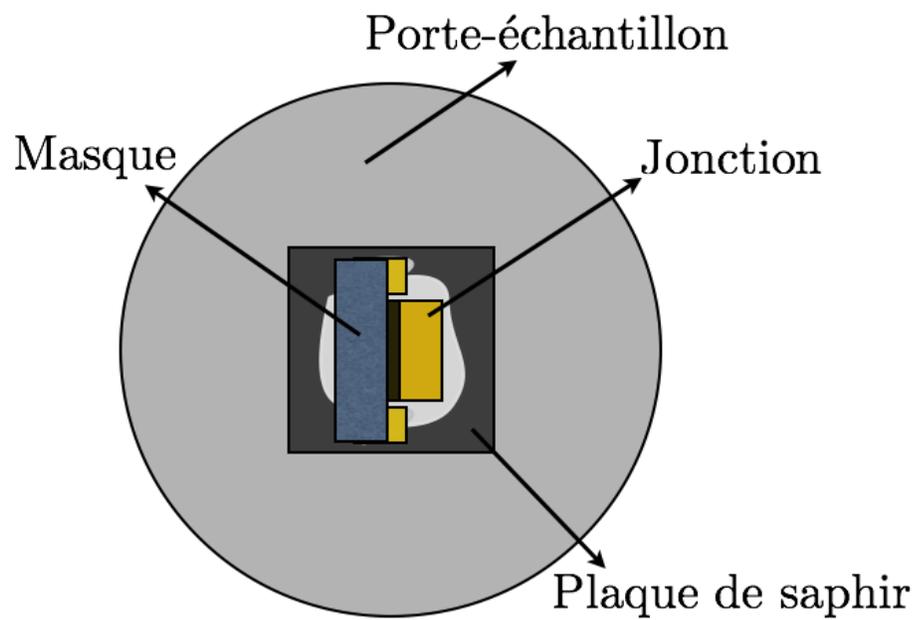


FIGURE 2.11 – Masque utilisé pour le dépôt du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ et du Pb/In - Le masque est fait d'un substrat de saphir que l'on colle sur deux petits substrats de même épaisseur que notre échantillon.

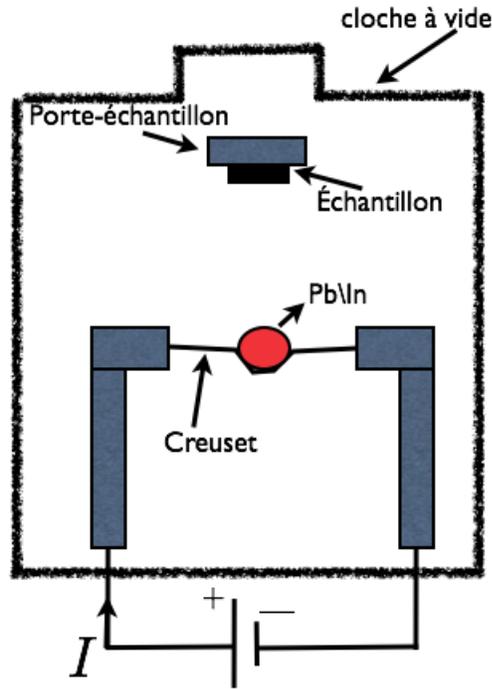


FIGURE 2.12 – L'intérieur du système d'évaporation du PbIn - L'application d'un courant dans le creuset métallique chauffe, par effet Joule, la masse de PbIn contenue dans celui-ci. En contrôlant le temps ainsi que la masse de Pb/In, on obtient une épaisseur d'environ 100 nm.

minutes et l'épaisseur obtenue est d'environ 100 nm. Tout au long du processus de dépôt du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$, de l'Au et du PbIn, l'échantillon est masqué sur la barrière du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ et cela permet de déposer seulement sur la partie du substrat qui a été gravée ainsi que sur la rampe. Ce masque est un substrat de saphir collé sur le support à substrat et faisant contact mécaniquement sur l'échantillon tel qu'illustré à la Figure 2.11.

En bref, le résultat final de fabrication de nos jonctions Josephson est de type S-N-I-S où le dépôt d'une couche mince de $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$, un très mauvais conducteur encore antiferromagnétique pour ce niveau de dopage en Ce, permet la reconstruction (partielle) des dommages cristallins causés par l'étape de gravure de la rampe avec le faisceau d'ions. Nous avons décidé de reconstruire avec un dopage de 0.05 puisqu'on s'assure que la mince couche de $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ qui est déposée en-dessous de l'Au et qui n'est pas supraconductrice peu importe le traitement thermique (ex : réduction)

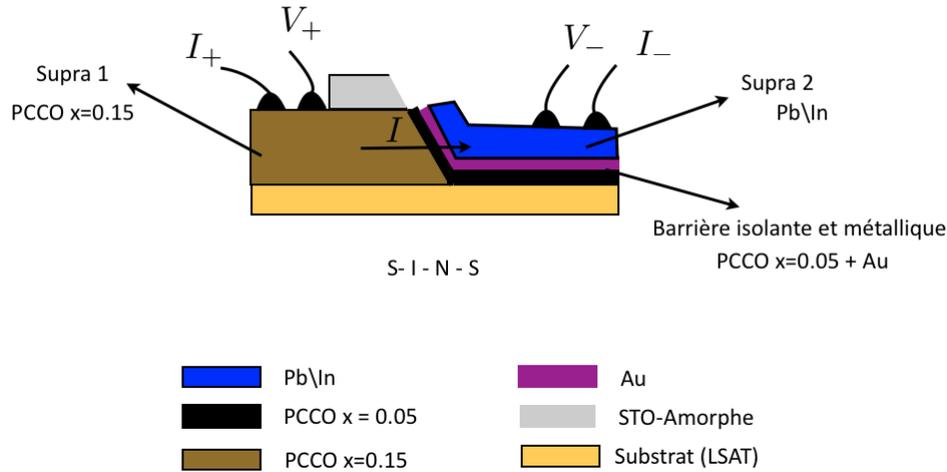


FIGURE 2.13 – Résultat final d’une jonction Josephson en rampe - On voit à la gauche, que le $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ ne permet pas un couplage entre le Pb/In à travers l’Au dans la direction de l’axe c. De ce fait, on s’assure que la jonction obtenue est bien selon l’axe a (à travers la rampe).

effectué sur celui-ci comparativement au $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$, ne crée pas de jonction Josephson avec le PbIn en direction de l’axe c (voir Fig 2.13). De plus, en regardant la Figure 2.13, on peut voir que le STO amorphe sert à s’assurer que le courant ne puisse pas fuir vers le haut si l’Au et le PbIn se déposent plus loin que la rampe.

2.6 Système de mesure pour les jonctions.

2.6.1 Canne de mesure et cryostat écrané

Pour caractériser électriquement nos jonctions Josephson à basse température, on utilise une sonde de type saucette (Figure 2.14). L’échantillon est monté sur une puce électrique de 40 contacts se plaçant à la tête de la canne. Ces 40 contacts sont reliés électriquement à 4 boîtes de connecteurs électriques se trouvant à l’autre extrémité de la canne permettant ainsi, le branchement de plusieurs voltmètres et sources de courant pour l’obtention de courbes IV. En plaçant cette canne de mesure dans l’hélium liquide, sa tête est maintenue sous vide grâce à un couvercle de cuivre que l’on fixe sur la canne. Une ligne de pompage (valve canne Figure 2.14) à partir de la tête jusqu’à l’autre extrémité de la canne permet d’effectuer ce vide. Aussi, un pot d’hélium se trouvant en contact thermique avec notre échantillon est inclus dans la tête de la canne permettant

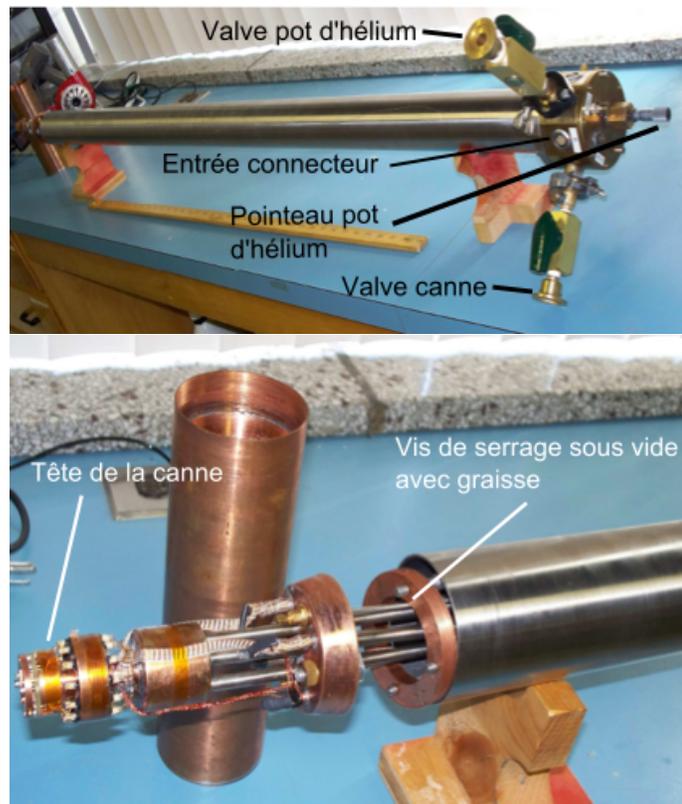


FIGURE 2.14 – Canne de mesure utilisée pour caractériser électriquement nos jonctions Josephson - En haut, on voit le haut de la canne avec l'endroit où on peut pomper sur le pot d'hélium (valve pot d'hélium) et où on peut pomper sur la tête de la canne (Valve canne). On y voit aussi, le pointeau qui permet de bloquer ou débloquer l'accès du pot d'hélium au bain d'hélium liquide. De plus, on voit le port électrique qui permet de relier notre canne de mesure à un panneau de contrôle filtrée qui permet de brancher la source de courant et le voltmètre sur chaque canal. En bas, on voit la tête de la canne où l'échantillon est installé et scellé sous-vide.

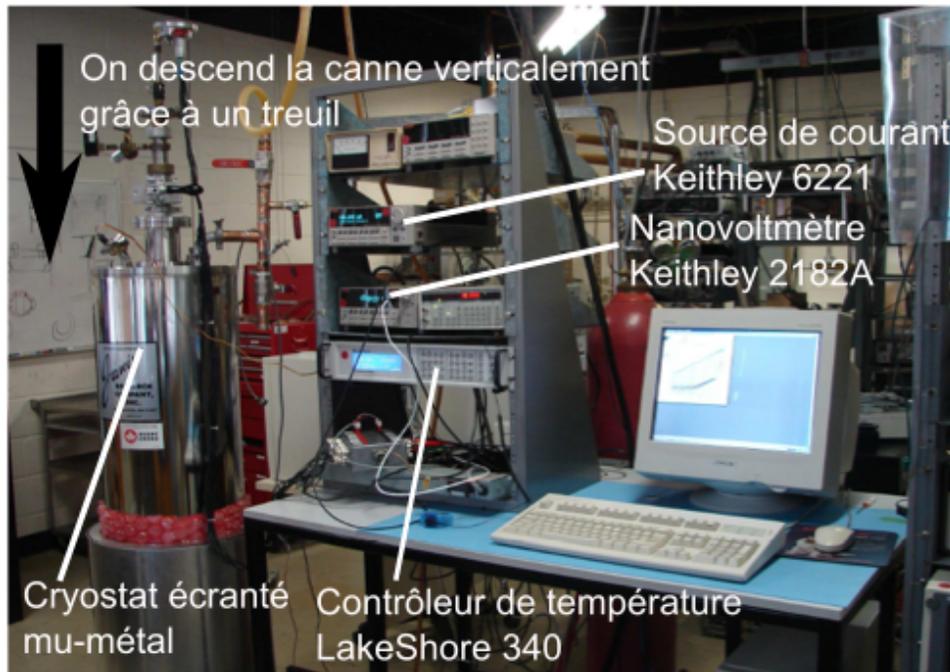


FIGURE 2.15 – Système d’acquisition de données - On voit à gauche, le cryostat écrané qui permet d’obtenir un champ magnétique pratiquement nul à l’intérieur de celui-ci. De plus, on voit le montage qui permet d’acquérir les courbes IV de nos jonctions.

l’accumulation d’hélium liquide à partir du bain (cryostat). Cette accumulation d’hélium est contrôlée manuellement à l’aide d’une pointe métallique (pointeau) qui peut bloquer l’accès entre le bain et le pot. Ainsi, on peut obtenir par contact thermique, une température d’environ 4.2 K sur notre échantillon. De plus, une ligne de pompage (valve pot d’hélium Figure 2.14) permet de pomper sur le pot d’hélium permettant alors l’accès à des températures beaucoup plus basses (environ 2K). La tête de la canne est aussi munie d’un bloc de cuivre que l’on relie électriquement à un système de thermométrie LakeShore 340 permettant la lecture de la température et le chauffage par effet joule de notre échantillon.

Lorsque la canne de mesure est bien pompée, on descend graduellement celle-ci dans un cryostat grâce à un treuil électrique fixé au plafond du laboratoire. Un système mécanique sur le treuil permet un mouvement horizontal et un système électrique permet le déplacement vertical de la canne de mesure. Dans le fond du cryostat, on retrouve un solénoïde de cuivre qui permet d’appliquer de faibles champs magnétiques grâce à

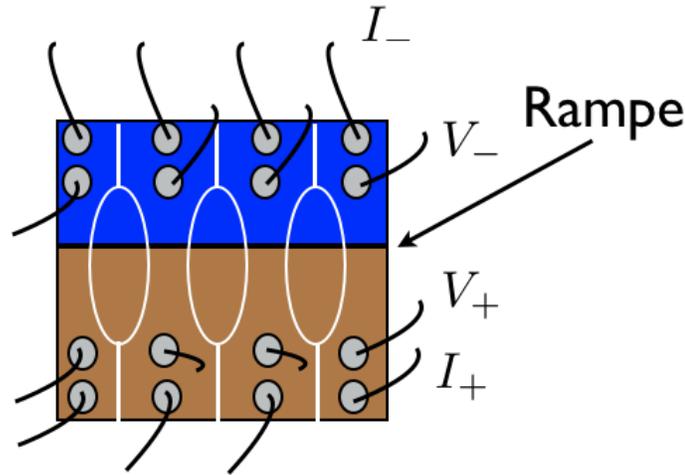


FIGURE 2.16 – Définition des canaux sur une jonction Josephson - On voit quatre jonctions isolées par une gravure faite avec la pointe à diamant. On voit aussi, les motifs ovales qui permettent d'avoir de petites largeurs de jonctions tout en laissant beaucoup de place pour mettre les contacts.

une source de courant allant de 0 à ± 100 mA (où 100 mA = 13 Gauss). Finalement, puisqu'un flux magnétique de seulement quelques quanta de flux (ϕ_0) suffit pour détruire le couplage Josephson entre les deux électrodes supraconductrices, le cryostat utilisé est entouré d'un écran mu-métal permettant d'écranter parfaitement (ou presque) le champ magnétique terrestre. Dans notre cas, le champ résiduel est de l'ordre de 0.5 mGauss, comme nous le verrons à la section 4.2 et 4.3.

2.6.2 Préparation et principe de mesure des échantillons.

Pour mesurer les propriétés électriques de nos échantillons, nous commençons tout d'abord par définir, à l'aide d'une pointe à diamant, 3 à 4 canaux différents incluant chacun la rampe sur un même échantillon. Aussi, de la même manière, on grave le contour de l'échantillon pour empêcher une possible fuite de courant par les bords de l'échantillon. Pour s'assurer d'être le plus proche possible du régime de jonction Josephson étroite (section 1.2.4), nous devons minimiser le plus possible la largeur des canaux tout en laissant beaucoup de place pour effectuer les contacts. De ce fait, des motifs ovales ont été choisis pour combler les deux besoins (voir Figure 2.16). La largeur obtenue pour nos jonctions est d'environ 100 à 120 microns. Pour l'obtention des différentes courbes I-V, on utilise la méthode à 4 points. Ainsi, à l'aide d'un fer à souder, deux contacts en indium sont

placés sur le $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$. Cependant, puisque le Pb s'évapore facilement lorsqu'il est chauffé (donc, à l'approche du fer à souder), on doit utiliser un autre procédé pour faire les contacts du côté de cette électrode. On utilise une colle d'argent que l'on vient déposer à la surface du PbIn à l'aide d'un mince fil d'or. Ensuite, avec des fils d'or que l'on vient souder sur les autres contacts d'indium, on relie les contacts des deux électrodes à ceux du chip électronique qui est monté à la tête de la canne (Figure 2.14).

Pour effectuer les courbes I-V, on installe une source de courant sur les connecteurs correspondant à I^+ et I^- d'une même jonction (canal). Pour mesurer la différence de potentiel de la barrière (en tenant compte que les deux électrodes sont supraconductrices), on place un nanovoltmètre entre V^+ et V^- . Pour ce projet, nous utilisons une source de courant Keithley 6221 et un nanovoltmètre Keithley 2182. Tous les appareils de mesure sont reliés à un ordinateur qui, à l'aide de l'interface LabView, permet de prendre automatiquement chaque courbe I-V en variant le champ magnétique.

2.6.3 Filtrage du bruit

Puisque nos jonctions Josephson sont extrêmement sensibles aux ondes de fréquence radio, nous avons utilisé des filtres π qui permettent de couper le bruit à des fréquences supérieures à 50 Hz. Sans la présence de ces filtres, il y avait constamment une source de dissipation correspondant à une résistance d'environ 1 à 1.5 ohms en série avec le comportement non-linéaire de nos jonctions. Ces filtres sont placés entre les connecteurs et les appareils permettant d'obtenir les courbes IV. Le schéma d'un filtre π est présenté à la Figure 2.17. Lorsque l'on prend une mesure avec ces filtres, le système doit relaxer sur un temps caractéristique $\tau = RC$ où R est la résistance des contacts sur l'échantillon et C est la capacité d'un filtre π . De ce fait, si la résistance de nos contacts est trop élevée, le temps de relaxation peut atteindre l'ordre d'une dizaine de secondes. Il a donc été très important d'obtenir des résistances de contacts très faibles justifiant l'utilisation du masque lors du dépôt de STO amorphe (étape 3 à la Figure.2.8).

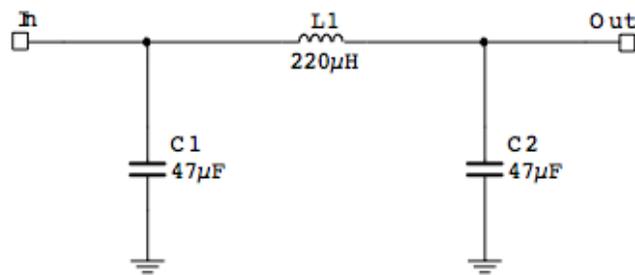


FIGURE 2.17 – Schéma d'un filtre π - La borne de gauche se connecte sur les connecteurs sortant de la canne de mesure et la borne de droite se connecte sur l'appareil de mesure.

Chapitre 3

Résultats : Caractérisation des composantes

Dans ce chapitre, je présenterai les résultats sur la caractérisation de nos composantes. Cela couvre les patrons de diffraction du PCCO à 15% et à 5%, la susceptibilité magnétique en fonction de la température du PCCO 15% et du Pb/In, des mesures prise par un microscope à force atomique (AFM) de la géométrie de nos rampes ainsi que des mesures de résistivité en fonction de la température pour montrer l'effet de la reconstruction de la rampe sur nos résistances de barrière.

3.1 PCCO 15%

3.1.1 Structure cristalline

Pour analyser la structure cristalline du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$, nous avons fait une mesure de diffraction des rayons X en mode $\theta - 2\theta$, tel que présenté à la section 2.2. Pour ce faire, nous utilisons la loi de Bragg (Fig 2.4) avec une distance inter-plan (d) égale à l'axe c du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$. Ainsi, on peut prévoir tous les angles (θ) auxquels il y aura interférence constructive de la rediffusion des rayons x par les plans d'atomes (00l). Le résultat est montré à la Figure 3.1 pour 2θ variant de 20 à 80°. On peut y voir la présence de chaque pic de diffraction correspondant bien aux plans d'atomes (00l) (ceux-ci sont bien identifiés sur la figure). Les autres pics de diffraction viennent de la présence des plans d'atomes (00l) du substrat (LSAT). En utilisant pour lui aussi la loi de Bragg ainsi qu'en prenant l'axe c du LSAT, nous sommes capables d'identifier les autres pics de diffraction

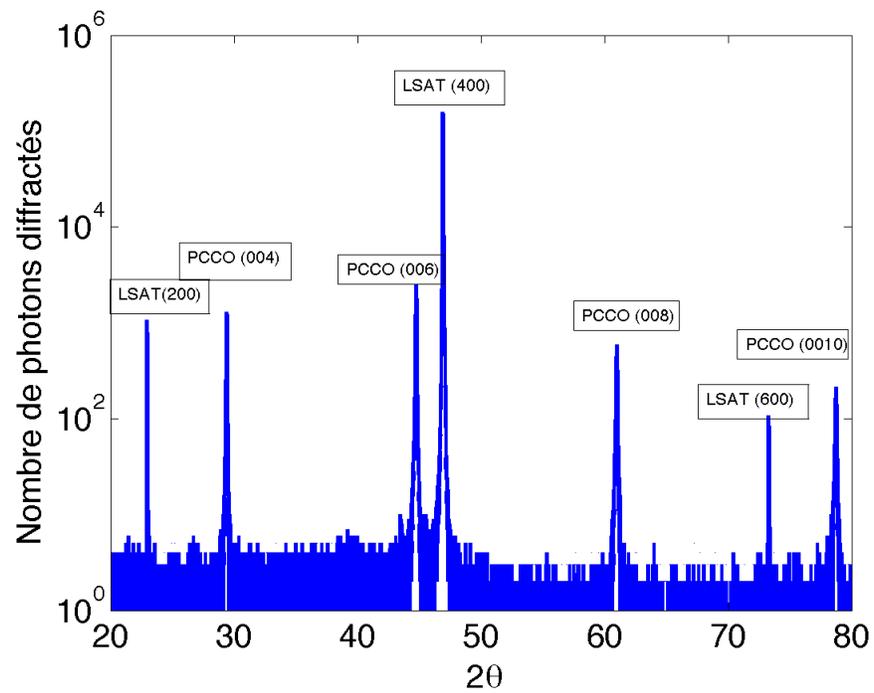


FIGURE 3.1 – Patron de diffraction du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ pour 2θ allant de 20 à 80° - Notons que θ est l'angle d'incidence par rapport à la surface de l'échantillon (voir Fig 2.3). Les paramètres de croissance pour cette couche correspondent à ceux du Tableau 3.1.

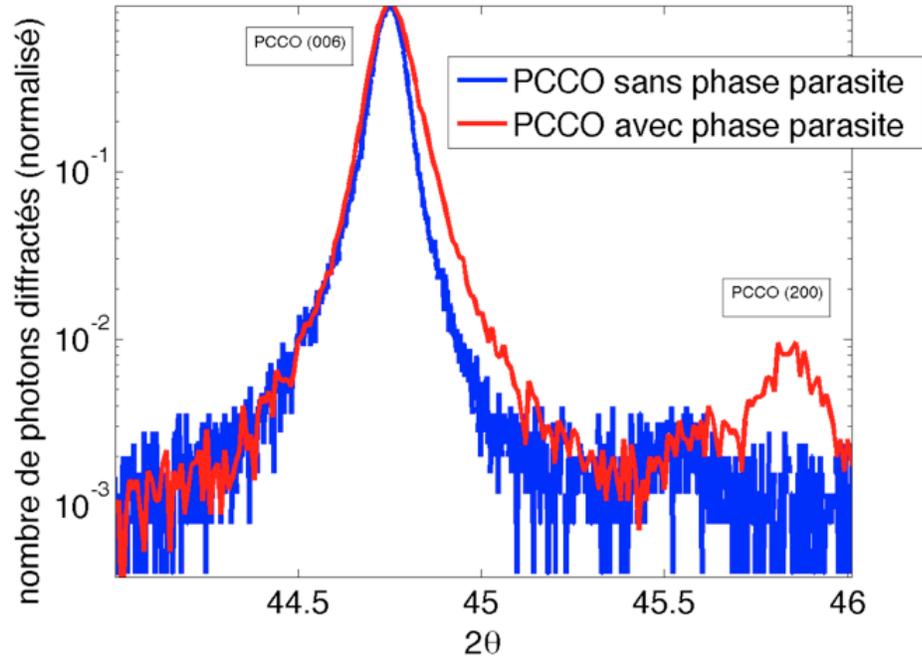
de ce même patron et ainsi, confirmer que la structure cristalline du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ est selon l'axe c (c'est-à-dire, que les axes a et b du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ se trouvent dans les mêmes orientations que les axes a et b du substrat).

De plus, on peut s'intéresser à la présence possible de la phase parasite (qui est révélé pour des pics de diffraction additionnel pour $2\theta \cong 32-32.5^\circ$ [7]) que l'on veut absolument réduire puisque celle-ci, représente une phase cristalline qui est isolante et qui permettrait de diminuer le couplage Josephson si celle-ci se retrouve à cristalliser dans la rampe. Pour mieux analyser la présence de cette phase indésirable, on peut normaliser l'intensité du patron de diffraction par rapport au pic du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ (004) et voir la hauteur relative du pic associé à la phase parasite par rapport à ce pic normalisé(le tout est montré à la Figure 3.2 B)) pour une couche avec (courbe rouge) et sans phase parasite (courbe bleu)). Sur cette figure, on y voit absolument aucune trace notable de pic autour de $32-32.5^\circ$ (courbe bleu) et on conclut que notre électrode supraconductrice ne présente pas de phase parasite isolante.

Il est aussi possible de stabiliser l'orientation (100) du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ pour les mêmes conditions de croissance que l'orientation (001) [7]. Pour cette orientation, l'axe c de ces domaines indésirables s'aligne suivant le plan ab du substrat. Pour détecter la présence de cette phase, on peut noter que le pic de diffraction (200) devrait (en utilisant la loi de Bragg avec $d = a$) apparaître à $2\theta \approx 45.5 - 46^\circ$. La figure 3.2 A) montre le patron de diffraction pour 2θ allant de 44 à 46° tout en normalisant le tout par rapport au pic (006) du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$. On voit sur cette figure, que la phase (200) est à peine visible (courbe bleu) et que celle-ci représente moins de 2% de l'intensité du pic (004). De ce fait, nous pouvons conclure que la présence de la phase cristalline du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ (100) n'est pas considérable et que nos couches minces possèdent une phase cristalline dominante selon l'orientation (001).

L'optimisation mène à des paramètres de croissance que l'on retrouve au Tableau 3.1. Il est à noter qu'en utilisant une température légèrement plus basse que celle qui figure dans ce tableau, on arrive à favoriser grandement la phase du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ (100) jusqu'à obtenir une hauteur relative du pic (200) représentant de 10 à 20 % de l'intensité du pic (006) (un exemple d'une couche présentant de la phase parasite est montré en rouge à la Figure 3.2 B)). De plus, si on augmente plutôt la température du dépôt par

A)



B)

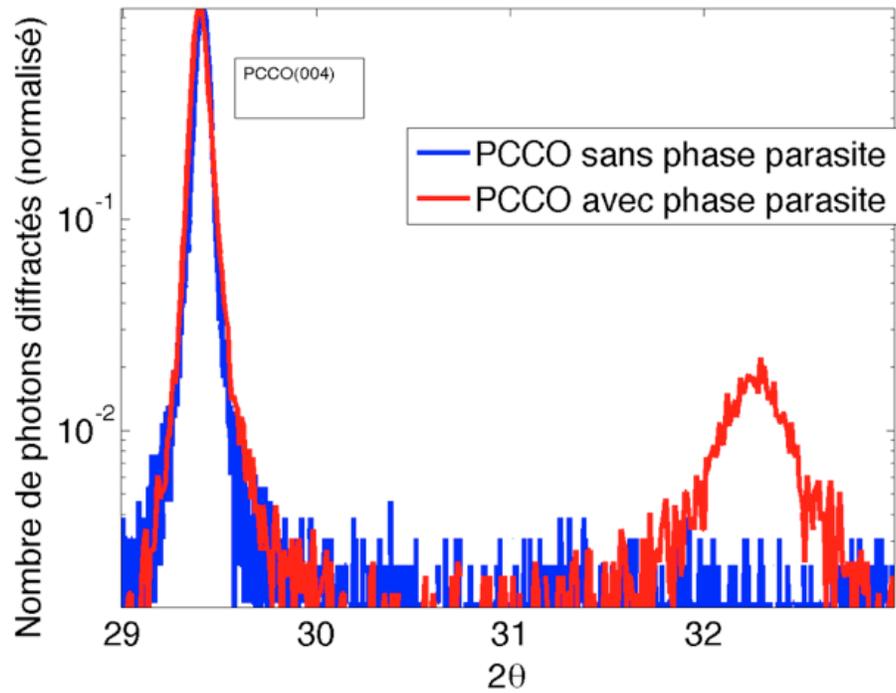


FIGURE 3.2 – Patron de diffraction du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ pour 2θ allant de 29 à 33° et pour 2θ allant de 44 à 46° . - En haut, on voit les patrons de diffraction du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ normalisés avec l'intensité du pic (004) en fonction de 2θ . En bas, on voit les mêmes patrons de diffraction, mais normalisés par rapport au pic du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ (006). En rouge, des données avec des conditions de croissance inadéquates et en bleu, pour des couches optimisées.

rapport aux conditions optimales, on aide à stabiliser la phase parasite jusqu'à obtenir pour elle aussi, une hauteur relative du pic à $2\theta \approx 32.5^\circ$ représentant de 10 à 20 % de l'intensité du pic (004) du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ (où une couche possédant cette orientation du PCCO est montrée par la courbe en rouge à la Figure 3.2 A)). Les conditions optimales au Tableau 3.1 représentent en quelque sorte le meilleur compromis pour obtenir les couches minces les plus pures possibles.

3.1.2 Transition supraconductrice

Après avoir varié la pression ainsi que la température (pour les autres paramètres de croissance fixes) ce qui permet d'avoir une structure cristalline sans phase parasite et sans la phase orientée selon l'axe a , tel que discuté à la section précédente, nous devons optimiser le temps de réduction qui permet de maximiser la température de la transition supraconductrice ainsi que minimiser la largeur en température à laquelle cette transition s'effectue tout en maintenant l'intégrité structurale. La meilleure mesure expérimentale possible (accessible dans notre laboratoire) est celle de la susceptibilité magnétique en fonction de la température. Effectivement, contrairement à une mesure de résistivité où celle-ci va atteindre une résistivité nulle dès qu'un premier trajet dans la couche mince devient supraconducteur (entre les contacts qui mesurent la différence de potentiel) sans nécessairement que tout le volume le soit, la susceptibilité magnétique est une mesure de surface et ainsi, elle sonde la transition supraconductrice par rapport à tous les domaines de la couche mince. Ainsi, tel que discuté à la section 2.4, la largeur du pic de la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique, lors de la transition supraconductrice, reflète directement l'homogénéité de la température critique sur toute la surface de la couche mince. Dans ces travaux, la transition supraconductrice la plus étroite avec des couches crues suivant les paramètres de croissance du Tableau 3.1 est obtenue pour un temps de réduction de 5 minutes et est présentée à la Figure 3.3.

Sur cette figure, on observe tout d'abord la partie réelle de la susceptibilité magnétique qui, à haute température, présente une valeur positive (faible paramagnétisme provenant d'une réponse d'arrière-plan du montage). À environ 21 K, on voit que celle-ci chute brutalement pour atteindre une valeur négative, signe du diamagnétisme parfait d'un supraconducteur. Pour la partie imaginaire, celle-ci est nulle sur l'ensemble des tempéra-

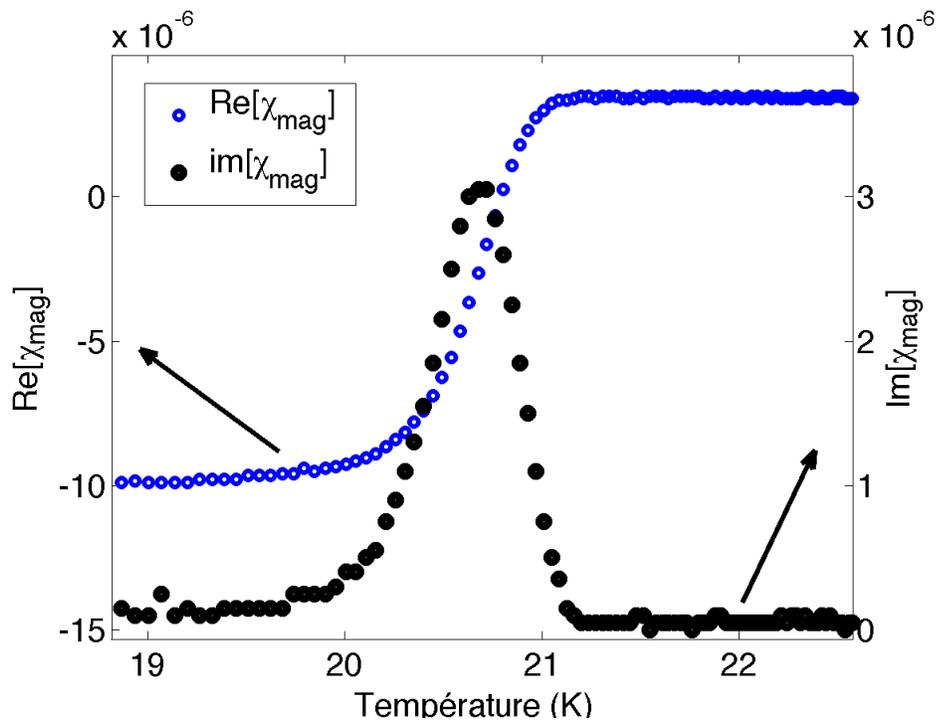


FIGURE 3.3 – Courbe expérimentale de la susceptibilité magnétique du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ en fonction de la température.

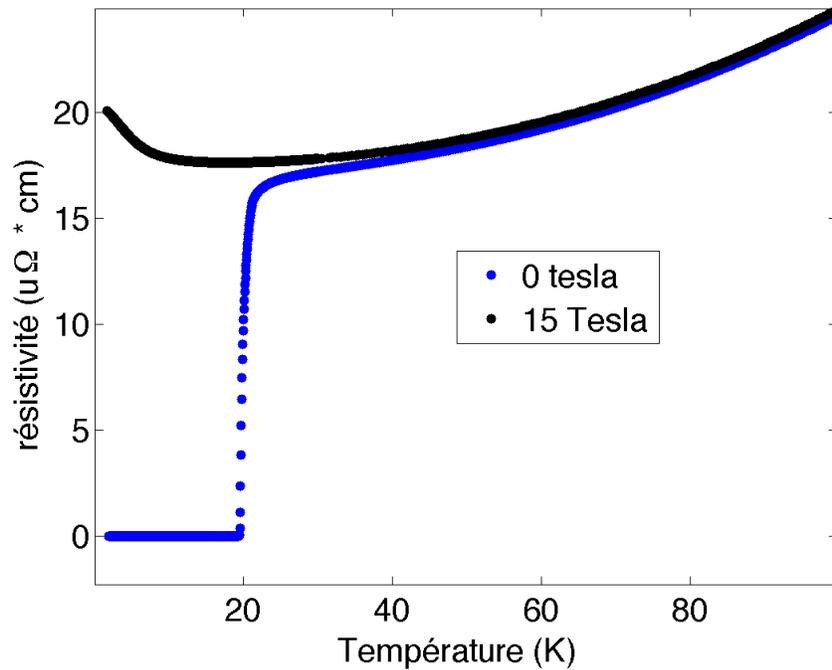


FIGURE 3.4 – Courbe de résistivité avec et sans champ magnétique du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$.

tures sauf à partir de 21 K là où l'échantillon transite vers un état supraconducteur. La largeur à mi-hauteur de ce pic est de 0.5 K qui est signe d'une transition supraconductrice comparable à la littérature [7]. Cette figure reflète donc la qualité de nos jonctions avec des transitions supraconductrices optimisées et prêtes pour la fabrication de nos jonctions Josephson.

Pour caractériser la pureté de nos couches mince, on peut s'intéresser aussi à la résistivité de nos couches minces en fonction de la température avec ou sans champ magnétique, tel que présenté à la Figure 3.4. À haute température, on y voit une loi de puissance et à partir de 20 K, on note la chute abrupte de la résistivité jusqu'à obtenir une résistivité nulle pour la courbe sans champ magnétique. Pour évaluer la pureté de ces échantillons, on peut se référer à la résistivité à basse température qui est de l'ordre de $18-20 \mu\Omega \times cm$ qui est comparable aux couches minces fabriquées par MBE [66] et celles de travaux précédents de notre groupe rapportés par Roberge et al. [7], confirmant la qualité de nos couches.

Matériau	Pression (N_2O)	Température	Recuit
$Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$	150 mTorr	830 °C	5 min
$Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$	150 mTorr	830 °C	0 min

TABLEAU 3.1 – Conditions de croissance utilisées pour les dépôts du PCCO cru par ablation laser.

3.2 PCCO 5%

Pour caractériser le $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$, il s'agit simplement de diminuer au maximum, tout comme le $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$, la présence de la phase parasite. Effectivement, puisque l'on reconstruit les dommages causés par la gravure de la rampe avec du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$, il est primordial de ne pas croître la phase parasite lors de cette étape puisque celle-ci pourrait se retrouver directement dans la barrière et, puisqu'elle est très isolante, diminuer considérablement le couplage Josephson. Il est bon de noter que ce résultat est fait sur une couche mince où l'on a collé un substrat agissant comme masque sur la moitié de celui-ci pour reproduire exactement les conditions de croissance que l'on utilise lors de la reconstruction de la rampe. Pour caractériser la présence de la phase parasite, à la Figure 3.5, nous montrons le patron de diffraction du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ pour 2θ allant de 29 à 33° normalisé par rapport au pic (004) du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$. Sur cette figure, on voit que, par rapport au pic du PCCO (004), l'intensité pour $2\theta \approx 32-32.5^\circ$ correspondant à la phase parasite est extrêmement faible et est noyée dans le bruit de fond et donc, négligeable. Les paramètres de croissance utilisés pour le dépôt par ablation laser du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$, qui ont permis de fabriquer une couche mince dont les résultats en diffraction de rayons X sont montrés à la Figure 3.5, sont affichés au Tableau 3.1

3.3 PbIn

Pour caractériser le PbIn, agissant comme deuxième électrode, nous nous sommes attardés seulement à la transition supraconductrice puisque le dépôt se fait par évaporation. Pour ce faire, on s'intéresse au passage de la phase paramagnétique à la phase

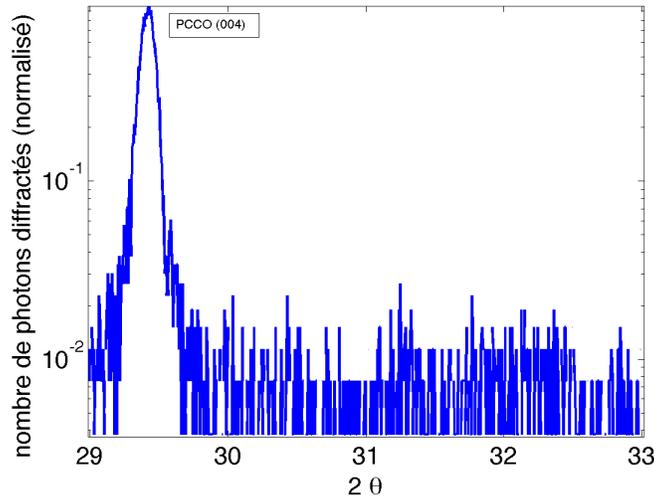


FIGURE 3.5 – Patron de diffraction du $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_{4-\delta}$ pour 2θ allant de 29 à 33°. Le tout est normalisé par rapport à l'intensité du pic correspondant au PCCO (004).

diamagnétique de la transition supraconductrice tel que caractérisée par la susceptibilité magnétique. Le résultat est montré à la Figure 3.6 qui présente les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité magnétique en fonction de la température. Pour la partie réelle, on voit le passage d'une valeur positive à haute température (paramagnétisme) pour transiter autour de 6.6 K et obtenir une valeur négative (diamagnétisme parfait). Cette transition, selon la largeur du pic de la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique, montre que la couche de PbIn est extrêmement homogène puisqu'elle possède une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 0.1 K. De ce fait, on peut dire que notre évaporateur maison produit des couches de PbIn de qualité qui peuvent être utilisées pour nos jonctions Josephson.

3.4 Caractérisation de la rampe

Deux propriétés importantes permettent d'obtenir des jonctions Josephson de qualité : une faible rugosité de la rampe et un angle pour celle-ci se retrouvant autour de 15 à 35° (défini comme à la Figure 3.7 b)). Effectivement, par des études antérieures effectuées dans notre groupe [67] [68], il a été déduit qu'il est impossible d'obtenir un couplage Josephson pour une rampe possédant un angle trop grand ($>35^\circ$), car la rampe agirait

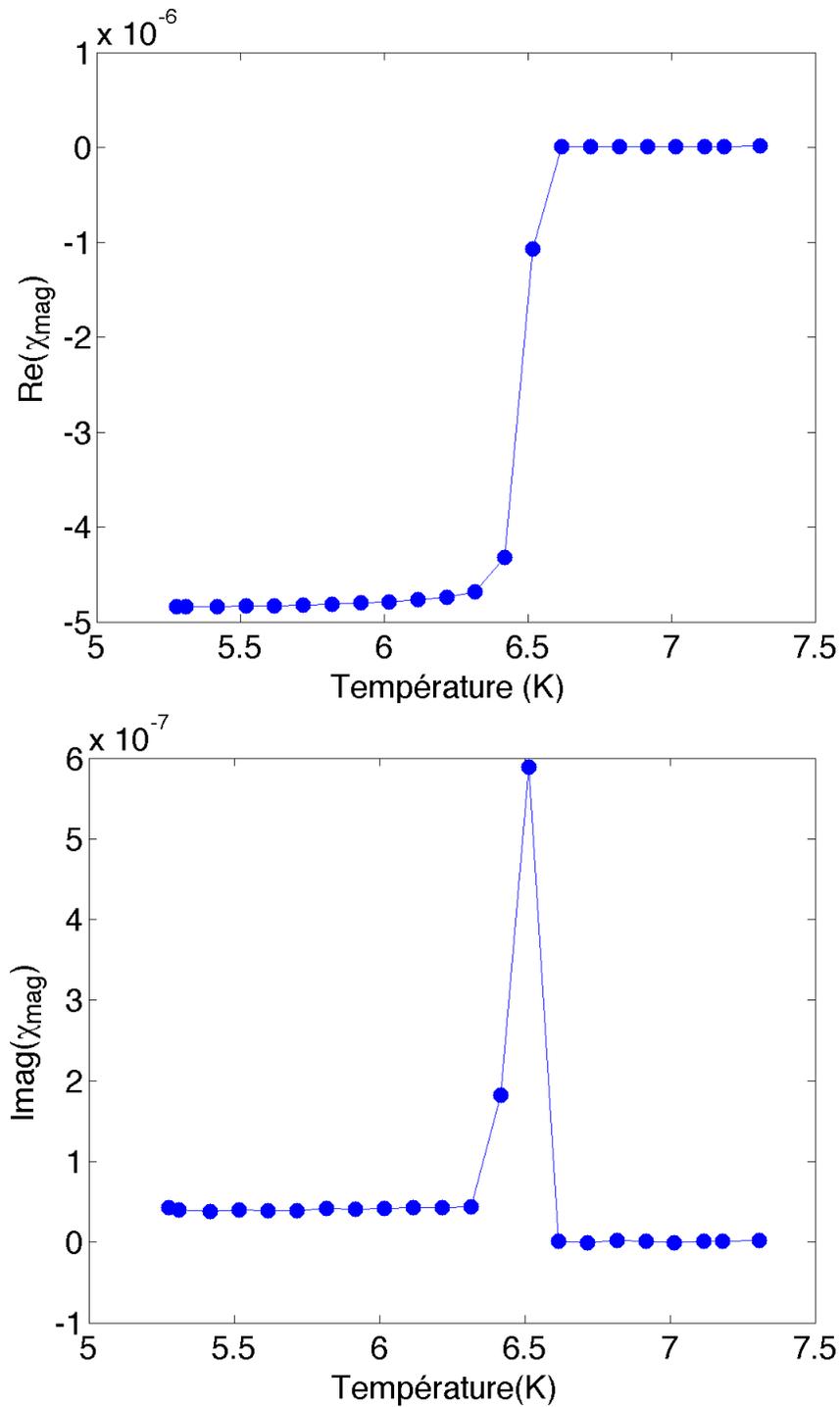


FIGURE 3.6 – Mesure de la susceptibilité magnétique AC du PbIn utilisé pour fabriquer nos jonctions Josephson - En haut, il s'agit de la partie réelle et en bas, de la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique en fonction de la température.

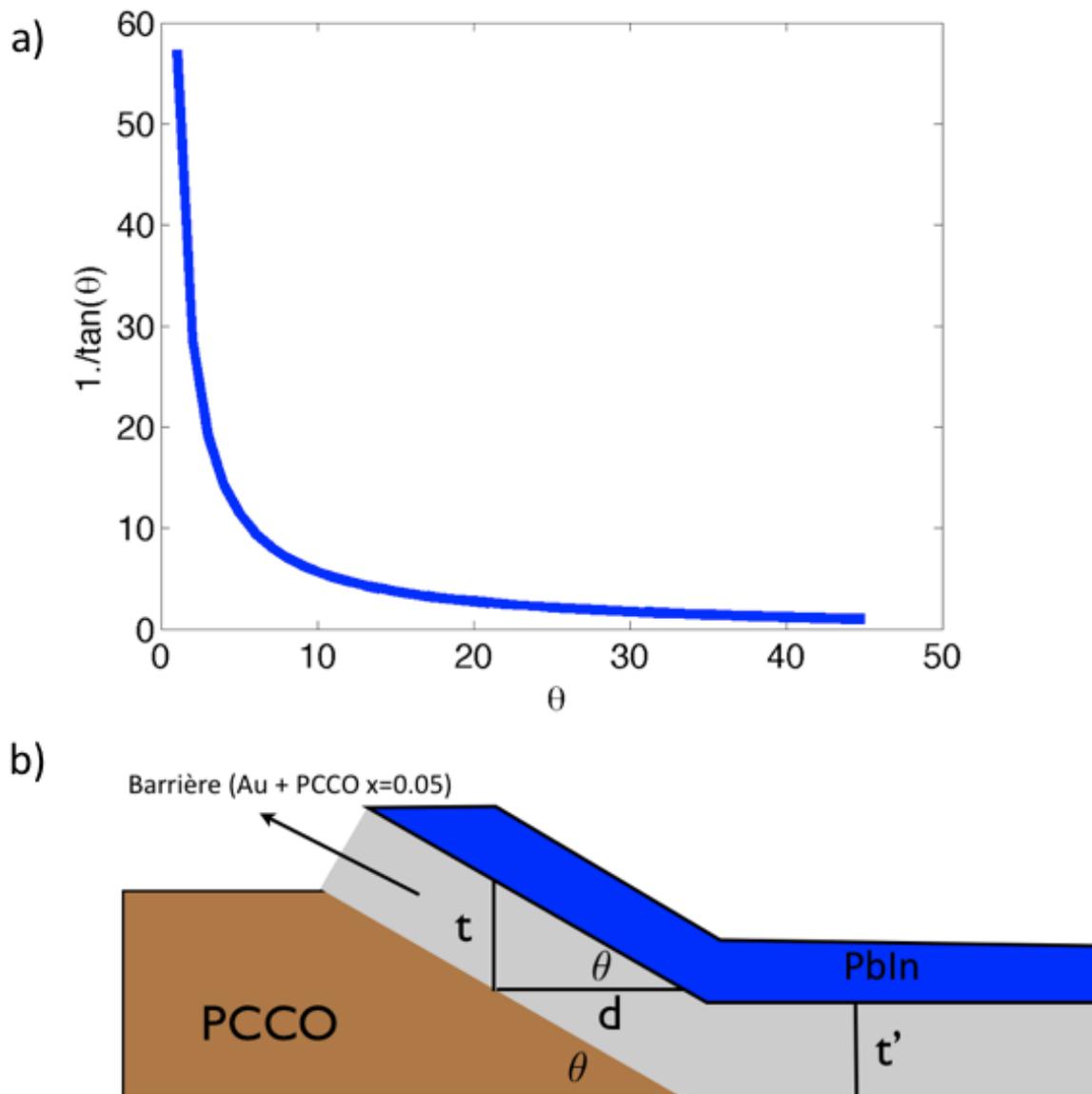


FIGURE 3.7 – Facteur multiplicatif ($\frac{d}{t}$) en fonction de l'angle de la rampe d'une jonction Josephson et schéma de la longueur de la barrière en fonction de l'épaisseur des électrodes supraconductrices - En a), on montre la dépendance du facteur multiplicatif ($\frac{d}{t}$) qui vaut $\frac{1}{\tan(\theta)}$ en fonction de l'angle θ . En b), il s'agit un schéma d'une jonction Josephson en rampe où l'on définit une longueur de barrière (d) en fonction de l'épaisseur des électrodes supraconductrices (t et t').

comme un mur où le dépôt de l’Au et la reconstruction de la rampe serait impossible à croître.

De plus, puisque la longueur de cohérence dans les cuprates est extrêmement anisotrope et maximale dans la direction des plans de CuO_2 , on doit redéfinir une longueur de barrière effective qui ne correspond pas à l’épaisseur du dépôt d’Au (et du PCCO $x=0.05$) mais plutôt à la distance que les paires doivent traverser au travers la barrière. La dimension ainsi qu’un schéma de cette nouvelle longueur caractéristique de notre barrière sont montrés à la Figure 3.7 b). Par conservation du flux de particules provenant de la plume du plasma lors de l’ablation laser, on trouve que l’épaisseur effective t' de la Figure 3.7 b), correspond exactement à l’épaisseur t de cette même figure. De ce fait, on trouve la relation suivante :

$$d = \frac{t}{\tan(\theta)} \quad (3.1)$$

reliant l’épaisseur effective de la barrière à l’angle de la rampe. Pour mieux visualiser l’impact de l’angle de la rampe sur la valeur de la barrière effective (d), j’ai tracé, à la Figure 3.7 a), le facteur multiplicatif ($\frac{1}{\tan(\theta)}$) qui multiplie l’épaisseur de dépôt de la barrière (t) pour donner la valeur de la barrière effective. On voit que plus la barrière est inclinée, plus la distance que les paires devront traverser est grande pour t fixe. Par exemple, pour $\theta < 15^\circ$, s’il s’avère que θ varie quelque peu en fonction de la position sur la rampe (et c’est toujours le cas), le facteur multiplicatif change drastiquement et alors, il peut y avoir de sévères variations de l’épaisseur effective sur la largeur de la barrière. En sachant que le couplage Josephson diminue exponentiellement en fonction de la longueur de la barrière, on peut donc s’attendre à de fortes variations de la densité de courant critique dans une jonction en fonction de la position si celle-ci possède une barrière d’épaisseur variable. De plus, on voit que le facteur multiplicatif diverge en tendant vers un angle nul ce qui peut aussi causer une perte totale du couplage Josephson si θ devient trop petit.

Pour mieux contrôler la morphologie de la rampe ainsi que l’angle obtenu, nous avons utilisé une technique [69] qui consiste à chauffer la résine après notre étape de développement et ainsi permettre à la résine, se trouvant sur les bords des motifs que l’on veut protéger, d’avoir un coin arrondi tel que présenté par une mesure d’AFM fait sur un de

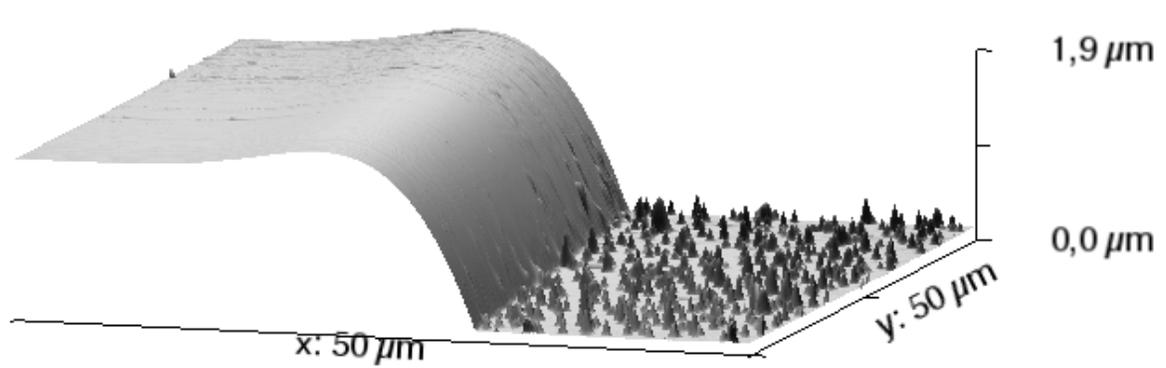


FIGURE 3.8 – Vue 3D en AFM d'un échantillon de PCCO couvert de STO amorphe et de résine - La résine a été recuite à 115 °C pendant 2 minutes.

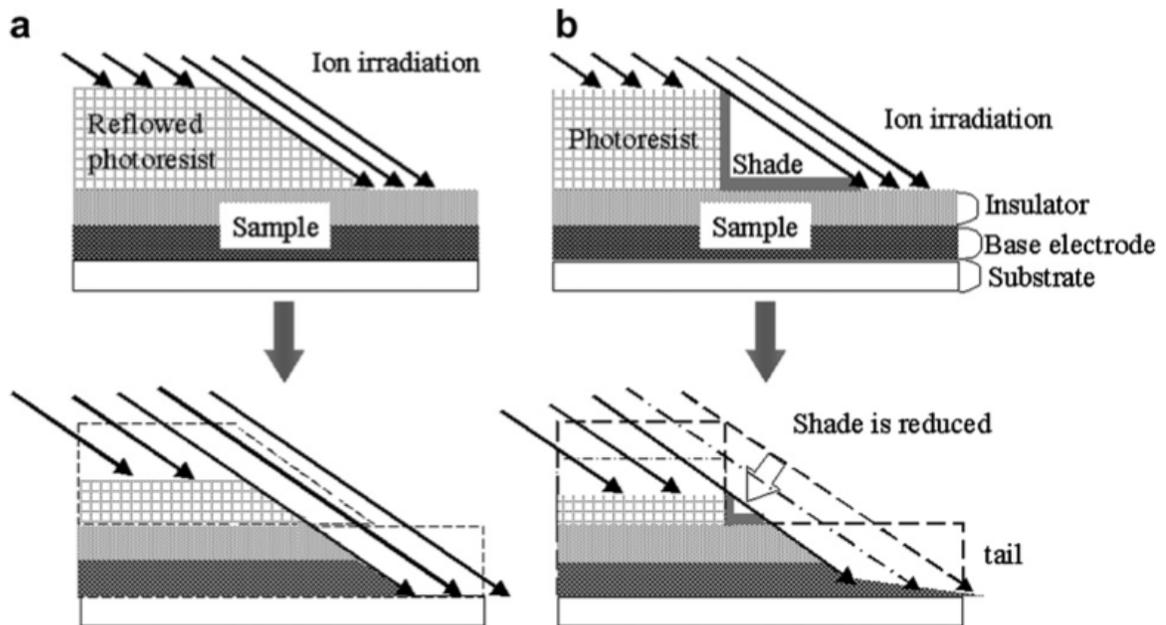


FIGURE 3.9 – Processus de gravure au faisceau d'ions pour deux morphologie de résine différentes.[69]

nos échantillons (Figure 3.8). Comparativement à un profil de résine qui n'est pas chauffé après l'exposition, cette morphologie de la résine permet d'enlever la zone d'ombrage que peut provoquer une résine coupée plus carrée résultant d'une lithographie régulière. Habituellement le processus permettant la formation de nos rampes présenté à la Figure 3.9 b) montre qu'au fur et à mesure que la gravure s'effectue, la zone d'ombrage créée par la résine diminue et ainsi expose, au faisceau d'ions, une partie de la rampe qui était auparavant protégée par la zone d'ombrage. Ce processus provoque un changement dans la pente obtenue lors de la gravure et en moyenne, agrandit l'angle résultant relativement à l'angle désiré au départ en plus d'augmenter la rugosité de la rampe (voir le motif 'tail' à la Figure 3.9 b)). Cependant, avec une morphologie arrondie telle que présentée à la Figure 3.9 a), il n'y a aucune zone d'ombrage et cela permet au faisceau d'ions de toujours graver au même endroit dans la rampe causant un profil de rampe beaucoup plus lisse que l'ancienne méthode.

Le résultat final d'AFM d'une rampe obtenue à l'aide de cette nouvelle technique est présenté aux Figures 3.10 et 3.11. Sur l'image du haut de la Figure 3.10, on voit une vue prise en AFM du dessus de notre échantillon. À gauche, en gris, il s'agit du PCCO couvert par du STO amorphe et à droite, il s'agit du substrat. On voit que le profil de la rampe (la ligne de transition entre le PCCO et le substrat vue en AFM Figure 3.10 haut) est très bien défini et que celui-ci ne présente pratiquement pas d'irrégularité. Auparavant, les rampes fabriquées par notre groupe sans le recuit de la résine présentaient des ondulations d'une période de 1 micron[67][68] que nous avons réussi à éliminer grâce à cette technique de recuit de la résine. Finalement, sur la même figure, on voit 5 coupes de la rampe prises pour voir le profil à différents endroits. Ces coupes se ressemblent sensiblement toutes et nous permettent d'évaluer l'angle de la rampe par rapport à la surface du substrat. On obtient un angle qui varie entre 22 et 30°. De ce fait, l'épaisseur caractéristique (voir eq 3.1) de notre jonction (d) vaut environ 60 nm (avec t correspondant à l'épaisseur de l'Au valant 15-20 nm et du PCCO $x=0.05$ valant lui aussi 10-15 nm, et où $\theta = 26^\circ$ est l'angle de notre rampe). De plus, en sachant que θ varie environ entre 22 et 30° et en se référant à la Figure 3.7 b), on voit que le facteur multiplicatif (et donc d) ne varie pas beaucoup pour ce domaine d'angle. Donc, puisque l'épaisseur effective reste plutôt constante tout au long de la rampe et puisque le couplage Josephson dépend de cette distance, on peut dire que la densité de courant critique sera uniforme elle aussi sur la largeur de la rampe. Cependant, il peut y avoir aussi une rugosité intrinsèque au dépôt d'Au que l'on dépose

sur la rampe provoquant une variation en fonction de la position (suivant la largeur) de la densité de courant critique.

Finalemment, la Figure 3.11 présente une vue en trois dimensions des données AFM de la même rampe qu'à la Figure 3.10. On note qu'il y a sur la rampe, quelques grains de l'ordre de quelques centaines de nano-mètres. Ceux-ci proviennent probablement de la rugosité du STO amorphe où des îlots peuvent venir se loger exactement à l'endroit où la rampe est construite (là où se trouve le bord de la résine) tel qu'observé à la Figure 3.8. Cependant, comparativement à la longueur de pénétration de Josephson (λ_j) qui est de l'ordre d'une centaine de microns (voir plus loin), la longueur de ces défauts est négligeable et ne permettrait donc pas de piéger des vortex (qui ont un diamètre d'environ $2\lambda_j$). De ce fait, la qualité de ces rampes semble suffisante pour obtenir un couplage Josephson entre le PCCO 15% et le Pb/In à travers de l'Au.

3.5 Impact de la reconstruction

Dans la littérature, pour l'obtention de jonctions Josephson de qualité, il a été souvent mentionné qu'il était avantageux d'effectuer une reconstruction des dommages causés par l'étape de gravure par faisceau d'ions [70] [71]. Les rampes que nous obtenons grâce à la gravure par faisceau d'ions telles celles que l'on voit en AFM (Figs 3.10 et 3.11) seraient lourdement endommagées par l'impact des ions très énergétiques rendant même une partie de la rampe amorphe [72]. De plus, on ne peut pas rejeter l'idée qu'une partie de la rampe recristallise dans la phase parasite (PrCeO) ou selon une orientation différente du PCCO (ex : l'orientation (h00)) durant cette gravure par faisceau d'ions. Donc, l'étape de reconstruction serait nécessaire puisqu'en effectuant une nouvelle ablation laser de quelques coups de PCCO sur la rampe fraîchement gravée, avant le dépôt de l'Au, on arrive à ré-arranger la configuration d'atomes se trouvant dans la rampe pour re-cristalliser le tout dans la bonne structure et la bonne stœchiométrie. Pour mettre en lumière cette étape importante, j'ai mis à la Figure 3.12, la résistance en fonction de la température pour une jonction PCCO 15%/ PCCO 5%/Au qui a été reconstruite avec du PCCO 5% et une jonction PCCO 15 %/Au où l'Au a été déposé directement après l'étape de gravure.

Dans cette figure, on peut voir de prime abord que la résistance totale (à 300 K) est

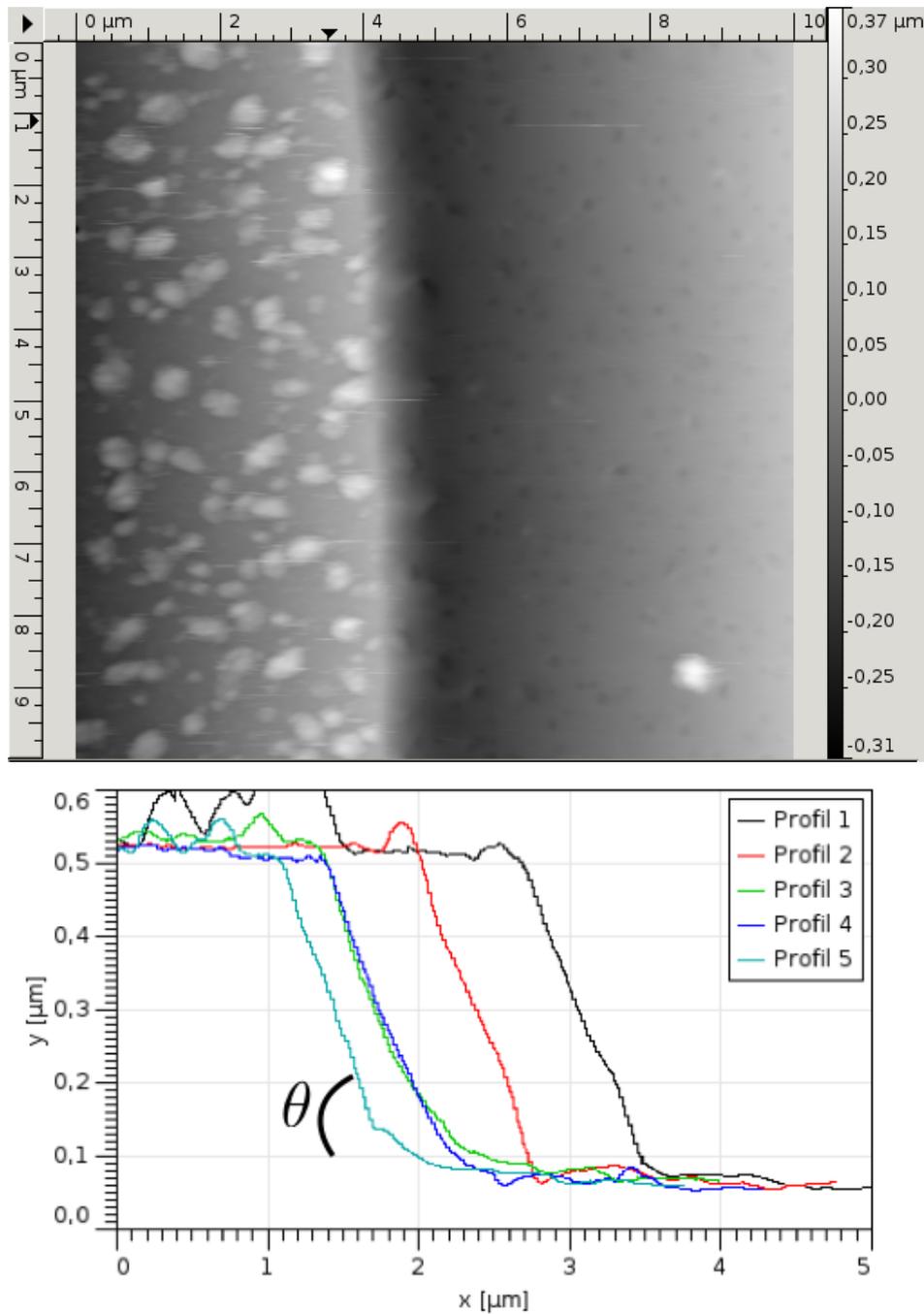


FIGURE 3.10 – Vue, en AFM, du dessus d’un échantillon gravé par le faisceau d’ions et quelques coupes en 2D du profil de la rampe - En haut, une image AFM de la rampe pour montrer que la rampe est très bien définie et que l’interface PCCO-substrat présente une belle ligne droite. En bas, on voit 5 coupes 2D du profil de la rampe pour l’extraction de l’angle θ où nous avons obtenu en moyenne, $\theta = 26^\circ$.

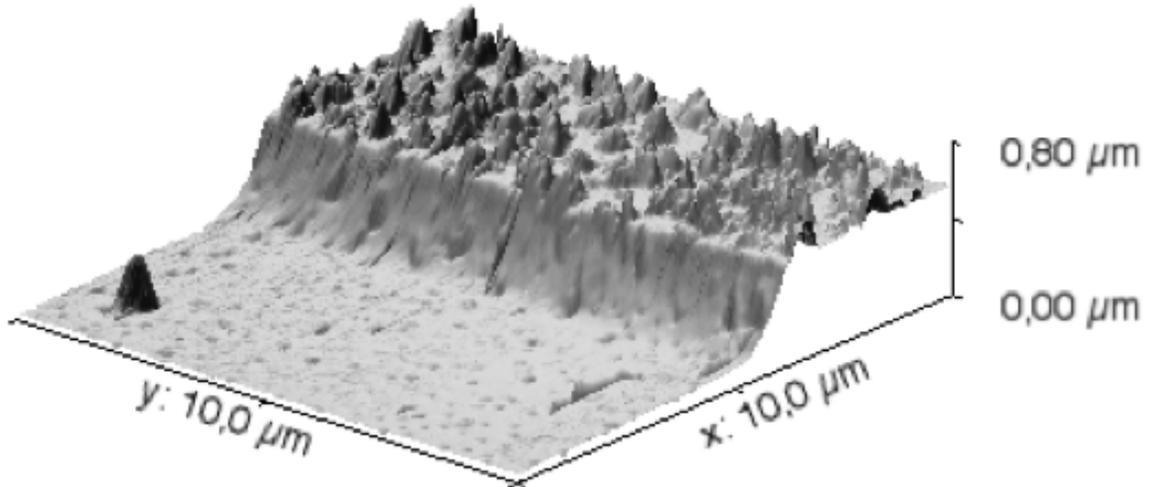


FIGURE 3.11 – Vue 3D en AFM, d'un échantillon gravé par faisceau d'ions - On voit à droite, le PCCO couvert de STO amorphe (dont on voit la présence d'îlots) et à gauche, le substrat.

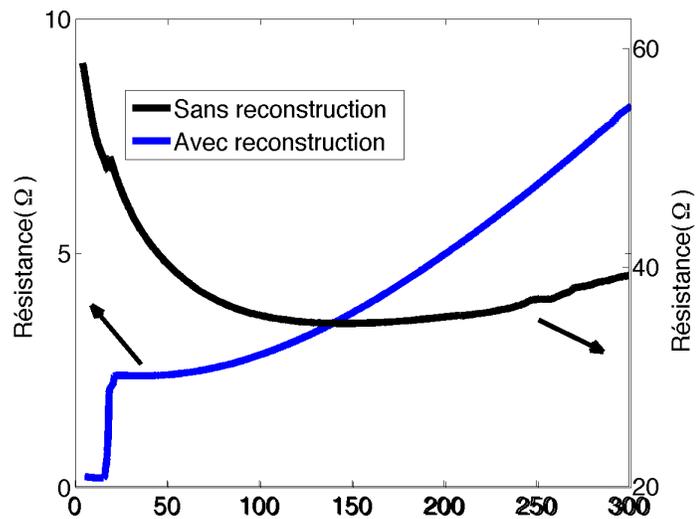


FIGURE 3.12 – Résistance électrique en fonction de la température pour une jonction PCCO 15 % / PCCO 5 % / Au et une jonction PCCO 15 % / Au - En haut, il s'agit d'une jonction de type PCCO 15%/PCCO 5%/Au et en bas, une jonction sans reconstruction de la rampe de type PCCO 15 % / Au.

plus d'une dizaine de fois plus grande ($\approx 100\Omega$) sans reconstruction qu'avec reconstruction ($\approx 10\Omega$). Pour les deux courbes, la variation de résistance à la transition supraconductrice du PCCO est du même ordre de grandeur pour les deux jonctions ce qui confirme que l'électrode du PCCO est de même qualité pour les deux jonctions et que la différence majeure de résistance est causée par une jonction Au/PCCO de piètre qualité pour la rampe sans reconstruction. Pour la jonction qui n'a pas subi de reconstruction, on voit une remontée abrupte de la résistance autour de 140 K signalant que le comportement isolant de la jonction PCCO/Au domine largement la résistance des autres constituants. En fait, puisque l'Au possède une résistance très petite à basse température, on peut estimer la résistance de la barrière isolante se trouvant dans la rampe comme étant de l'ordre de la centaine de ohms pour la barrière sans reconstruction et comme étant plus petite que 1 ohm pour la jonction avec reconstruction. Cette différence d'un peu plus d'un facteur 100 sur la résistance de la barrière permet de croire que la reconstruction de la rampe grâce au dépôt du PCCO 0.05 avant l'or est cruciale. Si l'on suppose un couplage Josephson équivalent pour les deux jonctions, puisque le produit $I_c R_n$ est une constante, cela impliquerait que le courant critique de la jonction sans reconstruction serait plus petit d'un facteur 100. Puisque le courant critique est déjà faible pour des jonctions fabriquées à base de cuprate dopés aux électrons (voir Tableau 1.2), une résistance de 100 ohms pour la barrière est beaucoup trop grande pour pouvoir détecter un courant critique accessible avec nos instruments de mesure.

Finalement, pour les deux courbes, on peut voir que la transition supraconductrice du PCCO possède une double transition. Ce comportement a aussi été vu dans des jonctions fabriquées uniquement d'électrodes de PCCO [67] [68] et serait probablement dû à un dopage différent en oxygène ou en cérium pour la partie de l'électrode proche de la rampe comparativement à la partie de l'électrode qui se retrouve loin de celle-ci. Ce comportement ne cause pas de problèmes en autant que chacune de ces deux transitions supraconductrices se produisent sur une largeur très faible en température. Bref, éventuellement, pour mieux comprendre la nature des dommages causés par l'étape de la gravure par faisceau d'ions et pour essayer de voir une différence sur l'abondance en oxygène (et/ou en cérium) en fonction de la distance par rapport à la rampe dans l'électrode du PCCO, il faudrait effectuer une analyse en TEM (microscopie électronique à transmission) pour des jonctions avec et sans reconstruction. Ainsi, on pourrait prouver hors de tout doute le rôle de la reconstruction de la rampe ainsi que l'origine de cette double tran-

sition supraconductrice. Dans le prochain chapitre, on se concentra sur la caractérisation électrique de nos jonctions Josephson et de son impact en fonction du champ magnétique.

Bref, dans ce chapitre, nous avons présenté la caractérisation de chaque composante de nos jonctions Josephson en rampe (voir Figure 2.13). Nous avons montré qu'il était possible d'obtenir une qualité suffisante pour chaque composante. Ainsi, la prochaine étape expérimentale a été de rassembler chaque composante pour obtenir une jonction Josephson de qualité. Les résultats expérimentaux concernant la caractérisation électrique de ces jonctions Josephson seront présentés au prochain chapitre.

Chapitre 4

Résultats : Jonctions Josephson PCCO 15 %/PCCO 5%/Au/PbIn

Dans ce chapitre, je présenterai mes résultats expérimentaux comprenant les différentes courbes IV en fonction du champ magnétique appliqué ainsi que l'oscillation du voltage entre les bornes de la barrière et l'oscillation du courant critique de nos jonctions Josephson en fonction du champ magnétique.

4.1 Courbes I-V

La première caractérisation possible de nos jonctions Josephson est d'évaluer la résistance de la barrière ainsi que le courant critique maximal. Pour les définir, nous n'avons qu'à prendre différentes courbes IV où l'on fait varier le courant appliqué dans la jonction et l'on récolte le voltage entre les bornes de la barrière (Au/PCCO $x=0.05$) à l'aide de la méthode à quatre pointes. La courbe IV correspondant au courant critique maximal est montrée à la Figure 4.1. On retrouve, tel que désiré, la forme de la courbe IV théorique prévue à la Figure 1.9. À bas courant, on voit que le voltage est pratiquement nul et à $\approx 10\mu A$, on voit une montée abrupte du voltage correspondant au régime non-linéaire d'une jonction Josephson jusqu'à obtenir, à plus haut courant, une droite correspondant au régime d'excitation des quasi-particules dans la barrière ($V = R_n I$). De ce fait, on peut conclure que le courant critique maximal est de l'ordre d'une dizaine de μA et pour évaluer la résistance de la barrière, nous pouvons l'estimer en passant une droite dans les données à haut courant ($> 20\mu A$) tout en forçant un voltage nul à zéro courant. On trouve ainsi une résistance de barrière (R_n) d'environ 4Ω .

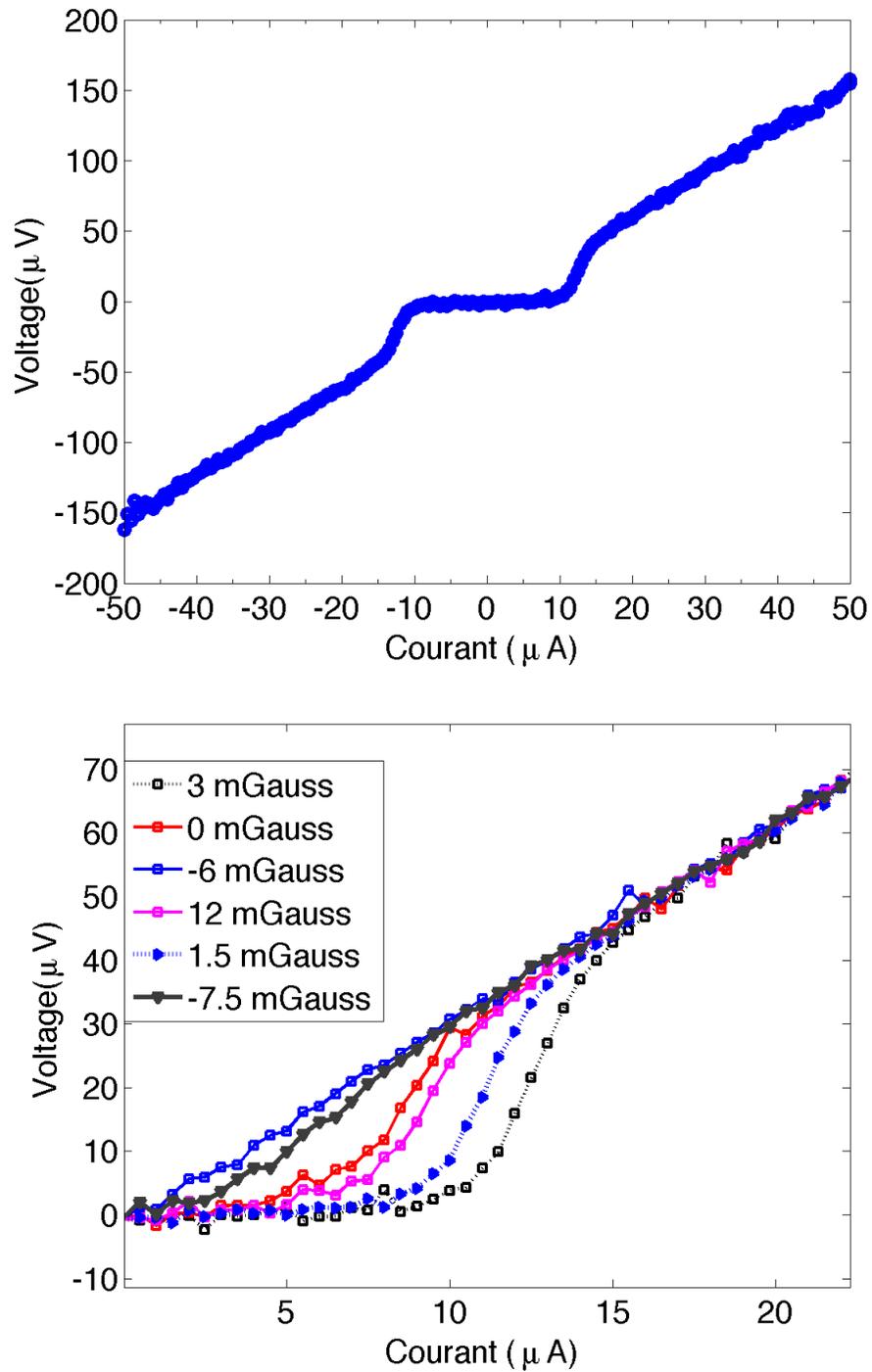


FIGURE 4.1 – Courbe I-V typique de nos jonctions Josephson - Sur la figure du haut, on voit une courbe IV correspondant au courant critique maximal. De plus, en bas, on présente l'impact du champ magnétique sur les courbes IV.

Tel qu'introduit brièvement à la section 1.2.2, le produit $I_c R_n$ peut être vu comme le facteur de qualité d'une jonction Josephson et il est donc pertinent de comparer la valeur obtenue pour nos jonctions avec les meilleures jonctions dans la littérature scientifique. Tel qu'énuméré en introduction et à la section 1.2.2, les jonctions en rampe de NCCO/Au/Niobium fabriquées par Ariando et al. [34] sont celles, du type $Re_{2-x}Ce_xCuO_4$ / Au / supraconducteur conventionnel, qui possèdent la plus grande densité de courant critique et le plus grand facteur de qualité $I_c R_n$. En plus, celles-ci possèdent exactement la même géométrie (en rampe) ce qui en fait les candidates idéales pour comparer et analyser la qualité de nos jonctions. Il est bon de noter que les couches minces de NCCO utilisées pour fabriquer les jonctions Josephson de Ariando et al. contenaient très probablement des phases parasites isolante (PrCeO discutée à la section 3.1.1) et PCCO(100) que nous avons éliminées soigneusement durant le dépôt précédant la fabrication des jonctions.

Ariando et al. ont obtenu des jonctions Josephson présentant des courants critiques de l'ordre de $2.2\mu A$ et une résistance de barrière de l'ordre de $15\ \Omega$. Cela correspond donc, à un produit $I_c R_n$ valant $\approx 30\mu V$. De notre côté, ce produit est un peu plus grand et vaut $40\mu V$. De plus, notre densité de courant critique vaut (avec une largeur de jonction de $100\ \mu m$ et une épaisseur de $225\ nm$) $44A/cm^2$ tandis que celle obtenue par Ariando vaut $29A/cm^2$. On voit qu'on arrive à fabriquer des jonctions Josephson de meilleure qualité et ceci malgré que la température critique du Nb soit supérieure à celle du PbIn. La différence vient probablement de la présence de la phase parasite dans les couches minces de NCCO fabriquées par Ariando. Effectivement, la présence de la phase parasite dans la rampe qui, on doit le rappeler, se retrouve en couches stratifiées tel que vue en TEM [7], pourrait faire que la jonction se couple avec une plus petite aire que l'aire totale de la barrière et donc, ferait que la densité de courant critique est sous-estimée quelque peu. De plus, si la phase parasite est présente, elle devrait, à l'aide du même argument que pour la densité de courant critique, augmenter considérablement la résistance totale de la jonction (ce qui explique qu'Ariando et al. ont une résistance de barrière d'environ $15\ \Omega$ et nous, avec PCCO sans phase parasite, une résistance de $4\ \Omega$). D'ailleurs, pour corroborer davantage cette supposition, on sait d'après des mesures de résistivité, que l'élimination de la phase parasite dans nos couches minces de PCCO diminue la résistivité apparente de nos couches minces d'un facteur 2-3 [7] par rapport à celles obtenues

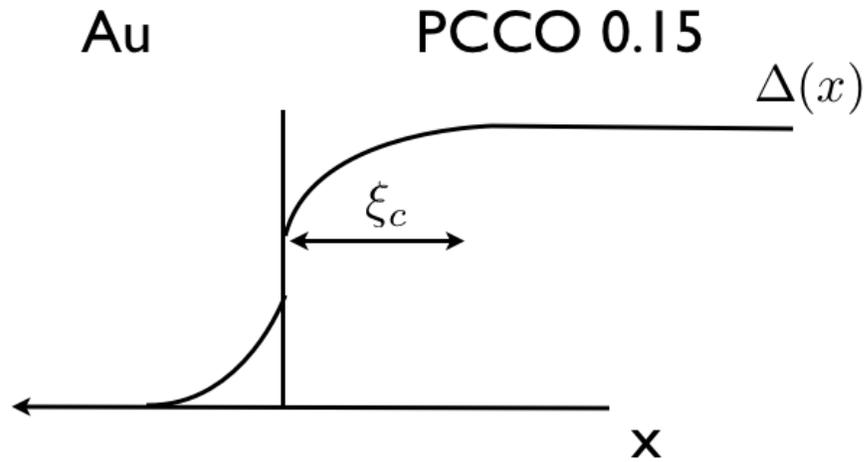


FIGURE 4.2 – Dépendance du gap supraconducteur du PCCO en fonction de la position pour une interface Au / PCCO - On voit que le gap supraconducteur, puisqu'il varie sur une longueur de l'ordre de la longueur de cohérence à l'interface Au / PCCO, devrait avoir une amplitude plus faible que dans le volume et ainsi, diminuer le couplage Josephson et donc, le produit $I_c R_n$.

lorsque cette phase est présente. Ceci expliquerait le facteur 2-3 de différence entre nos deux résistances de barrière et sur notre courant critique, car le facteur $I_c R_n$ devrait rester inchangé.

Finalement, en utilisant la valeur du gap du PCCO ainsi que celui du PbIn, on peut calculer le produit $I_c R_n$ théorique de nos jonctions. Ce produit donne 1.5 mV ce qui est beaucoup plus grand, d'un facteur 100, que celui retrouvé expérimentalement. Tel qu'abordé à la section 1.2.2, un pareil écart est trouvé pour toutes les jonctions Josephson à base de cuprates présentées dans la littérature scientifique. Cela est expliqué, en partie, par la rugosité des interfaces qui n'est pas incluse dans la théorie. De plus, puisque le calcul théorique utilise la valeur maximale du gap supraconducteur du PCCO, il est très probable que l'on surestime grandement notre calcul par rapport au gap effectif du PCCO qui se trouve à l'interface. Effectivement, à une interface métal / cuprate telle que notre interface Au / PCCO, certains auteurs tels que Hilgenkamp et al [59] croient que le gap doit diminuer drastiquement sur la longueur de cohérence à l'interface où se situe la barrière et l'Au résultant en un gap effectif plus faible (voir Figure 4.2). Donc, cela devrait diminuer drastiquement la valeur théorique prévue pour le produit $I_c R_n$ et donc, expliquer l'écart entre notre $40\mu V$ trouvé expérimentalement et celui de 1.5 mV prévu

théoriquement.

4.2 Courbe V vs B

Pour évaluer l'influence du champ magnétique sur notre jonction Josephson, on commence par prendre quelques courbes IV en balayant l'intensité du champ magnétique appliqué perpendiculairement sur celle-ci (selon l'axe c de nos couches). Ces courbes préliminaires sont présentées à la Figure 4.1 (en bas). On voit que le courant critique change en fonction de l'amplitude du champ magnétique. Par exemple, pour un champ magnétique de 3mGauss, le courant critique est maximal alors que pour un champ magnétique de -6 mGauss, le couplage Josephson est pratiquement nul. Pour démontrer l'oscillation du courant critique en fonction du champ magnétique, on peut tout d'abord fixer un courant dans la jonction près du courant critique maximal et suivre l'évolution du voltage récolté au travers de la jonction en fonction du champ magnétique appliqué. Puisque le courant critique devrait varier en fonction du champ magnétique et puisque le courant appliqué se trouve dans le régime non-linéaire de la jonction, le voltage devrait suivre la même dépendance que le courant critique. Cependant, le champ magnétique où se trouve le maximum de courant critique doit correspondre au voltage le plus bas récolté à la borne de notre barrière. Donc, si le courant critique est à son minimum, le voltage devrait lui, être à son maximum. Bref, en appliquant un courant de $3 \mu A$ et un courant de $7 \mu A$ dans la jonction correspondant à la Figure 4.1, on obtient les courbes de voltage en fonction du champ magnétique appliqué présentées à la figure 4.3 du haut et du bas) pour l'évolution du voltage en fonction du champ magnétique appliqué.

D'après ces deux figures, on voit que le voltage présente bien un patron s'approchant de la forme en sinus cardinal prévue théoriquement par l'équation 1.56 de la section 1.2.3, mais que la période à laquelle le courant critique doit s'annuler varie quelque peu. Cela est attribué au fait que notre jonction, qui a une largeur de $100 \mu m$, ne se situe pas exactement dans un régime de jonction étroite, car $\lambda_j \cong 40 \mu m$ (en utilisant l'équation 1.38 et une densité de courant critique de $44 A/cm^2$). Effectivement, tel que vu à la section 1.2.3, lorsqu'une jonction se situe dans un régime de jonction large (où la largeur de la barrière est plus grande que λ_j), on préserve un patron d'oscillation de courant critique en fonction du champ magnétique appliqué, mais avec des périodes qui peuvent varier. La

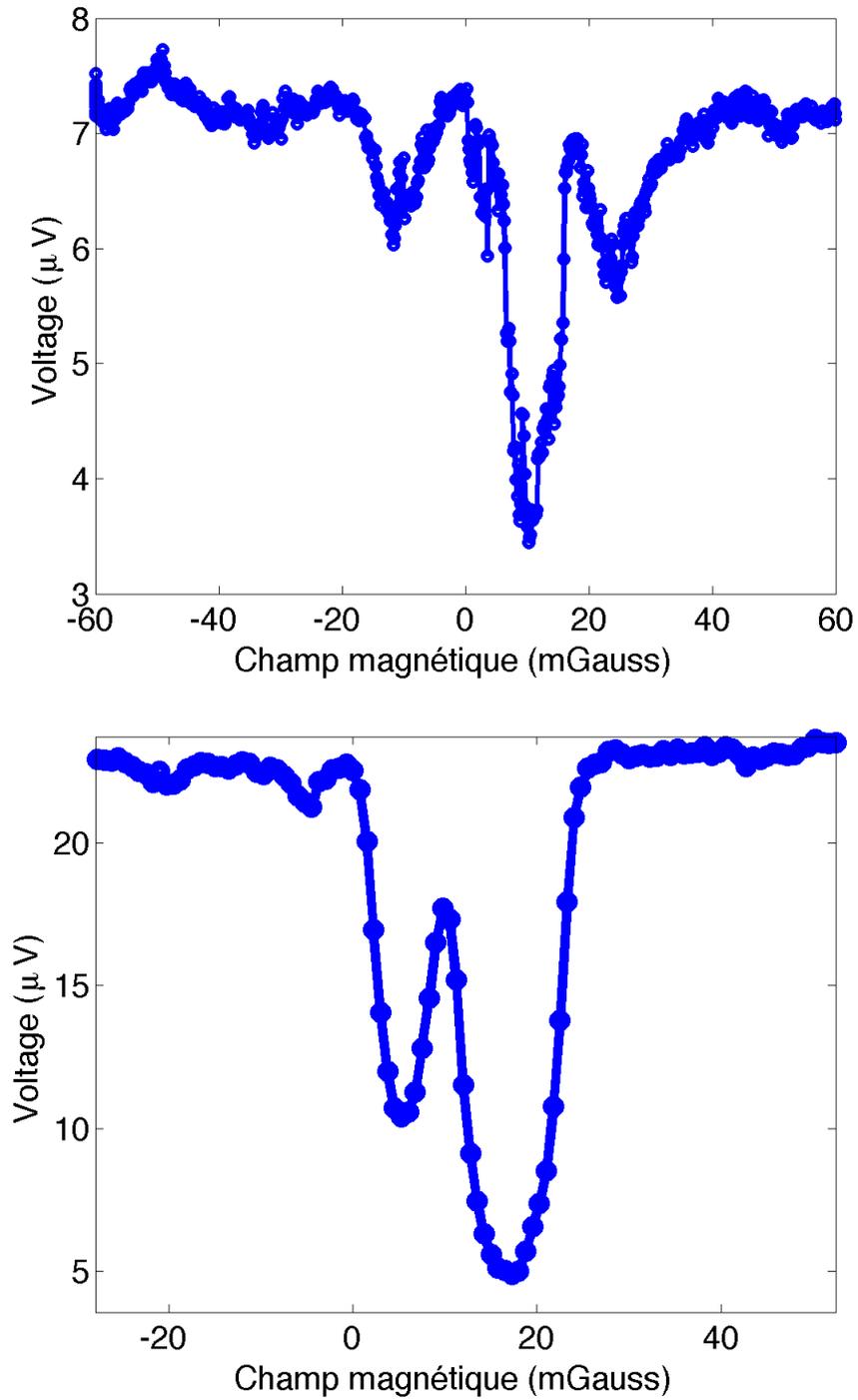


FIGURE 4.3 – Courbe typique d’oscillation de voltage au borne de notre barrière en fonction du champ magnétique - Pour la figure du haut, le voltage est récolté pour un courant fixe de $3\mu A$ dans la jonction et celle du bas avec $7\mu A$.

variation entre deux minima en voltage varie de 8 à 15 mGauss ce qui donne en moyenne un $\Delta B = 12$ mGauss. Théoriquement, la période des oscillations devrait suivre l'équation 1.57 qui donne un ΔB très éloigné de 500 mGauss en utilisant l'épaisseur de la barrière calculée à la section 3.4 ainsi qu'en connaissant la largeur de nos canaux ($100\mu m$) et les longueurs de pénétration de London du Pb (à défaut de celle du PbIn) et du PCCO (tableau 1.1).

Pour expliquer l'écart entre les valeurs de ΔB théorique et expérimentale, on doit prendre en compte que le champ magnétique total pénétrant la barrière lorsque l'on applique un champ extérieur doit aussi tenir compte du champ magnétique provoqué par les courants Meissner à la surface des électrodes supraconductrices. Cet effet est similaire au champ démagnétisant pour un matériau de volume de forme quelconque. Effectivement, puisque les électrodes sont supraconductrices, celles-ci possèdent une susceptibilité magnétique négative et produiront alors, leurs propres lignes de champ lorsque celles-ci seront soumises à un champ externe. De ce fait, elles vont contribuer à augmenter davantage le champ présent dans la barrière se situant entre les deux électrodes supraconductrices. Aussi, plus l'épaisseur de la couche mince sera petite par rapport à la largeur de notre échantillon, plus les lignes de champs causées par la présence des électrodes supraconductrices seront intenses.

Pour cette raison, cette amplification du champ magnétique va diminuer le ΔB théorique. Pour avoir une idée quantitative de cet effet géométrique, Rosenthal et al.[73] ont calculé le facteur géométrique qui relie le champ appliqué et le champ ressenti par la couche mince comme valant $\approx \frac{w}{t}$ où w est la largeur de la jonction et t est l'épaisseur des électrodes. En utilisant nos valeurs d'épaisseur et de largeur de nos jonctions, on obtient une amplification, d'un facteur 500, du champ magnétique ressenti par rapport au champ appliqué. De ce fait, la nouvelle valeur théorique pour ΔB vaut 1.1 mGauss. Cette valeur se rapproche considérablement de notre résultat expérimental, de $\Delta B \approx 12$ mGauss. La différence est possiblement due au fait que Rosenthal et al. considéraient une jonction rectangulaire parfaite (voir Figure 4.4 b)) alors que nous avons une géométrie en rampe (voir Figure 4.4 a)) modifiant la façon dont le champ magnétique pénètre la barrière comparativement à cette jonction idéale (les courants d'écrantage demeurent principalement dans le plan alors que le flux magnétique pénétrant la jonction n'est pas perpendiculaire à ce courant, compliquant beaucoup l'estimé exact).

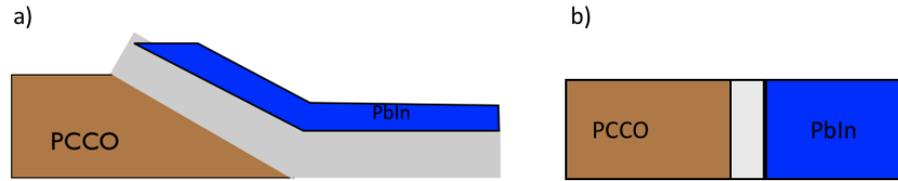


FIGURE 4.4 – Configuration de nos jonctions Josephson en comparaison avec celle traitée théoriquement par Rosenthal et al. pour le calcul théorique du facteur démagnétisant - En a), on voit la configuration de nos jonctions Josephson et en b), il s'agit de celle traitée théoriquement par Rosenthal et al. Notons que la partie grise représente la barrière isolante d'une jonction Josephson.

4.3 Courbe I_c vs B

Pour extraire le courant critique des courbes IV à la Figure 4.1 b), nous avons supposé un critère de voltage supérieur de $5\mu V$. La courbe présentant l'évolution du courant critique en fonction du champ magnétique est présentée à la Figure 4.5 (courbe en bleu). D'ailleurs, tout juste avant de prendre ces différentes courbes IV, nous avons pris une courbe de voltage en fonction du champ magnétique pour voir si les minima en voltage correspondent bien aux maxima de courant critique. Cette mesure du voltage est aussi montrée à la Figure 4.5 (courbe noire). Ces deux résultats sont normalisés par rapport au maximum de courant critique ou à la valeur absolue du minimum en voltage. La Figure 4.5 montre clairement que les oscillations se présentent au même endroit pour les deux courbes et que le patron s'approchant de la forme théorique du courant critique en fonction du champ magnétique est bien présent dans nos données.

Finalement, on observe que le courant critique et le voltage oscillent bien en fonction du champ magnétique avec une amplitude qui diminue en fonction du champ magnétique. Cependant, on peut voir une forte asymétrie entre l'amplitude des pics secondaires par rapport au pic principal. La figure qui montre le plus clairement cette asymétrie est celle de la Figure 4.3 (en bas). Pour l'expliquer, on peut supposer la présence de vortex se piégeant dans les défauts de la barrière et créant ainsi, un déphasage supplémentaire pour une partie de la jonction. Tel qu'expliqué à la section 1.2.6, ce champ magnétique piégé

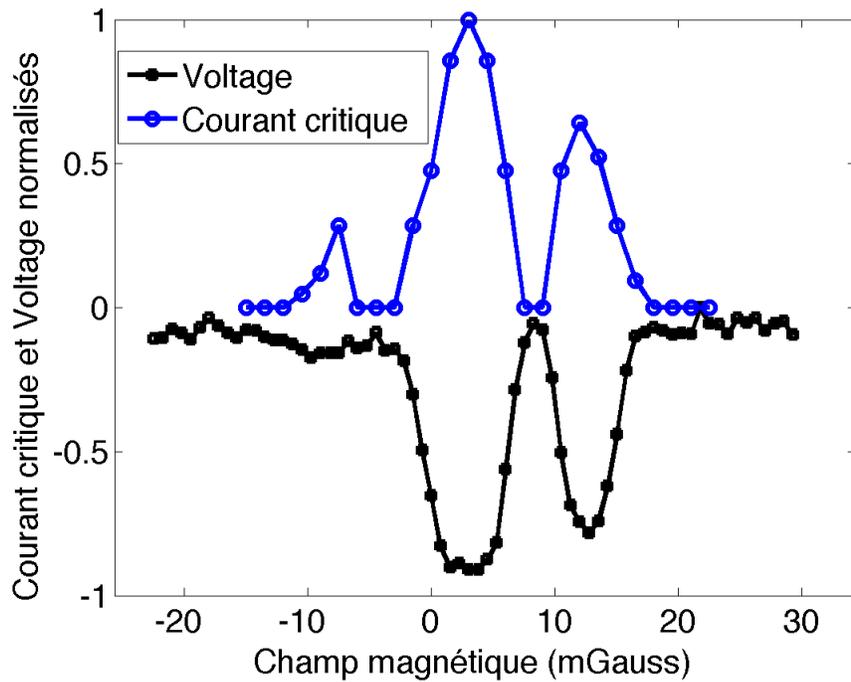


FIGURE 4.5 – Oscillation du voltage ainsi que du courant critique pour une même jonction - La courbe du haut représente le courant critique (normalisé par le maximum du courant critique ($11 \mu A$)) en fonction du champ magnétique appliqué. De plus, la courbe négative, présente une mesure de l'oscillation de voltage (aussi normalisé par la valeur absolue du maximum en voltage) en fonction du champ magnétique pour la même jonction. On voit clairement que les deux courbes corroborent bien le fait que l'oscillation de voltage suit l'évolution du courant critique.

dans la barrière peut provoquer une asymétrie considérable dans les données du courant critique en fonction du champ magnétique. Bref, il est clair que cela peut devenir un inconvénient lors d'une mesure de phase effectuée sur une jonction en coin (section 1.2.6), car la présence d'un vortex piégé exactement au coin peut changer le patron d'oscillation du courant critique d'une électrode possédant une symétrie "d" vers celle d'un patron avec une électrode de symétrie "s". Cependant, on peut se débarrasser de ces vortex en effectuant des balayages en température allant de 4.2 K vers 25 K là où la supraconductivité du PCCO est détruite et donc, les vortex aussi. En redescendant la température, il peut arriver que l'on retrouve un patron d'oscillations beaucoup plus symétrique telle que celui de la Figure 4.3 (en haut) qui est signe qu'aucun vortex n'a été piégé. (Pour réussir à déterminer la symétrie, on devra faire plusieurs balayages et en moyenne, on devrait retrouver le patron d'oscillation du courant critique révélant la vraie nature de la symétrie du gap.) On peut aussi penser refroidir en appliquant un champ magnétique qui diminue davantage le champ résiduel. Aussi, on pourrait sûrement diminuer l'impact de vortex piégés dans le PCCO près de la jonction en enlevant, par lithographie, une grande partie du PCCO sur le substrat pour ne garder que ce qui est nécessaire.

4.4 Reproductibilité et difficultés expérimentales

Tel que schématisé à la Figure 2.8, les étapes de fabrication semblent bien simples pour arriver à fabriquer les jonctions Josephson dont les résultats viennent d'être présentés dans les sections 4.1 à 4.3. Cependant, le moindre manque de contrôle sur le dépôt de PCCO $x=0.15$, le dépôt du STO amorphe, le dépôt d'Au ou une mauvaise reconstruction de la rampe peut facilement conduire à des résultats beaucoup moins élégants que ceux déjà présentés. Tout d'abord, environ 50% des jonctions qui ont été tentées présentaient des courbes de résistivité semblables à celle de la Figure 3.10 (la courbe noire) où la résistance de la barrière est beaucoup trop grande pour provoquer le moindre couplage Josephson. Le manque de reproductibilité par rapport à la résistance de la barrière indique que l'étape de reconstruction ne semble pas facile à faire puisqu'on doit contrôler les étapes de fabrication à la perfection pour obtenir une jonction Josephson de qualité. Il est évident que la présence de contaminants dans la chambre d'ablation laser (provoquée par des dépôts de matériaux différents de ceux utilisés pour notre procédé) lors du dépôt du PCCO $x=0.05$ et de l'Au constitue un problème qui peut facilement empê-

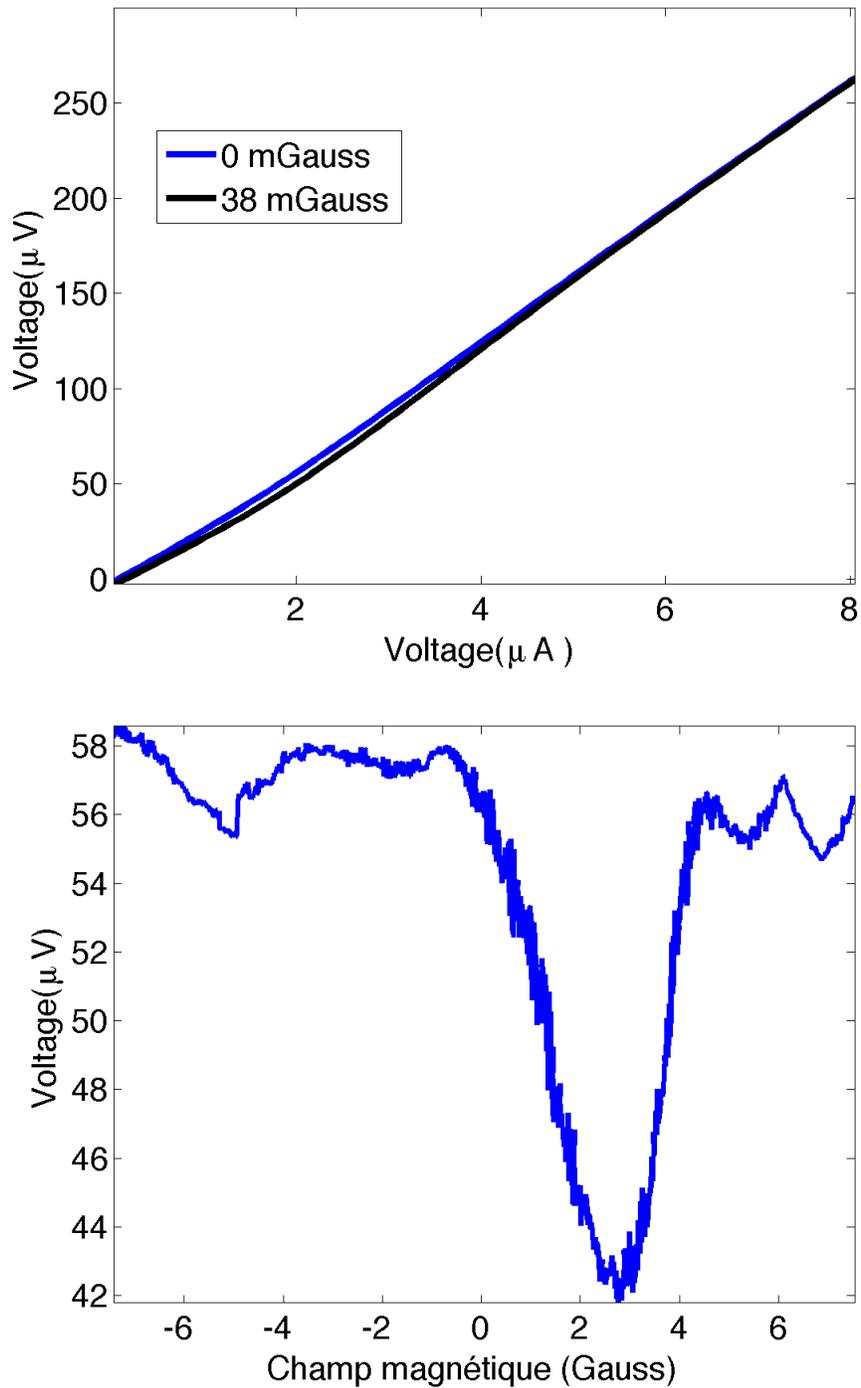


FIGURE 4.6 – Courbe I-V ainsi qu’une courbe de voltage en fonction du champ magnétique appliqué d’une jonction PCCO 15/PCCO5/Au/Pb dont le dépôt d’Au a été mal contrôlé - Sur la figure du haut, il s’agit de la courbe IV et en bas, il s’agit de l’oscillation du voltage en fonction du champ magnétique pour un courant fixe de $2 \mu A$.

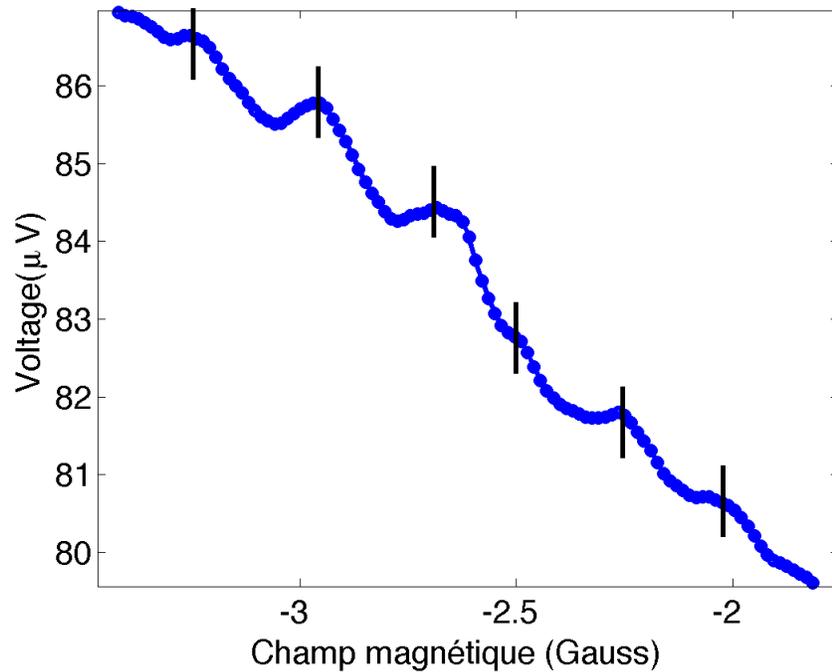


FIGURE 4.7 – Deuxième série d’oscillations du voltage en fonction du champ magnétique appliqué sur une jonction Josephson de moins bonne qualité - Encore ici, le courant maintenu dans la jonction est de $2 \mu A$.

cher une reconstruction efficace de la rampe et expliquerait le manque de reproductibilité.

De plus, lorsque par exemple, le dépôt d’Au n’a pas été suffisamment optimisé, c’est-à-dire, que le taux de dépôt est beaucoup trop faible et beaucoup trop granulaire, on peut obtenir des résistances de barrière relativement basses et des courbes IV correspondant à la Figure 4.6 (du haut). On voit que la résistance de la barrière est d’une dizaine d’ohms, donc légèrement plus grande que les jonctions présentées aux sections 4.1 à 4.3 et que les courbes IV présentent une légère non-linéarité à bas courant reflétant un léger couplage Josephson dont le courant critique se situe environ à $2 \mu A$. Cependant, lorsque l’on prend une mesure d’oscillation du voltage en fonction du champ magnétique de cette jonction présentée à la figure 4.6 (du bas), on voit que la période d’oscillation du courant critique est de l’ordre de 2 Gauss. Cette valeur est environ 100 fois plus grande que celle retrouvée avant et en fait, lorsque l’on analyse davantage les données, on peut se rendre compte qu’il y a une seconde oscillation présente dans les données qui est de l’ordre de 200 mGauss (Figure 4.7). Cette double oscillation n’est clairement pas attribuable à une

jonction Josephson simple. Pour expliquer ces données, tel que schématisé à la Figure 4.8, on doit poser qu'il y a au moins une partie de la jonction qui possède un courant critique nul. C'est-à-dire, qu'une région de la jonction possède un couplage Josephson nul causé, par exemple, par la présence d'un gros grain d'Au provoquant une interface PCCO/Au extrêmement rugueuse. Cette rugosité localisée seulement à l'endroit où se trouve le grain aurait ainsi, une longueur de barrière effective trop grande pour provoquer un couplage Josephson à cet endroit.

Pour expliquer la présence de plus d'une oscillation que celle prévue par l'équation 1.58, on peut dériver l'équation du courant critique en fonction du champ magnétique pour la configuration de la Figure 4.8. Pour y parvenir, on doit solutionner l'intégrale de l'équation 1.55 pour cette configuration¹ (en posant $J_c(x)$ constant pour la région de la barrière blanche de la Figure 4.8 et $J_c(x) = 0$ pour la région grise) et maximiser le résultat par rapport à $\Delta\psi_0$ pour obtenir le courant critique en fonction du champ magnétique. Cette procédure est identique à ce que nous avons fait à la section 1.2.3 pour dériver l'équation 1.56 et a déjà été faite par Chesca et al. [35]. On obtient une dépendance du courant critique en fonction du champ magnétique qui respecte l'équation suivante :

$$I_c\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = I_c \frac{\sin\left(2\pi s \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{2\pi s \frac{\Phi}{\Phi_0}} \left| e^{-i\Phi(0.5-s)} + e^{i\Phi(0.5-s)+i\pi\sigma} \right| \quad (4.1)$$

où $s = \frac{L}{2(2L+H)}$ avec H représentant la largeur de la région où le courant critique est nul (région grise Figure 4.8), L la largeur totale de la jonction et où $\sigma = 0$ si le PCCO a une symétrie 's' et $\sigma = \pi$ si le PCCO a une symétrie 'd'. On voit d'après cette équation qu'en plus de l'oscillation causée par le sinus cardinal, il y a une fonction enveloppe qui vient créer davantage d'oscillations. Cela explique donc les résultats différents pour les patrons d'oscillation du courant critique pour une jonction Josephson non contrôlée parfaitement expérimentalement (Figures 4.6 et 4.7).

1. On pose une densité de courant critique qui ne dépend pas de la hauteur z et on pose que l'on se trouve dans un régime de jonction Josephson étroite ($J_c(x, z) = J_c(x)$)

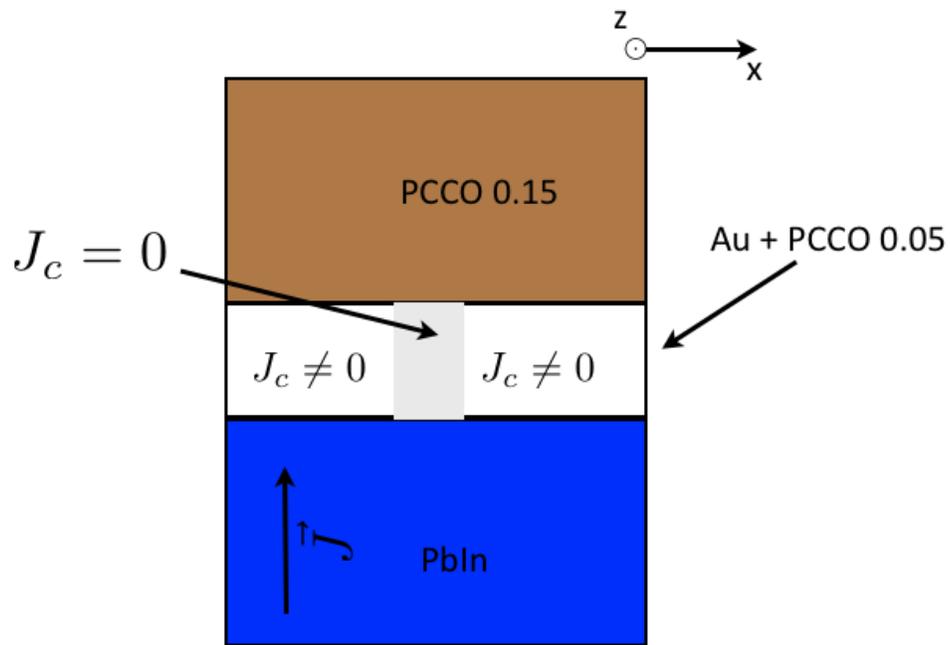


FIGURE 4.8 – Courant critique en fonction de la position dans une barrière où les étapes de fabrication de nos jonctions Josephson n'ont pas été contrôlées parfaitement - Notons que le champ magnétique ainsi que la normale du substrat de notre jonction Josephson sont parallèles à l'axe z de ce schéma.

4.5 Résumé

Dans ce chapitre, des jonctions Josephson en rampe entre PCCO et un supraconducteur conventionnel (PbIn) ont pu être caractérisées électriquement à l'aide de l'obtention de courbes IV en fonction du champ magnétique appliqué. Une densité de courant critique maximale de $44A/cm^2$ et un produit $I_c R_n$ valant $40\mu V$ ont été obtenus. Ces résultats prouvent que nos jonctions Josephson sont de meilleure qualité que celles déjà présentées dans la littérature. Ceci est attribuable fort probablement à l'élimination de la phase parasite dans nos couches minces de PCCO. Par ailleurs, nous avons montré que l'effet du champ magnétique sur la valeur du courant critique s'approche de la dépendance de la forme idéale en sinus cardinal tel qu'attendu d'une jonction Josephson en régime étroit (section 1.2.3) malgré la présence possible de vortex et une largeur de jonction s'approchant plutôt d'un régime de jonction large causant une forte asymétrie dans ces données.

Conclusion

En conclusion, ce mémoire présente une méthode de fabrication de jonctions Josephson en rampe entre un cuprate dopé aux électrons, le $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$, fait par ablation laser, et un supraconducteur conventionnel, le PbIn. Nous avons utilisé un dépôt, aussi par ablation laser, d'une couche mince d'au et d'une couche mince isolante isolante de $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_4$ comme barrière entre les deux supraconducteurs. Nous avons vu l'importance de la reconstruction de la rampe à l'aide du dépôt de la couche de $Pr_{1.95}Ce_{0.05}CuO_4$ sur la résistance de la barrière et donc, sur le couplage Josephson. Ces jonctions Josephson présentaient une densité de courant critique de $44 A/cm^2$ et un produit $I_c R_n$ de $40 \mu V$ représentant ainsi les meilleures jonctions Josephson jamais répertoriées dans la littérature fabriquées avec sensiblement les mêmes composantes ($Re_{2-x}Ce_xCuO_4/Au/$ Métal supraconducteur). Malgré la présence de vortex, les courbes de courant critique en fonction du champ magnétique présentaient bien une fonction s'approchant d'un sinus cardinal attendu par la théorie d'une jonction Josephson en régime étroit ($\text{largeur} < \lambda_j$).

Ces nouveaux résultats confirment qu'il est possible de fabriquer une jonction Josephson en coin entre PCCO et le PbIn en adaptant quelque peu le procédé de fabrication. Avec ce futur dispositif, on pourrait effectuer une première mesure de la symétrie du gap supraconducteur dans PCCO. En fait, pour que cela soit possible, il s'agit simplement d'adapter l'étape de photolithographie de la résine servant à graver la rampe de nos jonctions (étapes 4 à 6 de la figure 2.8). Cependant, vu la difficulté expérimentale que représentent l'optimisation et la reproductibilité de chaque étape de fabrication de nos jonctions, il serait primordial, pour chaque jonction Josephson en coin fabriquée dans le futur, d'inclure un contrôle de qualité de chaque étape de fabrication critique sur un même substrat où sont fabriquées les jonctions. Ces étapes critiques sont : le dépôt du PCCO $x=0.15$, du STO amorphe, l'angle de la rampe, la reconstruction de la rampe

ainsi que le dépôt d'Au. En s'assurant d'avoir un contrôle sur l'épaisseur et la qualité de ces composantes lors de la fabrication, cela nous permettrait de localiser efficacement les erreurs et, ainsi de rendre le procédé beaucoup plus fiable.

Pour le futur, lorsqu'une première mesure de la symétrie du gap supraconducteur du $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ sera devenue possible grâce à la fabrication d'une jonction Josephson en coin, il serait très intéressant de vérifier cette même symétrie en fonction du dopage en cérium. Effectivement, une telle analyse n'a jamais été effectuée attentivement et de plus, quelques mesures d'amplitudes du gap supraconducteur dans le PCCO semblent indiquer une transition de la symétrie du gap allant d'une symétrie "d" pour la région sur-dopée du dôme supraconducteur dans le diagramme de phase à une symétrie "s" pour la région sous-dopée de ce même dôme [30][32].

Bibliographie

- [1] J George Bednorz et K Alex Müller. Possible high Tc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. Zeitschrift für Physik B Condensed Matter **64**(2), 189–193 (1986).
- [2] Adrian Cho. High Tc : The mystery that defies solution. Science **314**(5802), 1072–1075 (2006).
- [3] NP Armitage, P Fournier et RL Greene. Progress and perspectives on electron-doped cuprates. Reviews of Modern Physics **82**(3), 2421 (2010).
- [4] C. Weber, K. Haule et G. Kotliar. Strength of correlations in electron- and hole-doped cuprates. Nature Physics **6**(8), 574–578 (2010). cited By (since 1996)33.
- [5] M. A. Kastner, R. J. Birgeneau, G. Shirane et Y. Endoh. Magnetic, transport, and optical properties of monolayer copper oxides. Rev. Mod. Phys. **70**, 897–928 (1998).
- [6] Ruixing Liang, P. Dosanjh, D.A. Bonn, D.J. Baar, J.F. Carolan et W.N. Hardy. Growth and properties of superconducting YBCO single crystals. Physica C : Superconductivity **195**(1–2), 51 – 58 (1992).
- [7] G Roberge, S Charpentier, S Godin-Proulx, P Rauwel, KD Truong et P Fournier. Improving the growth of electron-doped $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ thin films made by pulsed-laser deposition using excess CuO . Journal of Crystal Growth **311**(5), 1340–1345 (2009).
- [8] A Schilling, M Cantoni, JD Guo et HR Ott. Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system. Nature **363**(6424), 56–58 (1993).
- [9] Y Tokura, H Takagi et S Uchida. A superconducting copper oxide compound with electrons as the charge carriers. Nature **337**(6205), 345–347 (1989).
- [10] HJ Kang, Pengcheng Dai, HA Mook, DN Argyriou, V Sikolenko, JW Lynn, Y Kurihara, Seiki Komiya et Yoichi Ando. Electronically competing phases and their magnetic field dependence in electron-doped nonsuperconducting and superconducting $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-\delta}$. Physical Review B **71**(21), 214512 (2005).
- [11] GM Luke, LP Le, BJ Sternlieb, YJ Uemura, JH Brewer, R Kadono, RF Kiefl, SR Kretzmann, TM Riseman, CE Stronach *et al.* Magnetic order and electronic phase diagrams of electron-doped copper oxide materials. Physical Review B **42**(13), 7981 (1990).

- [12] EM Motoyama, G Yu, IM Vishik, OP Vajk, PK Mang et M Greven. Spin correlations in the electron-doped high-transition-temperature superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$. Nature **445**(7124), 186–189 (2007).
- [13] MR Norman, H Ding, M Randeria, JC Campuzano, T Yokoya, T Takeuchi, T Takahashi, T Mochiku, K Kadowaki, P Guptasarma *et al.* Destruction of the Fermi surface in underdoped high-Tc superconductors. Nature **392**(6672), 157–160 (1998).
- [14] Ch Renner, B. Revaz, J. Y. Genoud, K. Kadowaki et Fischer. Pseudogap Precursor of the Superconducting Gap in Under- and Overdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Physical Review Letters **80**(1), 149+ (1998).
- [15] H. Takagi, B. Batlogg, H. L. Kao, J. Kwo, R. J. Cava, J. J. Krajewski et W. F. Peck, Jr. Systematic evolution of temperature-dependent resistivity in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Physical Review Letters **69**, 2975–2978 (1992).
- [16] AV Puchkov, DN Basov et T Timusk. The pseudogap state in high-superconductors : an infrared study. Journal of Physics : Condensed Matter **8**(48), 10049 (1996).
- [17] Mike Sutherland, DG Hawthorn, RW Hill, F Ronning, S Wakimoto, H Zhang, C Proust, Etienne Boaknin, C Lupien, Louis Taillefer *et al.* Thermal conductivity across the phase diagram of cuprates : Low-energy quasiparticles and doping dependence of the superconducting gap. Physical Review B **67**(17), 174520 (2003).
- [18] Tom Timusk et Bryan Statt. The pseudogap in high-temperature superconductors : an experimental survey. Reports on Progress in Physics **62**(1), 61 (1999).
- [19] Y. Onose, Y. Taguchi, K. Ishizaka et Y. Tokura. Doping dependence of pseudogap and related charge dynamics in $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$. Phys. Rev. Lett. **87**, 217001 (2001).
- [20] Y Onose, Y Taguchi, K Ishizaka et Y Tokura. Charge dynamics in underdoped ncco : Pseudogap and related phenomena. Physical Review B **69**(2), 024504 (2004).
- [21] NP Armitage, F Ronning, DH Lu, C Kim, A Damascelli, KM Shen, DL Feng, H Eisaki, Z-X Shen, PK Mang *et al.* Doping dependence of an n-type cuprate superconductor investigated by angle-resolved photoemission spectroscopy. Physical Review Letters **88**(25), 257001 (2002).
- [22] L Alff, Y Krockenberger, B Welter, M Schonecke, R Gross, D Manske, M Naito *et al.* A hidden pseudogap under the 'dome' of superconductivity in electron-doped high-temperature superconductors. Nature **422**(6933), 698–701 (2003).
- [23] H Matsui, T Takahashi, T Sato, K Terashima, H Ding, T Uefuji et K Yamada. Evolution of the pseudogap across the magnet-superconductor phase boundary of $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$. Physical Review B **75**(22), 224514 (2007).
- [24] D. J. Van Harlingen. Phase-sensitive tests of the symmetry of the pairing state in the high-temperature superconductors—evidence for $d_{x^2-y^2}$ symmetry. Rev. Mod. Phys. **67**, 515–535 (1995).
- [25] A Andreone, A Cassinese, A Di Chiara, R Vaglio, A Gupta et E Sarnelli. Temperature dependence of the penetration depth in NCCO x=0.15 superconducting thin films. Physical Review B **49**(9), 6392 (1994).

- [26] JR Cooper. Power-law dependence of the ab-plane penetration depth in $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$. Physical Review B **54**(6), R3753 (1996).
- [27] S Kashiwaya, T Ito, K Oka, S Ueno, H Takashima, M Koyanagi, Y Tanaka et K Kajimura. Tunneling spectroscopy of superconducting NCCO $x=0.15$. Physical Review B **57**(14), 8680 (1998).
- [28] B Stadlober, G Krug, R Nemetschek, R Hackl, JL Cobb et JT Markert. Is $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ a high-temperature superconductor? Physical Review Letters **74**(24), 4911 (1995).
- [29] TP Devereaux, D Einzel, B Stadlober, R Hackl, DH Leach et JJ Neumeier. Electronic raman scattering in high-Tc superconductors : A probe of $d_{x^2-y^2}$ pairing. Physical Review Letters **72**(3), 396 (1994).
- [30] Hamza Balci et RL Greene. Anomalous change in the field dependence of the electronic specific heat of an electron-doped cuprate superconductor. Physical Review Letters **93**(6), 067001 (2004).
- [31] MF Smith, Johnpierre Paglione, MB Walker et Louis Taillefer. Origin of anomalous low-temperature downturns in the thermal conductivity of cuprates. Physical Review B **71**(1), 014506 (2005).
- [32] Amlan Biswas, P Fournier, MM Qazilbash, VN Smolyaninova, Hamza Balci et RL Greene. Evidence of a d-to s-wave pairing symmetry transition in the electron-doped cuprate superconductor $Pr_{2-x}Ce_xCuO_4$. Physical Review Letters **88**(20), 207004 (2002).
- [33] C. C. Tsuei et J. R. Kirtley. Phase-sensitive evidence for d -wave pairing symmetry in electron-doped cuprate superconductors. Phys. Rev. Lett. **85**, 182–185 (2000).
- [34] Ariando, D. Darminto, H. J. H. Smilde, V. Leca, D. H. A. Blank, H. Rogalla et H. Hilgenkamp. Phase-sensitive order parameter symmetry test experiments utilizing $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4/Nb$ zigzag junctions. Phys. Rev. Lett. **94**, 167001 (2005).
- [35] B Chesca, K Ehrhardt, M Mößle, R Straub, D Koelle, R Kleiner et A Tsukada. Magnetic-field dependence of the maximum supercurrent of $La_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$ interferometers : Evidence for a predominant $d_{x^2-y^2}$ superconducting order parameter. Physical Review Letters **90**(5), 057004 (2003).
- [36] P. K. Mang, S. Laroche, A. Mehta, O. P. Vajk, A. S. Erickson, L. Lu, W. J. L. Buyers, A. F. Marshall, K. Prokes et M. Greven. Phase decomposition and chemical inhomogeneity in NCCO. Phys. Rev. B **70**, 094507 (2004).
- [37] G. Roberge, Sophie Charpentier, S. Godin-Proulx et Patrick Fournier. Ramp-edge Josephson junctions made of $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ electrodes and barriers. Journal of Applied Physics **109** (2011).
- [38] H. K. Onnes. The resistance of pure mercury at helium temperatures. Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden **12**, 120+ (1911).
- [39] W. Meissner et R. Ochsenfeld. Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit. Naturwissenschaften **21**, 787–788 (1933).

- [40] F. London et H. London. The electromagnetic equations of the supraconductor. Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences **149**(866), 71–88 (1935).
- [41] V.L. Ginzburg et L.D. Landau. On the Theory of superconductivity. Zh.Eksp.Theor.Fiz. **20**, 1064–1082 (1950).
- [42] J F.Annett. Superconductivity, Superfluids and condensates. Oxord university press, (2004).
- [43] R. Prozorov, R. W. Giannetta, A. Carrington, P. Fournier, R. L. Greene, P. Gup-tasarma, D. G. Hinks et A. R. Banks. Measurements of the absolute value of the penetration depth in high-Tc superconductors using a low-Tc superconductive coating. Applied Physics Letters **77**(25), 4202–4204 (2000).
- [44] Charles Kittel et By Charles Kittel. Introduction to solid state physics. Wiley New York, (1986).
- [45] P. Fournier et R. L. Greene. Doping dependence of the upper critical field of electron-doped $Pr_{2-x}Ce_xCuO_4$ thin films. Phys. Rev. B **68**, 094507 (2003).
- [46] Ivar Giaever. Energy gap in superconductors measured by electron tunneling. Phys. Rev. Lett. **5**, 147–148 (1960).
- [47] John Bardeen, Leon N Cooper et J Robert Schrieffer. Theory of superconductivity. Physical Review **108**(5), 1175 (1957).
- [48] Leon N Cooper. Bound electron pairs in a degenerate fermi gas. Physical Review **104**(4), 1189 (1956).
- [49] John Robert Schrieffer. Theory of superconductivity. (1964).
- [50] A. M. S. Tremblay. La supraconductivité en un clin d’oeil. Physics in Canada - La physique au Canada **67**, 61–64 (2011).
- [51] Lev Petrovich Gorkov. Microscopic derivation of the Ginzburg-Landau equations in the theory of superconductivity. Sov. Phys. JETP **9**(6), 1364–1367 (1959).
- [52] N. E. Bickers, D. J. Scalapino et S. R. White. Conserving approximations for strongly correlated electron systems : Bethe-salpeter equation and dynamics for the two-dimensional hubbard model. Phys. Rev. Lett. **62**, 961–964 (1989).
- [53] Brian David Josephson. Possible new effects in superconductive tunnelling. Physics Letters **1**(7), 251–253 (1962).
- [54] Richard Phillips Feynman et Basic Books. The Schrödinger equation in a classical context : a seminar in superconductivity. Basic Books, (2003).
- [55] Antonio Barone, Gianfranco Paterno et John Wiley. Physics and applications of the Josephson effect, volume 1. Wiley New York, (1982).
- [56] D Rogovin. Further studies on the two-level-atom picture of the josephson effect. Physical Review B **13**, 1980–1992 (1976).

- [57] Michael Tinkham. Introduction to superconductivity. DoverPublications. com, (2012).
- [58] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, J. Giapintzakis et D. M. Ginsberg. Evidence for $d_{x^2-y^2}$ pairing from the magnetic field modulation of $YBa_2Cu_3O_7 - Pb$ josephson junctions. Phys. Rev. Lett. **74**, 797–800 (1995).
- [59] H. Hilgenkamp et J. Mannhart. Grain boundaries in high- T_c superconductors. Rev. Mod. Phys. **74**, 485–549 (2002).
- [60] Douglas B Chrisey et Graham K Hubler. Pulsed laser deposition of thin films. Pulsed Laser Deposition of Thin Films, by Douglas B. Chrisey (Editor), Graham K. Hubler (Editor), pp. 648. ISBN 0-471-59218-8. Wiley-VCH, May 2003. **1** (2003).
- [61] MY Chern, A Gupta et BW Hussey. Layer-by-layer deposition of $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_x$ films by pulsed laser ablation. Applied Physics Letters **60**(24), 3045–3047 (1992).
- [62] BL Low, SY Xu, CK Ong, XB Wang et ZX Shen. Substrate temperature dependence of the texture quality in YBCO thin films fabricated by on-axis pulsed-laser ablation. Superconductor Science and Technology **10**(1), 41 (1997).
- [63] A. Sawa, M. Kawasaki, H. Takagi et Y. Tokura. Electron-doped superconductor $La_{2-x}Ce_xCuO_4$: Preparation of thin films and modified doping range for superconductivity. Phys. Rev. B **66**, 014531 (2002).
- [64] Y Krockenberger, J Kurian, A Winkler, A Tsukada, M Naito et L Alff. Superconductivity phase diagrams for the electron-doped cuprates $R_{2-x}Ce_xCuO_4$ (R= La, Pr, Nd, Sm, and Eu). Physical Review B **77**(6), 060505 (2008).
- [65] Site des travaux pratiques du département de physique de l'université de sherbrooke.
- [66] M. Naito, S. Karimoto et A. Tsukada. Epitaxy-stabilized n-type superconducting cuprates. Superconductor Science and Technology **15**(12), 1663–1668 (2002). cited By (since 1996)32.
- [67] Guillaume Roberge. Jonction Josephson en rampe à base de PCCO. Mémoire de Maîtrise (2010).
- [68] Sophie Charpentier. Exploration du diagramme de phase de pcco avec l'effet hall et l'effet de proximité. Thèse de Doctorat (2011).
- [69] Igarashi K. Improvement of ramp fabrication for high- T_c ramp-edge Josephson junction. Physica C Superconductivity **463-465**, 965 (2007).
- [70] C Horstmann, P Leinenbach, A Engelhardt, R Gerber, J.L Jia, R Dittmann, U Memmert, U Hartmann et A.I Braginski. Influence of ramp shape and morphology on the properties of $YBa_2Cu_3O_7$ -ramp-type junctions. Physica C : Superconductivity **302**, 176 – 182 (1998).
- [71] U. Schoop, M. Schonecke, S. Thienhaus, S. Schymon, L. Alff et R. Gross. Role of ion beam etching in the fabrication of ramp-type junctions. Physica C : Superconductivity **351**(3), 200 – 214 (2001).

- [72] J. Gao, Y. Yang et J.L. Sun. Interface microstructure in epitaxial $YBa_2Cu_3O_x/PrBa_2Cu_3O_x/YBa_2Cu_3O_x$ ramp-type josephson junctions. Applied Physics A **70**, 107–112 (2000).
- [73] Peter A. Rosenthal, M.R. Beasley, K. Char, M.S. Colclough et G. Zaharchuk. Flux focusing effects in planar thin film grain boundary josephson junctions. Applied Physics Letters **59**(26), 3482–3484 (1991).