

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I

Discipline: Physique

présentée et soutenue publiquement
par:

Olivier Bourgeois

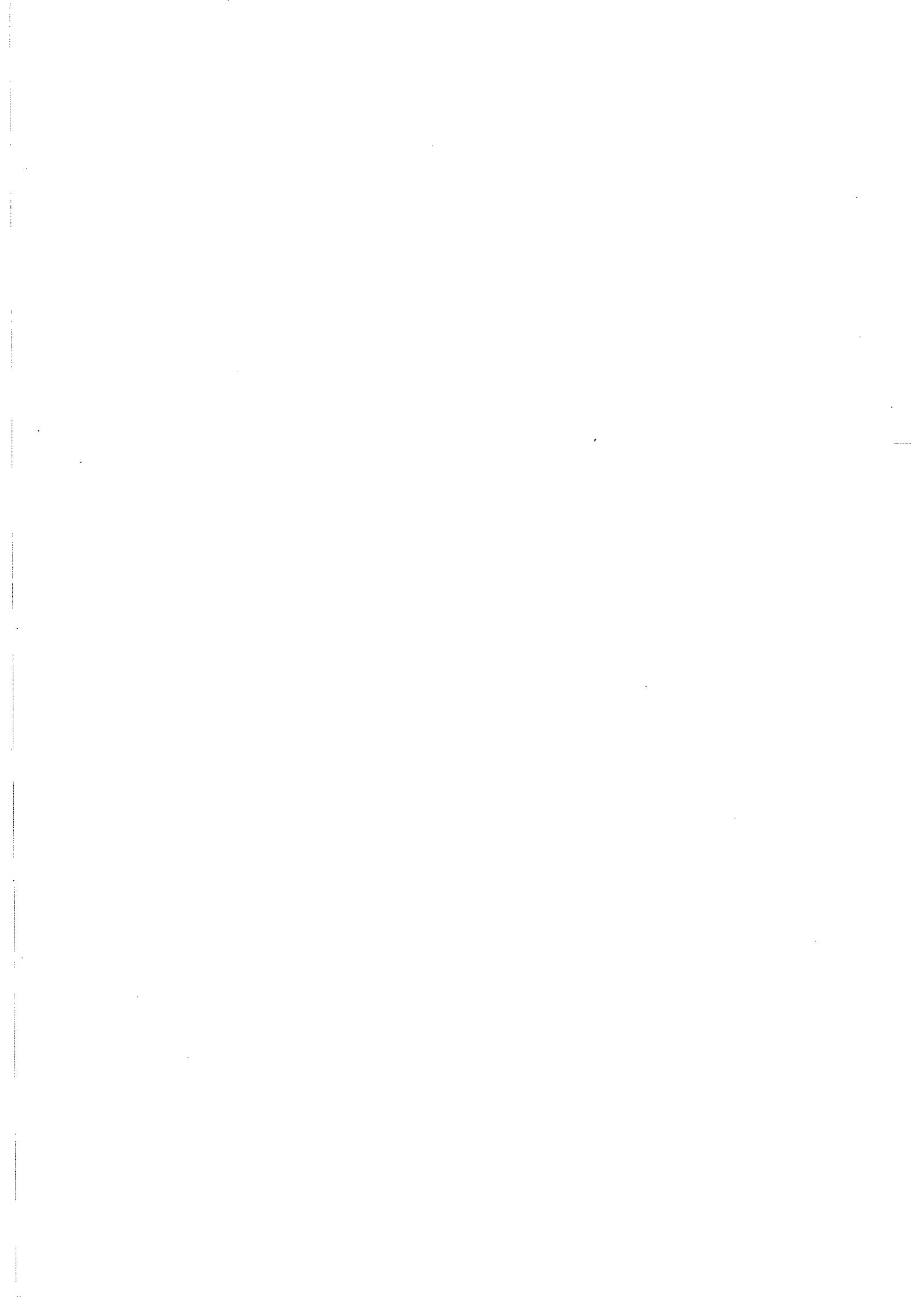
le 4 Octobre 1999

MESURES DE TRANSPORT SUR DES JONCTIONS
SUPRACONDUCTEUR/COMPOSÉ MAGNÉTIQUE

Composition du jury:

F. Hekking Président du Jury
P. Monod Rapporteur
H. von Löhneysen Rapporteur
J. Chaussy Examineur
J. Lesueur Examineur
P. Gandit Directeur de thèse

Thèse préparée au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures
CNRS - GRENOBLE



à Emmanuelle Emonet



REMERCIEMENTS

Cette thèse a été préparée au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures. Elle est naturellement le fruit d'un travail d'équipe, pas seulement au CRTBT mais aussi avec le CSNSM à Orsay pour la fabrication des échantillons. Le temps m'a semblé court durant ces trois ans, car l'ambiance de travail était excellente aussi bien au niveau humain qu'au niveau des techniques disponibles (à part de temps en temps la micro-soudeuse). Merci donc à toutes les personnes qui ont participé à l'élaboration de ce travail.

Philippe Gandit a encadré ma thèse. Grâce à sa constante disponibilité, les problèmes ont toujours eu une solution rapide. En général ça se passe comme ça :

- 9069
- Gandit, oui?
- Allo, c'est Olivier. J'ai des problèmes (du genre : j'ai bousillé le programme d'acquisition de données, j'ai oublié de mettre la circulation d'eau sur la secondaire, j'ai une fuite grosse comme le poing sur le calorimètre, ou encore comment on pilote l'appareil machin avec Labview déjà? etc...).
- C'est bon, j'arrive.

Il m'a enseigné l'utilisation d'une dilution, des hacheurs supraconducteurs etc... (en fait, la liste est un peu longue) et d'une façon général la physique expérimentale que l'on apprend peu à l'école, et ce parfois avec une patience et un contrôle de soi déconcertant. La bonne entente ne peut qu'amener à faire du bon travail. Enfin, j'ai beaucoup apprécié qu'il ait su me laisser une entière liberté dans le choix des expériences, et dans la ligne à suivre. On fait des erreurs mais au moins on apprend à être autonome.

Les échantillons (couche S/F/S ou SQUID) ont été faits par Jérôme Lesueur du CSNSM. Grâce à cette collaboration, j'ai eu le plaisir de passer de nombreuses semaines à Orsay, une ville hautement renommée pour ses rues très animées et pour son cours d'eau bucolique (l'Yvette) qui passe au milieu des laboratoires. Logé dans une superbe chambre sans fenêtre et aux murs gris, l'ambiance pousse au moins à la méditation. Jérôme a toujours répondu présent lorsque je demandais de nouveaux

échantillons, quitte à devoir travailler le week-end pour les évaporer. Il a également fortement participé à la réflexion autour des résultats expérimentaux et m'a, à chaque fois, accueilli avec un sens aigu de l'hospitalité: "tu peux dormir cette nuit sur les sièges de la bibliothèque, c'est assez confortable". Xavier Grison a aussi beaucoup donné de son temps pour évaporer nos jonctions, au détriment de son propre travail de thèse.

Jacques Chaussy m'a accueilli dans son équipe et m'a convaincu de travailler sur ces jonctions supra/ferro après mon DEA avec Mélissa Charalambous. J'ai beaucoup apprécié sa bonne humeur et son dynamisme scientifique.

Je n'oublierai pas mes camarades de Potin Review Letters (Bertrand et Benoit), même s'ils ne comprenaient pas toujours les finesses gustatives du fromage corse, ni Gilles avec ses: "j'ai une petite question", Hervé qui bougonne et Thomas "quoi? t'as pas la nouvelle version 3.6, c'est pour ça que ça ne marche pas", sans oublier Pierrette et ses gâteaux.

De plus, j'ai pu profiter du support technique de Thierry Fournier, Thierry Crozes, Jean-louis Bret et Pierre Brosse-Maron.

Enfin, j'ai eu le plaisir de pouvoir discuter des résultats avec de nombreuses personnes, tout d'abord les membres du jury: F. Hekking, H. von Löhneysen. P. Monod, les chercheurs d'Orsay M. Aprili et H. Bernas, mais aussi C. Chappert. M. Giroud, H. Courtois, R. Dynes.

TABLE DES MATIERES

Acknowledgments	v
1 Introduction	1
2 Revue expérimentale et théorique	5
2.1 Introduction.	5
2.2 Effet d'impuretés, effet de proximité.	7
2.3 La physique des électrons polarisés en spin.	12
2.3.1 Effet tunnel d'électrons de spins polarisés.	12
2.3.2 Injection de spins polarisés dans les supraconducteurs.	17
2.4 Ferromagnétisme et supraconductivité dans les structures submicroniques.	19
2.4.1 Les équations de Bogolioubov-de Gennes et la réflexion d'Andreev.	20
2.4.2 La théorie de Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK).	21
2.4.3 Le modèle des interfaces S/F de de Jong-Beenakker.	25
2.4.4 Interaction ferromagnétisme-supraconductivité en physique mésoscopique.	29
2.5 Super-réseaux et multicouches de ferromagnétique et de supraconducteur.	31
2.5.1 Champs critiques, températures critiques et longueur de pénétration des paires.	31
2.5.2 Oscillations de températures critiques.	37
2.6 Jonctions π , impureté magnétique et densité superfluide négative.	42
2.6.1 Impuretés paramagnétiques dans une jonction Josephson.	42
2.6.2 Densité superfluide négative, et couplage Josephson négatif.	45
2.6.3 Jonctions π dans les supraconducteurs HT_c	47
2.6.4 Conclusions.	50
3 Méthodes expérimentales, conceptions des échantillons	51
3.1 Introduction.	51
3.2 Mesures d'effet de proximité dans des jonctions S/F/S.	52
3.2.1 Picovoltmètre et montage expérimental.	52
3.2.2 Conception des jonctions.	53

3.2.3	Caractérisation structurale des couches.	54
3.2.4	Environnement des mesures.	56
3.3	Mesures des effets d'impuretés magnétiques dans une jonction Josephson.	57
3.3.1	Introduction.	57
3.3.2	Choix des matériaux.	57
3.3.3	Réalisation des échantillons.	58
3.3.4	Technique de mesure et oxydation.	61
4	Caractérisation magnétique	63
4.1	Introduction.	63
4.2	Magnétométrie à SQUID.	65
4.3	Variation d'aimantation en température.	66
4.4	Cycle d'hystérésis.	68
4.5	Conclusions.	70
5	Effet Josephson dans une jonction S/F/S	71
5.1	Introduction.	71
5.2	Transitions supraconductrices.	72
5.3	Caractéristiques courant-tension.	73
5.3.1	$V(I)$ et modèle RSJ.	73
5.3.2	$V(I)$ non conventionnelles.	76
5.3.3	Variation du courant critique en température.	77
5.4	Variation du courant critique sous champ.	82
5.4.1	La limite jonction longue (20 et 30Å).	83
5.4.2	Densités de courant hétérogènes.	86
5.4.3	Le cas particulier des jonctions S/F/S.	89
5.5	Effet de proximité dans un matériau ferromagnétique.	91
5.5.1	Effet de proximité et longueurs caractéristiques.	91
5.5.2	Variation du courant critique en fonction de l'épaisseur de gadolinium.	93
6	Comportement résistif de jonctions S/F/S	99
6.1	Introduction.	99
6.2	Comportement résistif des jonctions S/F/S.	99
6.2.1	Résistances des jonctions S/F/S en température.	99
6.2.2	Interprétation à l'aide de la théorie BTK.	103
6.2.3	Résistances des jonctions S/F/S sous champ magnétique.	107
6.3	Extension de la théorie de de Jong-Beenakker à $Z \neq 0$	109

7	Effet d'impureté magnétique dans des jonctions S/I/S	113
7.1	Introduction.	113
7.2	Les trois types d'échantillons.	113
7.3	Calibration des barrières d'oxyde.	114
7.3.1	Résultats sur les barrières métalliques.	115
7.3.2	Résultats sur les barrières très résistives.	117
7.3.3	Limitation pour les faibles courants critiques.	118
7.4	Perspectives.	119
8	Conclusion	121
	References	122

FIGURES ET TABLES

FIGURES

2.1 Transitions supraconductrice et ferromagnétique du lanthane en fonction du pourcentage d'impureté paramagnétique de gadolinium.	7
2.2 Densité d'états théorique et expérimentale d'un supraconducteur contenant des impuretés magnétiques.	8
2.3 Température de transition d'un bilame de Pb/Fe pour des épaisseurs de fer de 1000 Å.	9
2.4 Densité d'états de bilame Pb/Fe et de trilame Pb/Fe/Pb.	11
2.5 Effet Zeeman sur la densité d'états d'un supraconducteur.	13
2.6 Conductance d'une jonction tunnel polarisée.	14
2.7 Conductance tunnel d'une jonction EuO/Al/Al ₂ O ₃ /Al.	15
2.8 Conductances tunnel de jonctions Pb/Ho(OH) ₃ /Pb, Pb/Lu(OH) ₃ /Pb, Pb/Er(OH) ₃ /Pb.	16
2.9 Conductance tunnel d'une jonction Au/EuS/Al.	16
2.10 Modèle de barrière asymétrique pour les jonctions à spin.	17
2.11 Variation du courant critique d'un supraconducteur par application d'un courant polarisé en spin.	18
2.12 Dépendance du courant critique du DyBa ₂ Cu ₃ O ₇ en fonction du courant d'électron polarisé en spin injecté.	18
2.13 Réflexion d'Andreev à une interface métal normal-supraconducteur.	20
2.14 Explication schématique de la théorie BTK.	23
2.15 Caractéristiques I-V d'une jonction N/S pour différentes valeurs de barrière Z calculées avec la théorie BTK.	24
2.16 Conductance d'une interface N/S pour différentes valeurs de barrière.	25
2.17 Comportement en spin des particules mises en jeu dans la réflexion d'Andreev.	26
2.18 Conductance différentielle de contacts ferromagnétique-supraconducteur.	27
2.19 Conductance en fonction du voltage sur des nanocontacts ferromagnétique-supraconducteur.	27
2.20 Géométrie de différents échantillons ferromagnétique-supraconducteur de tailles mésoscopiques.	29

2.21	Résistivité dynamique d'un fil de cobalt en proximité avec un ruban d'aluminium.	30
2.22	Transition 3D-2D dans le champ critique d'un super-réseaux vanadium-fer.	32
2.23	Variation de la longueur de pénétration en fonction du moment magnétique par atome de l'alliage $V_{1-x}Fe_x$	36
2.24	Variation de l'épaisseur de supraconducteur critique en fonction de l'épaisseur de ferromagnétique dans un super-réseau.	37
2.25	Oscillation type FFLO de l'amplitude de paire dans une couche S/F ou S/F/S.	38
2.26	Oscillations de température critique d'un super-réseau ferromagnétique-supraconducteur.	38
2.27	Comportement de la température critique de super-réseau Nb/Gd. . .	39
2.28	Oscillation de température critique d'une multicouche Nb/Gd.	40
2.29	Schéma d'une multicouche continue et non continue.	40
2.30	Mesures de résistivité sur des couches minces de gadolinium.	41
2.31	Courant critique en fonction du champ appliqué pour un SQUID normal ou un SQUID comportant une jonction π	44
2.32	Courant critique d'une jonction composite normale/ π , en fonction du champ appliqué.	45
2.33	Couplage Josephson négatif à travers une impureté par un modèle type Hubbard.	46
2.34	Effet Little-Parks sur des boucles de Mo dopées au Fe.	47
2.35	Résultats expérimentaux de l'expérience proposée par M. Sigrist et T.M. Rice.	48
2.36	Expérience du tricristal.	48
2.37	Expérience de courant critique sur une jonction à cheval sur une macle. . .	49
3.1	Montage expérimental des hacheurs supraconducteurs pour la mesure de jonction entre un supraconducteur et un composé magnétique. . .	52
3.2	Coupe transversale des jonctions Nb/Al/Gd/Al/Nb.	54
3.3	Comparaison des épaisseurs de métal évaporées mesurées par des quartz et en RBS.	55
3.4	Image des couches de gadolinium et d'aluminium en TEM.	56
3.5	Schéma du SQUID pour les mesures d'effet d'impuretés magnétiques sur une jonction Josephson.	58
3.6	Explication des conceptions d'échantillons par la méthode tricouche. .	58

3.7	Images des masques de SQUIDs.	59
3.8	Illustration des ponts et des surplombs dans les masques au silicium. .	60
3.9	Illustration des évaporations sous angles.	61
3.10	Schéma de mesure du courant critique dans les SQUIDs.	62
3.11	Image d'une jonction évaporée.	62
4.1	Schéma du montage de magnétométrie à SQUID rf.	63
4.2	Structure des couches électroniques du gadolinium.	64
4.3	Aimantation en fonction de la température pour un échantillon de 20Å de gadolinium.	66
4.4	Aimantation en fonction de la température pour les échantillons de 20Å à 100Å de gadolinium.	66
4.5	Hystérésis thermomagnétique sur une couche de 110Å de gadolinium. .	67
4.6	Cycle d'hystérésis sur des couches de Gd de 20 à 100Å à 2K.	68
4.7	Cycle d'hystérésis sur une couche de Gd de 110Å à 2K.	69
4.8	Moment magnétique par atome de gadolinium dans des couches minces granulaires.	70
5.1	Mesures de résistances en fonction de la température pour différents courants de mesures.	72
5.2	Transitions supraconductrices sur un échantillon de 20Å de Gd. . . .	73
5.3	Caractéristiques courant tension pour quatre échantillons de 40, 60, 80, 100Å de Gd à 1K.	74
5.4	Modèle RCSJ pour une jonction Josephson.	74
5.5	Caractéristique V(I) théorique dans le cadre du modèle RSJ.	75
5.6	Comparaison des courbes V(I) avec la théorie RSJ.	76
5.7	Courbes V(I) non conformes à la théorie RSJ.	77
5.8	Courbes V(I) pour différentes températures.	78
5.9	Courbes $I_c(T)$ pour des échantillons de 20Å et de 30Å de Gd.	79
5.10	Courbes $I_c(T)$ pour des échantillons de 40, 60, 80, 100Å de Gd. . . .	80
5.11	Ajustement des courbes $I_c(T)$ pour des échantillons de 20, 30, 40, 60Å de Gd.	81
5.12	Modulation du courant critique en fonction du champ pour un échantillon de 20Å de Gd.	84
5.13	Modulation du courant critique en fonction du champ pour un échantillon de 30Å de Gd.	85

5.14	Minimum de courant critique en fonction du champ pour un échantillon de 30Å de Gd.	86
5.15	Schéma d'une jonction sous champ.	86
5.16	Effet de densités de courant non homogènes sur le spectre Fraunhofer.	87
5.17	Variation du courant critique pour un pour un échantillon de 40 et de 60Å de Gd.	88
5.18	Variation du courant critique pour des échantillons de 60 (V) et de 80Å (X) de Gd.	88
5.19	Oscillation du courant critique sous champ pour un échantillon de 100Å de Gd.	89
5.20	Variation du courant critique pour une jonction à l'yttrium.	90
5.21	Effet de proximité et réflexion d'Andreev.	91
5.22	Variation du courant critique des jonctions en fonction de l'épaisseur de Gd.	94
5.23	Variation théorique du courant critique en fonction de l'épaisseur de Gd pour différentes valeurs du temps associé au spin-orbite.	95
5.24	Comparaison des différentes théories (Buzdin-Radovic, Demler) par rapport aux résultats expérimentaux.	97
6.1	Caractéristiques courant tension pour quatre échantillons de 40, 60, 80, 100Å de gadolinium à 1K.	100
6.2	Caractéristique V-I pour une jonction S/F/S à différentes températures.	100
6.3	Résistances des échantillons en fonction de l'épaisseur de gadolinium.	101
6.4	Variation de résistance pour une jonction Nb/Al/Y/Al/Nb.	102
6.5	Résistances de jonctions S/N en fonction de la température.	104
6.6	Comparaison théorie BTK et mesure de résistance en S/N pour Z faible.	105
6.7	Ajustement des résultats expérimentaux avec la théorie BTK pour Z grand.	106
6.8	Valeur de la barrière en fonction de l'épaisseur de Gd.	106
6.9	Résistance et caractéristique V(I) de jonctions S/F/S sous champ.	107
6.10	Résistance de jonctions S/F/S sous champ.	107
6.11	Courbes R(T) de jonctions S/N en présence de dépairage.	108
6.12	Résistance d'une jonction S/N en fonction du dépairage.	109
6.13	Variation de résistance pour une jonction Nb/Al/Y/Al/Nb sous champ magnétique.	109
6.14	Variation de conductance en fonction de l'énergie d'échange dans un contact F/S.	111

7.1	Courbes théoriques explicitant la mesure de courant critique.	114
7.2	Photographie d'un SQUID d'aluminium évaporé.	115
7.3	Résistance dynamique des SQUID en fonction du temps d'oxydation.	115
7.4	Résistance dynamique d'un SQUID pour deux minutes d'oxydation.	116
7.5	Variation de courant critique d'un SQUID en fonction de la température.	116
7.6	Résistance dynamique d'un SQUID pour cinq minutes d'oxydation.	117
7.7	Caractéristique I-V pour un SQUID normal (oxydation 5 minutes).	118
7.8	Variations du courant critique d'un SQUID sous champ magnétique.	119
7.9	Variations du courant critique d'un SQUID en température.	120

TABLES

2.1	Valeurs de la longueur de pénétration en fonction du moment magnétique par atome de fer dans l'alliage $V_{1-x}Fe_x$, et coefficient de proportionnalité (α) entre la longueur de pénétration des paires (en Å) et le moment magnétique par atome (en μ_B). On donne aussi la valeur de transmission de la barrière T	36
3.1	Tableau des paramètres importants d'évaporation; la pression d'évaporation (en torr) dans le bâti, le taux d'évaporation et le courant appliqué dans le filament (I en mA). Les pressions de base avant évaporation sont comprises entre 10^{-9} et 4.10^{-9}	55
5.1	Tableau récapitulatif des valeurs expérimentales de transport pour les échantillons les plus représentatifs. Sont rassemblées en fonction des épaisseurs de gadolinium: les valeurs de courants critiques, de résistances minimales ou maximales, de densité de courant dans la jonction, de longueurs Josephson associées et enfin du champ magnétique nécessaire pour créer une oscillation de courant critique, qui correspond à peu près à la pénétration d'un quantum de flux ϕ_0 dans la jonction.	98

INTRODUCTION

La physique à l'interface entre supraconductivité et magnétisme connaît un intérêt croissant à l'heure actuelle, aussi bien dans un intérêt de physique fondamentale que dans la perspective d'applications potentielles. Les effets étudiés jusqu'à aujourd'hui [24, 67], portent essentiellement sur la coexistence de la supraconductivité et d'un ordre magnétique à l'intérieur d'un matériau massif. Actuellement, l'intérêt se tourne davantage vers le comportement des échanges électriques (électrons de conduction et paires de Cooper) entre les deux côtés d'un contact ferromagnétique-supraconducteur (F/S). La physique fondamentale régissant les phénomènes ayant lieu aux interfaces F/S est très mal connue. De plus ces informations sont à l'heure actuelle très recherchées dans le but d'application : électronique de spins, vannes de spin etc. . .

Jusqu'à présent, l'essentiel des résultats dans ce domaine a été obtenu sur des super-réseaux supraconducteur/ferromagnétique. Des mesures très intéressantes ont été faites en courant dans le plan des couches sur ces super-réseaux. Malheureusement, les informations que l'on peut en tirer restent limitées (en général, ce sont des mesures de température critique des super-réseaux) et les résultats sont parfois difficiles à interpréter, lorsqu'on veut en déduire les longueurs de pénétration de paires de Cooper dans un matériau magnétique par exemple. En effet en courant parallèle aux couches, le nombre de couches sondées est mal contrôlé et la réflexion spéculaire entre couches est mal connue.

Le but de cette thèse a été d'étendre les études de ce type à des domaines inaccessibles par les techniques précédentes. Par des mesures en courant perpendiculaire aux couches, nous avons réalisé des expériences de transport sur des jonctions supraconducteur /ferromagnétique/supraconducteur (S/F/S). Ces manipulations donnent accès à une physique très large rarement étudiée jusqu'à maintenant. En effet, nous

allons pouvoir tester l'existence d'un effet Josephson entre deux supraconducteurs à travers une couche magnétique, ce qui n'a jamais été observé jusqu'à maintenant. De plus, par l'amplitude des courants Josephson obtenus, nous aurons une information directe des profondeurs de pénétration des paires de Cooper, puisque les courants de mesure traversent toutes les couches du système. L'existence possible de couplage π entre les couches supraconductrices sera testée par l'exploitation des résultats de courants critiques en fonction des épaisseurs de ferromagnétique. En outre, grâce à la sensibilité du montage nous aurons accès au comportement résistif des jonctions S/F. Ces interfaces montreront des comportements complètement nouveaux à basse tension (très inférieure aux tensions correspondant aux gaps des supraconducteurs utilisés), aussi bien en température qu'en champ magnétique. L'interprétation de ces résultats nous amènera à étendre des théories existantes pour des interfaces métal-normal/supraconducteur pour tenir compte du caractère ferromagnétique du métal normal ainsi que de l'existence de barrières résistives aux interfaces. La réalisation de ces mesures a nécessité l'adaptation d'une technique originale de mesure de très faible tension (picovoltmètres), pour rendre possible les expériences en courant perpendiculaire aux couches. Les précisions obtenues ont permis la mesure de fraction de micro-Ohm avec une résolution de l'ordre du picovolt.

Les concepts de jonction π étant au centre de cette thématique, nous avons décidé d'étendre notre étude aux effets d'impuretés magnétiques dans les jonctions Josephson, par la mise en place d'un projet indépendant des jonctions S/F/S. La présence d'impuretés magnétiques dans une jonction Josephson peut donner lieu à des courants Josephson négatifs, signature de jonctions π . Pour tester ce phénomène prévu théoriquement en 1977, nous avons développé, à partir de lithographie électronique, un système de SQUID dans lequel une des jonctions contient des impuretés magnétiques. Les caractéristiques d'un tel SQUID devraient dévier de celles d'un SQUID classique contenant deux jonctions Josephson habituelles. Ces SQUID sont encore en cours de mesures.

Les expériences de transport qui seront présentées portent sur des jonctions niobium/aluminium/gadolinium/aluminium/niobium (Nb/Al/Gd/Al/Nb). Nous suivons le plan exposé ci-dessous. La première partie de ce manuscrit se consacre à une revue

des différents phénomènes déjà observés ou calculés dans ce type de structures. Nous partons des travaux les plus anciens sur la présence d'impuretés magnétiques dans une matrice supraconductrice (1960) pour arriver aux idées les plus récentes sur l'incompatibilité entre électrons polarisés en spin et réflexion d'Andreev ou sur les concepts de jonction π . Les montages expérimentaux, les techniques de mesures de très basses tensions et la conception des échantillons sont expliqués au chapitre 3. Le chapitre 4 est, quant à lui, consacré aux caractérisations magnétiques du composé ferromagnétique utilisé. Cette connaissance approfondie du comportement magnétique des couches minces utilisées est indispensable à toute interprétation des résultats expérimentaux obtenus sur ces jonctions. Les résultats expérimentaux sur l'effet Josephson et sur les longueurs de pénétration de paires dans un ferromagnétique sont donnés au chapitre 5, et le chapitre 6 se consacre aux résultats sur les résistances d'interfaces dans une jonction S/F en fonction de la température et du champ magnétique. Le dernier chapitre traite des résultats préliminaires obtenus dans le cadre du projet des SQUIDs.

2.1 Introduction.

Dans cette première partie, nous allons nous intéresser aux expériences et aux théories existantes sur les effets très variés liant le magnétisme et la supraconductivité. L'existence simultanée d'une structure ferromagnétique où les spins s'alignent et d'un état supraconducteur où les électrons s'associent en paire de Cooper avec des spins opposés, n'est possible que si les échelles d'énergie mises en jeu dans le ferromagnétique sont comparables à celles de la supraconductivité. En magnétisme, l'énergie caractéristique est autour de l'électron-volt (eV), pour des températures de Curie autour de 300K, tandis que dans les supraconducteurs classiques les énergies caractéristiques sont données par les gaps au niveau de Fermi; elles sont de l'ordre du meV. Deux questions principales se posent : la coexistence des deux phases dans le même matériau est-elle envisageable? et ce qui nous intéressera dans ce travail : que se passe-t-il aux interfaces entre un supraconducteur et un composé magnétique?

Tout d'abord, nous aborderons les travaux les plus anciens, datant des années 1960, sur les effets d'impuretés magnétiques dans une matrice supraconductrice. La présence de ces impuretés, même en très faible quantité, limite et détruit, suivant la concentration, l'association des électrons en paires de Cooper. Dans le prolongement de l'étude des effets de proximité entre un métal normal et un supraconducteur, il est rapidement devenu intéressant de remplacer le métal normal par un métal magnétique (fer, cobalt, nickel, gadolinium), mais les exigences expérimentales sont devenues telles que très peu d'études ont été réalisées. Les grandeurs physiques telles que les longueurs de pénétration de paires ou les variations du paramètre d'ordre supraconducteur en présence d'un champ d'échange n'ont pu être mesurées. En revanche, des expériences

d'effet tunnel très intéressantes ont été réalisées dès les années 60 sur des bilames supraconducteur/ferromagnétique pour mesurer l'effet du composé magnétique sur la densité d'états du supraconducteur, nous en parlerons dans le paragraphe consacré aux électrons polarisés en spin.

Plus récemment, de nombreuses expériences ont été effectuées sur des super-réseaux supraconducteur/composé magnétique. Ces structures ont un intérêt certain; en effet leur modélisation théorique est beaucoup plus simple que celles de bilames (on utilise la périodicité des structures pour simplifier les équations), et des effets inattendus dus aux couplages des couches supraconductrices au travers du matériau magnétique ont été prévus. Malheureusement, il est difficile de tirer des renseignements précis des mesures, car les résultats de nombreuses expériences sont controversés. Pour conclure ce chapitre d'introduction, nous parlerons du concept de jonction π ¹. C'est un sujet très étudié à l'heure actuelle. De nombreux domaines de la physique s'y rapportent. En supraconductivité classique, la présence d'impuretés magnétiques dans une jonction Josephson pourrait donner naissance à des effets de ce type [22]. Tandis que dans les supraconducteurs à haute température critique, certaines expériences sur la symétrie du paramètre d'ordre ont mis en évidence l'existence de telles jonctions [165, 175, 72]. En physique mésoscopique, des effets de distributions fortement hors-équilibre pourraient générer des courants critiques négatifs [172, 174, 16].

Le sujet provoque donc de nombreuses études aussi bien théoriques qu'expérimentales dans des domaines parfois très éloignés. Ce nouveau concept fait même son apparition dans la physique des fluides quantiques où des jonctions π ont été observées dans des jonctions faibles entre réservoirs d'³He [14, 13, 74].

1. Jonction π : normalement, lorsque l'on considère une jonction Josephson classique (S/I/S ou S/N/S), la relation qui lie les phases des supraconducteurs est : $I = I_c \sin(\varphi_1 - \varphi_2)$. En revanche, en présence de supraconducteur de type d, d'impureté magnétique dans la barrière ou de fonction de distribution de Fermi-Dirac hors-équilibre (voir la fin de ce chapitre) dans le métal normal d'une jonction S/N/S, cette relation est modifiée. Elle devient : $I = -I_c \sin(\varphi_1 - \varphi_2)$ ou encore $I = I_c \sin(\Delta\varphi + \pi)$ d'où le nom de jonction π , ou jonction à courant critique négatif.

2.2 Effet d'impuretés, effet de proximité.

Dans la fin des années 50, le groupe américain de H. Suhl [120] découvre que la présence d'impuretés de gadolinium dans un supraconducteur (le lanthane) réduit la température de transition jusqu'à l'annuler pour une concentration critique d'impureté (cf Fig. (2.1)).

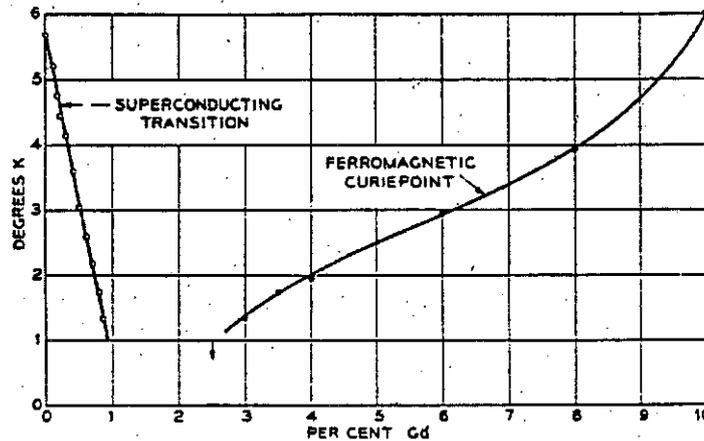


FIG. 2.1 – Transitions supraconductrice et ferromagnétique du lanthane en fonction du pourcentage d'impureté paramagnétique de gadolinium [120].

En 1960, cet effet spectaculaire est expliqué par Abrikosov et Gor'kov [4]. L'impureté magnétique est traitée au premier ordre comme un centre de diffusion. Une partie seulement de cette diffusion va dépendre du spin de l'impureté. Ce spin peut se retourner librement puisque l'on néglige le couplage possible entre les impuretés paramagnétiques. Comme les électrons d'une paire de Cooper ont des spins opposés, le retournement possible d'un des électrons sur une impureté va détruire cette paire, d'où l'affaiblissement de la supraconductivité. Une autre conséquence mise en avant par Skalski *et al.*[151] permet de mieux comprendre ce qu'il se passe. Si on décrit l'effet de brisure des paires de Cooper par les impuretés à travers un coefficient de dépairage Γ , ce phénomène devrait être directement visible au niveau de la densité d'états du supraconducteur. En effet, l'énergie est alors remplacée par $E + i\Gamma$ [55, 54]. Dans une jonction S/I/N, les mesures de conductance donnent directement la densité d'états du matériau supraconducteur. Sur la figure Fig. (2.2), on compare les densités d'états théoriques obtenues pour différentes valeurs de Γ (donc différentes concentrations

d'impuretés) avec les mesures de conductance tunnel obtenues par Reif et Woolf [142, 177] sur des alliages de plomb-gadolinium. On voit qu'en fait, un nouvel état de la supraconductivité apparaît. Bien que la température critique soit non nulle, le matériau ne possède plus de gap au niveau de Fermi. Pour avoir une revue de cette supraconductivité sans gap on peut consulter l'article de Maki [118]. On y découvre que dans le cas des films minces, l'application d'un champ magnétique peut avoir les mêmes effets que des impuretés magnétiques : le gap dans la densité d'états disparaît tandis que le film reste supraconducteur.

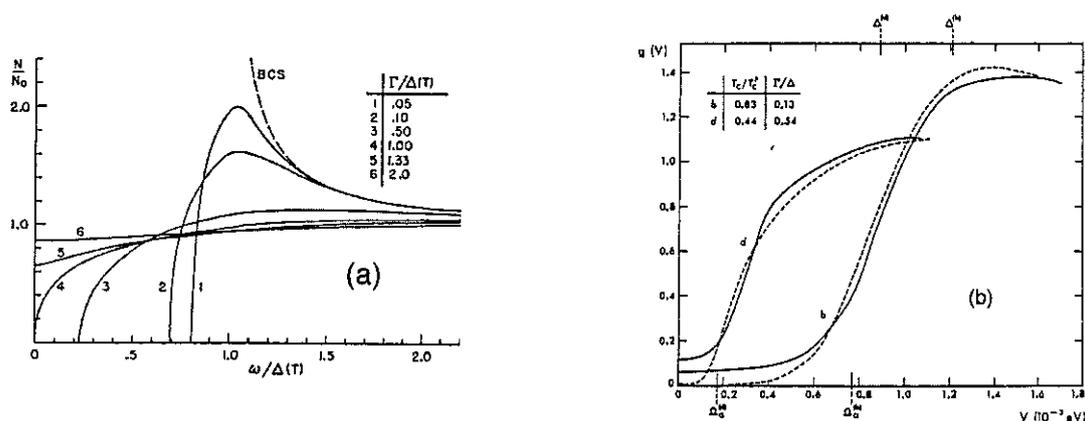


FIG. 2.2 – (a) Densité d'états en énergie pour différentes valeurs du paramètre de dépairage Γ à température nulle. (b) Mesures de conductance de Reif et Woolf sur des alliages de Pb-Gd (les lignes en pointillé représentent la prédiction théorique d'Abrikosov et Gor'kov) [142].

Pourtant cette modélisation a ses limites. La théorie d'Abrikosov et Gorkov fonctionne beaucoup mieux avec des alliages à base de terres rares, plutôt qu'avec des impuretés magnétiques de type métaux de transition. En effet, pour ces derniers, si la température de Kondo¹ est élevée, il n'est plus possible de traiter l'impureté uniquement au premier ordre. Les termes d'ordre supérieur, correspondant à l'effet Kondo, deviennent dominants et la modélisation n'est plus valable. Ces phénomènes ont été observés sur des échantillons du type bilame normal-supra : CuX-Pb (X=Fe, Co, Mn, Cr) [53, 76] où les effets d'impureté magnétique sont mesurés par proximité. Lorsque les impuretés sont de type Kondo et non pas paramagnétiques, les effets de dépairage sont beaucoup moins importants. On trouve une revue de tous ces travaux

1. Température à partir de laquelle les impuretés ne sont plus complètement décorrélées

dans deux articles du livre publié par Rado et Suhl [89, 119]. Il faut remarquer que ces études sont toujours d'actualité, en effet des travaux très récents portent sur l'étude par STM d'adatoms de manganèse ou de gadolinium sur du niobium. Sur les spectres de conductivité, on voit que le nombre d'états sous le gap augmente lorsque la pointe se rapproche d'une impureté, c'est la première fois que l'on met directement en évidence l'effet local prévu par Abrikosov-Gor'kov [179].

Ces remarques nous amènent à parler des expériences qui ont été réalisées sur des films supraconducteurs en proximité avec un matériau magnétique. Très peu d'expériences ont été réalisées dans les années 60 et, malheureusement, elles n'ont pas apporté beaucoup plus que ce qui avait été fait auparavant avec des impuretés magnétiques. Les expériences de Hauser *et al.* [77] portent sur des bilames ferromagnétique/supraconducteur : Fe/Pb, Ni/Pb, Gd/Pb. Leurs résultats expérimentaux sur du Pb/Fe sont exposés en figure Fig. (2.3); la température critique du film croît lorsqu'on augmente l'épaisseur du supraconducteur. Ces résultats peuvent être dépouil-

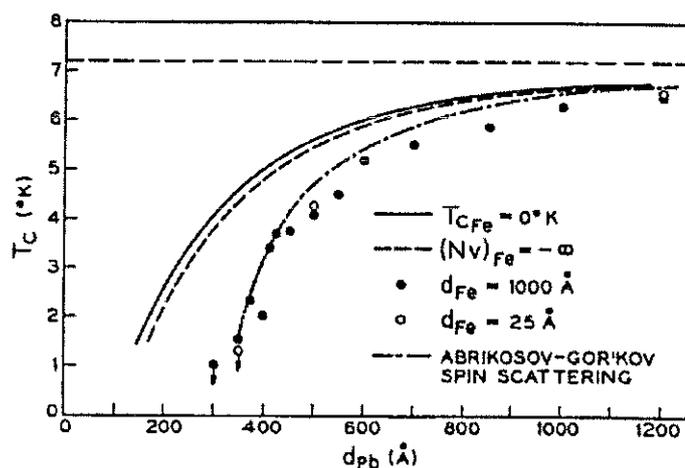


FIG. 2.3 - Température de transition d'un bilame de Pb/Fe pour des épaisseurs de fer de 1000 Å. La T_{cFe} est supposée nulle [77].

lés en associant les théories de de Gennes-Werthamer, pour les effets de proximité entre un métal normal et un supraconducteur, et Abrikosov-Gor'kov pour les impuretés magnétiques. Ces théories vont donner la variation de la température critique en fonction des paramètres du métal normal et du supraconducteur (leur température critique massive T_c , la longueur de cohérence du métal normal ξ_n , la longueur de

pénétration des paires dans le matériau ferromagnétique k_n^{-1} , et τ_s le taux de spin-flip dû aux impuretés diluées aléatoires). On a :

$$\ln\left(\frac{T_{cn}}{T_c}\right) = \chi\left(-\xi_n^2 k_n^2 + \left(\frac{\hbar}{2\pi\tau_s k_B T_c}\right)\right)$$

$$\ln\left(\frac{T_{cs}}{T_c}\right) = \chi\left(\frac{\hbar}{2\pi\tau_s k_B T_c}\right)$$

où χ est une somme de fonction digamma et $k_n^{-1} = \xi_{ns} / \sqrt{\frac{\hbar}{2\pi\tau_s k_B T_{cs}}}$, cette dernière relation permet de faire une estimation de la profondeur de pénétration des paires dans le fer, que l'on trouve égal à $\xi_F = 6 \text{ \AA}$. De Gennes et Sarma [48] avaient déjà émis l'hypothèse que ces longueurs pouvaient être très courtes. Hauser *et al.* ont également observé que les mesures de T_c étaient les mêmes que l'on évapore 15 \AA ou bien 1000 \AA de matériau ferromagnétique. Ceci corrobore bien le fait d'avoir de très faibles longueurs de pénétration. La modélisation n'est cependant pas très réaliste. Traiter une couche ferromagnétique comme des impuretés diluées décorrélatées n'est pas une hypothèse très physique et par conséquent on ne peut pas donner beaucoup de crédit à l'estimation de $\xi_F = 6 \text{ \AA}$. D'autant qu'aucune mesure magnétique n'a été faite sur ces couches pour donner une idée des températures de Curie des matériaux.

Quelques années plus tard, J. Hauser [75] réalisait une nouvelle expérience. Il effectua des mesures de températures critiques sur un échantillon de $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-In-Fe}_3\text{O}_4$, où un supraconducteur est pris en sandwich entre deux couches ferromagnétiques. Comme l'avait prévu de Gennes [46], lorsque les couches magnétiques sont couplées ferromagnétiquement la décroissance de T_c par rapport au matériau massif est plus importante que lorsque les couches sont orientées antiferromagnétiquement l'une par rapport à l'autre. Un environnement antiferromagnétique est moins destructif pour la supraconductivité qu'un environnement ferromagnétique. Malheureusement, ces résultats restent très qualitatifs. Pour conclure, il est intéressant de rapporter l'expérience réalisée par T. Claeson [35] sur des bilames de Pb/Fe. Il a mesuré la densité d'états dans le fer pour voir s'il y avait un gap induit. Or même avec des épaisseurs de fer de 2 \AA en proximité avec du plomb de 250 \AA , aucune ouverture de gap n'a été visible (cf Fig. (2.4)).

Dans les expériences que nous venons d'étudier, l'impact des composés magnétiques

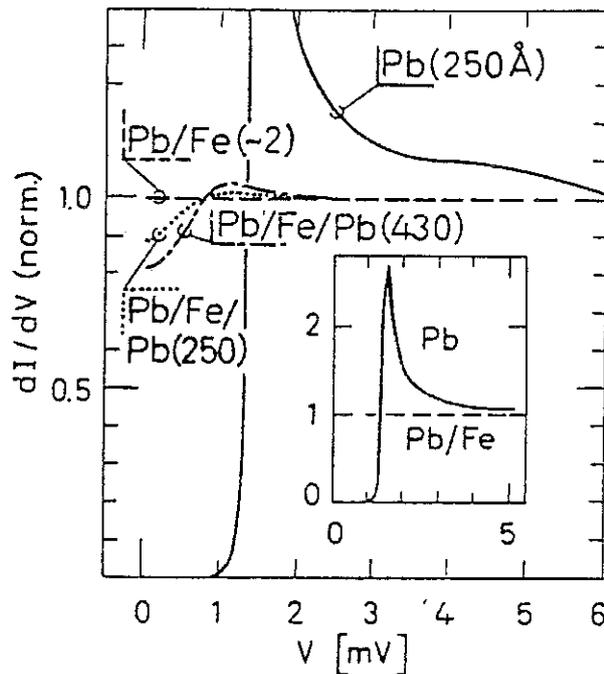


FIG. 2.4 – Pic de conductance en fonction du voltage pour des films de plomb seul, avec du fer en surface ou en sandwich. Aucune amorce de gap n'est visible sur le Pb/Fe à 2 Å. Pour les tricouches, une ouverture de gap apparaît [35].

(impuretés, couches ferromagnétiques) sur le comportement des supraconducteurs a été clairement mis en évidence. Les effets sont extrêmement forts, au point que les mesures expérimentales deviennent très difficiles, soit parce qu'il faut évaporer des couches très minces dont on contrôle mal le comportement magnétique, soit parce que les signaux à mesurer sur des couches plus épaisses nécessitent l'élaboration de techniques de mesures sortant de l'ordinaire. Cependant, des résultats très intéressants ont été obtenus, aussi bien à l'aide d'impuretés qu'avec des couches magnétiques massives. Les longueurs de pénétration des paires que l'on peut extraire des expériences d'effet de proximité sont très courtes et par conséquent difficiles à évaluer. Enfin, aucune apparition d'ouverture de gap dans un matériau ferromagnétique n'a été mesurée et jusqu'à aujourd'hui il n'est pas d'expérience qui ait contredit ce résultat. Les caractères ferromagnétiques et supraconducteurs sont visiblement très antinomiques, il va donc être du plus grand intérêt de préciser leur comportement dans une même jonction. Une revue de tout ces travaux se trouve dans les articles généraux de H. Suhl et B. Maple [82, 119].

2.3 *La physique des électrons polarisés en spin.*

Forte de nombreuses applications possibles dans l'électronique du futur, la physique des électrons polarisés en spin est en nette expansion depuis quelques années. Malgré de nombreux problèmes techniques, la réalisation de nouveaux transistors, dont la physique est basée sur le spin des électrons, devient possible [87], tandis que l'utilisation à température ambiante des multicouches magnétiques comme filtre à spins est désormais courante. Le développement de ces techniques s'est toujours fait en étroit lien avec la supraconductivité. A l'heure actuelle, des expériences d'injection de courants de spins polarisés dans des supraconducteurs classiques ou à haute température critique (HT_c) relancent cet intérêt.

2.3.1 *Effet tunnel d'électrons de spins polarisés.*

Les expériences majeures dans ce domaine ont été réalisées par le groupe de Tedrow et Meservey du MIT [127]. Nous ne parlerons que des résultats qui apportent des informations sur les effets magnétisme-supraconductivité. Les expériences consistent à faire des mesures de conductance sur différents types de jonctions, S/I/F, F/S/I/S, S/F/I/S ou encore S/IF/S où l'isolant est magnétique. Du point de vue technique, les jonctions se composent toujours d'une couche d'aluminium (S) très peu épaisse (typiquement 50\AA) pour pouvoir appliquer des champs magnétiques élevés dans le plan des couches (quelques Tesla) sans faire transiter le supraconducteur dont le champ critique parallèle est estimé à 20 Tesla. Cette couche est par la suite légèrement oxydée pour créer l'isolant (I), puis le métal normal (N) ou le matériaux ferromagnétique (F) est évaporé.

Pour bien saisir leurs résultats, il faut tout d'abord comprendre quel est l'effet d'un champ magnétique sur le spectre de conductance d'une jonction S/I/N. S et N doivent être des atomes légers, car les effets spin-orbite présents dans les atomes lourds perturbent, voire suppriment, les effets qui seront décrit ci-dessous [60]. Lorsqu'on applique un champ magnétique sur la jonction, par effet Zeeman on sépare dans la conductance la contribution des spins-up et des spins-down (cf Fig. (2.5)(a)). Dans une expérience tunnel avec un supraconducteur, on va pouvoir mettre en évidence ce décalage comme on le voit sur la figure Fig. (2.5)(c), les pics de conductance au

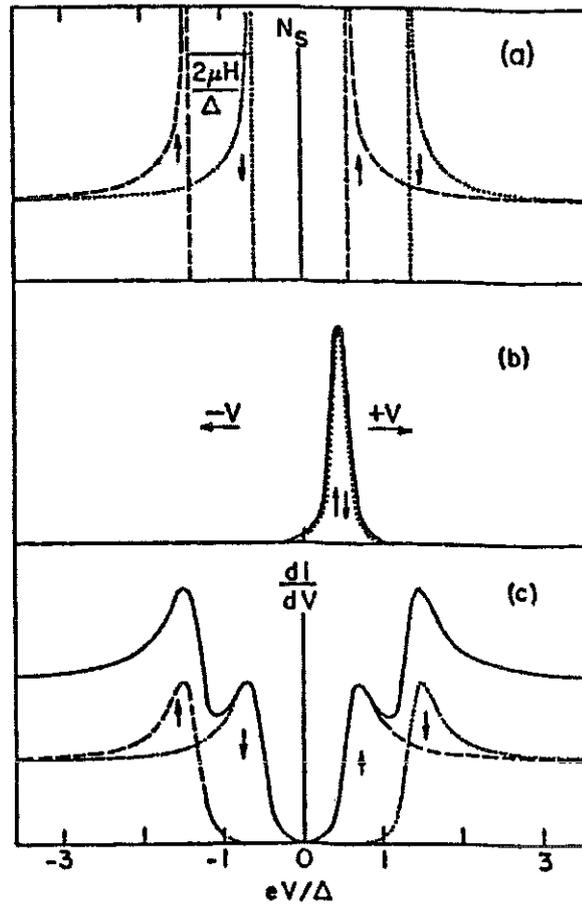


FIG. 2.5 – Mesures de conductance en fonction du voltage. (a) Décalage Zeeman des densités d'états en fonction des spins pour un champ appliqué H . (b) Courant électrique non polarisé dans la jonction tunnel. (c) Conductances spin-up et spin-down décalées par l'effet Zeeman et conductance totale théorique que l'on s'attend à mesurer [127].

niveau de Fermi caractéristiques de la supraconductivité sont dédoublés et l'écart est proportionnel au champ magnétique appliqué: $\delta = 2\mu H$. En revanche, la symétrie du spectre est conservée.

Lorsque le métal normal est remplacé par un métal ferromagnétique, le spectre de conductance devient dissymétrique (cf Fig. (2.6)). A partir des valeurs des pics de conductance on remonte à la polarisation par la relation :

$$P = \frac{(\sigma_4 - \sigma_2) - (\sigma_1 - \sigma_3)}{(\sigma_4 - \sigma_2) + (\sigma_1 - \sigma_3)}$$

qui permet de connaître directement la polarisation à partir du spectre tunnel. Par cette méthode, la polarisation de divers composés magnétiques a pu être évaluée avec beaucoup de précision: $P_{Fe} \approx 40\%$, $P_{Co} \approx 35\%$, $P_{Ni} \approx 23\%$, $P_{Gd} \approx 14\%$.

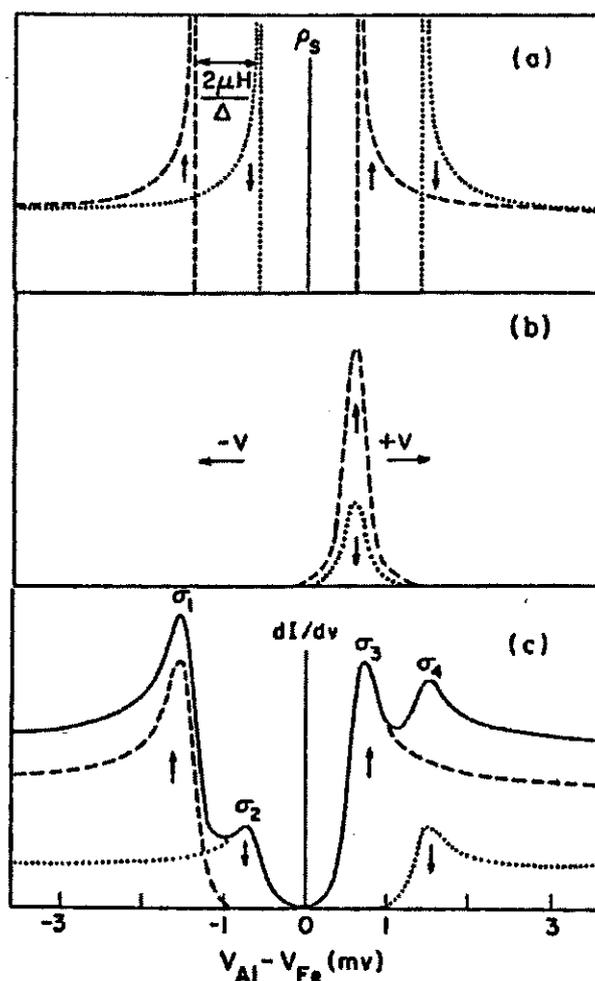


FIG. 2.6 – Conductance théorique d'une jonction tunnel supraconducteur-ferromagnétique sous champ, on retrouve le dédoublement des pics mais la figure est désormais disymétrique. Les σ_i désignent les valeurs de conductance des quatre pics [127].

Les expériences importantes portent tout d'abord sur les jonctions F/S/I/S (EuO/Al/Al₂O₃/Al) [127]. L'oxyde d'euprimum est un semiconducteur ferromagnétique. Dans une telle expérience, on étudie l'effet de proximité du ferromagnétique sur la densité d'états de l'aluminium. Deux pics distincts apparaissent en conductivité pour un champ appliqué de 0.44T (cf Fig. (2.7)). Comme le décalage correspond à un champ effectif de 2.17T, on en déduit que la couche de EuO/Al a un décalage Zeeman équivalent à un champ interne de 1.73T. En fait, la couche de ferromagnétique ne fait qu'ajouter un champ supplémentaire au champ appliqué, tandis que la température critique du bilame EuO/Al ne diminue pas par rapport à l'Al massif. On ne constate donc aucun effet sensible du magnétisme sur la physique du supraconducteur, bien

qu'une observation plus précise des courbes de conductance révèle l'existence d'un faible dépairage type Abrikosov-Gor'kov.

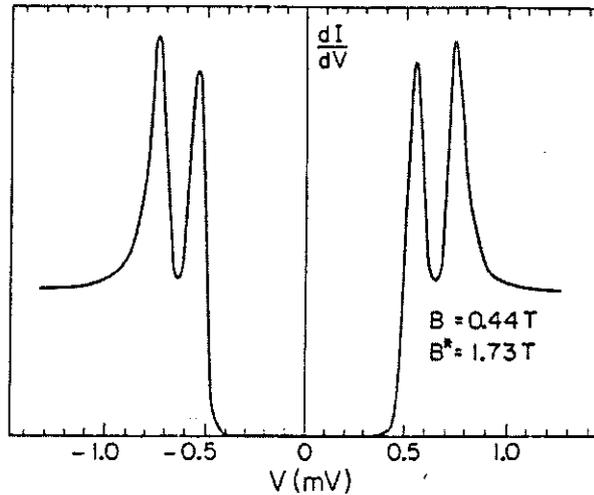


FIG. 2.7 - Mesure de conductance tunnel en fonction du voltage sur une jonction $\text{EuO}/\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ sous un champ appliqué de 0.44T , le décalage est en fait équivalent à un champ effectif de 2.17T [127].

L'étude des jonctions tunnel où l'isolant est magnétique, peut sembler beaucoup plus intéressante. Nous allons, tout d'abord nous intéresser à des expériences réalisées sur des jonctions $\text{Pb}/\text{REO}/\text{Pb}$ (où REO désigne un trihydroxyde de terre-rare Ho, Er ou Lu) [155]. Les comportements des trois trihydroxydes comme barrière tunnel, sont très différents. Le $\text{Ho}(\text{OH})_3$ est ferromagnétique ($T_{\text{Curie}}=2.54\text{K}$), les deux autres sont : soit paramagnétique, soit non magnétique. Pour le $\text{Ho}(\text{OH})_3$, un troisième pic apparaît dans la conductance tandis que les autres composés ont un comportement classique (voir la Fig. (2.8)). L'existence de ce pic pourrait être directement relié au retournement du spin des électrons (spin-flip) dû aux impuretés magnétiques à l'intérieur de la barrière [60]. D'autres calculs théoriques sont parus pour expliquer ces expériences, basés sur la présence d'états localisés de quasiparticules dans une barrière paramagnétique ou ferromagnétique [107, 108].

Des jonctions de type $\text{Au}/\text{EuS}/\text{Al}$, où le sulfure d'euporium est l'isolant magnétique, ont été beaucoup étudiées [128, 71]. Les résultats diffèrent fortement des précédents, aucun processus de spin-flip n'a été observé. Une forte polarisation (jusqu'à 60%) est observée, ce qui se traduit par des courbes de conductance très disymétriques Fig. (2.9). Pour comprendre ces résultats, un modèle très intéressant fut développé

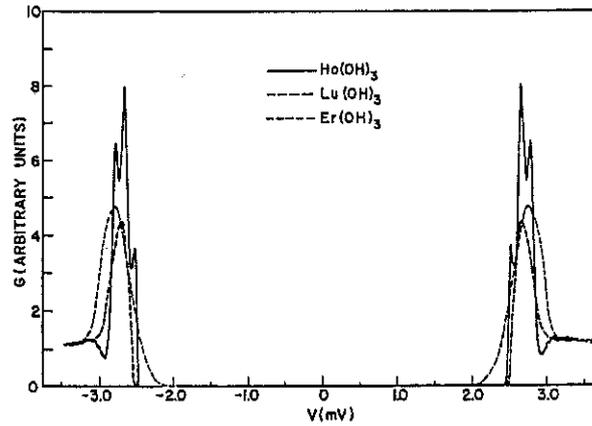


FIG. 2.8 - Conductances tunnel mesurées sur des jonctions de $Pb/Ho(OH)_3/Pb$, $Pb/Lu(OH)_3/Pb$, $Pb/Er(OH)_3/Pb$, seule la couche de $Ho(OH)_3$ est magnétique, ce qui explique la différence entre les trois spectres [155].

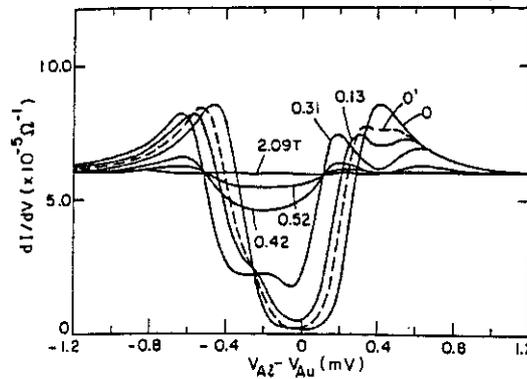


FIG. 2.9 - Conductance tunnel en fonction du voltage mesurée sur une jonction $Au/EuS/Al$ pour différents champs appliqués, la dissymétrie apparente implique une forte polarisation due à la couche isolante magnétique [128].

[128]: la hauteur de la barrière tunnel est supposée dépendre du spin des électrons qui la traversent (cf Fig. (2.10)), la différence de hauteur étant proportionnelle à l'énergie d'échange. Cette description totalement nouvelle, montre que ces jonctions se comportent comme de véritables filtres à électrons, puisque des polarisations supérieures à 80% ont été obtenues [71].

Quel est le bilan de toutes ces expériences? Les mesures de conductance dynamique, nous permettent d'obtenir beaucoup plus de renseignements sur le composé magnétique (polarisation des électrons de conduction etc ...) que sur l'effet de ce dernier sur la supraconductivité. Pour ce qui nous occupe, le plus intéressant serait de faire de la spectroscopie sur des jonctions tunnel du type S/F/I/N [95], de nombreux

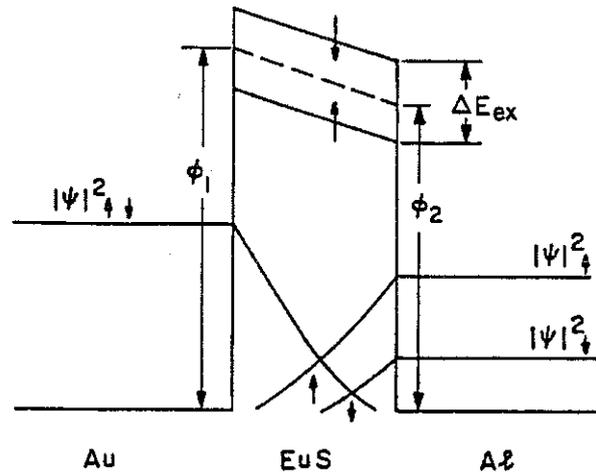


FIG. 2.10 – *Modèle du filtre à spin. Les différences de hauteur de barrière pour les deux types de spin sont représentées par $\phi_1 + \frac{\Delta E_{ex}}{2}$ pour les spins-down et $\phi_1 - \frac{\Delta E_{ex}}{2}$ pour les spins-up du côté du métal normal [71].*

travaux théoriques paraissent d'ailleurs à l'heure actuelle sur ce sujet [58]. Dans cette configuration, nous pourrions voir s'il existe effectivement un gap induit par la supraconductivité dans le matériau ferromagnétique, sur quelle épaisseur de ferromagnétique, et quelle serait la forme de ce gap induit (supraconductivité gapless ou autre).

2.3.2 Injection de spins polarisés dans les supraconducteurs.

Jusque-là, nous avons vu que la présence de composé magnétique en proximité avec un matériau supraconducteur pouvait facilement se modéliser par un champ magnétique effectif appliqué, tout au moins pour les densités d'états. Mais, aucun effet de destruction violente de supraconductivité n'a été mis en évidence, contrairement à ce qu'il se passe avec des impuretés magnétiques diluées. On s'attend quand même à fortement perturber la supraconductivité, si on injecte dans ces matériaux un courant polarisé en spins. Les expériences que nous allons décrire sont très souvent motivées par de potentielles applications. Un parfait contrôle de la supraconductivité permettrait la réalisation de dispositif électronique de type porte[37, 38], voire de transistor [132, 52]. C'est pour cela que les matériaux utilisés sont souvent des supraconducteurs HT_c .

Avec la découverte de la magnétorésistance colossale [86] dans les manganites

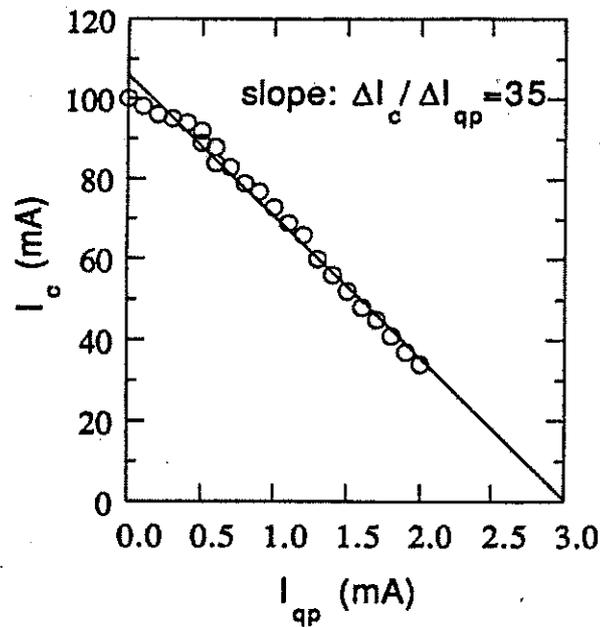


FIG. 2.11 – Courant critique du film d'YBaCuO en fonction du courant polarisé en spin I_{QP} [132].

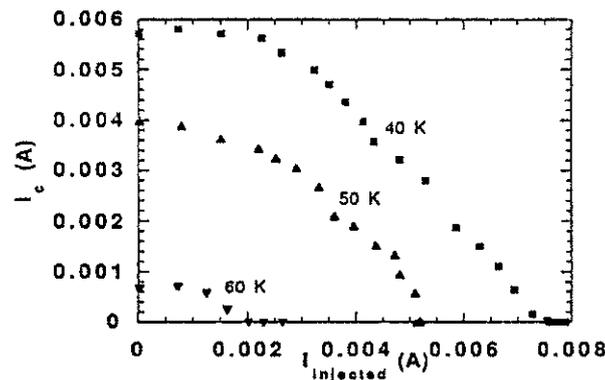


FIG. 2.12 – Dépendance du courant critique du $DyBa_2Cu_3O_7$ d'une couche de $La_{2/3}Sr_{2/3}MnO_3/DyBa_2Cu_3O_7$ suivant le courant injecté à travers la couche de $La_{2/3}Sr_{2/3}MnO_3$ [169].

(LaSrMnO), l'obtention de courants très fortement polarisés grâce à des films évaporés devient réalisable. L'expérience typique consiste à évaporer les différentes couches nécessaires : LaSrMnO/YBaCuO (pour l'équipe du Naval Research Laboratory [132, 94]) par déposition laser ou bien $La_{2/3}Sr_{2/3}MnO_3/DyBa_2Cu_3O_7$ (pour l'équipe du Minnesota [169, 170]) par épitaxie par jet moléculaire. Dans chacune de ces expériences, on injecte du courant perpendiculairement aux couches (ce courant se polarise en

traversant la couche ferromagnétique LaSrMnO), tandis que l'on mesure le courant critique du supraconducteur en courant parallèle aux couches. Les résultats de Osofsky *et al.* sont donnés en Fig. (2.11) et ceux de Vas'ko *et al.* en Fig. (2.12). Globalement la conclusion est la même, lorsqu'on introduit des spins de même direction dans un supraconducteur, l'appariement en paires de Cooper est très perturbé, ce qui se traduit par une décroissance du courant critique lorsqu'on augmente le courant de polarisation.

2.4 Ferromagnétisme et supraconductivité dans les structures submicroniques.

Grâce au développement des techniques de microfabrication, des résultats non plus qualitatifs mais quantitatifs peuvent être obtenus. Nous allons nous intéresser au comportement des microstructures où l'on met en contact un métal normal, en particulier lorsque celui-ci est magnétique, et un supraconducteur. En dehors des effets de proximité déjà bien connus [66], depuis quelques années les effets dus aux tailles des échantillons (en général ces tailles sont inférieures au micron) sont très étudiés. Les grandeurs physiques importantes sont les longueurs de pénétration des paires dans le métal normal : $\xi_{Npropre} = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T}$ en limite propre (ballistique) ou $\xi_{Nsale} = \sqrt{\frac{\hbar v_F l}{6\pi k_B T}}$ en limite sale (diffusive) et la longueur de cohérence de phase (longueur sur laquelle les électrons conservent leur phase) L_φ . Lorsque ces longueurs deviennent comparables à la taille des échantillons de nouveaux effets sont attendus tels que la réentrance¹ de l'état normal à basse température dans des hétérostructures métal normal-supraconducteur, ou bien des effets de type Aharonov-Bohm dans des boucles de métal normal en proximité avec un supraconducteur etc. . . [42].

1. Définition du terme de réentrance en physique mésoscopique (S/N/S) : lorsque la longueur de cohérence normale (ξ_N) devient plus grande que la longueur du métal normal en baissant la température, la supraconductivité induite est génée. Un état résistif plus important est alors restauré dans le système, d'où le terme de réentrance.

2.4.1 Les équations de Bogolioubov-de Gennes et la réflexion d'Andreev.

Le concept clé de toute cette physique est la réflexion d'Andreev [7]. C'est un processus qui permet à un électron de pénétrer du métal normal vers le supraconducteur même si son énergie est comprise dans le gap. En effet, si on se place à température nulle, un électron du métal arrivant sur l'interface N/S ne peut entrer dans le supraconducteur que si son énergie est supérieure à Δ (où Δ est l'énergie des paires de Cooper), il pénètre en fait sous forme de quasiparticule pour les énergies supérieures au gap. Si l'électron incident a une énergie inférieure à Δ , il ne peut être

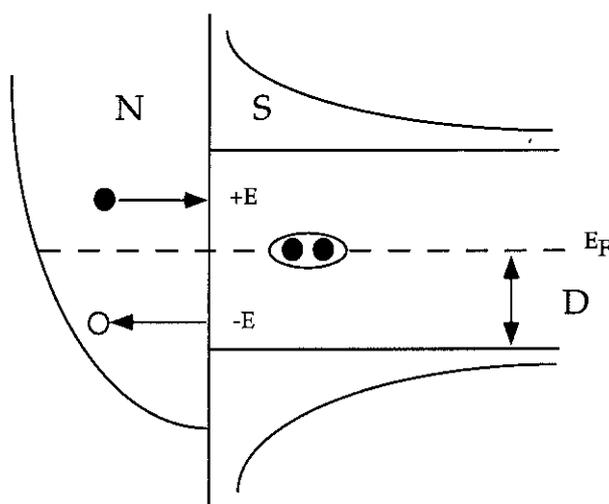


FIG. 2.13 – Représentation de la réflexion d'Andreev à une interface métal normal-supraconducteur. De chaque côté de la jonction sont représentées les densités d'états des deux matériaux. Si un électron (e^-) d'énergie (E) inférieure au gap (mais supérieure à l'énergie de Fermi) tente de pénétrer dans le supraconducteur, un trou (t^+) sera réfléchi d'énergie $-E$, et une paire de Cooper condensera à l'énergie de Fermi

que rétrodiffusé. En 1964, A. Andreev imagine un processus permettant à l'électron de pénétrer dans le supraconducteur sous forme de paire de Cooper tandis qu'un trou serait réfléchi du côté métal normal (cf Fig. (2.13)).

Nous allons décrire rapidement les calculs d'Andreev, car ils seront utiles par la suite pour la modélisation de nos résultats. Si on effectue une transformation de Bogolioubov sur l'hamiltonien de la théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) on obtient deux équations couplées décrivant les excitations dans le matériau supraconducteur, ces équations sont souvent appelées équations de Bogolioubov-de Gennes (pour une dérivation complète on consultera le chapitre 5 du livre de P.-G. de Gennes

Superconductivity of metal and alloys pages 137 à 140 [47]). Si $\Psi(r \uparrow)$ et $\Psi(r \downarrow)$ décrivent les opérateurs de champ type électron up ou électron down, la transformation de Bogolioubov :

$$\begin{cases} \Psi(r \uparrow) = \sum_n (\gamma_{n\uparrow} u_n(r) - \gamma_{n\downarrow}^+ v_n^*(r)) \\ \Psi(r \downarrow) = \sum_n (\gamma_{n\downarrow} u_n(r) + \gamma_{n\uparrow}^+ v_n^*(r)) \end{cases}$$

permet de diagonaliser l'hamiltonien BCS. Les $\gamma_{n\uparrow}, \gamma_{n\downarrow}^+$ sont les nouveaux opérateurs. On obtient alors des équations différentielles couplées sur $u_n(r)$ et $v_n(r)$:

$$\begin{cases} E_n u_n(r) = [H + U(r)] u_n(r) + \Delta(r) v_n(r) \\ E_n v_n(r) = -[H^* + U(r)] v_n(r) + \Delta^*(r) u_n(r) \end{cases} \quad (2.1)$$

où H représente l'hamiltonien sans interaction, U un potentiel de répulsion et Δ le gap supraconducteur. Comme tous les éléments dépendent de la position r , ces équations vont être très adaptées pour décrire les systèmes hétérogènes, c'est-à-dire les structures où le gap supraconducteur varie spatialement. Le cas d'une interface N/S en est un bon exemple. Andreev a résolu ces équations en considérant des solutions sous forme d'onde plane pour $u_n(r)$ et $v_n(r)$. Utilisant la notation $\psi = \begin{bmatrix} u(r) \\ v(r) \end{bmatrix}$, on trouve comme solution dans le métal normal :

$$\psi_{sol} = A \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ikr} + B \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-ikr}$$

Cette solution traduit l'idée de réflexion d'Andreev : une particule type électron (coefficient B) arrive sur l'interface N/S, une particule type trou (coefficient A) est réfléchié tandis qu'une paire de Cooper se forme dans le supraconducteur. Ce processus est détaillé à la Fig. (2.13). Lorsque ce phénomène a lieu pour chaque électron incident, on s'attend à ce que la conductance soit le double de la conductance normale. Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier une extension de cette théorie à tous les types de jonctions allant de l'interface parfaitement métallique N/S, où la réflexion d'Andreev joue un rôle prédominant dans le transport, aux jonctions tunnel de type N/I/S où au contraire le processus imaginé par Andreev n'existe plus.

2.4.2 La théorie de Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK).

Cette théorie qui date des années 80, a joué pour beaucoup dans la popularité que connaît la réflexion d'Andreev à l'heure actuelle. En effet, les auteurs ont su

développer un formalisme efficace repris bien au delà de la physique des contacts ponctuels [19]. Cette théorie permet de calculer les relations courant-tension dans un contact ponctuel aussi bien pour une interface métallique que pour une jonction très isolante. Tous les calculs se font à une dimension. Nous allons brièvement poser les bases de ce nouvel outil. Comme dans le calcul d'Andreev, le système considéré est hétérogène d'où l'utilisation des équations de Bogolioubov-de Gennes. L'interface est décrite par un potentiel de répulsion $V(x) = H\delta(x)$ localisé en $x = 0$. Cette barrière est caractérisée par un coefficient sans dimension $Z = mH/\hbar k_F$: $Z = 0$ décrit une interface parfaitement métallique et $Z \rightarrow +\infty$ une barrière isolante. La transparence de la barrière s'exprime sous la forme :

$$T = \frac{1}{1 + Z^2}$$

ce qui donne une bonne image physique du paramètre Z . Pour résoudre ces équations, on considère un électron incident $\psi_{inc} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iq^+x}$. Les possibilités de réflexion ou de transmission dans le supraconducteur sont données par :

$$\psi_{refl} = a \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{iq^-x} + b \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-iq^+x} \quad (2.2)$$

$$\psi_{trans} = c \begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} e^{ik^+x} + d \begin{bmatrix} v_0 \\ u_0 \end{bmatrix} e^{-ik^-x} \quad (2.3)$$

Les conditions aux limites pour les fonctions d'onde en $x = 0$ (continuité de la fonction d'onde et raccordement des dérivées avec le potentiel en fonction δ de Dirac) sont les suivantes :

$$\psi_S(0) = \psi_N(0) \equiv \psi(0) \quad (2.4)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m}(\psi'_S - \psi'_N) = H\psi(0) \quad (2.5)$$

$\hbar q^\pm = \sqrt{2m}\sqrt{\mu \pm E}$, et k^\pm sont les vecteurs d'onde des particules réfléchies ou transmises. Ces équations permettent le calcul des coefficients complexes a , b , c , d . La Fig. (2.14) illustre toutes les possibilités qu'a l'électron incident de passer ou de se réfléchir sur l'interface N/S. A chaque événement peut être associée une probabilité, $A(E)$ pour la réflexion d'Andreev, $B(E)$ pour un électron rétro-réfléchi, $C(E)$ pour une

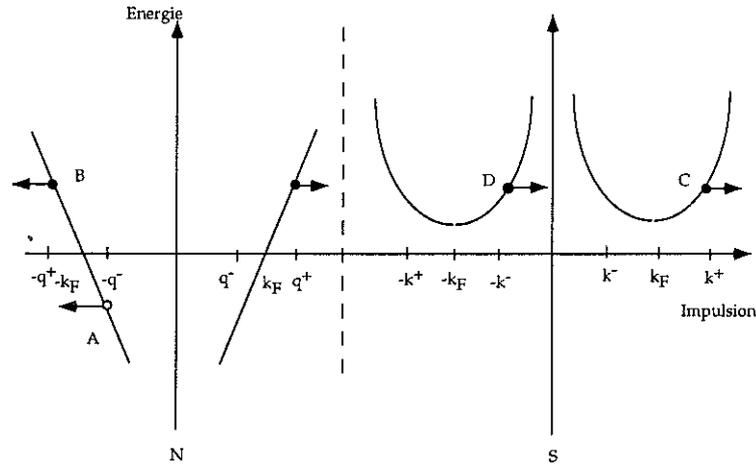


FIG. 2.14 – Diagramme énergie-impulsion d'une interface N/S. L'électron incident est en q^+ (rond noir), l'électron rétrodiffusé est en $-q^+$, le trou réfléchi (rond blanc) est en $-q^-$, et en $-k^-$ et k^+ on a les quasiparticules transmises, de type trou et de type électron respectivement. Les coefficients A, B, C, D, représentent les différentes probabilités pour chaque évènement.

transmission avec le même vecteur d'onde et $D(E)$ pour une transmission avec un changement de branche du vecteur d'onde à la surface de Fermi (branche crossing). Chacune de ces probabilités est calculée à partir du courant de probabilité :

$$\vec{J}_P = \frac{\hbar}{m} (\Im(u_n^* \nabla u_n) - \Im(v_n^* \nabla v_n))$$

[39] si la solution s'écrit : $\psi_n = \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix}$. Ces coefficients s'expriment en fonction des a, b, c, d, introduits plus haut, c'est-à-dire en fonction des paramètres BCS u_0 et v_0 et du paramètre Z ; ils vérifient bien sûr la relation propre aux probabilités : $A(E) + B(E) + C(E) + D(E) = 1$. Quand ces coefficients de transmission sont connus, il ne reste plus qu'à évaluer le courant de charge à travers la jonction lorsqu'elle est polarisée par une tension V :

$$I = 2N(0)ev_F S \int_{-E_F}^{\infty} [f_{\rightarrow}(E) - f_{\leftarrow}(E)] dE \quad (2.6)$$

où les fonctions f désignent les distributions des populations entrantes et sortantes dans le métal normal, $N(0)$ la densité d'états du métal normal à température nulle et S la surface de la jonction. Le courant s'exprime alors facilement en fonction seulement des coefficients A et B :

$$I = 2N(0)ev_F S \int_{-E_F}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] [1 + A(E) - B(E)] dE \quad (2.7)$$

C'est à partir de cette relation que l'on peut calculer les caractéristiques I-V pour tout type de jonction (différents Z) (cf Fig. (2.15)), à n'importe quelle température. De la même façon, il devient très facile de calculer la conductance correspondante,

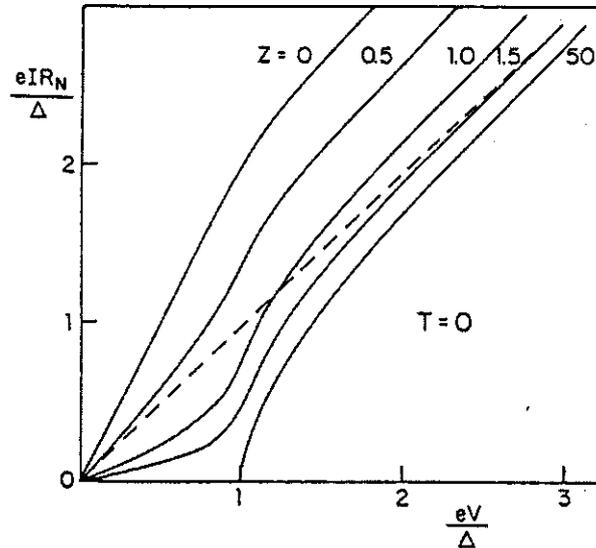


FIG. 2.15 - Courant en fonction du voltage pour différentes épaisseurs de barrière ($Z=0$ à 50). Pour $Z = 50$, on reconnaît la caractéristique d'une jonction tunnel, si la tension est inférieure au gap aucun courant ne traverse l'interface [19].

on en donne quelques exemples à la Fig. (2.16).

On peut voir une excellente illustration de ces résultats dans les expériences de Blonder *et al.*[18]. Malgré le très bon accord entre la théorie et les expériences, des corrections sont possibles. Un système plus réaliste consiste à tenir compte de la désadaptation des vitesses de Fermi entre le normal et le supraconducteur. Si on note r le rapport de ces vitesses, le Z effectif de la jonction est en fait :

$$Z_{eff} = \sqrt{Z^2 + \frac{(1-r)^2}{4r}}$$

Nous verrons que cette correction a encore plus d'importance dans le cas d'un matériau ferromagnétique et d'un supraconducteur HT_c [183], la renormalisation du coefficient Z ne suffit plus à traduire la désadaptation des vitesses de Fermi. L'extension de cette théorie à des jonctions F/S, où le métal normal est remplacé par un composé ferromagnétique est du plus grand intérêt dans le cadre de cette thèse. Le paragraphe suivant est consacré à ces développements.

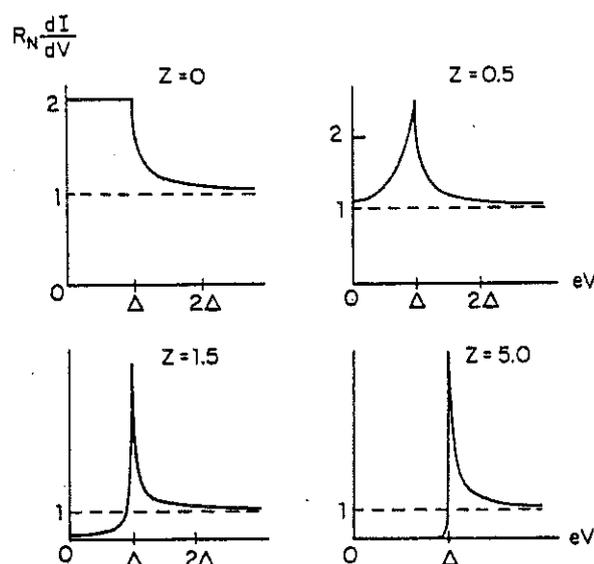


FIG. 2.16 – Conductance dI/dV en fonction du voltage pour différentes valeurs de Z . Quand $Z = 0$, on voit qu'à cause de la réflexion d'Andreev la conductance sous le gap est double de la conductance normal, tandis qu'à fort Z , on retrouve la conductance caractéristique de la densité d'états du supraconducteur [19].

2.4.3 Le modèle des interfaces S/F de de Jong-Beenakker.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter des travaux théoriques de de Jong et Beenakker [49] permettant de calculer les effets d'un champ d'échange sur la réflexion d'Andreev. D'autres travaux traitent aussi de ce sujet mais de façon moins explicite [104]. Suivant de Jong et Beenakker, considérons une interface F/S, où les matériaux ferromagnétiques sont du type métal de transition (Fe, Ni, Co) pour lesquels le modèle de Stoner est supposé valable. Ce modèle permet de décrire de façon simple le comportement de ces composés pour la partie polarisation des électrons de conduction : le nombre de canaux de spins \uparrow (N_{\uparrow}) est beaucoup plus important que le nombre de canaux de spins \downarrow (N_{\downarrow}). De Jong et Beenakker ont étudié la réflexion d'Andreev dans des interfaces F/S parfaitement métalliques à température nulle. Avant de regarder les calculs, il est intéressant de se faire une image physique de ce qu'il se passe. Jusqu'à maintenant, dans les expériences tunnel que nous avons regardées [127], les énergies mises en jeu étaient toujours supérieures au gap supraconducteur, par conséquent la réflexion d'Andreev (RA) ne pouvait pas intervenir. Avec une interface parfaitement métallique ($Z = 0$ dans la théorie BTK), nous avons

accès aux énergies sous le gap, ce qui va nous permettre de tester la RA en présence d'un champ d'échange. Ce processus est fortement perturbé lorsque les électrons de conduction sont polarisés. Pour bien comprendre pourquoi, il faut déjà se faire une idée du comportement en spin de la RA Fig. (2.17).

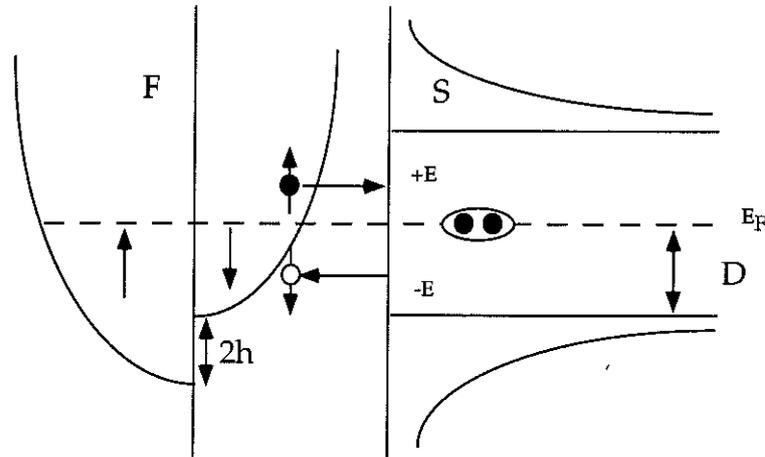


FIG. 2.17 – Si l'électron incident vient de la bande \uparrow , la particule réfléchi sera un trou dans la bande \downarrow . Dans le cas du modèle de Stoner (décalage des bandes \uparrow et \downarrow d'une hauteur correspondante à l'énergie d'échange), on voit donc que la probabilité de subir une RA pour un électron \uparrow ou pour un électron \downarrow seront différentes, car les densités d'états au niveau de Fermi ne sont pas les mêmes pour les deux types de spins.

Si on considère un électron \uparrow incident, il sera réfléchi en trou dans la bande \downarrow . La probabilité pour qu'un électron \uparrow subisse une RA est de $N_{\downarrow}/N_{\uparrow}$, tandis que celle pour qu'il soit réfléchi est de $1 - N_{\downarrow}/N_{\uparrow}$. Le cas d'un électron arrivant de la bande \downarrow est beaucoup plus simple puisque le trou réfléchi va dans la bande \uparrow , celle qui a le plus grand nombre d'état au niveau de Fermi; ce type d'électron subira toujours une réflexion d'Andreev. Par conséquent la présence d'un champ d'échange risque de perturber de façon importante le phénomène de réflexion d'Andreev, voire de le supprimer dans le cas extrême de composé complètement polarisé au niveau de Fermi. Nous pouvons maintenant en déduire la conductance par la formule de Landauer pour un tel système :

$$G = \frac{2\pi e^2}{\hbar} \left(2N_{\downarrow} + 2\frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}}N_{\uparrow} \right) = \frac{8\pi e^2}{\hbar} N_{\downarrow} \quad (2.8)$$

Très récemment, deux séries d'expériences ont confirmé les prédictions théoriques de de Jong-Beenakker [153, 167]. La première équipe (Soulen *et al.*[153]) a réalisé des mesures de conductance sur des contacts ponctuels entre plusieurs types de matériaux

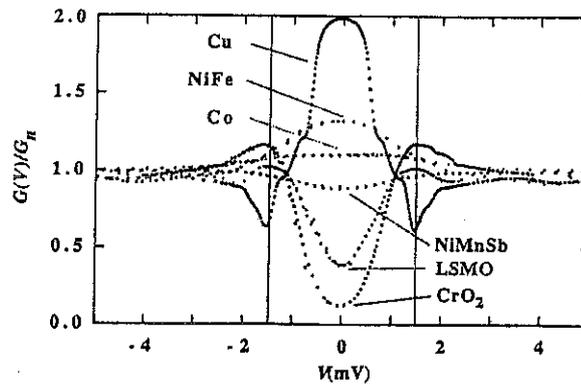


FIG. 2.18 – Conductance différentielle pour des contacts ferromagnétique- supraconducteur (niobium) de polarisations différentes. Le contact avec le cuivre sert de référence. Les lignes verticales marquent l'emplacement du gap du niobium. Pour des composés comme le CrO_2 , la réflexion d'Andreev est complètement supprimée par la présence d'un champ d'échange qui polarise presque 100 % des électrons au niveau de Fermi [153].

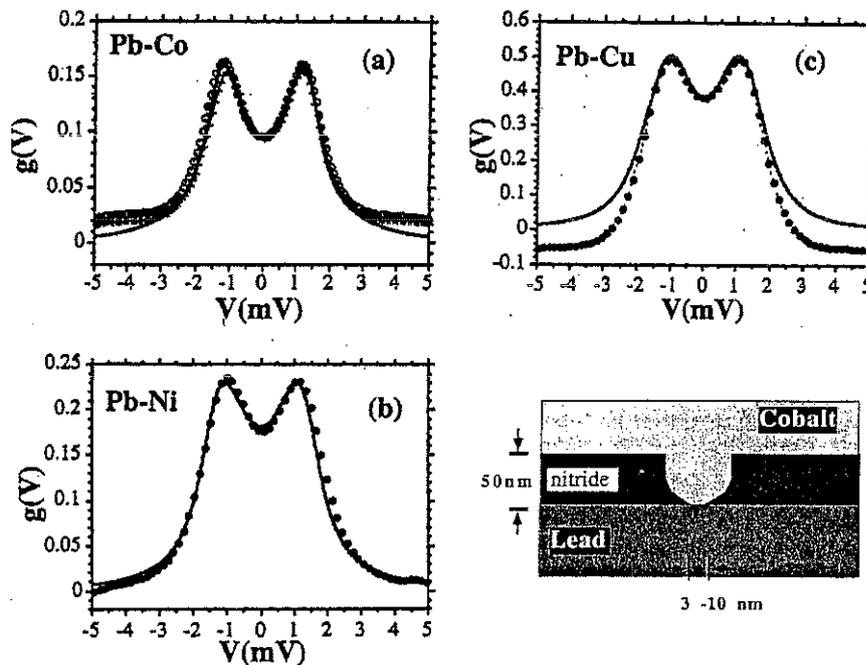


FIG. 2.19 – Conductance différentielle pour des contacts ferromagnétique- supraconducteur (plomb) de polarisations différentes. (a) Contact Pb/Co, la diminution de conductance à voltage nul est très nette. (b) Résultats identiques quoique moins prononcés sur Pb/Ni. (c) Le contact Pb/Cu sert de référence [167].

polarisés en spin et un supraconducteur : le niobium. Sur la Fig. (2.18), la suppression de la réflexion d'Andreev pour les composés ferromagnétiques comme le cobalt ou le NiMnSb est très nette, puisque le doublement de conductance à voltage nul que

l'on voit pour le cuivre, disparaît progressivement avec le degré de polarisation des matériaux. L'interprétation théorique permet de remonter de façon très précise à la polarisation des composés utilisés. En fait, les auteurs proposent même d'utiliser cette technique pour faire des mesures systématiques de polarisation de composés magnétiques. Cependant, d'après les résultats de Zutic *et al.*[183], l'extrapolation de la polarisation à partir de leurs mesures n'est pas aussi triviale que les auteurs le prétendent. Les désadaptations des vecteurs de Fermi peuvent amener de fortes corrections, qui n'ont pas été prises en compte par les deux équipes pour l'interprétation de leurs expériences. Parallèlement à ces expériences, un autre groupe a publié des résultats similaires sur des contacts ponctuels ferromagnétique-supraconducteur [167]. Leur méthode de confection d'échantillon est beaucoup plus originale que dans l'expérience précédente. Les deux couches magnétiques (Cobalt ou Nickel) ou supraconductrice (Plomb) sont évaporées des deux côtés d'une membrane en nitrure de silicium possédant des nanotrous (3 à 10 nm). Les mesures de conductances sont effectuées au travers de ces trous, qui forment donc des contacts ponctuels. Leurs mesures (Fig. (2.19)) indiquent une forte décroissance de la réflexion d'Andreev pour les contacts Pb/Co ou Pb/Ni par rapport aux contacts Pb/Cu, comme pour l'expérience de Soulen *et al.*. L'ajustement de leurs résultats expérimentaux a été fait grâce à la théorie BTK modifiée (voir chapitre 6).

Dans ce chapitre sur les électrons polarisés en spin, nous avons pu étudier de façon quantitative les effets de composés ferromagnétiques de type d, où les électrons de conduction sont polarisés, sur des supraconducteurs. Avec ces expériences basées sur la réflexion d'Andreev, nous obtenons beaucoup plus de renseignements qu'avec des expériences d'injection de courants polarisés. Ce processus, caractéristique de la supraconductivité, est fortement affecté par la présence d'un composé magnétique. Ce sont les premières expériences qui testent vraiment l'interaction d'une couche ferromagnétique et d'un supraconducteur.

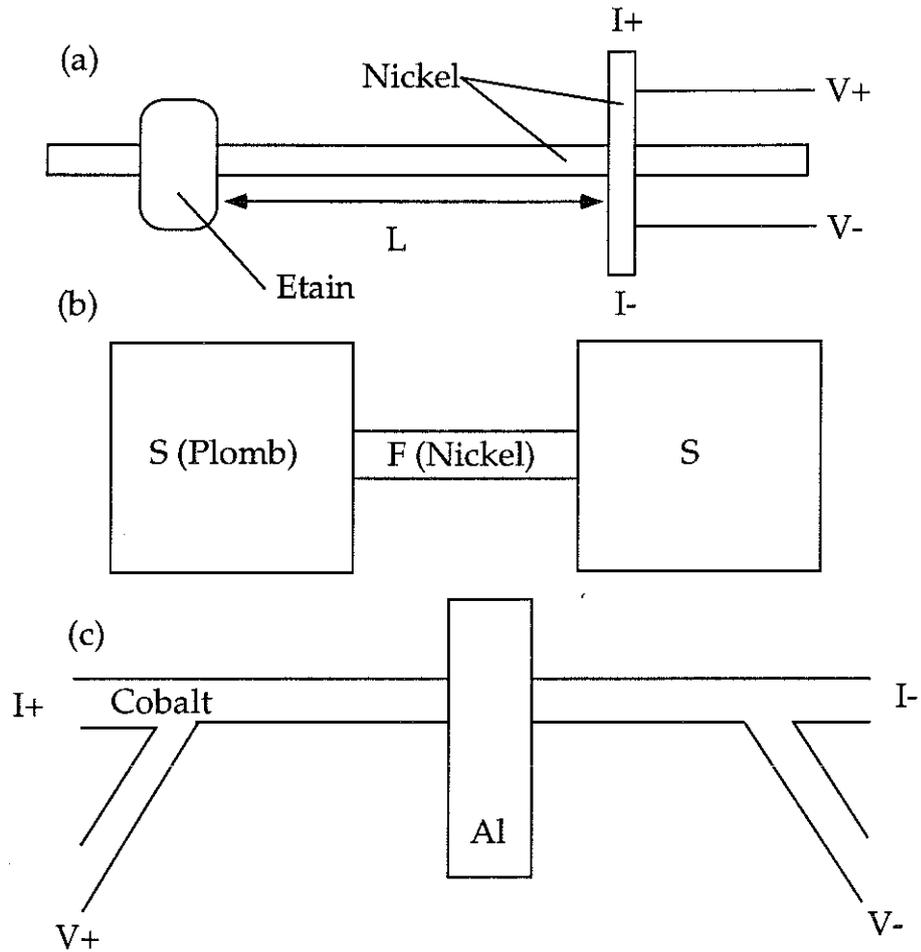


FIG. 2.20 – (a) Géométrie de l'expérience de Petrashov *et al.*[137], un îlot de supraconducteur (Sn) est en contact avec un fil de Ni. (b) Géométrie de l'expérience de M. Lawrence *et al.*[111, 112], deux réservoirs supraconducteurs sont en contact par un fil de Ni. (c) Géométrie de l'expérience de M. Giroud *et al.*[68], un îlot de supraconducteur est déposé sur un fil de Co, entre les contacts de mesure.

2.4.4 Interaction ferromagnétisme-supraconductivité en physique mésoscopique.

Les expériences dans ce domaine sont récentes et encore assez rares. Les premiers résultats parus sont ceux de Petrashov *et al.*[137]. Ils rapportent des anomalies de résistance sous champ sur du nickel avec des plots d'étain à des distances de 0.3 à 2.0 μm (voir la géométrie des échantillons à la Fig. (2.20)). Ils concluent qu'il existe un effet de proximité anormal (beaucoup plus important que ce qui est attendu pour des composés ferromagnétiques), donnant des longueurs de cohérence de paires

anormalement grandes, puisqu'elles avoisinent le μm . Cependant, ces expériences

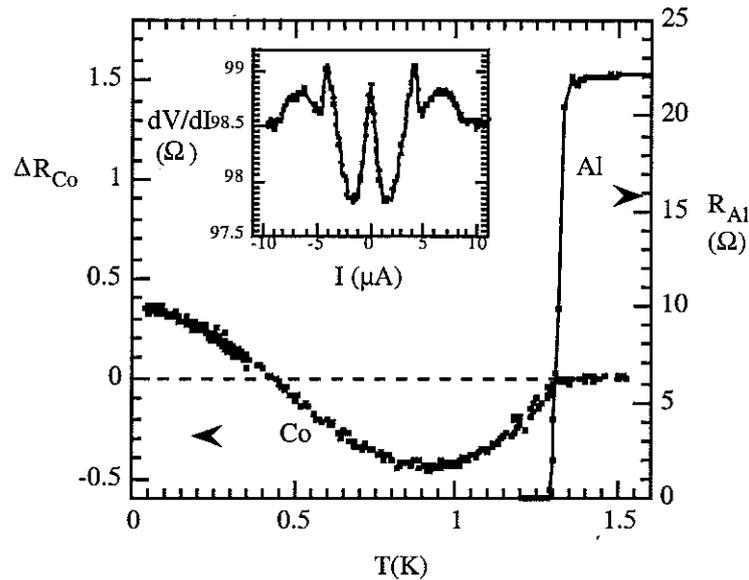


FIG. 2.21 – Mesure de résistivité dynamique d'un fil de cobalt en proximité avec un ruban d'aluminium. Le minimum de conductance est une caractéristique des phénomènes de réentrance. On retrouve des résultats identiques (en énergie) dans les expériences en fonction du courant (voir l'insert)[68].

sont sujettes à caution, et de nombreux problèmes (géométrie, technique de mesure) rendent l'interprétation de leur résultats difficiles. Plus récemment, des expériences ont été réalisées sur une nouvelle géométrie d'échantillon (Fig. (2.20) (c)) [68] par M. Giroud *et al.*. Sur un fil de cobalt est déposé un ruban supraconducteur (aluminium). Leur mesure de résistivité du fil de cobalt indique un net effet de réentrance à basse température (voir la Fig. (2.21)) comme ce qui a déjà été observé sur le cuivre. Au minimum de température peut être associée une énergie caractéristique ($k_B T$) reliée à l'énergie de Thouless. Cette énergie de Thouless est reliée aux longueurs caractéristiques de l'échantillon ce qui permet d'extraire une longueur associée à la cohérence de phase des paires électron-trou dans le cobalt de $0.18\mu\text{m}$. Dernièrement, des expériences ont été réalisées par M.D. Lawrence et N. Giordano [111] entre de l'indium ou du plomb pour les supraconducteurs et du nickel pour le ferromagnétique. La géométrie est donnée en Fig. (2.20) (b). L'observation de réentrance, lorsque la longueur de cohérence de phase est de l'ordre de grandeur des dimensions du barreau de nickel, a été observée pour des longueurs de 700 \AA environ.

L'utilisation de composés ferromagnétiques en mésoscopie a permis de mettre en

évidence des longueurs caractéristiques de cohérence de l'ordre de la fraction de μm , bien supérieures aux longueurs moyennes de pénétration de paires attendues dans les ferromagnétiques (de l'ordre du nanomètre). Il reste maintenant à préciser les facteurs limitant la cohérence dans ces matériaux : longueurs de conservation spin, effet de la polarisation sur la réflexion d'Andreev ou encore les effets des domaines présents dans la couche magnétique. Les expériences récentes sur les accumulations de spin ne seront pas discutées, bien que cette physique soit une conséquence de ce qui vient d'être décrit [160, 113, 88, 81, 124].

2.5 *Super-réseaux et multicouches de ferromagnétique et de supraconducteur.*

Un super-réseau est une succession de motifs identiques composés de différentes couches ferromagnétiques et supraconductrices souvent épitaxiées (pour conserver de bons paramètres de maille entre les différentes couches). Les multicouches sont des systèmes parfaitement semblables aux super-réseaux, qui ne diffèrent que par leur méthode de fabrication. Ces couches ne sont pas épitaxiées. Ces systèmes, très étudiés depuis une quinzaine d'années, ont donné des renseignements permettant de préciser comment peuvent coexister les phases magnétiques (ferro-, para-, superparamagnétique, ou encore verre de spins) avec la supraconductivité .

2.5.1 *Champs critiques, températures critiques et longueur de pénétration des paires.*

Les premières expériences dans ce domaine ont été réalisées sur des multicouches de vanadium-fer [176]. En faisant varier l'épaisseur de fer, il est possible de contrôler comment les couches de vanadium interagissent. Si les couches de supraconducteur se couplent, on obtient un comportement de type tridimensionnel (3D), en revanche lorsque la couche de fer est trop épaisse, il n'y a plus de couplage et le comportement devient bidimensionnel (2D). Les mesures de champs critiques sont une excellente façon de mettre en évidence ce changement de dimensionnalité dans de telles structures hétérogènes comme on le voit sur la Fig. (2.22). En effet, le champ critique d'un

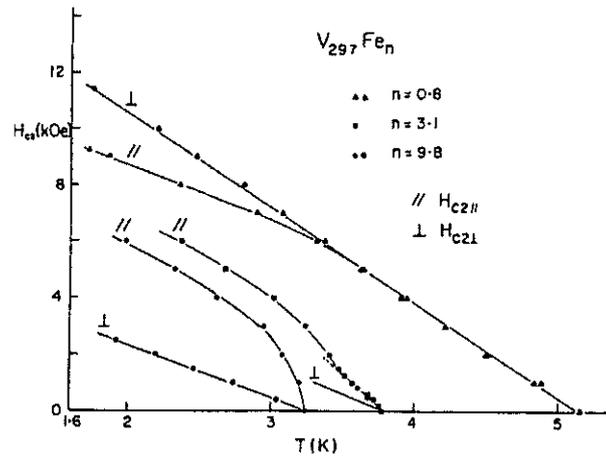


FIG. 2.22 – *Champ critique d'un super-réseau $V/V_{297}Fe_n$ en température. On constate un net changement de physique entre un comportement linéaire en température pour $T > 3.5K$ caractéristique d'un matériaux supraconducteur 3D, et une loi parabolique à basse température, révélant une structure de type 2D [176].*

matériau supraconducteur 2D est donné par :

$$B_{2D} \propto \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}$$

tandis que pour un supraconducteur 3D on a :

$$B_{3D} \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$$

[164]. Nous avons donc la preuve qu'un couplage supraconducteur existe au travers de couches magnétiques. Malheureusement, aucune information physique sur la pénétration des paires ne peut être extraite. Il faudra attendre des expériences plus précises sur le matériau ferromagnétique utilisé, ainsi que sur les épaisseurs considérées pour obtenir des débuts d'information.

Tout d'abord, rappelons ce que nous entendons par longueur de pénétration des paires. Comme dans un bilame S/N, les paires de Cooper vont avoir une certaine probabilité d'exister dans le matériau magnétique sur une longueur qui correspond à la décroissance exponentielle de la probabilité de trouver une paire dans le composé magnétique. De fait, il faut écrire la théorie des effets de proximité entre un supraconducteur et un matériau magnétique. Pour cela, la formulation de Gor'kov de la supraconductivité à l'aide du formalisme des fonctions de Green est très adaptée [3]. Les équations de Gor'kov sont assez difficiles à utiliser, mais Eilenberger [56], puis

par la suite Usadel [168] en ont donné une vision assez simple dans le cas de supraconducteur de type II, en limite sale. En effet, ces équations qui décrivent le transport, tiennent compte de l'équation de Boltzmann, donc décrivent des matériaux contenant des sites de diffusion. Les équations de Usadel peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$-\frac{\hbar D}{2} \nabla [G(\vec{r}, \omega) \nabla F(\vec{r}, \omega) - F(\vec{r}, \omega) \nabla G(\vec{r}, \omega)] = G(\vec{r}, \omega) \Delta(\vec{r}) - \hbar \omega F(\vec{r}, \omega) \quad (2.9)$$

$$-\frac{\hbar D}{2} \nabla [G(\vec{r}, \omega) \nabla F^+(\vec{r}, \omega) - F^+(\vec{r}, \omega) \nabla G(\vec{r}, \omega)] = G(\vec{r}, \omega) \Delta^*(\vec{r}) - \hbar \omega F^+(\vec{r}, \omega) \quad (2.10)$$

avec $G(\vec{r}, \omega)^2 + F(\vec{r}, \omega) F^+(\vec{r}, \omega) = 1$ où $G(\vec{r}, \omega)$ est la fonction de Green ordinaire traduisant les excitations normales dans le supraconducteur et $F(\vec{r}, \omega)$ et $F^+(\vec{r}, \omega)$ les fonctions de Green anormales représentant le condensat de paires. Par rapport aux fonctions initiales de Gor'kov, celles-ci sont intégrées sur l'énergie et moyennées sur la surface de Fermi. $\Delta(\vec{r})$ est le potentiel de paires et D le coefficient de diffusion. Nous avons vu que les équations de Bogolioubov-de Gennes (on peut d'ailleurs remarquer une certaine analogie entre les deux systèmes) étaient très adaptées pour décrire les systèmes hétérogènes; les équations d'Usadel sont, quant à elles, idéales pour décrire les systèmes hétérogènes diffusifs. L'extension de ces équations à un métal ferromagnétique est due à Radovic *et al.* [141]. Pour ce faire, on remplace $\hbar \omega$ par $\hbar \omega + iI$, où I est l'énergie d'échange pour les électrons de conduction. L'effet de proximité entre un métal normal et un supraconducteur est décrit par le modèle de de Gennes-Werthamer en linéarisant les équations de Ginzburg-Landau près de T_c . De façon similaire, pour pouvoir résoudre le système d'équations d'Usadel, on doit se placer près de T_c pour obtenir des solutions. Ce qui nous intéresse, c'est le comportement de $F^+(\vec{r})$, la fonction qui décrit la probabilité de trouver une paire à la distance \vec{r} dans le ferromagnétique. D'après Radovic *et al.*, on a pour un système à une dimension près de T_c :

$$\frac{d^2 F_M(x, \omega)}{dx} = k_M^2 F_M(x, \omega) \quad (2.11)$$

avec $k_M^2 = 2 \frac{\hbar \omega + iI}{\hbar D_M} \text{sgn}(\omega)$ où le potentiel $\Delta(r) = 0$ dans le ferromagnétique, contrairement au supraconducteur, où on a :

$$-\frac{\hbar D_S}{2} \frac{d^2 F_S(x, \omega)}{dx} = \Delta_S(x) - \hbar |\omega| F_S(x, \omega) \quad (2.12)$$

Le grand intérêt de ces équations est de pouvoir découpler gap supraconducteur Δ et décroissance exponentielle de la présence de paires F_M dans le ferromagnétique sur une distance caractéristique

$$\xi_M = \sqrt{\frac{4\hbar D_M}{I}} \quad (2.13)$$

Nous l'appellerons le ξ_{MSale} . Par rapport à l'effet de proximité dans un métal normal où $\xi_{Nsale} = \sqrt{\frac{\hbar v_F l}{6\pi k_B T}}$, la décroissance ici est beaucoup plus rapide et indépendante de la température, car l'énergie caractéristique n'est plus l'activation thermique, mais l'énergie d'échange. La partie imaginaire de k_M traduit la possible oscillation de F_M en présence d'un champ d'échange comme l'avaient déjà démontrée Larkin-Ovchinnikov et Fulde-Ferrel [110, 61] (FFLO), et [50]. D'autres longueurs peuvent être introduites, en particulier la longueur caractéristique de la limite propre est donnée par $\xi_{MPropre} = \frac{\hbar v_F}{I}$. Lors de l'étude des effets magnétiques en proximité, de Gennes et Sarma ont introduit une longueur de décroissance due à des impuretés : $\xi_{dGSarma} = \frac{\hbar v_F}{c\Gamma\langle S \rangle}$ où c est la concentration en impuretés, Γ l'énergie caractéristique du composé magnétique, et $\langle S \rangle$ la valeur du spin de l'impureté. Cette longueur n'a pas tellement de sens physique dans le cas de matériaux magnétiques non dilués. Il faut toujours garder en mémoire que la longueur la plus petite déterminera la physique des paires dans le matériau en proximité d'où l'expression de Spivak [5] pour la longueur de décroissance de la présence de paires :

$$\xi = \left(\sqrt{\xi_N^2 + \xi_H^2 + \xi_M^2} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

où ξ_N est la longueur de pénétration normale (dépendante de la température) et $\xi_H = \sqrt{\frac{\hbar}{2eH}}$ la longueur associée au dépairage dû à un champ magnétique (effet paramagnétique [145]). Dans les systèmes que l'on considère dans ce travail, ces deux dernières longueurs sont toujours beaucoup plus grandes que ξ_M . Par exemple, si on considère un champ magnétique de 100mT, on trouve un $\xi_H \approx 600 \text{ \AA}$, quant au ξ_N on sait qu'à 1K il est de l'ordre du μm , par conséquent la formule 2.14 se résume à $\xi \approx \xi_M$.

Nous allons maintenant nous intéresser aux résultats expérimentaux. Nous ne parlerons que des résultats les plus récents. Tout d'abord, l'équipe de Aarts aux Pays-Bas [96] arrive à extraire à partir de mesures de champ critique sur des multicouches Vanadium/Fer une distance de découplage de 6 \AA , qu'ils assimilent à ξ_M , ce qui

correspond à peu près à l'énergie d'échange du fer (autour de 1eV) dans la limite sale. Ce résultat est à comparer avec celui obtenu par G. Verbank *et al.* [171], qui estiment la longueur de pénétration à 12Å sur des multicouches de Niobium/Fer, les énergies mises en jeu sont à peu près les mêmes, ce qui confirme que ce sont les électrons *d* du fer qui participent à la supraconductivité. D'autres expériences ont été réalisées sur des composés ferromagnétiques de type 4*f*. Par exemple, le gadolinium (Gd) a été utilisé par l'équipe de H. von Löhneysen dans des super-réseaux au niobium [156]. En faisant varier les épaisseurs de niobium entre différents échantillons, les auteurs ont pu en déduire grâce à la théorie de Radovic-Buzdin, une longueur de pénétration de $\xi_M = 13.7\text{\AA}$ pour une intégrale d'échange de $I = 0.22eV$, en accord avec la valeur de l'énergie d'échange pour les électrons de conduction du Gd qui est d'environ 150 meV [40].

Quelques années plus tard, des expériences similaires confirment ces résultats [83]. Des mesures sur des multicouches de Niobium/Nickel ou de Fe₄N/NbN ont aussi été réalisées sans apporter de renseignements supplémentaires [121, 122]. Ce n'est que récemment que l'on trouve des travaux expérimentaux permettant de tirer des conclusions claires sur les longueurs de pénétration des paires dans le ferromagnétique. Des mesures de champs critiques et de températures critiques ont été faites sur des multicouches V/V_{1-x}Fe_x [1]. En faisant varier *x*, ils ont pu jouer sur le moment magnétique par atome dans l'alliage magnétique et donc modifier l'énergie d'échange, puisque dans le cadre du modèle de Stoner on a $I \propto \mu_M$. Sur la Fig. (2.23), on peut voir la variation de la longueur de pénétration en fonction du moment magnétique, ce qui indique plutôt un comportement de type limite propre (voir aussi le tableau de valeur). Mais le résultat le plus original (cf Fig. (2.24)) est le comportement de l'épaisseur critique de V en fonction du moment magnétique par atome de Fer. Cette variation non monotone est tout à fait inattendue. Pour décrire ce phénomène, les auteurs ont introduit le paramètre T caractérisant la transmission de la barrière entre le ferromagnétique et le supraconducteur. A faible μ , le comportement linéaire reflétant le dépairage est classique, en revanche à fort μ , la transparence de la barrière diminue, restaurant la supraconductivité. Cette introduction d'une valeur de barrière variant avec le moment magnétique est d'une assez grande importance dans

ξ_M (Å)	μ_M (μ_B)	α	T
0.14	2.2	0.308	0.005
0.16	1.85	0.296	0.09
0.17	1.6	0.272	0.21
0.27	0.75	0.2	0.43
0.69	0.4	0.276	0.47
1.08	0.25	0.27	0.625

TAB. 2.1 – Valeurs de la longueur de pénétration en fonction du moment magnétique par atome de fer dans l'alliage $V_{1-x}Fe_x$, et coefficient de proportionnalité (α) entre la longueur de pénétration des paires (en Å) et le moment magnétique par atome (en μ_B). On donne aussi la valeur de transmission de la barrière T .

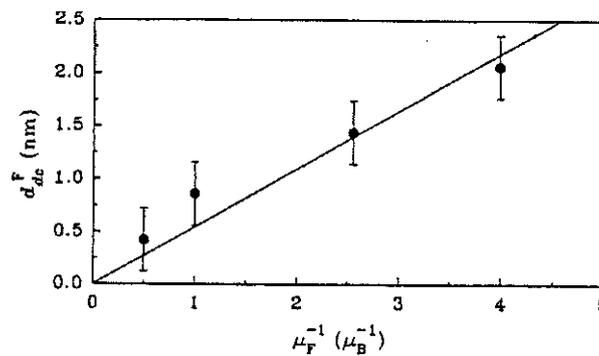


FIG. 2.23 – Longueur de pénétration en fonction du moment magnétique par atome de fer de l'alliage $V_{1-x}Fe_x$. La relation entre d_F et μ_F^{-1} est à peu près linéaire [1].

l'exploitation des résultats expérimentaux sur les longueurs de pénétration de paires.

En résumé, nous avons montré que les longueurs de pénétration de paires sont extrêmement faibles dans un matériau magnétique (de l'ordre du nm), alors que dans un métal normal, autour de 1K, les longueurs de cohérence sont de l'ordre du μm . Mais visiblement, un effet de proximité, même faible, existe dans ces composés. Régulièrement, des articles continuent de paraître dans ce domaine sur des alliages magnétiques [146] ou sur des verres de spins [12], mais comme nous venons de le voir, l'obtention des longueurs de pénétration se fait toujours par des méthodes indirectes. En effet, les multicouche ou super-réseaux sont toujours mesurés en courant parallèle aux couches. Il est donc difficile d'estimer quel est le nombre de couche sondé par les porteurs (lié au libre parcours moyen) et quel est l'effet des réflexions spéculaires

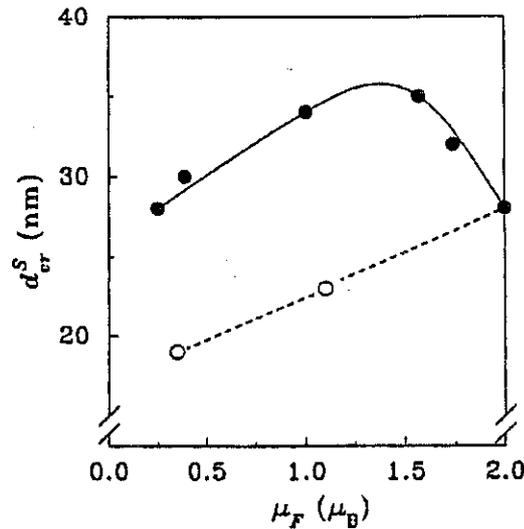


FIG. 2.24 – Variation de l'épaisseur critique de supraconducteur dans un super-réseau en fonction du moment magnétique par atome des couches ferromagnétiques utilisées. Les ronds noirs représentent les expériences sur les alliages vanadium fer, et les ronds blancs d'anciens résultats sur cobalt et nickel[1].

aux interfaces. Comme le signale l'équipe de H. von Löhneysen [146], l'étape suivante consiste à faire de l'effet Josephson sur des jonctions S/F/S. C'est l'objet de ce travail.

2.5.2 Oscillations de températures critiques.

Dans la théorie de Radovic-Buzdin que nous avons présentée au paragraphe précédent, nous n'avons pas parlé de leur résultat principal. De par la périodicité des super-réseaux (noté L), la fonction de Green anormale $F_M(x, \omega)$ est soumise à la condition de Bloch, on a donc :

$$F_M(x + L, \omega) = e^{-i\varphi} F_M(x, \omega)$$

Ces auteurs ont démontré que sous certaines conditions sur les épaisseurs de supraconducteur et de ferromagnétique et sur les longueurs de pénétration, on pouvait avoir un déphasage de $\varphi = \pi$ d'une couche de supraconducteur à l'autre, à l'intérieur du réseau. Suivant les conditions aux limites choisies, on peut schématiser ce couplage dit "π", par analogie avec les jonctions du même nom. Ce couplage de type π peut être vu comme un lent déphasage acquis par la paire pendant son passage dans le champ d'échange du ferromagnétique [50], on en donne une illustration à la Fig. (2.25).

La présence de ce déphasage de π entre les couches supraconductrices devrait

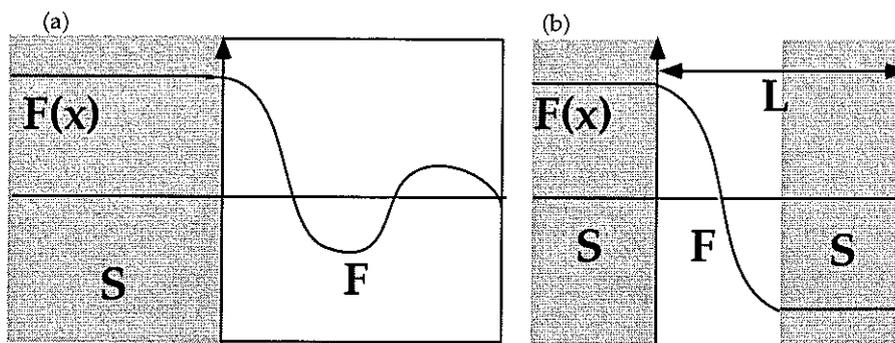


FIG. 2.25 – Variation de l'amplitude de paire ($F(x)$) dans un bilame S/F pour (a), et dans une jonction S/F/S pour (b). Dans le cas de la jonction S/F/S, nous avons représenté les variations de la fonction $F(x)$ pour un couplage π , on a bien $F(x+L) = -F(x)$.

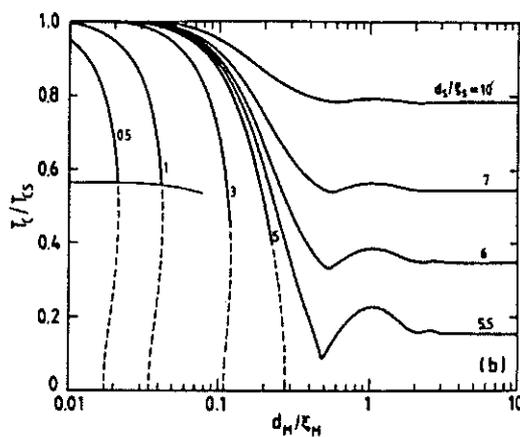


FIG. 2.26 – Oscillations de température critique d'un super-réseau ferromagnétique- supraconducteur, ces courbes théoriques correspondent à une énergie d'échange assez faible et à différents rapports entre l'épaisseur de supraconducteur (d_S) et la longueur de corrélation BCS: ξ_S [141].

donner, sous certaines conditions, des oscillations de température critique du super-réseaux en fonction de l'épaisseur de matériau magnétique, avec, d'après Radovic-Buzdin [141], un minimum autour de la longueur ξ_M (cf Fig. (2.26)). De nombreux travaux théoriques traitent des super-réseaux ferromagnétique/supraconducteur [91, 90, 140] basés sur le et certain utilisant le même formalisme traitent de ces possibles oscillations [30, 32, 33], en particulier on peut trouver un diagramme de phase pour ces couplages de π dans [8]. Un article de revue théorique est paru sur ce sujet [159]. Très récemment, des calculs de densité d'états sur ces super-réseaux ont donné des résultats très nouveaux avec l'apparition de pics de conductance à énergie nulle [139].

Les résultats expérimentaux sur ce sujet sont assez riches et extrêmement controversés.

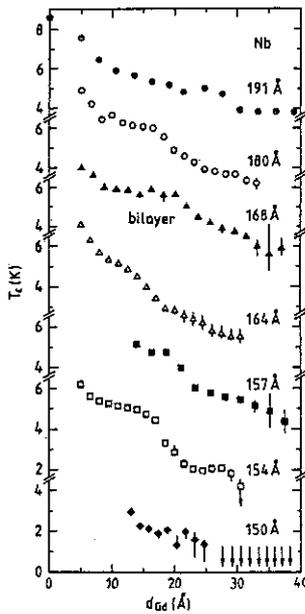


FIG. 2.27 — Variation non monotone de la température critique d'un super-réseau de Nb/Gd en fonction de l'épaisseur de gadolinium. Les différentes courbes correspondent à différentes épaisseurs de niobium. L'accident dans la courbe arrive de façon systématique pour une épaisseur de gadolinium de 17Å. L'épaisseur de niobium dans le super-réseau ne joue pas sur cette valeur [156].

Les comportements non monotones de température critique en fonction de l'épaisseur de ferromagnétique ont été relevés en premier dans les années 80 (cf la revue de Jin et Ketterson [85]). En 1994, les expériences de Strunk *et al.*[156] montrent un changement de physique pour une épaisseur caractéristique du matériau magnétique. Comme on le voit sur la Fig.(2.27), il existe un saut dans la courbe $T_c(d_{Gd})$ autour de 20Å environ de gadolinium, quelle que soit la couche de niobium. Cette marche est alors interprétée par le groupe de Karlsruhe comme la signature d'une transition paramagnétique/ferromagnétique du Gd en fonction de l'épaisseur.

Ce n'est qu'en 1995 que le concept de jonction π fait son apparition dans l'interprétation d'expériences sur des multicouches Nb/Gd [83, 84]. Des oscillations de températures critiques de la multicouche apparaissent lorsque l'épaisseur de Gd diminue dans le motif de base du sandwich (cf Fig. (2.28)). La méthode d'évaporation (au magnétron, sans épitaxie) ne rend pas ces résultats très crédibles. En effet, dans le cas de couches non-épitaxiées, l'oscillation de température a lieu dans la zone où l'on s'attend à ce que les couches de gadolinium ne soient plus continues, c'est-à-dire autour de 10Å (cf les résultats de Cai *et al.* Fig. (2.30)) [181]. Nous avons illustré sur la Fig. (2.29), un phénomène possible expliquant un comportement oscillant de la température, indépendamment de tout couplage π entre les couches de niobium.

Rapidement, une série de résultats ont été publiés sur le sujet utilisant d'autres

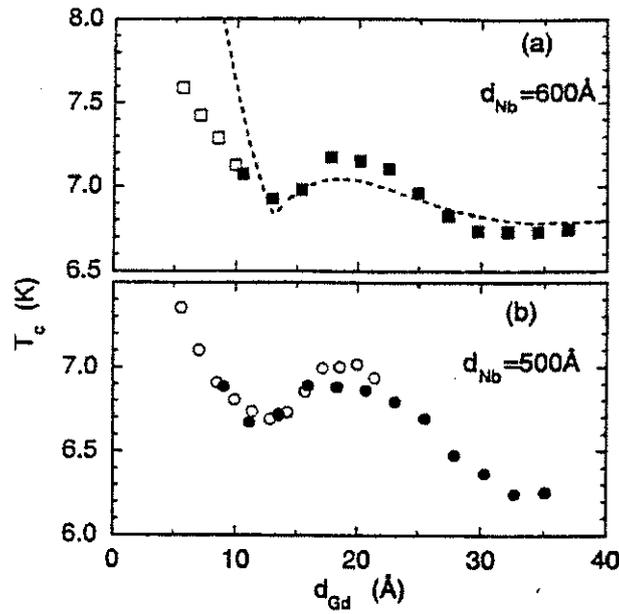


FIG. 2.28 – Transition supraconductrice dans une multicouche Nb/Gd avec (a) $d_{Nb} = 600 \text{ \AA}$ et (b) $d_{Nb} = 500 \text{ \AA}$. Les différents symboles correspondent à plusieurs séries d'échantillons [83].

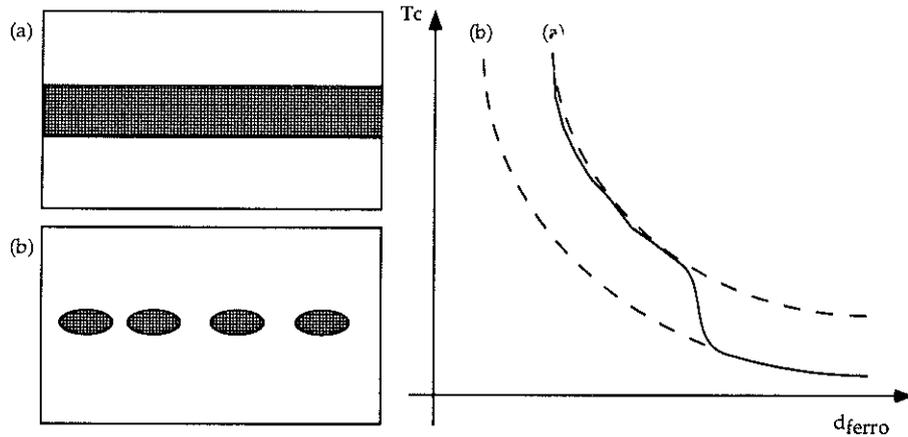


FIG. 2.29 – Schéma d'une multicouche (a) lorsque la couche de Gd est au-dessus de la limite de continuité, (b) ou en dessous de cette limite. La multicouche devient alors une matrice supraconductrice contenant des agrégats magnétiques. Les courbes représentent une possibilité d'oscillation au cours du changement de régime pour $T_c = f(d_{Gd})$, entre un comportement multicouche (a) et un comportement matrice (b) [181].

matériaux et retrouvant des oscillations. Par exemple sur NbN/GdN (supraconducteur et isolant ferromagnétique) [178], ou sur des multicouches à base de verre de spin Nb/CuMn [125]. Les auteurs interprètent aussi l'oscillation comme une preuve de couplage π à l'aide de la théorie de Radovic-Buzdin.

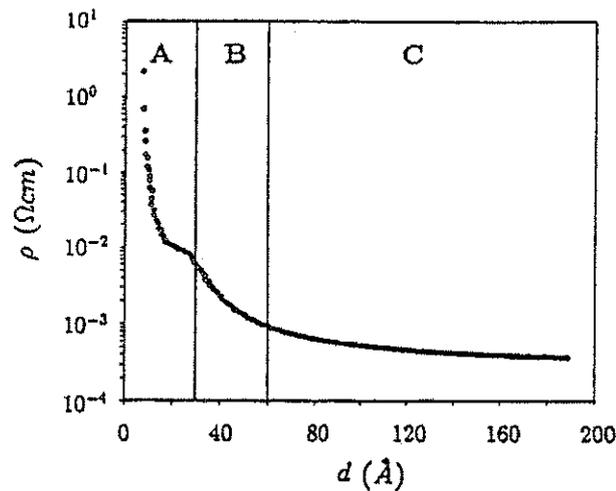


FIG. 2.30 – Mesures de résistivité sur des couches minces de gadolinium. La limite de continuité se situe bien entre 5 et 15Å.

D'autres interprétations sont en fait possibles, comme nous allons le voir avec les mesures de Th. Mühge *et al.*. Leurs expériences portent sur des multicouches Fe/Nb/Fe, dans lesquelles ils font varier les épaisseurs de fer [129]. De même que dans le cas de Jiang *et al.*[83], ils observent des oscillations de T_c . Mais leurs échantillons ont été conçus de telle façon qu'aucun couplage π ne soit possible, puisqu'il n'y a qu'une seule couche supraconductrice. La théorie de Radovic-Buzdin ne devrait donc pas fonctionner et pourtant un résultat identique est obtenu. Le groupe associe ces oscillations à un changement du comportement magnétique des couches de fer autour de 7Å, revenant à la première interprétation de Strunk *et al.*. Ce scénario est largement corroboré par les mesures magnétiques qu'ils ont effectuées [131] sur des échantillons témoins, indiquant l'existence de couches mortes magnétiques pour des épaisseurs de fer très minces inférieures au nanomètre. Il est communément admis que les matériaux magnétiques en couche ultra-mince peuvent avoir des comportements extrêmement différents du massif. Pour le gadolinium, de très nombreux travaux ont montré d'importants effets de surface sur des couches très minces [152], de décroissance des températures de Curie [63], de reconstruction magnétique en surface [162] etc... Ces modifications de magnétisme observées à très faible épaisseur sur des couches épitaxiées sont certainement encore plus importantes sur des couches granulaires. Ces résultats ne sont pas propres aux tricouches puisqu'ils ont aussi obtenu des marches sur des

bicouches Nb/Fe [130]. Même si des échantillons de Fer/Plomb/Fer [65] n'ont pas redonné d'oscillation, ces expériences mettent gravement en doute les résultats de Jiang *et al.* sur l'existence de jonction π .

Tout dernièrement, des expériences très sérieuses sur du Nb/Pd_{1-x}Fe_x/Nb n'ont pas permis de retrouver des oscillations [146]. Malheureusement pour l'argumentation de Mühge *et al.*, un récent article de L. Tagirov [159] démontre de façon très explicite que l'on peut, même avec un bilame obtenir des jonctions π . La controverse n'est donc pas close. L. Tagirov propose une expérience décisive reposant sur un choix judicieux des différents paramètres, aussi bien supraconducteurs que ferromagnétiques.

Pour conclure, nous pouvons dire que la démonstration sans équivoque de l'existence de jonction π reste à faire, tout au moins pour des géométries d'échantillons de type multicouches.

2.6 Jonctions π , impureté magnétique et densité superfluide négative.

Au paragraphe précédent, nous avons vu une certaine façon d'obtenir un couplage négatif entre deux couches supraconductrices. Le cas des super-réseaux est finalement assez récent, tandis que les calculs théoriques prévoyant l'apparition de jonctions π datent des années 70. Dans cette section, les possibilités connues d'obtenir de telles jonctions seront étudiées : effet d'impuretés magnétiques dans une jonction Josephson, symétrie non conventionnelle du paramètre d'ordre, densité superfluide négative, et enfin les effets hors-équilibre dans des structures mésoscopiques. Les expérimentations existantes ne portent que sur les deux derniers mécanismes.

2.6.1 Impuretés paramagnétiques dans une jonction Josephson.

L'étude des effets d'impuretés magnétiques sur le comportement de jonctions (supraconductrices ou semiconductrices) a été menée par J. Appelbaum [9] et P. Anderson [6]. L'introduction d'impuretés magnétiques dans la barrière tunnel leur a permis d'expliquer la présence de pics de conductance à énergie nulle dans les expériences de spectroscopie sur des jonctions sans supraconducteur. Quel peut être l'effet de ces impuretés sur le courant Josephson dans une jonction tunnel? Tout

dépendra de la façon dont on modélise les impuretés magnétiques. La compréhension de ces problèmes est indispensable pour le chapitre 7.

Les premiers calculs ont été effectués par Kulik [100, 101] pour des impuretés de type Abrikosov-Gor'kov. Cette modélisation consiste à traiter l'interaction d'échange $J\vec{S}\cdot\vec{\sigma}$ entre les impuretés (\vec{S}) et les électrons ($\vec{\sigma}$) de conduction en perturbation à l'ordre zéro. Au lieu d'obtenir la formule classique du courant critique d'Ambegaokar et Baratoff pour une jonction S/I/S, le courant critique maximum que l'on peut obtenir est beaucoup plus faible et dépend de la concentration d'impureté. C'est un effet tout à fait similaire à la diminution de température critique d'un supraconducteur par brisure de paires de Cooper, lorsque de telles impuretés sont dans la matrice. Par la suite, Shiba et Soda [147] ont étendu le calcul du courant Josephson en traitant l'impureté au premier ordre. Dans ce calcul, deux contributions peuvent être distinguées, on écrira donc le courant total $I = I_1 + I_2$. Le courant dû au tunnel de paires à travers des impuretés paramagnétiques (Abrikosov-Gor'kov) est donné par :

$$I_1 = \alpha \sin(\varphi_1 - \varphi_2)(1 - J^2 S(S+1)\beta(1 + J\gamma)) \quad (2.15)$$

on retrouve d'ailleurs le résultat de Kulik. Toute l'originalité de ce résultat vient de la deuxième contribution calculée par Shiba et Soda, elle tient compte du spin-flip sur les impuretés, on a :

$$I_2 = -\alpha' \sin(\varphi_1 - \varphi_2)S(S+1)\beta(1 + J\gamma) \quad (2.16)$$

Dans ces expressions $\alpha, \alpha', \beta, \gamma$ sont des constantes dépendantes du matériaux supraconducteur, S est le spin de l'impureté et J est la constante d'échange entre les impuretés et les électrons de conduction (positive dans le cas d'un couplage antiferromagnétique et négative pour un couplage ferromagnétique). Deux remarques peuvent être faites : tout d'abord on retrouve bien un courant tunnel qui dépend du déphasage entre les deux supraconducteurs, et d'autre part la deuxième contribution, suivant la concentration d'impureté, peut être négative, ce qui complètement nouveau.

Bulaevskii *et al.* [22] ont démontré qu'en augmentant la concentration d'impureté par effet de brisure de paires on pouvait diminuer suffisamment le courant I_1 , pour le rendre inférieur à la contribution I_2 . On obtient alors un courant Josephson négatif :

$$I = -I_c \sin(\varphi_1 - \varphi_2) = I_c \sin(\varphi_1 - \varphi_2 + \pi) \quad (2.17)$$

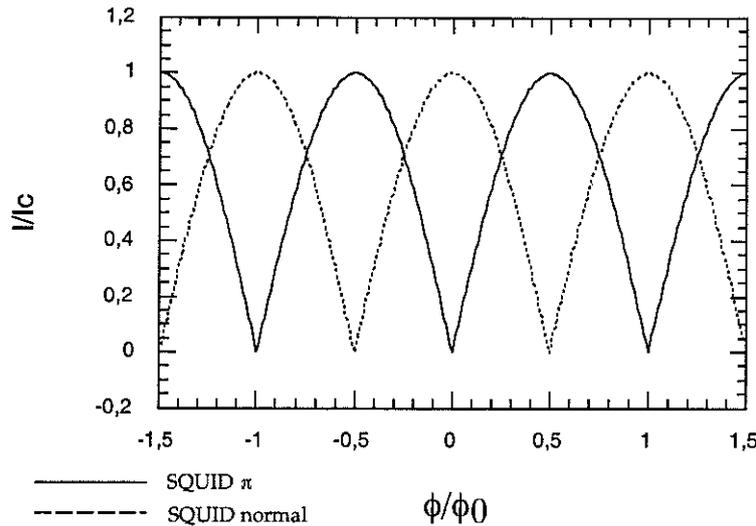


FIG. 2.31 – Variation des courants critiques pour les deux types de SQUID en fonction du flux contenu dans la boucle. En trait pointillé, le SQUID normal possède un maximum de courant critique à champ nul, et en trait plein un SQUID ayant une jonction π .

d'où la définition de jonctions dites " π ".

Pour illustrer ce résultat, on va regarder ce qu'il se passe lorsqu'une boucle supraconductrice contient une jonction π [150]. L'apparition d'un déphasage de π aux bornes de la jonction s'accompagne de l'existence d'un courant spontané dans la boucle, si la boucle est dans son état fondamental. De même, l'existence d'une jonction π dans une des deux jonctions d'un SQUID, va décaler le spectre de courant critique en fonction du champ magnétique appliqué à travers la boucle d'un $\frac{\phi_0}{2}$ (voir la Fig. (2.31)). De nombreux effets ont été prévus dans des boucles, des SQUIDs ou des jonctions, comme l'apparition de vortex dans des jonctions composites normal/ π [23], où un comportement du courant critique en fonction du champ ne serait pas du tout conventionnel. Une modélisation très simple permet de calculer les variations du courant critique dans une jonction composite normale/ π (voir Fig. (2.32)), on trouve [72]:

$$I = I_c \left| \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi\phi}{2\phi_0} \right)}{\frac{\pi\phi}{2\phi_0}} \right| \quad (2.18)$$

alors que dans le cas d'une jonction classique, le courant critique oscille comme un

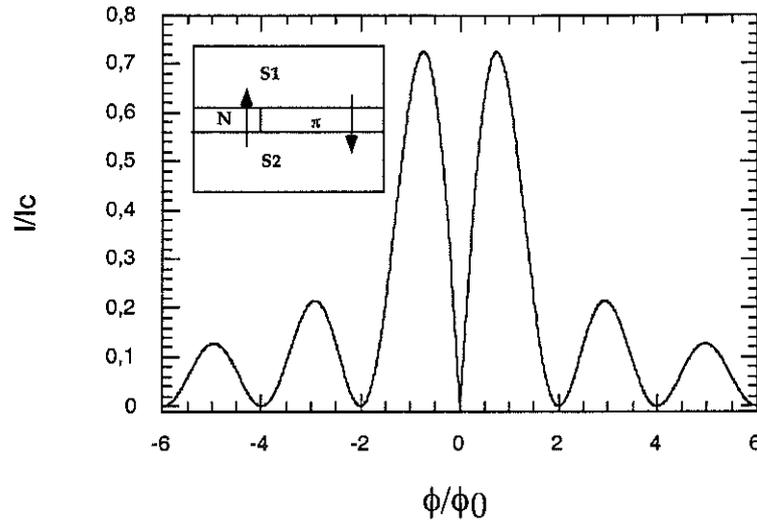


FIG. 2.32 – Variation du courant critique pour une jonction composite (insert). On ne retrouve pas le comportement Fraunhofer habituel. Ce minimum de courant critique à champ nul (au centre de symétrie du spectre) est caractéristique d'une jonction normale/ π .

spectre de diffraction de Fraunhofer [164, 115]:

$$I = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\phi}{\phi_0}\right)}{\frac{\pi\phi}{\phi_0}} \right| \quad (2.19)$$

Mais aucune expérience, à l'heure actuelle, n'a confirmé ces prédictions. Expérimentalement, la difficulté consiste à mettre suffisamment d'impuretés pour que le maximum d'électrons de paires subissent un processus de spin-flip sans que ces impuretés magnétiques se couplent, pour que le phénomène fonctionne ils ne faut pas que les impuretés se voient. En effet, de nombreux travaux ont démontré que si ces impuretés se couplent, les effets attendus ne peuvent pas apparaître car les courants critiques restent toujours positifs [102, 17]. L'extension de ces calculs à des impuretés de type Kondo (perturbation au deuxième ordre) a été faite par Glazman *et al.* [69]. Dans une modélisation assez différentes, O. Zachar retrouve un couplage Josephson négatif dans le cas d'une impureté Kondo [180].

2.6.2 Densité superfluide négative, et couplage Josephson négatif.

Sans s'attarder sur les calculs théoriques, nous allons analyser quelques travaux proposant l'existence de densités superfluides négatives. D'après la loi classique :

$$\vec{J}_S(\vec{r}) = eN_S(\vec{r})\vec{v}(\vec{r}) \quad (2.20)$$

si N_S est négative, la densité de supercourant le sera aussi [11]. En 1991, Spivak et Kivelson [154, 93] ont démontré que dans un supraconducteur désordonné contenant des impuretés paramagnétiques, l'apparition de telles densités superfluides est possible. En considérant un effet tunnel entre grains supraconducteurs à travers un état d'impureté

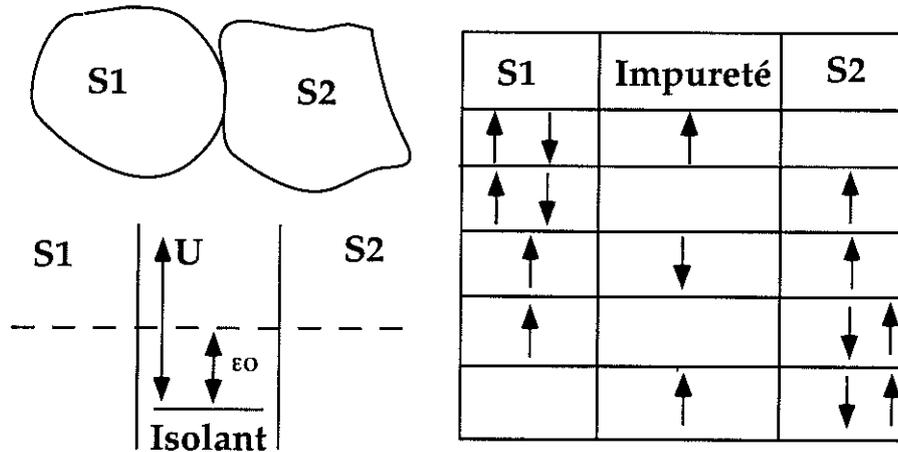


FIG. 2.33 – Modélisation d'une jonction entre grains suivant Spivak et Kivelson, ϵ_0 représente l'énergie de l'impureté et U , l'énergie de type Hubbard d'interaction. Le tableau traduit le passage en quatre temps de la paire par l'état d'impureté, qui est toujours mono-occupé. L'ordre des spins dans la paire est bien renversé entre le supraconducteur 1 et le supraconducteur 2 [154, 93].

localisé (qui ne peut être occupé que par un électron à la fois), on peut démontrer que la configuration la plus favorable correspond à un déphasage de π des fonctions d'onde (voir la Fig. (2.33)). Le passage d'une paire se fait par renversement de l'ordre des spins, d'où le couplage négatif puisque les particules mises en jeu sont des fermions. Dernièrement, de nouveaux calculs basés sur le même formalisme sont parus, et éclairent l'apparition de tels couplages par des diagrammes de phase pour les différentes énergies mises en jeu [143, 144].

Sur des boucles de supraconducteur de dimension adaptée, les différents auteurs montrent qu'avec une probabilité de 50%, l'apparition d'un état fondamental brisant la symétrie par renversement du temps devient possible, c'est-à-dire que l'état fondamental se caractérise par un supercourant et un flux non nul dans la boucle en l'absence de champ extérieur. Les seules expériences parues sur le sujet portent sur des boucles de Mo dopées au Fe, pour différentes concentrations de l'impureté magnétique. Des expériences d'effet Little-Parks ont été réalisées [45], dans le but de

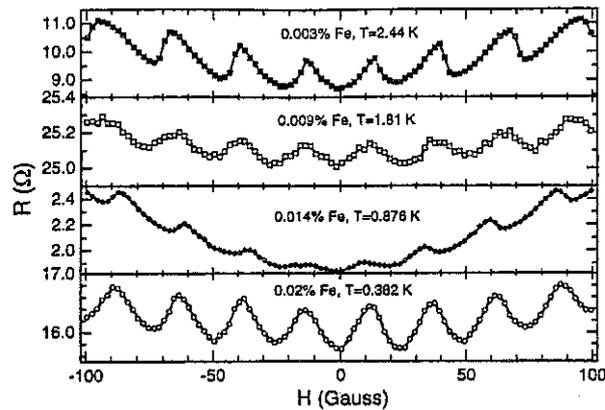


FIG. 2.34 – Mesures d'oscillations Little-Parks de la résistance d'une boucle de $1\mu\text{m}$ de diamètre de molybdène dopée au fer, pour différentes concentrations de l'impureté magnétique. Aucun demi-quantum de flux n'apparaît dans les oscillations [45].

mettre en évidence une demi-quantification du flux. Comme on peut le voir à la Fig. (2.34), les oscillations de résistance en fonction du champ appliqué sont tout à fait classique et correspondent à des quantum de flux entiers. La mise en évidence des effets Spivak-Kivelson a échoué, mais les auteurs de la manipulation pensent que la taille de la boucle est un paramètre critique. Par conséquent, si le périmètre de la boucle est supérieur à la longueur de diffusion spin-flip, les électrons ne conservent pas suffisamment longtemps leur déphasage pour qu'il soit mesurable, et aucun demi-quantum de flux n'apparaît.

2.6.3 Jonctions π dans les supraconducteurs HT_c .

C'est par les travaux concernant la symétrie du paramètre d'ordre dans les cuprates, que les sujets dont on vient de parler dans cette partie ont été mis en avant (voir les articles de revue [149, 72]). Pour expliquer des expériences de susceptibilité anormale (effet Meissner paramagnétique [20, 109]) dans ces composés, M. Sigrist et T.M. Rice proposent l'existence de jonctions π entre les grains dues à l'existence d'une symétrie d du paramètre d'ordre [148]. Ils proposent même une expérience mettant directement en évidence un déphasage de π de la fonction d'onde du supraconducteur entre les différents axes cristallographiques dans les plans cuivre-oxygène (cf Fig. (2.35)).

Rapidement, de nombreuses expériences ont vu le jour visant à mettre en évidence de façon définitive l'existence de cette symétrie non conventionnelle. Wollman *et al.*

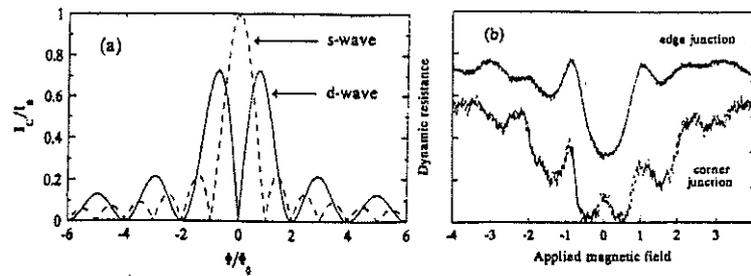


FIG. 2.35 – Résultats expérimentaux de l'expérience du SQUID en coin proposée par M. Sigrist et T.M. Rice. Elle a été réalisée par Wollman et al. [175] sur le coin d'un cristal maclé d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. On retrouve dans les mesures de résistance dynamique les oscillations attendues du courant critique pour les deux types de SQUID. Edge est un SQUID formé sur une des faces du cristal (pas de jonction π), et corner est un SQUID formé sur le coin du cristal (signature d'une jonction π).

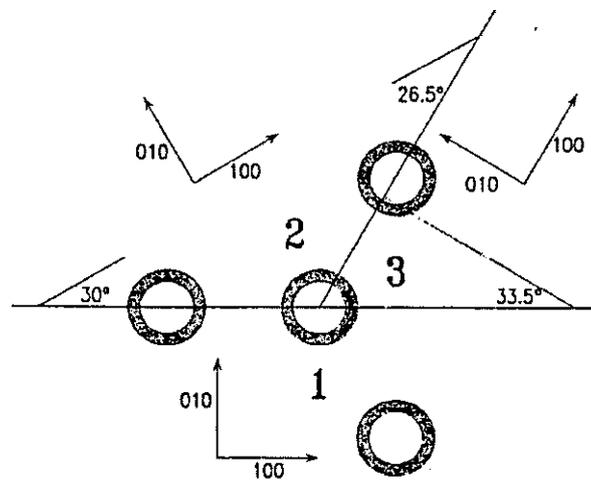


FIG. 2.36 – Cette expérience consiste à épitaxier une boucle de cuprate sur un cristal ayant trois orientations cristallographiques différentes, dans les zones 1, 2, 3. Si le matériau possède une symétrie de type d , un demi-quantum de flux doit apparaître dans la boucle centrale, qui contient trois jonctions, de la même façon qu'il apparaît un courant spontané dans une boucle de supraconducteur à basse température contenant une jonction π [16].

ont réalisé en 1993 [175] l'expérience proposée par Sigrist et Rice et trouvent en effet des résultats compatibles avec la symétrie d (voir la Fig. (2.35)). Un an plus tard, l'expérience du tricristal d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de C. Tsuei et J. Kirtley [165] donnait une nouvelle confirmation de l'existence de cette symétrie (voir la Fig. (2.36)). Cette expérience a été reproduite sur différents cuprates dopés en trous : des composés au thallium [166], et des composés au bismuth [92], confirmant les résultats précédents. Malheureusement, cette expérience n'a jamais été tentée sur des composés dopés en

électrons (comme le NCCO), dans lesquels on attend une symétrie s classique, cela aurait écarté toute controverse.

D'après les paragraphes précédents, il est clair que l'on peut interpréter tout autrement ces expériences, par la présence d'impuretés magnétiques dans les matériaux massifs, ou en surface dans les jonctions [99]. L'explication de certaines propriétés des cuprates par la présence d'impureté magnétique sur les sites de cuivre, dans les plans ou les chaînes Cu-O, a été l'objet de nombreux travaux théoriques [133, 98]. Cette controverse était soutenue par les expériences de l'équipe de R. Dynes [157, 158] reproduites par J. Lesueur *et al.*, de courant critique selon l'axe c entre un film de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et du plomb. Ces résultats ne pouvaient pas être compris en terme de symétrie d . Jusqu'à récemment, la controverse subsistait.

Mais des expériences de courant Josephson ont clarifié sans équivoque l'existence d'une composante s dans le paramètre d'ordre due à l'orthorhombicité de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, et d'une composante d , propre à ce type de supraconductivité [97]. Leurs résultats

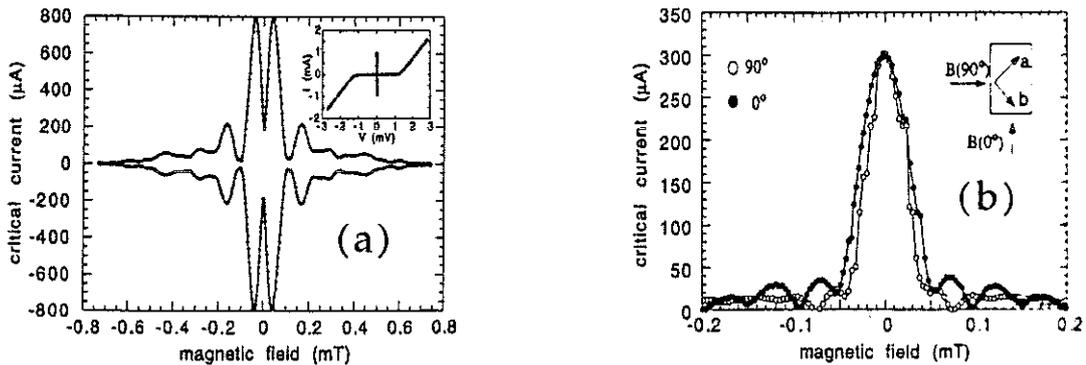


FIG. 2.37 - Spectre de courant critique d'une jonction $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Pb}$ (a) Spectre en $|\sin^2(x)/x|$ caractéristique d'une jonction π car à cheval sur deux domaines (b) jonction classique sur une seul domaine de macle avec un comportement type Fraunhofer en $|\sin(x)/x|$ [97].

sont extrêmement intéressants car ils reproduisent exactement ce que l'on attend dans le cas d'une jonction composite normale/ π (voir la Fig. (2.32) et la formule 2.18 à la page 44). Comme on le voit à la Fig. (2.37), dans le premier cas la jonction est faite à cheval sur une macle. On s'attend donc à un déphasage de π entre les deux côtés, ce qui donne bien une contribution avec un minimum de courant critique à champ nul. Dans le deuxième cas, c'est une jonction tout à fait classique et on retrouve

le comportement de type Fraunhofer pour le courant critique en fonction du champ appliqué.

En fait, les expériences les plus convaincantes en faveur de la symétrie d viennent des mesures de conductances, qui ont mis en évidence l'existence de pics de conductance à énergie nulle [114]. Les tentatives d'interprétation à l'aide des théories d'impuretés magnétiques (Appelbaum, Anderson) dans les barrières tunnel ont échoué, car les valeurs physiques obtenues à partir des modélisations étaient absurdes. C.R. Hu et Y. Tanaka ont indépendamment démontré que ces pics de conductance étaient la signature d'une symétrie d [78, 161, 79]. Malgré quelques travaux théoriques prédisant l'existence de tels pics en présence de couches ferromagnétiques proches de la surface [182], ou dans des super-réseaux ferromagnétique-supraconducteur [139], il serait déraisonnable de vouloir expliquer tous les résultats obtenus dans les supraconducteurs HT_c (jonctions π , pics de conductance à énergie nulle) uniquement en terme magnétique (impuretés magnétiques, couches ferromagnétiques etc. . .) pour conserver au paramètre d'ordre une symétrie s classique.

2.6.4 Conclusions.

Nous avons vu dans ce paragraphe que l'existence de jonctions π dans les supraconducteurs HT_c a été clairement démontrée, aussi bien à partir de boucles (tricristaux), qu'à partir de SQUIDs (expérience de Van Harlingen). Il n'en est pas de même dans le cas des jonctions π à base d'impuretés magnétiques, puisque l'expérience de M. Tinkham *et al.* a échoué, tandis que des expériences sur des SQUIDs n'ont jamais été tentées (voir chapitre 7). Nous verrons au cours de cet exposé, qu'une partie du travail de cette thèse a consisté à élaborer un projet visant à mettre en évidence ce type d'effet.

D'autre part, il est important de noter que d'autres types de jonction π ont été prévues, en dehors du contexte magnétique. L'inversion d'un courant critique serait en effet possible dans des structures mésoscopiques hors-équilibre [172, 174]. Ces effets de renversement de courant critique en fonction du voltage appliqué sur une porte auraient été observés par J.J. Baselmans [16].

3

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES, CONCEPTIONS DES ÉCHANTILLONS

3.1 Introduction.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, jusqu'à présent les couches (ou multicouches) ferromagnétique/supraconducteur ont toujours été mesurées avec le courant appliqué dans le plan des couches (CIP)¹ Ces mesures ne nécessitent pas une instrumentation spécifique, car les résistances à mesurer sont importantes. Seulement, elles n'apportent que des renseignements partiels sur la physique des interfaces S/F. L'idée directrice de cette thèse consiste à réaliser des mesures de transport en courant perpendiculaire aux couches (CPP) sur des jonctions S/F/S. Or, les effets de proximité supraconducteurs dans un matériau ferromagnétique sont attendus pour être très faible, par conséquent, les épaisseurs de matériau magnétique utilisées seront fines. Les résistances à mesurer vont donc être de faible amplitude (de l'ordre du μOhm), pour des courants de mesures compris entre le μA et le mA . Nous voyons que la mesure de jonctions S/F/S nécessitent l'utilisation d'un dispositif très performant permettant l'étude de tensions de l'ordre du nanovolt avec une précision de l'ordre du picovolt. Ces nouvelles techniques de mesures nous permettront d'avoir accès à de nouveaux phénomènes comme par exemple l'effet Josephson dans des jonctions S/F/S, ou encore l'étude des résistances d'interfaces S/F.

1. Nous noterons cette technique CIP pour Current In Plane par opposition à CPP Current Perpendicular to the Plane. Ces termes sont empruntés à la physique des multicouches magnétiques.

3.2 Mesures d'effet de proximité dans des jonctions S/F/S.

3.2.1 Picovoltmètre et montage expérimental.

Les effets de proximité entre un matériau magnétique et un supraconducteur sont supposés être extrêmement réduits (voir le Chapitre 2). Si des courants critiques existent, ils seront donc de très faible amplitude. La mesure de jonctions métalliques sera donc difficile, et les picovoltmètres sont un outil indispensable pour ces mesures bas niveau, nous allons décrire rapidement leur fonctionnement.

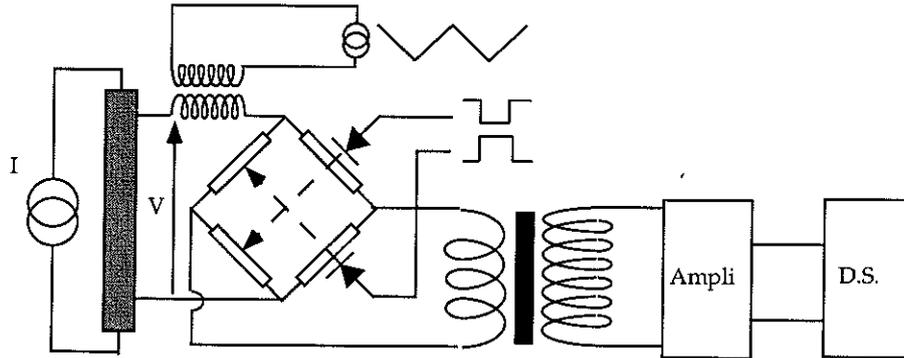


FIG. 3.1 – Schéma des hacheurs supraconducteurs. Un courant continu est appliqué aux bornes de l'échantillon, la tension continue qui apparaît est transformée en signal carré par le hacheur supraconducteur. Le principe consiste à chauffer alternativement (à une fréquence $f=30\text{Hz}$) les branches opposées du pont supraconducteur à l'aide de diodes électroluminescentes. Le signal est ensuite amplifié à froid puis mesuré par une détection synchrone à la fréquence f .

Le système des hacheurs supraconducteurs [64] a déjà été appliqué pour les mesures de très faibles résistances [43, 44] dans des multicouches magnétiques en utilisant un courant continu perpendiculaire aux couches. Leur fonctionnement est décrit à la Fig. (3.1): on applique un courant continu à l'échantillon et une tension continue apparaît à ses bornes. Ce signal est alors rendu alternatif par un hacheur supraconducteur. Des diodes électroluminescentes chauffent alternativement les branches opposées du pont créant un signal carré envoyé sur le transformateur à froid (4K) de rapport 25000. Ce signal est par la suite amplifié par un FET à froid (150K) puis mesuré par une détection synchrone calée à la fréquence d'excitation des diodes.

Il semble très prometteur d'étendre les travaux précédents aux mesures de jonctions S/F/S (où S est le supraconducteur et F le composé ferromagnétique). Comme dans le cas des multicouches magnétiques mesurées en courant perpendiculaire au plan, les

jonctions sont mesurées avec le courant perpendiculaire à la couche magnétique, ce qui explique que les signaux soient extrêmement faibles dans le cas de contact métallique parfait avec le composé supraconducteur. La sensibilité du système de mesure en courant continu est de l'ordre de $10^{-12}V/\sqrt{Hz}$, pour une résistance d'échantillon au primaire du transformateur de l'ordre du $\mu\Omega$. Le gain du montage est mesuré par une rampe de courant circulant dans une mutuelle inductance présente dans le circuit de mesure.

3.2.2 Conception des jonctions.

Suite aux travaux sur les super-réseaux [83], les premières jonctions évaporées se constituaient de deux électrodes de niobium prenant en sandwich du gadolinium. Le choix du composé magnétique sera expliqué en détail dans le chapitre suivant consacré uniquement à la caractérisation magnétique des couches minces de gadolinium. Le magnétisme de ce composé vient de l'interaction entre les électrons de coeur (4f), portée par les électrons de conduction (5d, 6s) par une interaction de type RKKY [40]. Ce magnétisme de coeur est intéressant car il permet l'étude de l'effet d'un champ d'échange ne venant pas des électrons de conduction, sur les paires de Cooper du supraconducteur. Dans le cas des matériaux magnétiques, type métaux de transition, ce sont les électrons de conduction qui font le magnétisme et par conséquent les processus de pénétration des paires seront différents. Nous avons aussi intérêt à étudier le comportement du gadolinium, car c'est un des meilleurs candidats pour jouer le rôle d'impureté magnétique dans une barrière Josephson (voir chapitre 7).

Les premières jonctions Nb/Gd/Nb ont été mesurées par J. Olivares Flores [59]. Malheureusement aucun renseignement majeur n'a pu être tiré, car les courants critiques étaient beaucoup trop forts (supérieurs à 50 mA), il a été impossible de discerner la transition des électrodes de niobium de celle de la jonction. Pour séparer ces deux transitions, une couche d'aluminium a été ajoutée de part et d'autre de la couche de gadolinium, dans le but de diminuer la température de transition de la jonction. Les jonctions se composent donc de deux électrodes en niobium de 500 ou de 250 Å, et d'un sandwich Al/Gd/Al. Des épaisseurs variables d'aluminium dans la jonction (entre 1000, 1500 et 3500 Å) ont été utilisées afin de caractériser l'effet de l'aluminium sur les températures de transition ainsi que sur les courants critiques.

Aucune différence notable n'a été relevée. Les principales mesures ont été obtenues en faisant varier l'épaisseur de gadolinium dans les jonctions entre 20 et 100 Å. La validité des résultats en proximité tient essentiellement dans une bonne caractérisation de la couche de gadolinium, aussi bien structurale (continuité, contrôle des épaisseurs évaporées, granularité) que magnétique (voir le chapitre suivant).

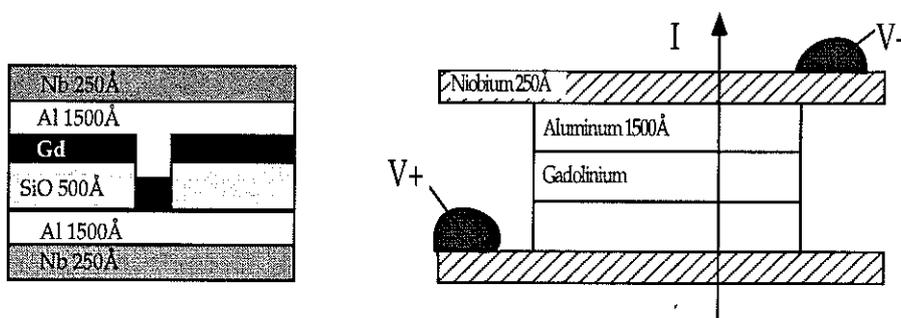


FIG. 3.2 – Coupe transversale des jonctions Nb/Al/Gd/Al/Nb. Le courant circule perpendiculairement aux couches et donc à la jonction. Sur la coupe de gauche, on voit bien la fenêtre de SiO, tandis que sur celle de droite sont illustrés les points de contact.

Les couches sont évaporées sous ultra-vide par canon à électron (voir le tableau 3.1 pour les valeurs numériques des paramètres d'évaporation) au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (CSNSM) par Jérôme Lesueur et Xavier Grison. La géométrie des jonctions est définie par cinq masques mécaniques tournants. Comme le bâti ultra-vide contient deux jeux de cinq masques, à chaque évaporation deux séries de jonctions peuvent être réalisées. La taille de la jonction de 0.1 mm par 0.1 mm est définie par une fenêtre de SiO, une coupe transversale est donnée à la figure Fig. (3.2). Ces tailles de jonctions sont encore importantes, mais on est limité par les possibilités de l'usinage mécanique. Une évaporation est réalisée sur une plaquette de silicium de 2 cm par 3 cm, chaque plaquette contiendra 4 fois 2 jonctions. Les taux d'évaporation sont contrôlés par deux quartz piezoélectriques à des places différentes dans le bâti.

3.2.3 Caractérisation structurale des couches.

Une connaissance approfondie de la qualité des couches utilisées est indispensable pour permettre l'interprétation des résultats de transport. Pour être certain des quantités de Gd évaporées, des couches témoins ont été étudiées par rétrodiffusion

	Nb _{min}	Nb _{max}	Al _{min}	Al _{max}	Gd _{min}	Gd _{max}	SiO _{min}	SiO _{max}
Pressions	2.10 ⁻⁹	10 ⁻⁸	3.10 ⁻⁹	2.10 ⁻⁸	2.10 ⁻⁹	6.10 ⁻⁹	5.10 ⁻⁹	3.10 ⁻⁸
Taux (Å/s)	1	2.5	5	20	0.3	1.2	5	20
I (mA)	300	500	80	100	50	80	10	30

TAB. 3.1 – Tableau des paramètres importants d'évaporation; la pression d'évaporation (en torr) dans le bâti, le taux d'évaporation et le courant appliqué dans le filament (I en mA). Les pressions de base avant évaporation sont comprises entre 10^{-9} et 4.10^{-9} .

Rutherford (RBS) au CSNSM, pour les épaisseurs qui nous intéressent (entre 0 et 100Å); les épaisseurs mesurées en RBS sont en parfait accord avec le résultats des quartz (cf Fig. (3.3)), par contre ces mesures de rétrodiffusion ne sont pas assez précises pour donner une information sur la continuité des couches de gadolinium.

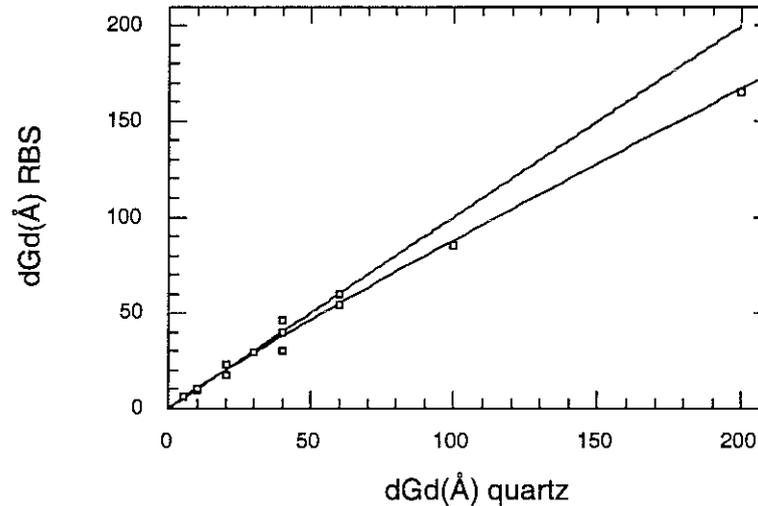


FIG. 3.3 – Comparaison des mesures d'épaisseurs de gadolinium évaporées selon deux méthodes RBS ou quartz. Pour les faibles quantités (inférieures à 100Å), l'accord est très bon. La droite représente l'accord théorique parfait entre les deux méthodes de mesure de quantité de Gd évaporée. La deuxième ligne est un guide pour les yeux.

La continuité des couches de Gd est un paramètre essentiel pour les mesures que nous allons présenter ultérieurement. Des mesures de microscopie électronique à transmission (TEM) ont été réalisées au CSNSM par M.O. Ruault, on voit un exemple de ces images à la Fig. (3.4). Sur la Fig. (3.4) (b) seulement une fraction du faisceau diffracté est étudiée. On ne voit donc qu'une fraction des grains de gadolinium. Si on

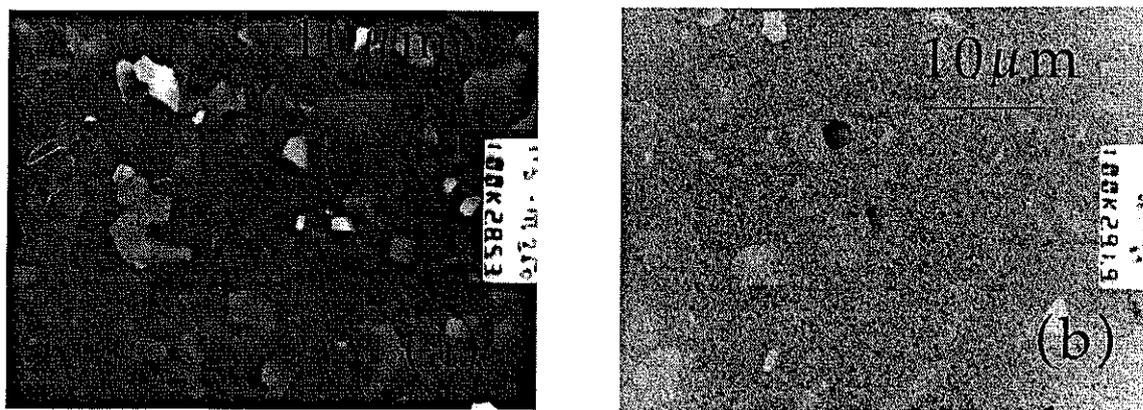


FIG. 3.4 – Image des couches de gadolinium et d'aluminium par microscopie électronique à transmission (TEM) en champ sombre. Seulement une fraction du faisceau diffracté est étudiée (a) Image d'une couche d'aluminium de 1500Å. On peut distinguer parfaitement les cristallites. (b) Image d'une couche de gadolinium de 60Å. La structure granulaire est bien mise en évidence, la taille des grains peut être estimée à 100Å en moyenne.

compare le recouvrement de la surface par les grains et la fraction de faisceau diffracté, on peut remonter à la continuité des couches. D'après ces expériences, la limite de continuité est estimée être inférieure à 20Å. Nous travaillerons donc uniquement avec des épaisseurs de gadolinium suffisante pour avoir des couches continues, sinon les mesures d'effet Josephson n'auront aucun sens. L'autre information importante que l'on peut extraire de ces mesures porte sur la structure des couches de Gd. Ces couches sont granulaires avec des tailles de grains de l'ordre de la dizaine de nanomètre. Ce comportement est d'une extrême importance pour l'exploitation des résultats de caractérisation magnétique et de mesures de transport, car les comportements d'une telle couche s'éloigneront forcément du matériau massif, ainsi que du comportement de couches minces épitaxiées.

3.2.4 Environnement des mesures.

Les contacts sur les rubans de niobium sont faites au fer à ultrason par des soudures à l'indium. Par cette méthode, les résistances sur les plots de soudure sont faibles. Les mesures sont toujours effectuées en quatre fils (voir le schéma du montage à la Fig. (3.1)) dans un réfrigérateur à dilution permettant de descendre jusqu'à 30mK [64]. Avec les courants utilisés, les mesures sont possibles de 40 mK à 9K sans champ et de 100mK à 9K sous champ maximum. La bobine de champ utilisée se trouve sous

vide dans le calorimètre, elle a un H/I de 183 mT par ampère, avec une inductance de 2.6 henry. L'homogénéité du champ est de 1 % sur 3mm. La bobine ne peut supporter plus de 4 A, donc son champ maximum est d'environ 700 mT.

3.3 Mesures des effets d'impuretés magnétiques dans une jonction Josephson.

3.3.1 Introduction.

Au delà des effets de proximité dont on vient de parler, se cache l'intérêt pour la physique des jonctions π (voir la dernière section du précédent chapitre). Un des moyens d'investigation passe par l'étude de jonctions supraconducteur - métal avec les échantillons de Nb/Al/Gd/Al/Nb, l'autre moyen consiste à réaliser l'expérience proposée par Bulaevski *et al.*[22]. Dans cette expérience, on cherche à mesurer les effets des impuretés magnétiques sur une jonction Josephson, en réalisant un SQUID, dont une des jonctions possède de telles impuretés. Les mesures de courants critiques en fonction du champ appliqué doivent permettre de mettre en évidence ce phénomène jamais observé jusqu'à maintenant.

3.3.2 Choix des matériaux.

Le SQUIDs sont fabriqués à partir d'évaporation d'aluminium. Malgré l'obligation d'utiliser une dilution pour faire les mesures, cet élément possède de nombreux avantages. Son évaporation à travers des masques en résine ne pose pas de problème, et ses formes d'oxyde, pour la barrière tunnel, sont stables et simples : Al_2O_3 . Le niobium, par exemple, ne possède pas toutes ces caractéristiques. Il s'évapore en chauffant le substrat, ce qui détériore la résine (en fait elle subit un recuit durant l'évaporation), de plus les formes d'oxyde du niobium sont assez complexes.

Comme je l'ai indiqué précédemment, pour avoir des impuretés magnétiques, le gadolinium est l'élément idéal. En effet, même isolé dans une matrice non magnétique, ce matériau conserve son moment magnétique intrinsèque. Le projet est donc de fabriquer un SQUID en aluminium avec des barrières d'oxyde en Al_2O_3 et de déposer dans une des barrières des impuretés de gadolinium (voir Fig. (3.5)). La surface de la boucle du SQUID ne doit pas être trop importante pour que les champs

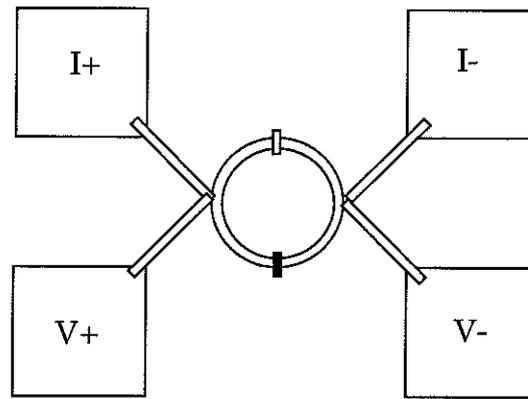


FIG. 3.5 – Dessin du SQUID en aluminium. La jonction en noir contient des impuretés magnétiques, tandis que l'autre est une jonction classique.

correspondant à un quantum de flux ϕ_0 ne soient pas trop petits. Le mieux est de pouvoir travailler autour du gauss. Le diamètre des boucles sera d'une dizaine de μm . Les jonctions, quant à elles, doivent être de faible surface pour limiter les problèmes d'hétérogénéité dans l'épaisseur de ferromagnétique. Les échantillons (masques) ont été réalisés par lithographie électronique. Cette technique est indispensable pour obtenir les structures de l'ordre du dixième de μm dont nous avons besoin.

3.3.3 Réalisation des échantillons.

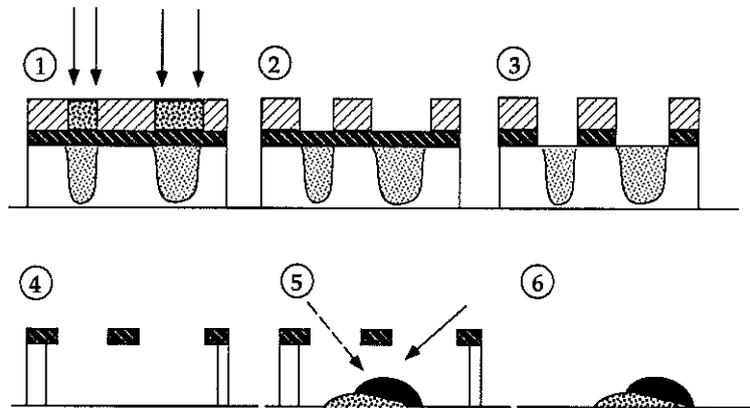


FIG. 3.6 – Détail du procédé tricouche. Sur une plaquette de silicium, on étale une première couche de résine assez épaisse (en blanc). Sur cette couche de résine, on dépose un film très fin de silicium (noir hachuré), puis une nouvelle couche fine de résine (en blanc hachuré). Voir le texte pour la description totale du procédé.

L'évaporation des différentes couches d'aluminium se fait à travers un masque de silicium porté par une couche de résine. Cette méthode, appelée méthode tricouche, a

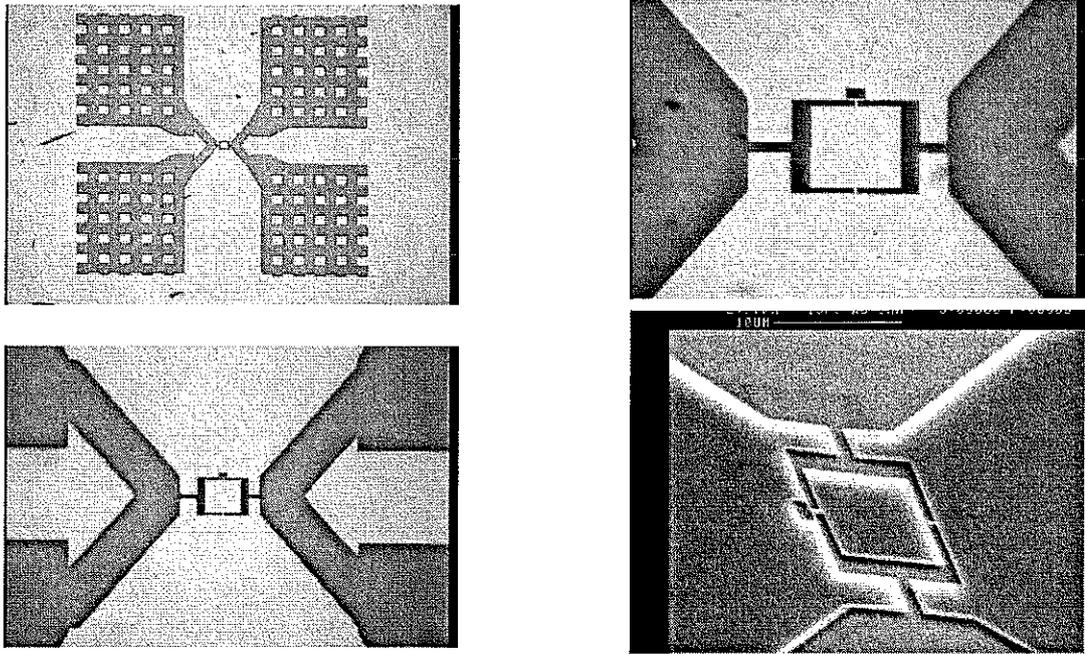


FIG. 3.7 – Ces photographies donnent une vue générale des masques de silicium, pour différents grossissements au microscope optique. La dernière vue en oblique a été obtenue au MEB.

été développée au laboratoire [34] lors de thèses précédentes, le procédé est expliqué à la Fig. (3.6). Il se décompose en plusieurs étapes :

1. Insolation de la première couche de résine suivant la forme désirée. Les parties insolées sont en pointillé. Un certain nombre d'électrons traversent le film de silicium et sont reçus par la couche inférieure de résine, qui est donc partiellement insolée.
2. Premier bain dans le développeur, seule la résine insolée est nettoyée.
3. Par un plasma SF_6 , la couche de silicium est usinée selon le motif insolé.
4. Deuxième bain dans le développeur : on commence par enlever la résine insolée dans la couche inférieure, puis par un plasma à oxygène, on dégage la résine restante; c'est alors que se forment des surplombs.
5. L'évaporation de différents métaux devient possible. L'utilisation des surplombs de silicium garantit une très bonne définition des rubans, et celle des ponts permet l'obtention de jonctions par recouvrement de plusieurs rubans.

6. Lorsque les évaporations métalliques sont terminées, il suffit de réaliser un lift-off (10 minutes dans l'acétate de Cellosolve (éther monoéthylique de l'éthylène glycol acétate) à 80 degrés celsius) pour nettoyer les restes de résine et conserver les motifs à étudier. Les soudures à ultra-son se font à la micro-soudeuse avec des fils d'aluminium de $33\mu\text{m}$ de diamètre.

Nous utilisons comme résine le PMMA, c'est une résine électro-sensible, qui permet l'insolation par faisceau d'électrons à partir d'un microscope électronique à balayage (MEB). La couche inférieure ($1.4\mu\text{m}$) est réalisée en PMMA dilué à 9 %, le film de silicium fait 400\AA , et enfin la couche supérieure ($0.2\mu\text{m}$) est en PMMA dilué à 2 % .

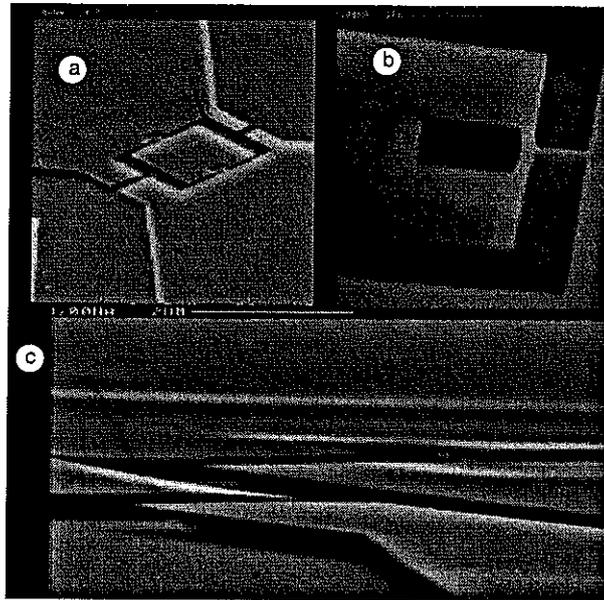


FIG. 3.8 – Ces photographies illustrent la finesse des ponts (en b) ainsi que le dégagement sous le silicium. Les surplombs (en c) permettent de faire des coupures nettes entre les portions des films importantes pour les expériences et les évaporations parasites.

Une vue d'un masque avant évaporation pour différents grossissements au microscope optique est donnée à la Fig. (3.7). Les plots de soudure quadrillés font $100\mu\text{m}$ de côté. La Fig. (3.8) montre les ponts et les surplombs, structures indispensables à la réalisation des échantillons. L'évaporation des composés métalliques se fait dans un bâti ultra-vide (indispensable pour que le gadolinium ne s'oxyde pas) grâce à un porte-échantillon tournant qui permet les évaporations sous angles. Le processus d'évaporation de l'échantillon est illustré à la Fig. (3.9). La première évaporation

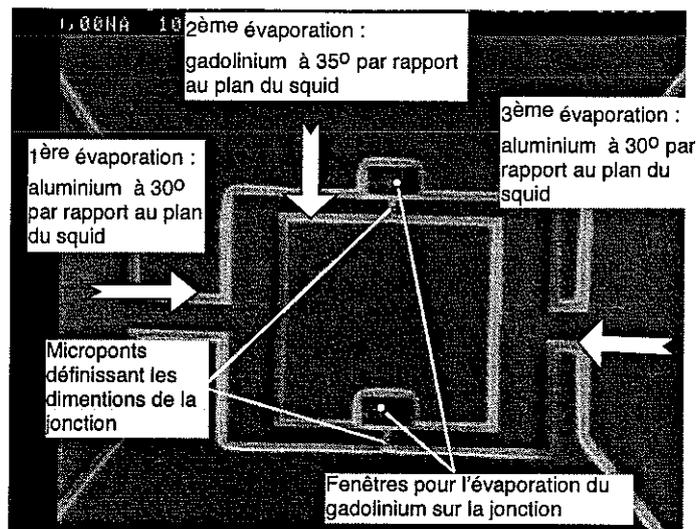


FIG. 3.9 – Processus d'évaporations des SQUIDs d'aluminium avec impureté de gadolinium dans les jonctions. Contrairement au SQUID possédant une seule jonction π , celui-ci est un SQUID témoin, les deux jonctions contiennent des impuretés et par conséquent on devrait retrouver le même comportement qu'un SQUID classique.

d'aluminium est réalisée sous un angle de 30 degrés avec le plan de la plaquette de silicium. Puis cette première couche est oxydée pour former la barrière. Ensuite, on évapore la gadolinium sous un angle de 35 degrés, en ayant au préalable fait tourner la plaquette de 90°. Enfin, on évapore à nouveau de l'aluminium, pour réaliser la jonction, sous un angle de 30 degrés dans la direction opposée à la première évaporation. Les angles sont précisément déterminés pour avoir le recouvrement souhaité pour les jonctions, et pour que les évaporations parasites tombent sur les flancs de résine qui partiront au lift-off. Cette dernière étape est réalisée en plaçant l'échantillon entre 10 et 20 minutes dans un bain de d'éther monoéthylique de l'éthylène glycol acétate (ou acétate de Cellosolve) à 60° Celsius.

3.3.4 Technique de mesure et oxydation.

Le principe de l'expérience consiste à mesurer les courants critiques des SQUIDs pour différents champs appliqués perpendiculairement au plan des SQUIDs. Nous utilisons une source de courant bas-niveau pouvant délivrer des courants du nano-

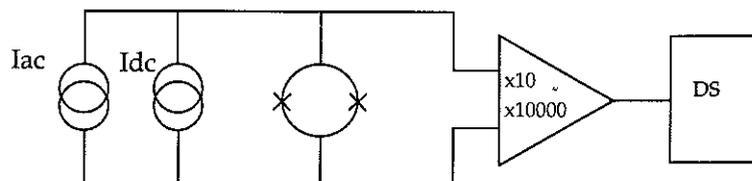


FIG. 3.10 – Montage de mesures du courant critique dans les SQUIDS. On superpose un courant dc à un courant ac, et on mesure le signal alternatif amplifié d'un facteur 10 à 10000, à la détection synchrone.

ampère au milli-ampère [41]. Le principe de la mesure est donnée à la Fig. (3.10). La taille des jonctions est estimée à $1\mu\text{m}^2$ (voir Fig. (3.11)). Après la première

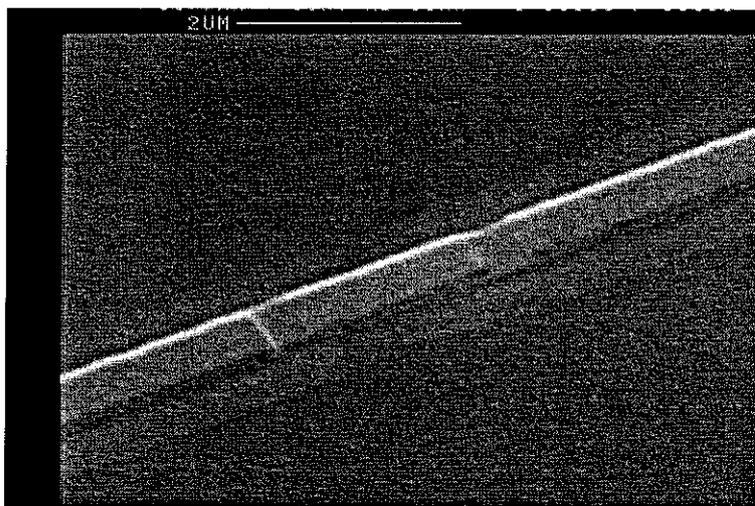


FIG. 3.11 – Jonction $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$, sur une des branches du SQUID. On distingue les deux évaporations, l'une à $+30$ et l'autre à -30 degrés. Le ruban fait $0.5\mu\text{m}$, et la jonction est longue d'environ $1.5\mu\text{m}$.

évaporation d'Al, l'oxydation de la couche se fait en injectant une pression (quelques 10^{-2} Torr) d'oxygène pur (5N) dans le bâti. Un plasma est alors réalisé en appliquant une forte tension (700V) entre un fil d'aluminium et le reste du bâti, le courant qui circule est d'environ 10/15 mA. Une circulation d'eau a été installée pour refroidir le porte-échantillon durant l'étuvage de la cloche. En effet, durant ce chauffage, le bâti monte facilement à des températures de l'ordre de $150/200^\circ\text{C}$. Or le PMMA commence à se dégrader à partir de 100°C [34], pour subir une transition de phase autour de 150°C . Il est donc indispensable de réguler la température du masque à moins de $50/60^\circ\text{C}$. Les temps d'oxydation nécessaires seront étudiés dans la partie consacrée aux résultats sur les SQUIDS.

4

CARACTÉRISATION MAGNÉTIQUE

4.1 Introduction.

Nous avons déjà souligné l'importance, pour l'interprétation de nos résultats de mesures de transport, d'une connaissance approfondie du comportement magnétique des couches minces de gadolinium utilisées dans nos jonctions. La caractérisation de ces couches minces est donc une étape indispensable dans l'étude des jonctions S/F/S. Il n'a pas été possible de mesurer directement les jonctions contenant du gadolinium, car les signaux mis en jeu auraient été trop faibles. Par conséquent,

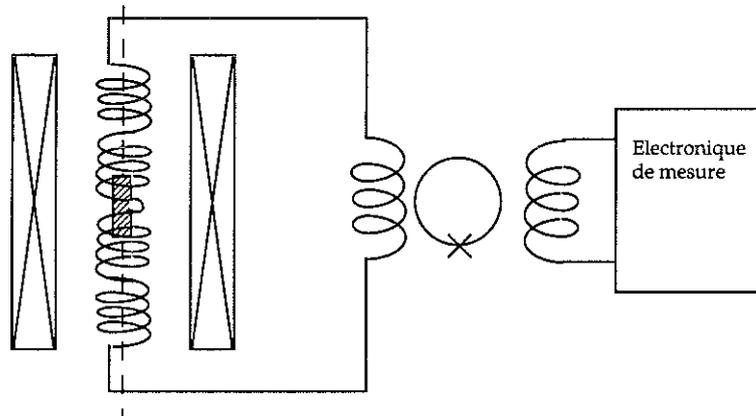


FIG. 4.1 – Schéma du montage de magnétométrie à SQUID rf. L'échantillon est tiré à travers les quatre bobines (quatre enroulements en série- opposition). Les variations de flux que l'on détecte au SQUID en niobium sont proportionnelles au moment magnétique de l'échantillon.

des couches de gadolinium témoins de 2mm par 5mm ont été évaporées sur des plaquettes de silicium exactement dans les mêmes conditions de dépôt que pour les jonctions. Les épaisseurs étudiées vont de 10Å à 110Å. Le gadolinium est ensuite protégé par une couche de SiO pour éviter toute oxydation du matériau. En effet,

le gadolinium s'altère extrêmement vite à l'air, et les conséquences sur son comportement magnétique sont catastrophiques. Dans nos jonctions le gadolinium est évaporé sur de l'aluminium. Pour tester les effets de cette sous-couche sur le comportement magnétique du Gd, des couches témoins de Al/Gd/SiO et de Al/Gd/Al ont aussi été étudiées en magnétométrie. Les mesures d'aimantation sont bien identiques à celles obtenues sur des couches de gadolinium seul.

Par les mesures TEM (voir chapitre précédent), nous avons vu que les couches de gadolinium sont fortement granulaires. Les mesures d'aimantations en magnétométrie

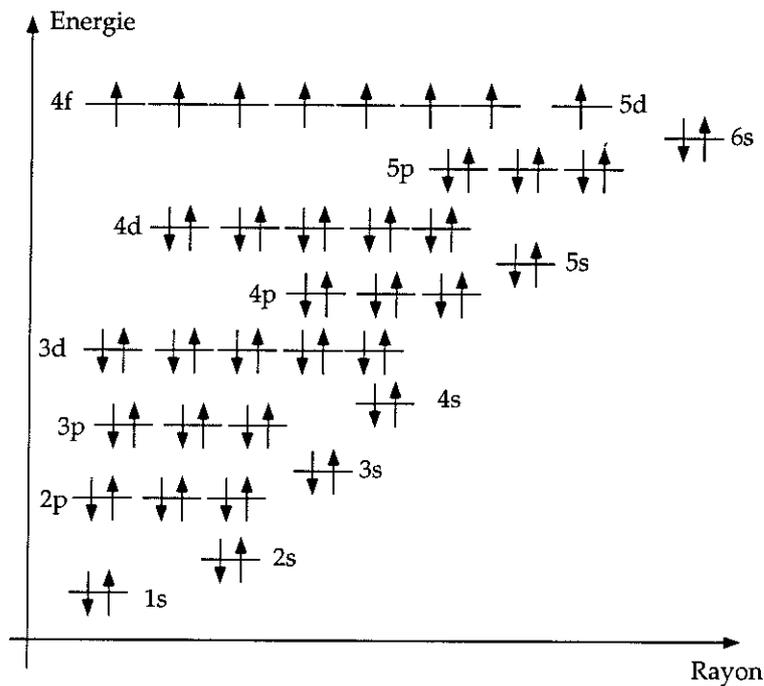


FIG. 4.2 - Configuration électronique du gadolinium représentée schématiquement en fonction de l'énergie de chaque couche ainsi qu'en fonction de la distance de la couche par rapport au centre de l'atome. Tous les électrons 4f sont dans le même état de spin.

vont confirmer ce résultat, et pourront donner une description quantitative du comportement magnétique du film de gadolinium.

Nous allons présenter des mesures de transport entre un composé magnétique et un supraconducteur. Comme ce sont les électrons de conduction qui participent à la supraconductivité, c'est le magnétisme de ces électrons dans le gadolinium qu'il faut expliciter. La structure électronique du gadolinium est donnée en Fig. (4.2). Comme les électrons 4f d'un atome sont tous dans le même état de spin, ils polarisent

les électrons de conduction par une interaction 5d/4f. Cette polarisation permet un échange entre 4f de différents atome de Gd par l'intermédiaire d'une interaction de type RKKY [40, 89]. La température de Curie du gadolinium, égale à 289 K pour du massif, correspond à la mise en ordre des couches électroniques 4f des atomes de Gd entre eux. D'après la structure électronique, on s'attend à ce que les atomes de Gd portent un moment magnétique d'environ $7 \mu_B$. La valeur exacte de $7,8 \mu_B$ /atome est un peu différente car l'interaction 4f/5d donne naissance à une interaction 5d/6s (entre électrons de conduction) dont l'énergie caractéristique est beaucoup plus faible que celle entre 4f [152], cette interaction contribue aussi au moment magnétique.

La polarisation des électrons de conduction est beaucoup plus faible que pour les métaux de transition. Des expériences de photoémissions sur des couches de Gd ont donné des polarisations de l'ordre de 5 % [27, 116], tandis que les expériences d'effet tunnel de Tedrow et Meservey (voir le chapitre 2) donnent une valeur comprise entre 8 et 16% [126, 127]. Ces expériences donnent donc des polarisations assez faibles par rapport aux polarisations mesurées sur des composés comme le fer, le nickel ou le cobalt. Des expériences identiques à celles de Soulen *et al.*[153](voir le chapitre 2) n'ont pas encore été réalisées sur le gadolinium.

4.2 Magnétométrie à SQUID.

L'étude du magnétisme des couches très minces de gadolinium (entre 10 et 110Å) a été réalisées dans un magnétomètre à SQUID (voir Fig. (4.1)). Le principe de la mesure est le suivant: l'échantillon est déplacé dans une bobine de détection constituée de quatre enroulements montés en série-opposition; ce déplacement génère une variation de flux dans la bobine, cette variation est détectée par le SQUID. La température de l'échantillon est régulée et l'application d'un champ magnétique est possible. Les performances du magnétomètre sont les suivantes: nous avons accès à 10^{-7} uem à champ faible et quelques 10^{-6} à champ fort, entre 2 et 300K pour des champs appliqués de 0 à 8 Tesla. Le champ est appliqué parallèlement aux couches comme dans nos expériences sur les jonctions. La longueur d'extraction est de 4 cm, sur cette distance le champ est homogène à 10^{-3} près.

4.3 Variation d'aimantation en température.

Pour se faire une bonne idée du comportement magnétique du gadolinium, l'étude de l'aimantation en température est riche de renseignement. En dehors des couches de 20\AA (voir Fig. (4.3)) où les signaux d'aimantation sont difficiles à mesurer, les couches de différentes épaisseurs se comportent globalement de la même façon.

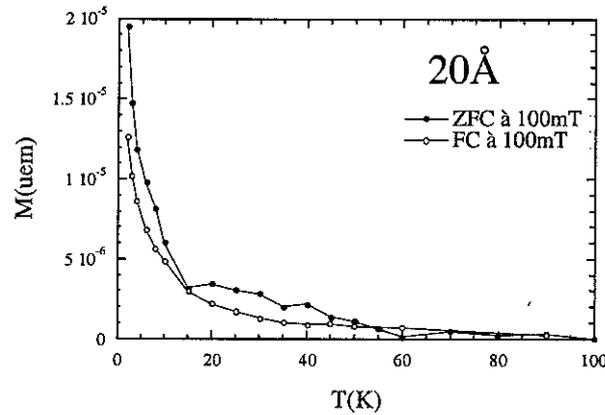


FIG. 4.3 – Aimantation en fonction de la température pour une couche témoin de 20\AA de gadolinium, sous un champ de 100mT . Les cercles pleins correspondent à la montée en température (ZFC), et les cercles vides à la descente en température (FC).

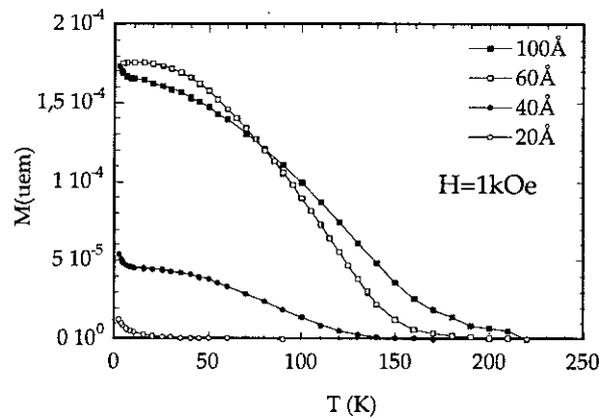


FIG. 4.4 – Aimantation en fonction de la température, sous un champ de 100mT . Les carrés noirs (100\AA), carrés blancs (60\AA), et ronds noirs (40\AA) ont un comportement à peu près identique. La courbe d'aimantation du 20\AA (en ronds blancs) suit visiblement une loi assez différente.

Les substrats de silicium ont été étudiés, ils n'apportent qu'une faible contribution aux mesures. Les températures de Curie sont difficiles à obtenir à partir de ces courbes, cependant elles semblent beaucoup plus faibles que dans le matériau massif

(où $T_c=289\text{K}$). D'après la Fig. (4.4), on peut grossièrement les estimer inférieures à 150K . Les remontées d'aimantation ne sont pas aussi prononcées que dans un composé ferromagnétique classique. La structure granulaire de la couche peut expliquer ce comportement assez différent du comportement d'un ferromagnétisme massif. Les

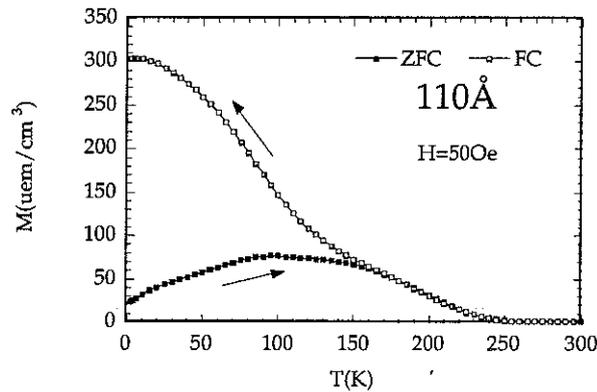


FIG. 4.5 – *Hystérésis thermomagnétique sur une couche de 110 Å de gadolinium. Les cercles pleins correspondent à la courbe d'aimantation pour un échantillon refroidi à champ nul (ZFC), pour celle en cercles vides, l'échantillon a été refroidi sous 50 Oe (FC).*

grains sont certainement ferromagnétiques, mais entre ces grains les interactions sont plus faibles. Les interactions d'échange s'établiront plus difficilement entre les grains qu'à l'intérieur d'un grain. Les spins géants de chaque grain ne vont pas forcément s'aligner et se comporteront entre eux comme un composé paramagnétique, même en étant au-dessus du seuil de percolation des grains.

A la Fig. (4.5), deux types de courbes d'aimantation ont été réalisés sur un 110Å . Pour la première l'échantillon a été refroidi sous champ nul (ZFC), tandis que pour la deuxième le refroidissement a été effectué sous 50 Oe (FC). Une forte hystérésis thermomagnétique est mise en évidence, avec une température d'irréversibilité de 150K et une température de blocage de $110/120\text{K}$. Ces comportements sont plutôt caractéristiques d'un matériau super-paramagnétique [163], en accord avec la structure granulaire observée en imagerie TEM.

Ces structures magnétiques un peu complexes rendront plus difficile l'interprétation des résultats de transport. Mais d'une façon générale, nous avons pu vérifier que les couches de gadolinium étaient magnétiques pour des températures largement supérieures aux températures critiques des supraconducteurs que l'on utilise. On s'attend donc à ce que le magnétisme de ces couches ne change pas extrêmement

entre 0 et 10K. Il y a peu d'étude de magnétisme sur des films minces granulaires de gadolinium à l'heure actuelle, les études récentes portent plutôt sur des couches épitaxiées de Gd(0001), qui sont bien sûr de meilleure qualité et ont certainement un comportement magnétique très différent [135, 57].

4.4 Cycle d'hystérésis.

Des cycles d'hystérésis en fonction du champ magnétique appliqué parallèlement aux couches ont été réalisés sur des échantillons témoins de 20 à 100 Å de Gd. Les

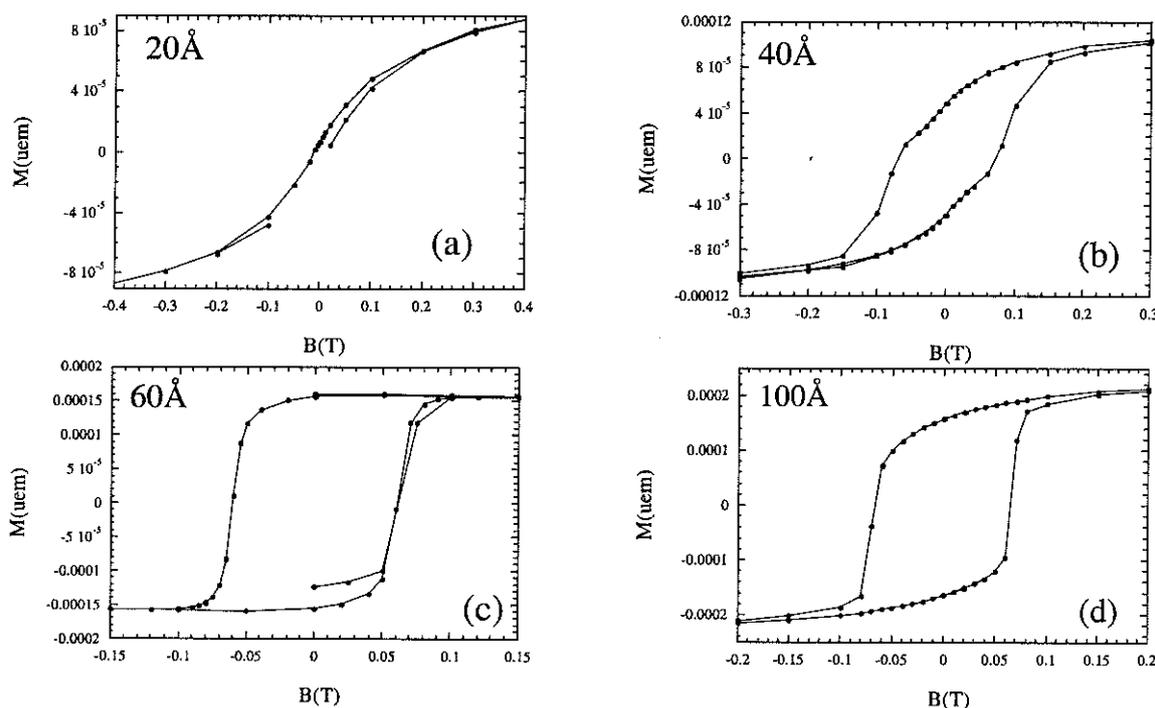


FIG. 4.6 – Cycle d'hystérésis à 2K sur des couches de (a) 20Å, (b) 40Å, (c) 60Å et (d) 100Å de Gd. Les champ de saturation de l'aimantation sont d'environ 100mT, et les aimantations à saturation augmentent bien avec les épaisseurs de Gd.

cycles types que l'on obtient sont représentés à la Fig. (4.6). Le champ coercitif est d'environ 50/60mT et la saturation de l'aimantation est obtenue pour des champs de l'ordre de 100mT. La forme carrée du cycle nous indique que l'aimantation est plutôt dans le plan de la couche et que les grains de Gd sont ferromagnétiques pour les couches de 60 et 100Å. Dans le cas du 40Å, le cycle est déjà beaucoup moins carré, ce qui pourrait indiquer que l'aimantation commence à se redresser par rapport au plan de la couche. Pour le 20 Å, il est difficile de tirer des conclusions, car les

contributions du substrat sont assez importantes par rapport aux contributions dues à l'échantillon. De plus, il faut garder en tête qu'il est très difficile de connaître l'orientation de l'aimantation par rapport au champ magnétique appliqué car la compétition entre l'axe d'anisotropie, l'axe c (pour du Gd(0001)) et les coefficients de champ démagnétisant rend l'interprétation des courbes très difficile. L'existence même à champ fort d'un angle entre l'aimantation et le champ extérieur est tout à fait possible, surtout en présence de domaine magnétique [135].

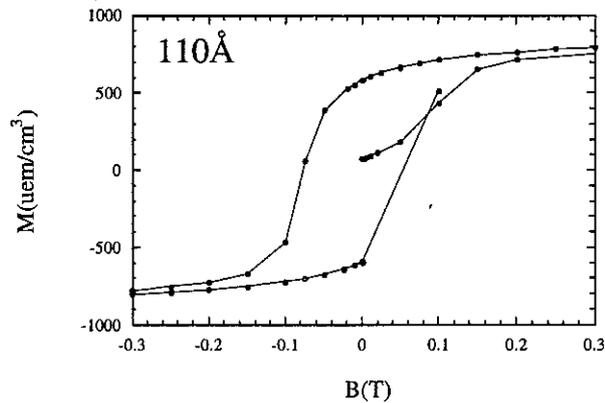


FIG. 4.7 – Cycle d'hystérésis sur une couche de Al/Gd (de 110Å de Gd) à 2K.

Des échantillons de type Nb/Al/Gd ont aussi été étudiés pour essayer de mettre en évidence les effets des supraconducteurs sur le comportement magnétique du gadolinium (mise en domaines [28], affaiblissement du magnétisme ...), mais les mesures n'ont pas pu être exploitées car les signaux diamagnétiques des couches supraconductrices brouillent complètement les résultats. Seules des couches de Al/Gd ont pu être étudiées, mais les comportements ne divergent pas fondamentalement des observations faites sur les échantillons sans Al (voir le cycle sur un 500 Å d'aluminium et 110 Å de Gd à la Fig. (4.7)). De ces mesures, nous pouvons tirer les aimantations à saturation et en déduire les moments magnétiques par atome pour les différentes épaisseurs de gadolinium. Ces résultats sont exposés à la Fig. (4.8), les valeurs de moments magnétique par atome sont bien plus faible que dans le gadolinium massif. La structure en grains (cluster) peut expliquer cet affaiblissement [134]. De plus, la présence en surface de couches mortes peut expliquer une nette diminution du moment magnétique [123, 173, 117]. En outre, l'existence éventuelle d'un angle entre l'aimantation et le champ magnétique appliqué pourrait expliquer une réduction du

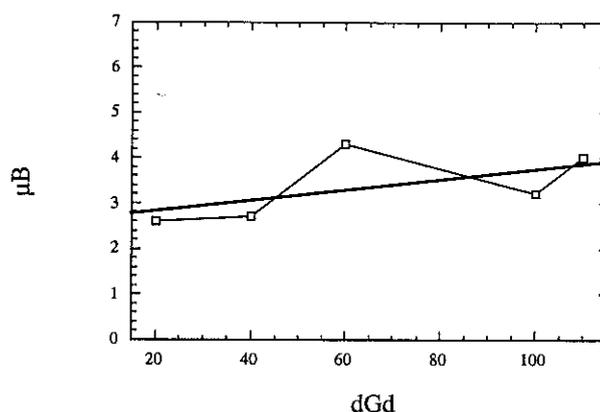


FIG. 4.8 – *Moment magnétique par atome de gadolinium dans des couches minces granulaires pour les différentes épaisseurs étudiées de 20 à 110 Å.*

moment magnétique calculé. Ces valeurs de moment magnétique par atome décroissent un peu avec l'épaisseur, mais aux incertitudes de mesure près, ils sont globalement constants avec l'épaisseur de Gd.

4.5 Conclusions.

Nous avons vu, à partir des mesures d'aimantation en température, que les comportements des films minces granulaires de Gd sont assez complexes. De par leur texture en grains, les couches ont un comportement de type superparamagnétique plutôt que ferromagnétique massif. Cependant, le caractère ferromagnétique des grains de Gd pris individuellement ne fait aucun doute. Les valeurs à peu près constantes en fonction de l'épaisseur de gadolinium des moments magnétiques par atome permettra une étude très intéressante de l'effet Josephson en fonction des différentes jonctions étudiées (de 20 à 100Å de Gd).

5

EFFET JOSEPHSON DANS UNE JONCTION S/F/S

5.1 Introduction.

Jusqu'à aujourd'hui, aucun effet Josephson n'a été observé dans des jonctions supraconducteur-ferromagnétique, seules des jonctions S/N/S ont été étudiées dans lesquelles le métal normal possédait des impuretés magnétiques [136], mais ces jonctions n'ont pas montré un comportement très différent d'une jonction S/N/S classique.

Les longueurs de pénétration attendues dans une jonction S/F/S sont très petites (de l'ordre du nanomètre) et par conséquent les épaisseurs de matériau ferromagnétique dans la jonction doivent être suffisamment faibles pour obtenir des signaux mesurables. En même temps, comme il n'y a que des contacts métalliques, les résistances des jonctions risquent d'être difficiles à mesurer (autour du micro-ohm), c'est pourquoi les techniques expliquées au chapitre 3 s'adaptent parfaitement.

Dans les deux chapitres consacrés aux résultats expérimentaux, nous ne détaillerons que des résultats ($V(I)$, $I_c(T)$, $R(T)$ etc. . .) parfaitement reproductibles obtenus sur de nombreux échantillons. Sur certaines jonctions, des comportements difficiles à interpréter ont été obtenus venant d'anomalies dues, soit à l'oxydation de la couche de gadolinium, soit à des discontinuités, soit à d'autres problèmes (conservation des échantillons etc. . .) difficiles à évaluer. Les données numériques obtenues pour les différents échantillons sont rassemblées dans le tableau 5.1 récapitulatif à la page 98. Les références aux échantillons dans les légendes des figures font appel à la nomenclature utilisée dans le tableau récapitulatif.

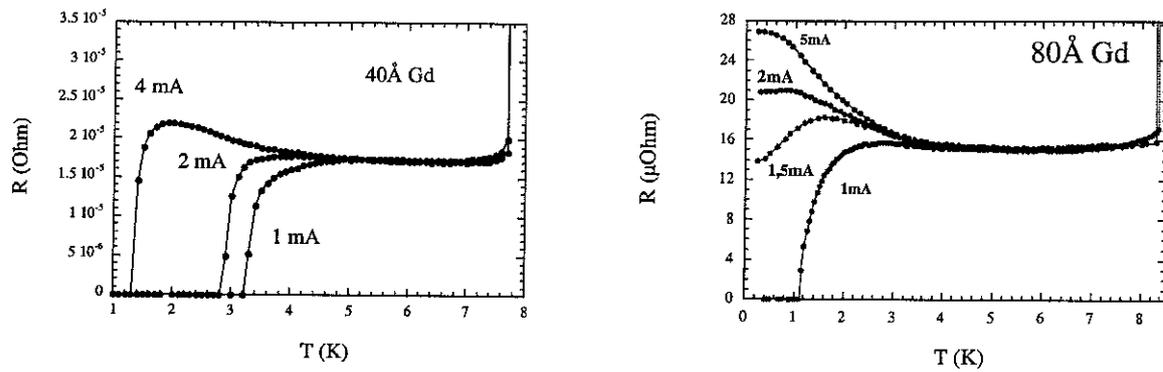


FIG. 5.1 – Mesures de $R(T)$ pour différents courants de mesure sur une jonction à 40\AA (IX(1.2)) et de 80\AA (X(2.1)) de gadolinium. La transition du niobium apparaît à $7,8\text{K}$ pour le 40\AA et à $8,7$ pour le 80\AA . Les températures de transition des jonctions varient suivant le courant de mesure utilisé.

5.2 Transitions supraconductrices.

Avant de présenter les résultats de transport proprement dit, il faut parfaitement comprendre les différentes transitions supraconductrices des échantillons. Ces comportements sont globalement les mêmes, quelles que soient les épaisseurs de gadolinium dans les jonctions, par conséquent on ne présentera que quelques mesures parmi les plus représentatives. Sur la Fig. (5.1), les différentes transitions apparaissent très distinctement. La première transition (celle dont la T_c est la plus élevée) correspond à la transition du bilame niobium/aluminium, elle peut varier entre 7 et 8K suivant la propreté du niobium. La qualité du vide durant l'évaporation de ce composé est un facteur important pour avoir une T_c assez proche du matériau massif ($T_{cNb}=9.2\text{K}$). Dès que l'on relève une faible pollution, la T_c tombe rapidement à 7K. La deuxième transition, qui n'existait pas lorsque les jonctions ne contenaient pas d'aluminium, est attribuée à la transition de la jonction Al/Gd/Al. Sur la courbe à 1mA (40\AA), pour une température inférieure à 3K, un courant traverse le sandwich sans apparition de tension aux bornes de la jonction. Tous les composés sont donc supraconducteurs par proximité. Le déplacement de la transition en fonction du courant de mesure en est une preuve intéressante, puisque la transition du niobium, quant à elle, n'est pas affectée par des augmentations du courant. Pour des courants plus importants, comme 4mA, on peut conserver la jonction résistive jusqu'à très basse température. Les variations de résistance en température seront étudiées au chapitre 6.

Certains échantillons ont des comportements plus difficiles à étudier. Par exemple,

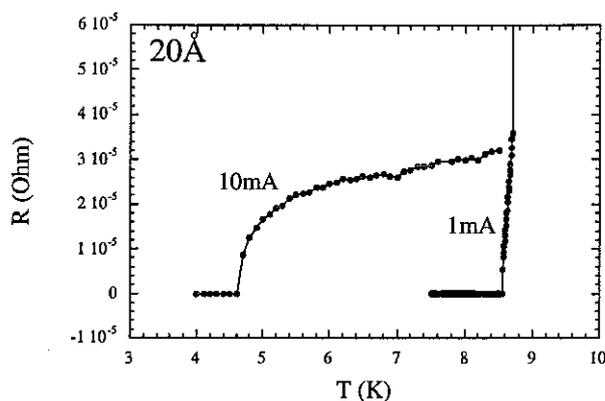


FIG. 5.2 – Transitions supraconductrices d'un échantillon de 20Å de Gd, pour deux courants de mesure différents 1mA et 10mA. La transition du niobium est ici de 8.7K.

pour les faibles épaisseurs de Gd, les courants critiques sont assez importants (plus de 50mA), il devient alors difficile d'obtenir des transitions à plus fort courant à basse température sans effet de chauffage, voir la Fig. (5.2). D'autres échantillons, beaucoup trop résistifs, n'ont pu être étudiés en dehors de leur transition supraconductrice. L'oxydation, ou autre dégradation de la couche de gadolinium sont supposées être à l'origine de ces mauvaises interfaces.

5.3 Caractéristiques courant-tension.

5.3.1 $V(I)$ et modèle RSJ.

Les différentes mesures de caractéristiques I-V déterminent parfaitement le comportement d'une jonction Josephson, aussi bien pour le courant critique et pour le comportement ohmique que pour les effets de température ou de champ magnétique. Globalement, les différentes épaisseurs étudiées se comportent de façon similaire. Comme on le voit sur les Fig. (5.3), les jonctions se caractérisent par un courant critique qui augmente quand l'épaisseur des couches de gadolinium diminue et par un comportement ohmique bien défini. Pour bien comprendre l'importance de ces courbes, il est intéressant de les étudier à l'aide du modèle RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction) [164] voir Fig. (5.4). Ce modèle consiste à décrire les caractéristiques $I(V)$ obtenues sur des jonctions Josephson, à partir d'un schéma électrique simple. Trois éléments sont mis en parallèle : une résistance dont la valeur correspond à la résistance de la jonction à haute tension, une capacité qui sera

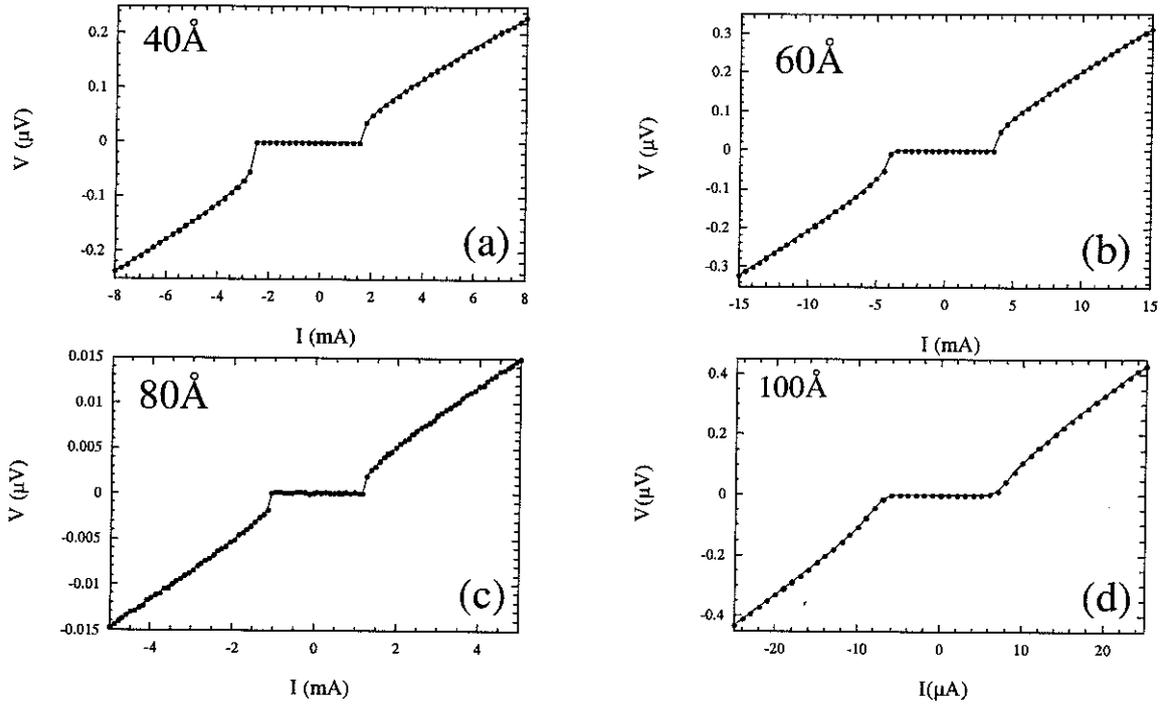


FIG. 5.3 – Caractéristiques I-V de Gd (a) 40Å (IX(1.2)) à 2K, (b) 60Å (I(2.1)) à 1K, (c) 80Å (X(2.1)) à 1K et (d) 100Å (XVI(2.1)) à 1K de Gd.

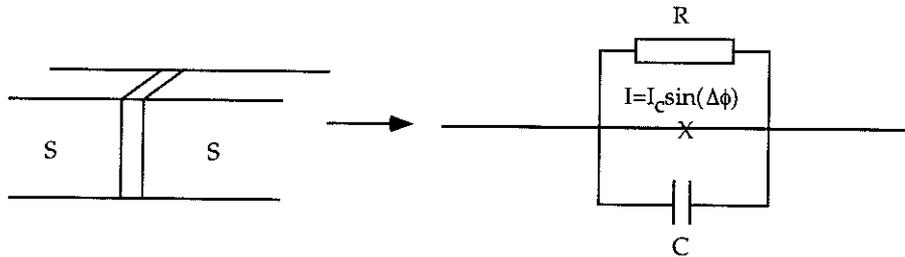


FIG. 5.4 – Une jonction Josephson (S/I/S ou S/N/S) réelle peut être modélisée par trois éléments en parallèle, une résistance (R), une capacité (C) et la jonction Josephson proprement dite.

importante dans les jonctions S/I/S, mais moins pertinente pour nos jonctions métalliques, et enfin la jonction Josephson idéale caractérisée par la relation qui lie le courant et le gradient de phase entre les deux côtés de la jonction. Cette relation, démontrée tout d'abord par Josephson pour des jonctions S/I/S a été étendue par de Gennes aux jonctions S/N/S [47]. La loi des noeuds pour ce circuit s'écrit :

$$I_{dc} = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{R} V(t) + I_c \sin(\Delta\varphi) \quad (5.1)$$

d'après la deuxième relation de Josephson :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV(t)}{\hbar} \quad (5.2)$$

on a une équation différentielle reliant le courant qui traverse la jonction et la différence de phase entre les deux supraconducteurs [15]:

$$I_{dc} = \frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2\varphi(t)}{dt^2} + \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\varphi(t)}{dt} + I_c \sin(\Delta\varphi) \quad (5.3)$$

Si on se place dans un cas limite de très faible capacité, ce qui n'est pas déraisonnable

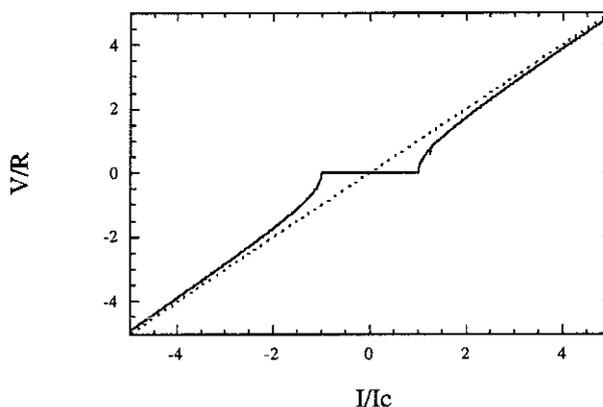


FIG. 5.5 – Caractéristique $V(I)$ théorique dans le cadre du modèle RSJ (en trait plein), l'asymptote est représentée en trait pointillé.

puisque nous travaillons avec des jonctions métalliques, l'équation se réduit à :

$$I_{dc} = \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\varphi(t)}{dt} + I_c \sin(\Delta\varphi) \quad (5.4)$$

Cette équation possède une solution analytique (lorsque $I > I_c$) reliant courant et phase; par conséquent d'après l'équation 5.2, on obtient une relation courant-tension caractéristique d'une jonction Josephson :

$$V = R\sqrt{I^2 - I_c^2} \quad (5.5)$$

Cette équation se révèle être un excellent critère pour savoir à partir d'une courbe $V(I)$, si une jonction se comporte comme une jonction Josephson. La Fig. (5.5) donne une illustration d'une courbe $V(I)$ issue de ce modèle. Les caractéristiques expérimentales sont comparées aux résultats obtenus avec le modèle RSJ à la Fig. (5.6). L'accord avec la théorie est excellent pour des paramètres d'ajustement correspondant

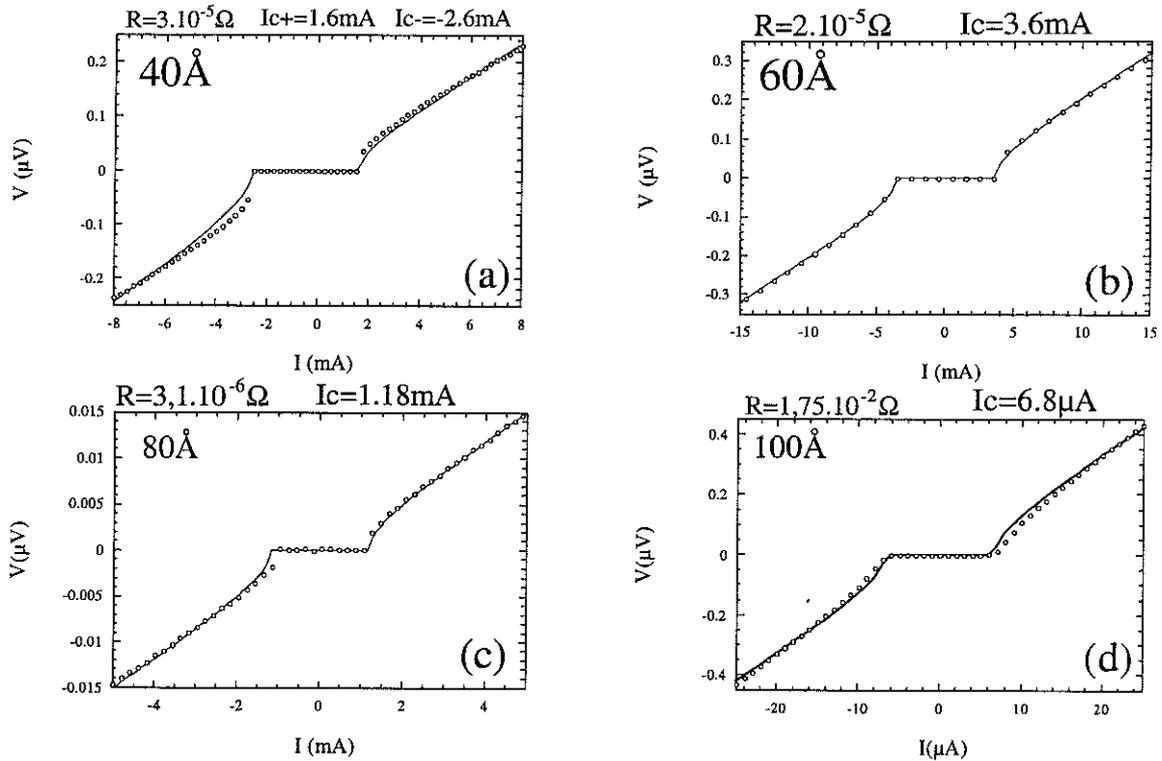


FIG. 5.6 – Caractéristiques I - V pour des jonctions à (a) 40\AA ($IX(1.2)$) à $2K$, (b) 60\AA ($I(2.1)$) à $1K$, (c) 80\AA ($X(2.1)$) à $1K$ et (d) 100\AA ($XVI(2.1)$) à $1K$ de Gd . Les courbes expérimentales (cercles) sont comparées aux courbes obtenues avec le modèle RSJ (en trait plein). Les paramètres d'ajustement sont donnés au dessus des graphes.

exactement aux caractéristiques intrinsèques de la jonction. Nos jonctions se comportent donc en jonctions Josephson. C'est une caractérisation indispensable pour pouvoir exploiter les variations de courant critique en fonction de l'épaisseur de gadolinium. Ce sont aussi d'excellentes indications pour éliminer l'hypothèse de trous dans la jonction.

5.3.2 $V(I)$ non conventionnelles.

Un certain nombre de jonctions n'a pas montré de comportement de type RSJ. L'extrapolation des asymptotes des $V(I)$ ne passe pas par zéro, et l'apparition de la tension au dessus d'un courant caractéristique est immédiatement linéaire. Comme on le voit à la Fig. (5.7), ces courbes I - V n'ont rien de commun avec le modèle décrit au paragraphe précédent.

Les échantillons montrant de telles caractéristiques ont été supposés défectueux. En

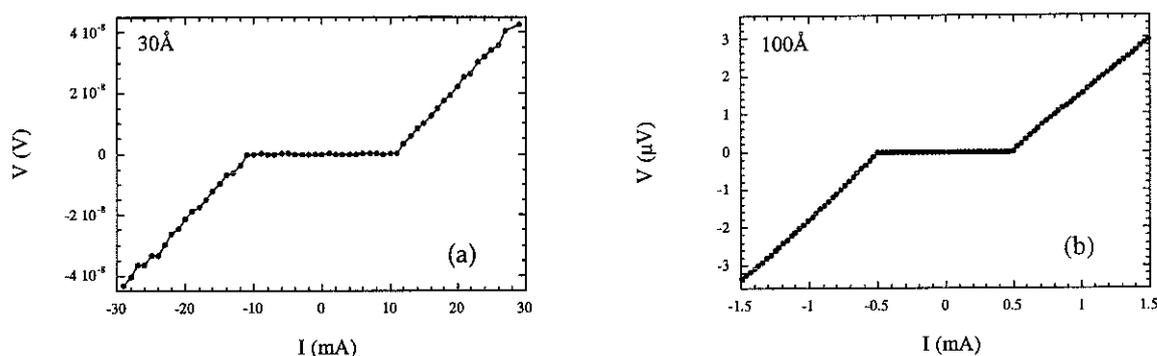


FIG. 5.7 – Caractéristiques I-V pour des échantillons de (a) 30Å (Non répertorié dans la classification des échantillons) de Gd à 5K, (b) 100Å de Gd à 0.6K. Le modèle RSJ ne peut rendre compte de tels comportements

général, leurs résistances étaient assez faibles avec des courants critiques extrêmement élevés, même à haute température, au point de devenir difficilement mesurables à basse température. Ces comportements sont attribués à une éventuelle présence de trous dans les couches, ce qui expliquerait bien les valeurs élevées des courants critiques mesurés. L'hétérogénéité de certaines couches, surtout à faible épaisseur (20 ou 30Å), n'est pas à écarter. Pour le 100Å, des oxydations hétérogènes de la couche de gadolinium pourrait être à l'origine de ces courbes, mais ce sont des effets difficiles à évaluer. Lorsque certains échantillons montrent des caractéristiques $V(I)$ mal définies comme celles que nous venons de voir, leurs résultats n'ont pas été utilisés par la suite pour comprendre les évolutions du courant critique en fonction de l'épaisseur de gadolinium.

5.3.3 Variation du courant critique en température.

Une caractérisation complète de nos jonctions passe par une étude approfondie des variations des courants critiques en température. L'obtention de résultats en accord avec les théories récentes nous permettra de bien connaître les structures de nos jonctions au niveau des interfaces.

Tout d'abord, nous pouvons observer l'effet de la température sur les caractéristiques $V(I)$ (cf Fig. (5.8)). Le courant critique décroît bien avec la température, tandis que la jonction conserve un comportement ohmique. L'accord avec le modèle RSJ n'est pas perturbé. Maintenant, il s'agit de décrire ces variations avec la température. La Fig. (5.9) illustre ces variations pour les faibles épaisseurs. Les courbures positives

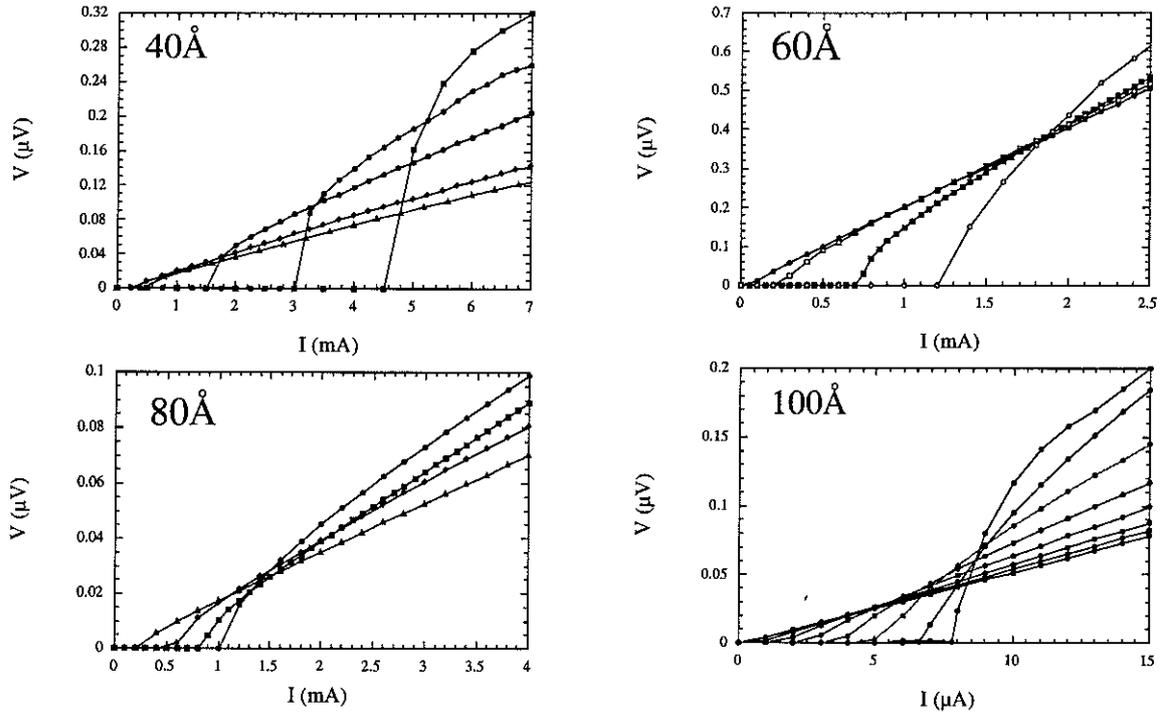


FIG. 5.8 – Caractéristiques I-V pour des échantillons de (a) 40Å (IX(1.2)) (à 1, 1.5, 2, 3 et 4K), (b) 60Å (V) (à 1, 2, 3, 4K), (c) 80Å (X(1.1)) (à 1, 1.5, 2 et 3K) et (d) 100Å (XVI(3.2)) (à 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5 et 4.5) de Gd. L'ordre des températures se lit dans l'ordre des courants critiques décroissants.

proches de T_c sont habituelles pour les jonctions S/N/S [36]. Dans le cas de jonctions S/I/S la courbure est négative et les variations sont linéaires près de T_c . Les résultats pour les autres épaisseurs sont rassemblés à la Fig. (5.10), on retrouve les courbures positives à haute température, tandis qu'à basse température les courbures s'inversent pour donner naissance à une saturation. Malgré la présence du composé ferromagnétique, nous n'observons pas de comportement fondamentalement différent de ce que l'on voit sur des jonctions S/N/S usuelles.

Les travaux de J. Clarke sur les jonctions S/N/S [36], donnent une expression assez simple, par rapport à l'expression initiale démontrée par de Gennes, de la variation du courant critique en température :

$$I(T) = A |F_0(T)|^2 \left(\frac{\xi_N(T)}{\xi_{GL}^2(T)} \right) \exp \left(\frac{-d}{\xi_N(T)} \right) \sin(\Delta\varphi) \quad (5.6)$$

où la dépendance en température vient essentiellement de celle des longueurs caractéristiques ξ_N (longueur de pénétration des paires dans le métal normal) et ξ_{GL} la longueur

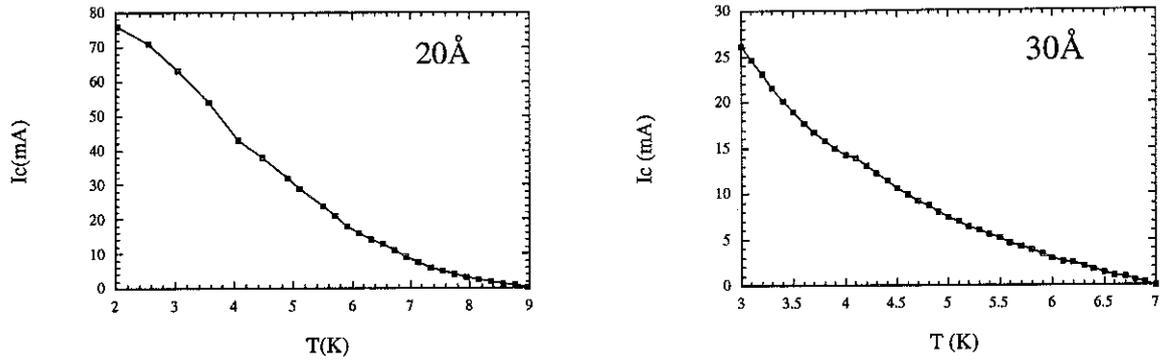


FIG. 5.9 – Variations du courant critique en température pour deux faibles épaisseurs 20 et 30 Å de Gd. Près de T_c la courbe montre une courbure positive.

de cohérence de Ginzburg-Landau; d est l'épaisseur de métal normal, A un paramètre indépendant de la température et $F_0(T)$ l'amplitude de condensation dans le supraconducteur. Dans le cas où le métal normal contient des impuretés magnétiques [136] les résultats sont identiques, si on rajoute un temps de spin-flip sur les impuretés. Près de T_c , on trouve une variation du courant critique du type :

$$I_c \propto (T_c - T)^2$$

ce qui n'est pas le cas pour la majeure partie de nos échantillons (20, 30, 60, 100 Å), mais nous y reviendrons plus loin.

Dans notre cas, nous l'avons vu au chapitre 2, la longueur associée à la pénétration des paires dans le matériau magnétique ξ_F ne dépend pas de la température. Donc toute dépendance en température viendra des autres termes ($F_0(T)$), qu'il faut expliciter. De nombreux travaux théoriques ont été publiés au sujet des jonctions S/F/S (surtout par S. Kuplevakhskii et I. Falco [105, 106, 103]), mais les calculs basés sur le formalisme des fonctions de Green sont difficiles à exploiter pour l'ajustement des courants critiques en température. Des travaux plus récents sur les effets Josephson dans des jonctions S/F/S donnent comme variation [25, 29, 50] :

$$I(T) = \frac{\pi \Delta(T)^2}{4eR_N T} K \sin(\Delta\varphi) \quad (5.7)$$

où $\Delta(T)$ représente le gap du supraconducteur (ici l'aluminium en proximité), et K une constante liée au magnétisme de la couche normale. Cette expression est assez différente de ce que l'on a pour une jonction S/N/S. Pour rendre compte du

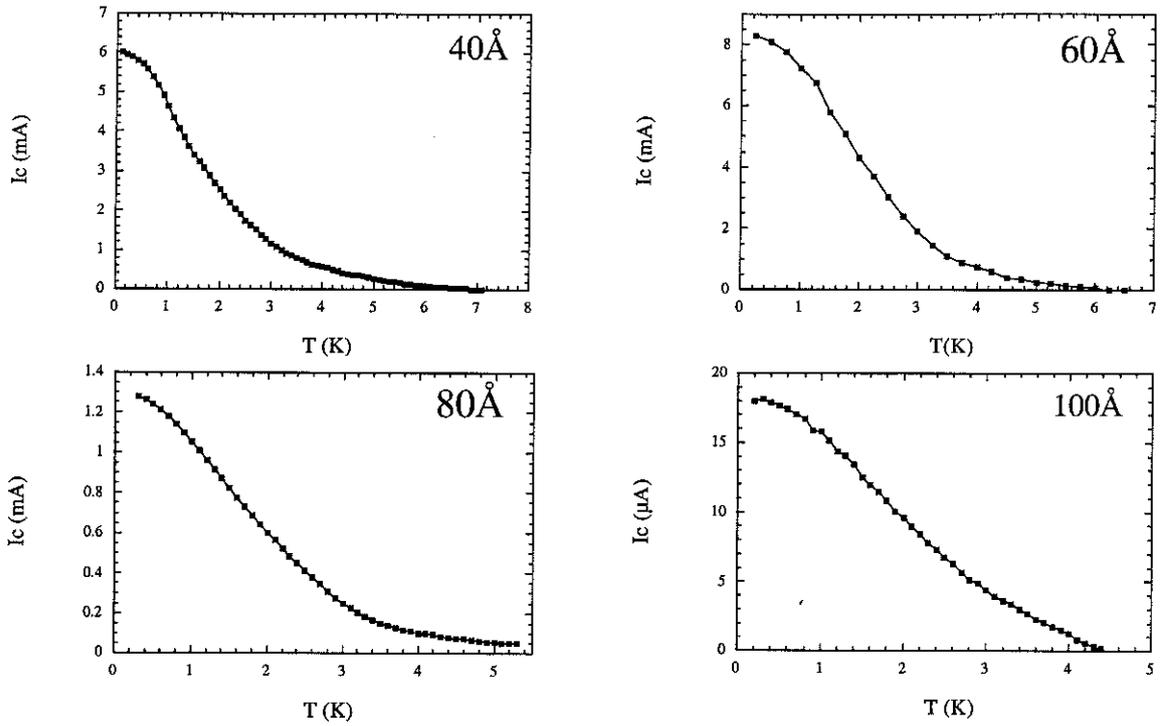


FIG. 5.10 – Variations des courants critiques en fonction de la température pour quatre épaisseurs différentes de Gd dans la jonction.

comportement des $I_c(T)$ près de T_c , on utilise une expression du gap supraconducteur (en fonction de la température) de l'aluminium en proximité [10] avec le niobium:

$$\Delta(T) = \Delta_0 \tanh\left(\alpha \sqrt{\frac{T_c}{T} - 1}\right)$$

Les résultats des fits sont donnés à la Fig. (5.11). La formule 5.7, près de T_c , donne une évolution linéaire pour le courant critique, ce qui est observé à la Fig. (5.11) pour les épaisseurs 20, 30 et 60 Å. Les paramètres d'ajustement pour les différentes épaisseurs sont : $\alpha_{20}=0.2$, $\alpha_{30}=1$, $\alpha_{40}=0.74$ et $\alpha_{60}=0.3$. Les formes du gap utilisées ne conservent un sens physique que près de T_c . Nos jonctions se comportent donc plus comme des jonctions S/F/S que comme des jonctions S/N/S.

Jusqu'à présent, nous n'avons pas discuté des produits RI_c . Comme on peut le voir au tableau 5.1 à la page 98, les valeurs sont très dispersées entre quelques nanovolts et quelques μV , sans lien direct avec les épaisseurs de matériau magnétique dans les jonctions. Dans les jonctions S/N/S, il est très difficile de donner un sens physique à ce produit, qui contrairement aux jonctions S/I/S, ne représente pas l'amplitude du gap

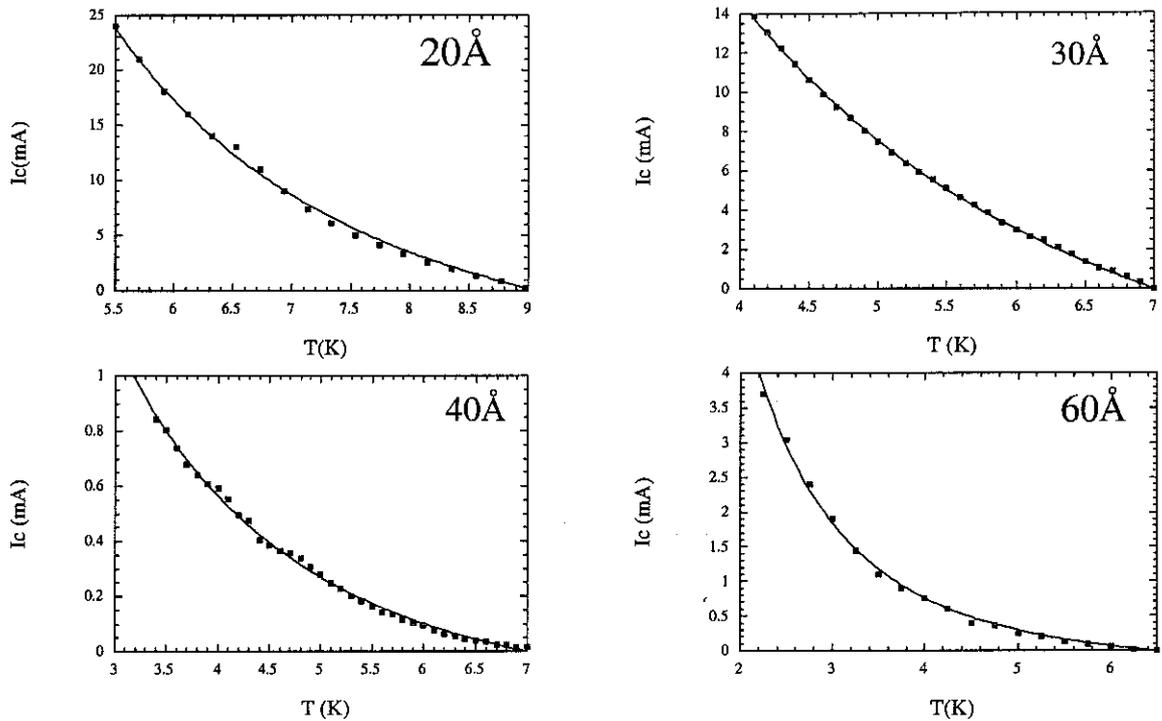


FIG. 5.11 – Ajustement des courbes $I_c(T)$ pour les différentes épaisseurs de Gd dans la jonction. L'accord avec la théorie (en trait plein, voir la formule 5.7) est très correct. Les paramètres d'ajustement sont donnés dans le texte.

des supraconducteurs de la jonction. Même très dispersées, ces valeurs soulignent bien le fait que nous travaillons à très faibles tensions, largement sous les gaps supraconducteurs mis en jeu dans ces échantillons (quelques centaines de μV). Cette plage de travail aura son importance dans la compréhension du comportement en température de la résistance des jonctions.

La courbure positive des courbes $I_c(T)$, ainsi que la valeur des produits RI_c écartent un scénario de type S/I/S pour nos jonctions. En revanche, une description basée uniquement sur un comportement type S/N/S n'est pas suffisante. Nous voyons donc que l'évolution des courants critiques en température dans ces jonctions se décrit par un comportement bien à part, certainement propre aux jonctions S/F/S. Contrairement aux jonctions S/N/S, la longueur de pénétration liée à la température (ξ_N) ne joue plus son rôle puisqu'elle est court-circuitée par une longueur bien plus petite liée au magnétisme. Cette nouvelle longueur que l'on notera ξ_F , sera l'objet d'une étude plus approfondie dans un paragraphe ultérieur.

5.4 Variation du courant critique sous champ.

Au paragraphe précédent, nous avons vu que comme les $V(I)$ des jonctions suivaient bien le modèle RSJ, nous avons déjà de bonnes indications de l'existence d'effet Josephson. Seulement, ce ne sont pas des preuves suffisantes, et l'étude en champ magnétique va nous apporter des renseignements très importants. Ces expériences de variations de courants critiques sous champ testent directement la relation de Josephson entre les phases et le courant :

$$I = I_c \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (5.8)$$

qui traduit, pour des courants inférieurs aux courants critiques, l'existence d'une cohérence de phase entre les deux côtés supraconducteurs de la jonction. Nous allons voir pourquoi (cf chapitre 2), l'application d'un champ sur une jonction Josephson permet de moduler le courant critique sous forme d'une figure de diffraction type Fraunhofer [15, 164].

En présence d'un champ magnétique, la formule 5.8 n'est visiblement pas suffisante puisque qu'elle n'est pas invariante de Jauge. En mécanique quantique, un changement de Jauge peut être décrit par :

$$\begin{cases} \vec{A}'(x, t) = \vec{A}(x, t) + \vec{\nabla}\chi(x, t) \\ V'(x, t) = V(x, t) - \frac{\partial\chi(x, t)}{\partial t} \\ \Psi'(x, t) = e^{\frac{ie\chi(x, t)}{\hbar}} \Psi(x, t) \end{cases} \quad (5.9)$$

où \vec{A} est le potentiel vecteur, V le potentiel scalaire, $\chi(x, t)$ une fonction quelconque qui fixera la jauge. Nous voyons donc que l'équation 5.8 devient, après changement de jauge :

$$I = I_c \sin\left(\varphi_1 - \varphi_2 + \frac{e}{\hbar}(\chi(x_1, t) - \chi(x_2, t))\right) \quad (5.10)$$

Pour conserver l'invariance à cette équation, on va introduire un terme lié à l'application d'un champ magnétique. Connaissant le lien entre phase et potentiel vecteur [115] (voir l'effet Aharonov-Bohm), l'équation 5.8 devient :

$$I = I_c \sin\left(\varphi_1 - \varphi_2 - \frac{e}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \vec{A} \cdot d\vec{l}\right) \quad (5.11)$$

Cette équation n'est pas transformée par un changement de jauge. C'est à partir de cette équation que l'on obtient la dépendance du courant en fonction du flux appliqué

(voir [115, 2] pour le détail du calcul) :

$$I = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\phi}{\phi_0}\right)}{\frac{\pi\phi}{\phi_0}} \right| \quad (5.12)$$

La surface effective définissant le flux ϕ traversant la jonction, correspond à la largeur de la jonction que multiplie la longueur l ($l = 2\lambda_L + d$), où λ_L représente la longueur de pénétration du champ magnétique dans les supraconducteurs et d l'épaisseur du composé réalisant la jonction (isolant, métal normal ou matériau magnétique).

Il est important de noter que ces calculs très simples ont été réalisés pour des jonctions idéales, c'est-à-dire qu'aucun flux n'est piégé dans la jonction et les distributions de courants sont supposées homogènes.

La technique expérimentale utilisée consiste à chercher la transition supraconductrice (par une $V(I)$ par exemple), et de reporter les points de courants critiques pour différents champs magnétiques. Les mesures sont indifféremment faites en champ magnétique croissant (de H_{min} à H_{max}) ou en champ décroissant. Ces deux procédures de mesures ne jouent pas sur les résultats. Le champ magnétique est appliqué dans le plan de la jonction, perpendiculairement au passage du courant.

Les résultats expérimentaux qui seront présentés par la suite ont pour but de vérifier les relations champ magnétique-phase dans nos jonctions, pour apporter une preuve supplémentaire de l'existence d'un couplage Josephson entre les deux supraconducteurs au travers d'une couche magnétique. Nous n'avons pas observé de spectres de Fraunhofer idéaux. Les modulations en courant critique qui ont été mesurées s'éloignent, parfois fortement, du cas idéal décrit ci-dessus. Cependant, une analyse plus détaillée de ces jonctions, tenant compte de la taille ($100\mu\text{m}$) des jonctions et d'éventuelles distributions hétérogènes des courants, permet de comprendre dans l'ensemble les résultats obtenus.

5.4.1 La limite jonction longue (20 et 30Å).

Lorsqu'un courant Josephson traverse une jonction, un champ magnétique induit va venir perturber le comportement classique décrit précédemment. Le champ magnétique créé est dans la même direction que le champ extérieur appliqué. Des vortex (dits vortex Josephson) peuvent alors apparaître perturbant les distributions de courant

dans la jonction. La longueur Josephson, longueur minimum nécessaire à la pénétration d'un vortex Josephson dans la jonction, s'exprime à partir des équations de l'électrodynamique d'une jonction Josephson [15, 115]:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 l J_c}} \quad (5.13)$$

où $l = 2\lambda_L + d$ et J_c est la densité de courant traversant la jonction. Lorsque la largeur d'une jonction avoisine ou dépasse cette longueur, des perturbations importantes des distributions de courant dues à l'écrantage du champ magnétique extérieur, vont rendre l'exploitation des spectres difficile. La jonction est dite en limite longue.

Le calcul de ces longueurs Josephson pour chaque jonction en fonction des paramètres mesurés (densité de courants etc...) a été effectué, les résultats sont présentés au tableau 2.1 à la page 98. Les longueurs λ_J doivent être comparées à la taille des jonctions : $L=100\mu\text{m}$. Pour les épaisseurs de 20 et 30Å, on obtient environ $\lambda_J \approx 30\mu\text{m}$, ce qui les place largement dans la limite jonction longue, puisque $\lambda_J \gg L$.

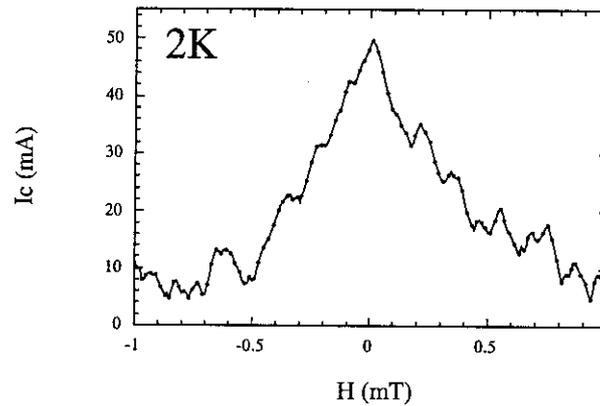


FIG. 5.12 – Modulation du courant critique en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan de la jonction sur une couche de 20Å de Gd à 2K.

Les modulations de courant obtenues sur un échantillon de 20Å de Gd sont exposées à la Fig. (5.12). Ce spectre est typique d'une jonction longue [66]. Même si les oscillations ne sont pas aussi marquées que dans un spectre Fraunhofer classique, nous pouvons extraire une période de $B_{\phi_0} = 0.15 \text{ mT}$, qui correspond à la pénétration d'un ϕ_0 dans la jonction. En effet, si on prend $\lambda_L^{alv} = 500\text{Å}$, cela donne une période de 0.2mT environ, quelles que soient les épaisseurs de gadolinium. Pour améliorer la forme des spectres, une méthode consiste à faire ces mesures à plus haute température

pour diminuer les densités de courants et donc augmenter la longueur λ_J . Toutes les tentatives ont été sans succès, même à plus haute température les spectres restent de la forme de celui à 2K.

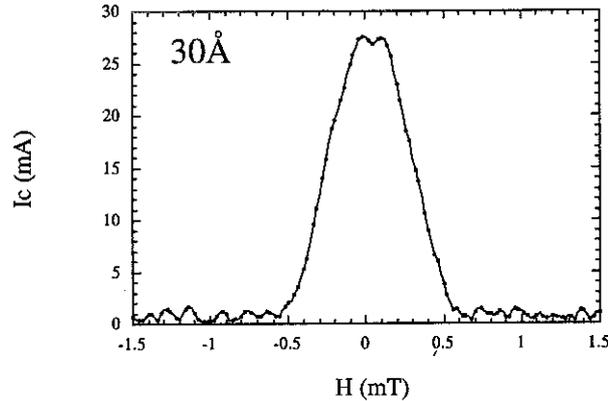


FIG. 5.13 – Modulation du courant critique en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan de la jonction sur une couche de 30Å de Gd à 3K.

De la même façon, bien que le spectre soit différent, nous obtenons des modulations sur le 30Å. La période que l'on peut extraire de la Fig. (5.13) ($B_{\phi_0}=0.17$ mT), correspond encore à la pénétration d'un ϕ_0 . Ces modulations sont plus nettes en champ négatif, qu'en champ positif.

Le minimum de courant critique obtenu sur plusieurs échantillons, voir aussi Fig. (5.14), ressemble à ce que l'on attend dans le cadre de la théorie des jonctions π . L'absence de reproductibilité de ces résultats ne nous permet pas d'aller plus loin dans l'interprétation. Le décalage du centre de symétrie de certains spectres vient du champ rémanent de la bobine, après application de champ de quelques mT.

Dans le cas de ces deux épaisseurs, pourtant les plus faibles, donc plus sujettes à contenir des trous, nous trouvons des oscillations sous champ assez bien marquées. Ces oscillations sont une excellente caractérisation de la continuité des couches. En effet, la contribution de trous au courant critique ne peut pas donner lieu à des modulations pour des champs faibles. La preuve d'un effet Josephson en champ vient donc confirmer les résultats déjà obtenus avec le modèle RSJ.

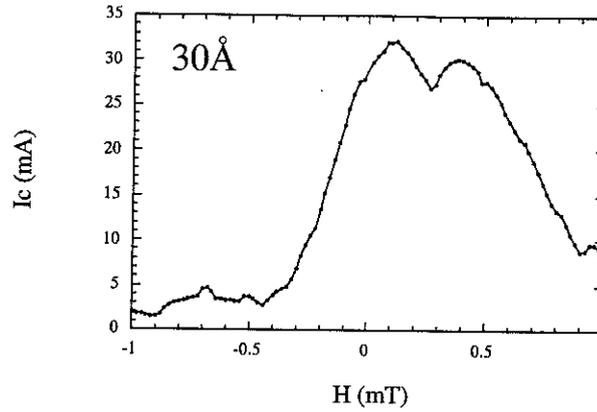


FIG. 5.14 – Ces modulations de courant critique en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan de la jonction sur une couche de 30Å à 2K, montrent que comme pour l'échantillon précédent de 30Å, le centre de symétrie du spectre admet un minimum.

5.4.2 Densités de courant hétérogènes.

Pour les autres épaisseurs (de 40Å à 100Å), la limite jonction longue n'est pas suffisante pour expliquer les spectres très irréguliers que nous avons observés. De plus, d'après le tableau 5.1, à partir de 60Å, les jonctions ne sont plus en limite longue. Les variations de distributions de courants peuvent jouer énormément sur la forme

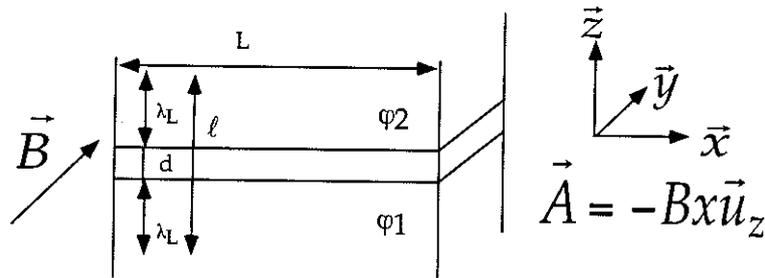


FIG. 5.15 – Schéma d'une jonction sous champ, avec l'épaisseur de gadolinium d , φ_1 et φ_2 les différentes phases des supraconducteurs. Le repère et la jauge sont utiles pour démontrer la formule 5.14. Le champ magnétique \vec{B} est appliqué suivant \vec{y} .

des spectres. Nous allons rapidement décrire les équations régissant ces phénomènes. A partir de l'équation 5.11, en utilisant la jauge de Landau, d'après le schéma donné à la Fig. (5.15), on obtient :

$$j(x) = j_c \sin \left(\varphi_1 - \varphi_2 - \frac{el}{\hbar} Bx \right) \quad (5.14)$$

où $l = 2\lambda_L + d$.

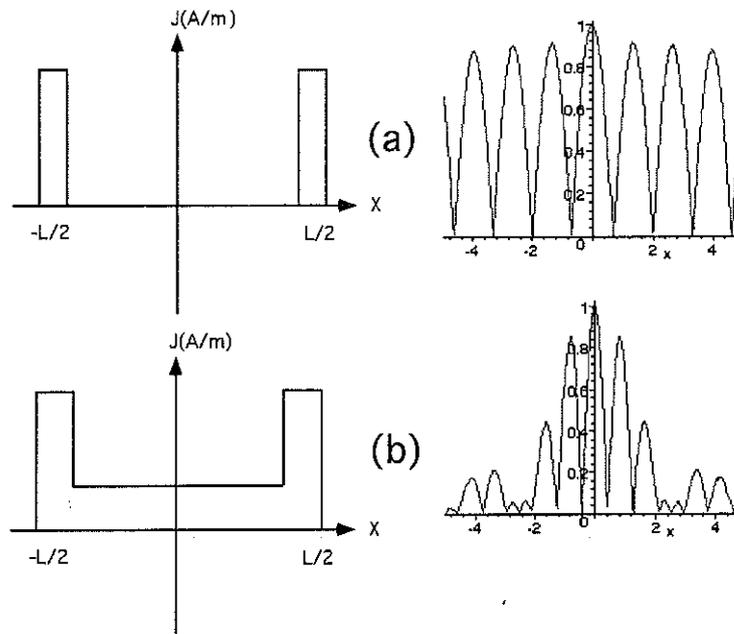


FIG. 5.16 – Effet de la densité de courant sur le spectre Fraunhofer pour deux types de distribution différents. L'axe des x traduit la largeur de la jonction, le courant circule perpendiculairement à cet axe.

Le flux de $j(x)$ donne le courant :

$$I = \iint_S j_c(x) \sin\left(\varphi_1 - \varphi_2 - \frac{el}{\hbar} Bx\right) dx dy$$

que l'on peut réécrire sous la forme :

$$I = \Im \left(\int_{-L/2}^{L/2} j_c(x) e^{i\left(\varphi_1 - \varphi_2 - \frac{\pi l}{\phi_0} Bx\right)} dx \right) \quad (5.15)$$

On peut donc voir le spectre de courant critique comme la partie imaginaire (\Im) de la transformée de Fourier (TF) de la densité de courant. Ceci permet de mieux comprendre pourquoi on retrouve une figure de diffraction pour ce courant critique; il faut prendre la TF d'une fonction porte (dans le cas d'une distribution uniforme du courant dans une jonction). Si la distribution de courant est non homogène, des spectres très irréguliers peuvent être mesurés. Nous en donnons un exemple à la Fig. (5.16). Dans le cas (a), on retrouve un spectre type SQUID, ce qui correspond bien à une répartition en surface des courants dans la jonction. L'illustration (b) donne un exemple encore simple, de variations difficiles à exploiter. A la Fig. (5.17)

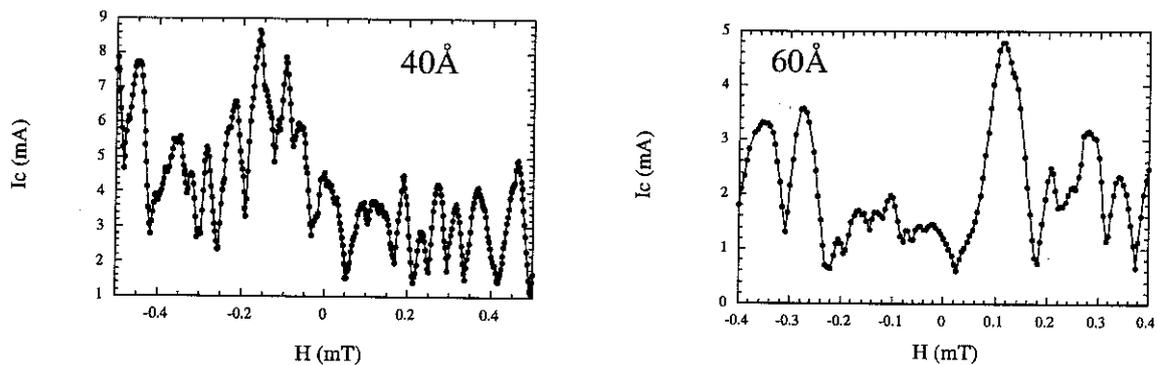


FIG. 5.17 – Oscillations de courants critiques en fonction du champ pour deux épaisseurs : 40\AA (IX(1.2)) et 60\AA (V) de Gd à 2K. Des périodes entre 0.02mT et 0.1mT environ apparaissent.

nous présentons deux échantillons dont les spectres sont difficiles à exploiter. Une période de 0.1mT est quand même apparente, mais les oscillations ne sont pas nettes.

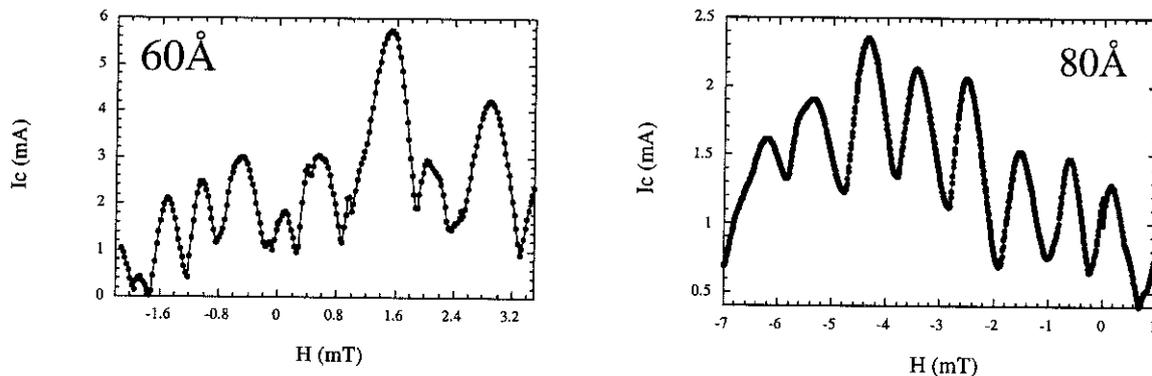


FIG. 5.18 – Oscillations de courants critiques en fonction du champ pour deux épaisseurs différentes de ferromagnétique dans la jonction à 2K. Des périodes de 0.3mT pour le 60\AA (V) de Gd et 0.7mT pour le 80\AA (X(1.1)) de Gd sont mises en évidence.

Sur d'autres échantillons, bien que les spectres ressemblent à ceux attendus pour des SQUIDS, les oscillations sont bien marquées et définissent une période de 0.3mT pour le 60\AA et 0.7mT pour le 80\AA (voir la Fig. (5.18)). Dans le cas du 80\AA , on commence à s'éloigner de la valeur attendue de 0.2mT , sans explication apparente. D'autres spectres très réguliers ont été obtenus en particulier sur un 100\AA (cf Fig. (5.19)). L'interprétation du résultat reste difficile car deux oscillations distinctes semblent se superposer pour donner un minimum de courant critique à champ nul. D'une façon générale, la présence d'un composé magnétique doit certainement perturber la distribution des lignes de champ dans la jonction et par conséquent suivant l'histoire

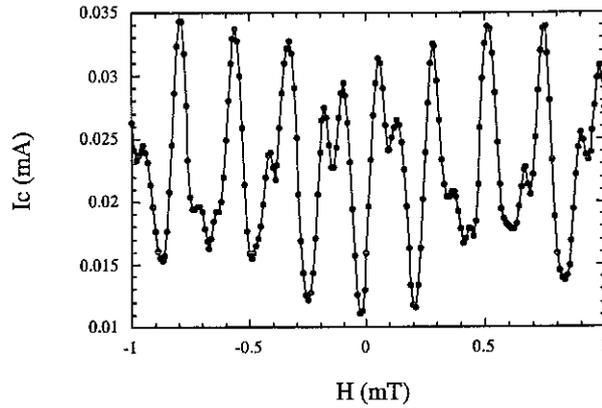


FIG. 5.19 – Oscillation du courant critique sous champ pour un échantillon de 100Å de Gd. Deux périodes semblent se superposer

magnétique de l'échantillon, on peut s'attendre à mesurer des périodes d'oscillation assez différentes.

Les expériences réalisées à faibles épaisseurs ont donné des résultats particulièrement propres, ce qui indique que les jonctions sont de bonne qualité en ce qui concerne la continuité. Les résultats sur les fortes épaisseurs difficiles à interpréter ne viennent donc pas de discontinuités dans les couches. En revanche, la structure granulaire mise en évidence par les mesures TEM (voir chapitre 4), pourrait expliquer l'hétérogénéité des distributions de courant dans la jonction.

En conclusion, nous avons bien montré que des phénomènes de couplage supraconducteur à travers une barrière magnétique sont possibles. Des effets Josephson ont été observés, soit par $V(I)$, soit en modulation sous champ, malgré la structure perturbée des spectres $I_c(H)$. L'exploitation des résultats de courant critique en fonction de l'épaisseur de gadolinium est donc envisageable.

5.4.3 Le cas particulier des jonctions S/F/S.

L'obtention de bons spectres Fraunhofer est particulièrement difficile dans le cas des jonctions S/F/S. En effet, comment évaluer le champ magnétique naturel de la couche, qui contribue déjà à champ nul à perturber les distributions de courant ? Sachant que la couche a un comportement magnétique complexe (voir le chapitre 4) de par sa structure granulaire, ces contributions sont difficiles à quantifier. En revanche, l'existence d'un champ rémanent (même faible) dans la couche peut expliquer que

certains spectres ne soient pas centrés sur $H=0$. De plus, puisque la couche est magnétique avec des petits grains, que se passe-t-il lorsqu'on applique un champ magnétique, même faible, sur la jonction? Une réorganisation de l'alignement entre les spins des grains par le champ extérieur est possible, perturbant une éventuelle structure périodique dans les variations de courant critique, rendant toute interprétation difficile. Pour mieux comprendre l'effet du ferromagnétisme, nous avons fait des

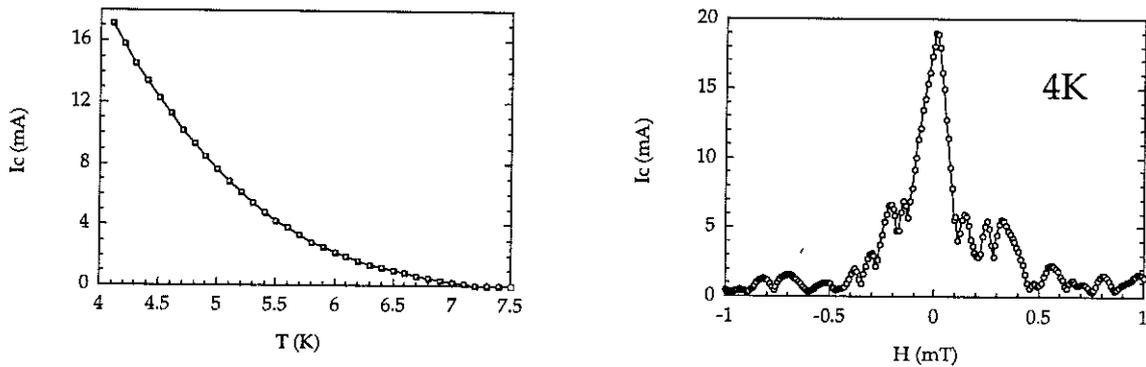


FIG. 5.20 – Mesure d'une jonction à 800Å d'yttrium. Le premier graphe représente les variations du courant critique en température, et le deuxième, les modulations de courant sous champ.

expériences test, en remplaçant le gadolinium par de l'yttrium. Fondamentalement, ces deux composés sont assez semblables (taille des atomes, résistivité etc...), mais l'yttrium n'est pas magnétique. Nous avons donc effectué des mesures similaires sur des jonctions Nb/Al/Y/Al/Nb, pour des épaisseurs de 200, 400, 800 Å d'yttrium. Les épaisseurs utilisées sont beaucoup plus élevées que pour le gadolinium, puisque comme l'yttrium est un métal normal, les effets de proximité sont rapidement importants. Seul le 800 Å a montré des courants critiques mesurables à basse température (inférieurs à 100mA à 1K). Nous donnons à la Fig. (5.20) les variations du courant critique dans cette jonction, ainsi que les modulations sous champ. Une période de 0.1mT environ apparaît, ce qui correspond à la pénétration d'un quantum de flux dans la jonction. Bien que les oscillations ne tombent pas à zéro (ces jonctions sont aussi en limite jonction longue) le spectre Fraunhofer est mieux défini que dans le cas du gadolinium. Ceci met bien en évidence les perturbations introduites par le composé ferromagnétique.

D'après ces conclusions, il serait important de pouvoir caractériser les jonctions

magnétiques autrement qu'en appliquant un champ magnétique pour faire osciller le courant critique des jonctions. Une des méthodes à utiliser consiste à réaliser un montage permettant de faire des marches de Shapiro [15]. Sans décrire la physique propre à ce type d'expérience, l'application de micro-ondes sur une jonction permet d'obtenir des marches dans les caractéristiques I-V, c'est un test académique pour prouver l'existence d'un effet Josephson dans une jonction. L'intérêt de cette méthode utilisée récemment avec succès sur des systèmes couplant jonctions S/N/S et composé magnétique [38], vient du fait qu'elle ne perturbe pas le comportement des composés magnétiques en présence.

5.5 Effet de proximité dans un matériau ferromagnétique.

Dans ce paragraphe nous allons nous intéresser au mécanisme permettant à une paire de Cooper de traverser la couche magnétique sans se briser. Nos résultats expérimentaux nous permettront de mettre une valeur numérique très précise sur les longueurs caractéristiques liées à ce phénomène, en interprétant les variations du courant critique en fonction de l'épaisseur de ferromagnétique.

5.5.1 Effet de proximité et longueurs caractéristiques.

Depuis quelques années, l'effet de proximité se comprend en terme de réflexion d'Andreev entre les deux côtés supraconducteurs de la jonction. La cohérence quantique de phase est établie entre les deux supraconducteurs par des réflexions d'Andreev cohérentes, permettant ainsi l'existence d'un supercourant [62]. Pour avoir un effet

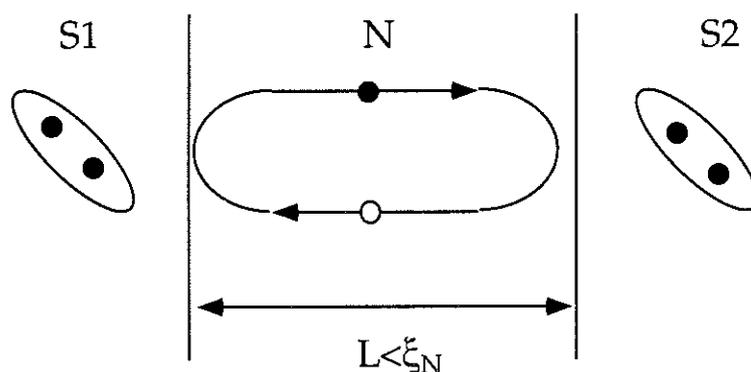


FIG. 5.21 – Représentation schématique de l'effet de proximité lorsque le processus de réflexion d'Andreev est cohérent, c'est-à-dire pour $L < \xi_N$.

Josephson, c'est-à-dire un effet collectif sur les paires de Cooper, il faut que l'épaisseur de métal normal soit de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence macroscopique ξ_N . Cette longueur est reliée, dans le cas d'un métal normal, à la température. C'est le terme $k_B T$, qui introduit la décohérence entre l'électron incident et le trou réfléchi dans le processus de réflexion d'Andreev (voir la Fig. (5.21)). Si les processus sont cohérents, l'effet Josephson est possible; un courant circule alors sans apparition de tension.

Pour faire une estimation rapide de la longueur liée à la température, un calcul portant sur l'électron incident et sur le trou réfléchi peut être fait. L'énergie apportée par la température s'exprime par $k_B T$. A cette énergie sera associé un temps $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ pendant lequel le système gardera sa cohérence. Connaissant la vitesse des électrons, on peut donc déduire une longueur caractéristique de conservation de la cohérence, c'est-à-dire :

$$\xi_N \propto v_F \times \Delta t \propto \frac{\hbar v_F}{k_B T}$$

On retrouve bien la longueur de cohérence dans le métal normal, dans le cas de la limite propre, l'extension à la limite sale est directe.

Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, quelle va être l'énergie qui limitera cette longueur de cohérence? Dans le cas des matériaux de transition, on prend directement l'échange entre les électrons de conduction. Dans le cas du gadolinium, nous prendrons l'énergie d'échange entre électrons 4f et électrons 5d. Dans ce cas là, la relation donnant la longueur de cohérence macroscopique dans un matériau magnétique est :

$$\xi_F \propto v_F \times \Delta t \propto \frac{\hbar v_F}{I}$$

La destruction de la réflexion d'Andreev par un matériau magnétique se voit par l'ordre de grandeur de cette longueur, qui est 100 à 1000 fois plus petite que la même longueur dans un métal normal, pour des énergies d'échange de l'ordre de la centaine de meV.

5.5.2 Variation du courant critique en fonction de l'épaisseur de gadolinium.

Au vu de cette discussion, nous allons pouvoir exploiter les résultats de courant critique obtenus au paragraphe précédent. La comparaison des courants critiques pour différentes épaisseurs de gadolinium dans la jonction à une température donnée n'est pas forcément pertinente. Les résistances entre les échantillons sont très différentes, les produits RI_c aussi. Cependant, il est clair d'après le tableau 5.1 que ces différences entre échantillons n'ont que peu d'effet sur les courants critiques, contrairement aux jonctions S/I/S. Certains échantillons peuvent avoir une résistance importante ainsi que des courants critiques importants. L'effet des résistances aux interfaces sur les courants critiques, entre un supraconducteur et un composé magnétique, n'est pas clair à l'heure actuelle (voir la note 21 à la référence [141]), bien que certains auteurs commencent à en tenir compte [1]. Nous supposons donc que malgré des différences de résistances entre les échantillons, la comparaison des variations d'amplitude des courants critiques en fonction de l'épaisseur de ferromagnétique a un sens physique.

Comme nous l'avons vu dans un paragraphe précédent, certaines jonctions présentent des distributions de courant très hétérogènes. Ceci risque d'amener un terme d'erreur dans l'évaluation du courant critique. Cette erreur peut atteindre 30 % pour les fortes épaisseurs, sans rendre la modélisation fautive, puisque pour 100Å, les courants sont déjà extrêmement faibles.

De la même façon, l'homogénéité du comportement magnétique est un paramètre primordial pour que l'exploitation que l'on propose ait un sens. Si par exemple, lorsqu'on diminue l'épaisseur de gadolinium, la couche perd son caractère magnétique, les résultats ne pourront plus être comparés entre eux. Comme nous l'avons vu au chapitre 4, le moment magnétique par atome pour les différentes épaisseurs étudiées en magnétométrie à SQUID reste à peu près constant (voir la Fig. (4.8) à la page 70, où le moment magnétique par atome est donné pour chaque épaisseur de gadolinium).

La décroissance du courant critique est donnée à la Fig. (5.22). On remarque qu'elle n'est pas tout à fait de type exponentielle, comme pourrait le prévoir la théorie de Gennes- Werthamer dans le cas de métaux normaux, en prenant des longueurs de décroissance très petites (de l'ordre du nanomètre). Pour obtenir une description

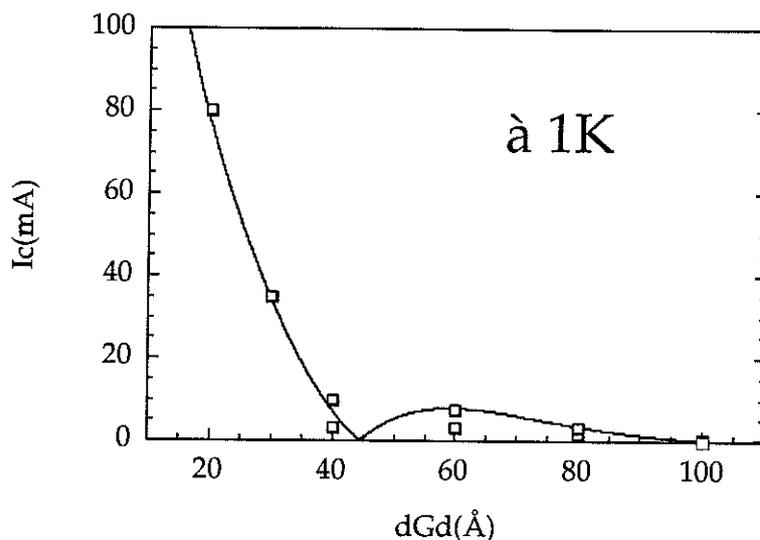


FIG. 5.22 – Variation du courant critique des jonctions pour différentes épaisseurs de gadolinium de 20 à 100 Å à 1K. La courbe en trait plein représente l'ajustement à l'aide de la formule de courant Josephson dans une jonction S/F/S de Buzdin *et al.* [32]

satisfaisante de nos résultats expérimentaux, il est indispensable de prendre en compte le caractère ferromagnétique du gadolinium. Les résultats sont donnés pour une température assez basse, pour s'affranchir des différences issues de températures de transition variables entre échantillons (entre 7 et 8.5K). L'écart à la théorie lorsqu'on est loin de T_c n'est pas important.

Les calculs de courants critiques en fonction de l'épaisseur de ferromagnétique, de l'énergie d'échange etc. . . sur des jonctions S/F/S ont été effectués par Buzdin *et al.* au début des années 90 [31, 32]. Les variations de courant Josephson sont calculées à partir des équations de Usadel toujours pour des températures proches de T_c (voir le chapitre 1). Pourtant, ces calculs sont en général valables même à plus basse température. Le courant Josephson est donné par :

$$I = 2\pi^2 N(0) D \frac{T_c}{T} \Delta^2 \frac{1}{\xi_F} \left(\frac{\cos\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right) \sinh\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right) + \cosh\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right) \sin\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right)}{\left(\cos\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right) \sinh\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right)\right)^2 + \left(\cosh\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right) \sin\left(\frac{4d_F}{\xi_F}\right)\right)^2} \right) \quad (5.16)$$

où d_F représente l'épaisseur du ferromagnétique, ξ_F la longueur de pénétration moyenne des paires de Cooper dans le magnétique, $N(0)$ la densité d'état et D le coefficient de diffusion. La présence du composé magnétique ne fait qu'induire des oscillations en plus de la décroissance exponentielle du courant critique en fonction de l'épaisseur. La fréquence des oscillations étant directement reliée à la valeur de ξ_F , si on travaille pour

des épaisseurs de cet ordre de grandeur, l'écart à une décroissance exponentielle sera visible. L'ajustement de nos résultats expérimentaux avec ces calculs est donné à la Fig. (5.22) (courbe en trait plein). Malgré un nombre de points assez limité, l'accord est assez bon et suggère l'existence d'oscillation dans la plage de nos mesures puisque le ξ_F est estimé à environ 50\AA . D'après la modélisation que nous avons utilisée, les courants critiques au-dessus de 50\AA devraient être négatifs révélant la possible existence d'un couplage π entre les couches supraconductrices de notre jonction. Avant d'aller plus loin, il faut se convaincre qu'aucune autre théorie d'effet Josephson dans des jonctions S/F/S ne permet d'ajuster aussi bien nos résultats.

En 1997, E. Demler *et al.* ont étendu les calculs de Buzdin et Radovic sur les jonctions S/F/S en tenant compte de possibles effets spin-orbite. La prise en compte de ce phénomène introduit de la décohérence pour les spins des électrons de conduction. Ces effets sont de plus en plus fort lorsque les atomes des matériaux en présence sont lourds, cela peut être le cas pour le gadolinium. L'introduction de ces effets aura une conséquence très importante, les oscillations dues au couplage π disparaissent, aussi bien pour le courant critique que pour les températures critiques dans les super-réseaux. Le résultat de Demler permet de connaître le courant critique en prenant en

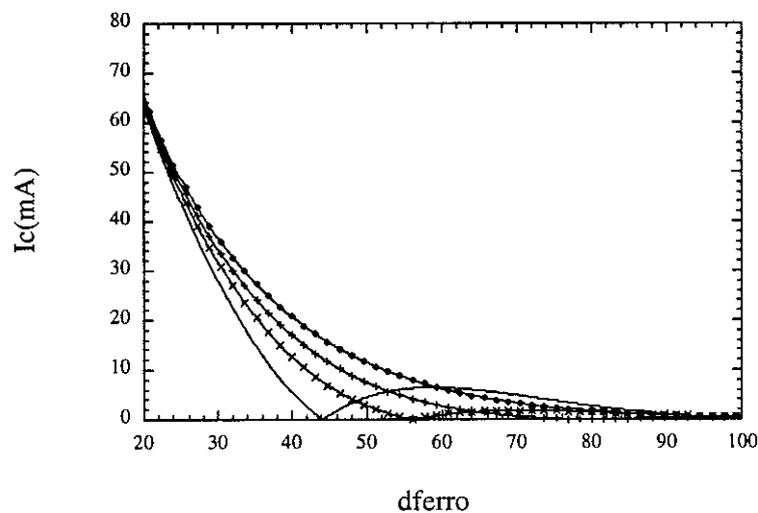


FIG. 5.23 – Variation théorique du courant critique des jonctions en fonction de l'épaisseur de matériau ferromagnétique de 20 à 100 Å. Les temps de diffusion liés au spin-orbite sont les suivants : en trait plein $\hbar/J\tau_{so} = 0$, $\hbar/J\tau_{so} = 0.3$ pour les \times , $\hbar/J\tau_{so} = 0.6$ pour les $+$ et $\hbar/J\tau_{so} = 1$ est représenté par les losanges.

compte le temps de spin-orbite que l'on introduit par le coefficient sans dimension :

$\hbar / (J\tau_{so})$, où J est l'énergie d'échange dans le ferromagnétique et τ_{so} est le temps de diffusion lié aux effets de spin-orbite. On a d'après Demler *et al.* [50]:

$$I = 2\pi^2 N(0) D \frac{T_c}{T} \sum_{\omega} \frac{\Delta^2}{\omega^2} \left(\frac{k_F}{\sinh(k_F d_F)} + \frac{k_F^*}{\sinh(k_F^* d_F)} \right. \\ \left. + \frac{2i\alpha}{1-\alpha^2} \left(\frac{k_F}{\sinh(k_F d_F)} - \frac{k_F^*}{\sinh(k_F^* d_F)} \right) \right) \quad (5.17)$$

où k_F représente le vecteur d'onde de l'oscillation, il est donné par :

$$k_F = \sqrt{\frac{4}{D\tau_{so}} + \frac{4i}{D} \sqrt{J^2 - \frac{1}{\tau_{so}^2}}} = \frac{4}{\xi_F} \sqrt{\frac{\hbar}{J\tau_{so}} + i \sqrt{1 - \left(\frac{\hbar}{J\tau_{so}}\right)^2}}$$

et α , coefficient traduisant l'effet spin-orbite, s'écrit :

$$\alpha = \frac{\frac{\hbar}{J\tau_{so}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\hbar}{J\tau_{so}}\right)^2} - 1}$$

avec $\alpha \xrightarrow{\tau_{so} \rightarrow +\infty} -\infty$. La Fig. (5.23) illustre les variations calculées plus haut lorsque l'on introduit progressivement de l'effet spin-orbite dans la jonction. Pour des raisons de simplicité, on a pris comme caractéristiques du ferromagnétique celles du gadolinium. Les valeurs de τ_{so} sont prises par rapport à l'énergie d'échange du matériau magnétique. Nous avons tracé les courants Josephson pour quatre valeurs $\hbar/J\tau_{so} = 0$, $\hbar/J\tau_{so} = 0.3$, $\hbar/J\tau_{so} = 0.6$ et $\hbar/J\tau_{so} = 1$. Les oscillations de courant critique disparaissent dans la plage d'épaisseur que l'on étudie car le vecteur d'onde des oscillations augmente. Sur la Fig. (5.24), les différentes théories sont comparées aux résultats expérimentaux. L'ajustement avec la théorie de Buzdin-Radovic est le même qu'à la Fig. (5.22). Pour la théorie de Demler *et al.*, les paramètres optimisés sont $\hbar/J\tau_{so} = 0.5$ et $\xi_F = 60\text{\AA}$. Un meilleur ajustement n'a pas été possible. On s'aperçoit donc que l'ajustement sans spin-orbite rend bien mieux compte de nos résultats.

Conformément aux prédictions, les longueurs de pénétration de paires que l'on extrait sont donc assez courtes, de l'ordre du nanomètre, ce qui prouve bien que la présence d'un champ d'échange perturbe fortement la pénétration des paires de Cooper dans un matériau ferromagnétique, et par conséquent la réflexion d'Andreev. Pour rapprocher ce résultat des calculs théoriques existants sur la valeur du ξ_F , il faut être certain du choix de l'énergie magnétique qui caractérise le systèmes. Dans le cas

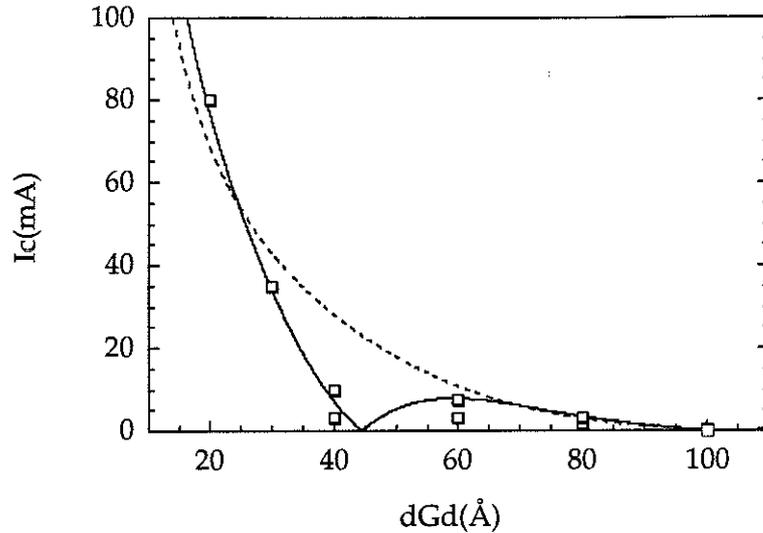


FIG. 5.24 – Comparaison des différentes théories (Buzdin-Radovic, Demler) par rapport aux résultats expérimentaux. Pour la théorie de Demler et al. les paramètres d'ajustement ont été optimisés en prenant $\hbar/J\tau_{so} = 0.5$ et $\xi_F = 60 \text{ \AA}$ (en trait pointillé) et pour la théorie de Buzdin-Radovic $\xi_F = 50 \text{ \AA}$ (en trait plein).

du gadolinium, plusieurs énergies caractérisent l'apparition de magnétisme dans la couche. Comme les électrons 4f se couplent aux électrons 5d, il en résulte une énergie d'échange caractéristique souvent estimée à $I_{4f/5d} = 250 \text{ meV}$ [40]. Un autre couplage beaucoup moins fort apparaît aussi entre les électrons 5d et 6s induit par l'interaction 4f/5d. Ces valeurs sont en général mesurées par des expériences de photoémission [152] polarisée en spin, on a $I_{5d/6s} \approx 100 \text{ meV}$. Grossièrement, si on prend $J = 250 \text{ meV}$, $v_F = 2 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$ et comme libre parcours moyen la longueur moyenne des couches de gadolinium : $l = 50 \text{ \AA}$ sachant que

$$\xi_F = \sqrt{\frac{4\hbar v_F l}{3I}}$$

on obtient bien l'ordre de grandeur de 50 \AA .

L'exploitation des résultats de courant Josephson à partir des théories existantes permet d'envisager l'existence de couplage π dans ces jonctions pour des épaisseurs de gadolinium supérieures à 50 \AA . Des expériences complémentaires seront réalisées en vue d'affiner ce résultat.

Epaisseur (Å)	20Å	30Å	40Å	40Å	60Å	60Å	60Å	80Å	80Å	100Å	100Å	100Å
Echantillon	I	XIX	IX(1.3)	IX(1.2)	I(1.1)	I(1.2)	V	X(1.1)	X(2.1)	XI(2.1)	XVI(2.1)	XVI(3.2)
T_{cN6} (K)	8,7	7	8	7,8	8	8,2	7,4	8,2	7,8	7,5	7	7,5
I_c à 1K (mA)	80	30	3	10	(15)	3	7	3	1,5	0,5	0,01	0,03
R_{min} (Ohm)	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$2,75 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
R_{max} (Ohm)	$6 \cdot 10^{-5}$	/	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$2,65 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$
$R_{min} I_c$ (μ Volt)	2,4	6	4,8	0,17	0,068	0,033	0,54	0,05	0,004	0,2	0,055	0,03
J (A/m^2)	$8 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$	10^6	$1,5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^4$	10^3	$3 \cdot 10^3$
λ_J (μ m)	30	37,5	118	65	53	119	78	145	167	290	2000	1200
H (mT) (ϕ_0)	0,15	/	0,15	0,1	0,1	0,2	0,3	0,8	/	/	0,15	0,2
Josephson	oui	oui	oui	oui	?	oui	oui	?	oui	?	oui	oui

TABLE. 5.1 - Tableau récapitulatif des valeurs expérimentales de transport pour les échantillons les plus représentatifs. Sont rassemblées en fonction des épaisseurs de gadolinium: les valeurs de courants critiques, de résistances minimales ou maximales, de densité de courant dans la jonction, de longueurs Josephson associées et enfin du champ magnétique nécessaire pour créer une oscillation de courant critique, qui correspond à peu près à la pénétration d'un quantum de flux ϕ_0 dans la jonction.

6

COMPORTEMENT RÉSISTIF DE JONCTIONS S/F/S

6.1 Introduction.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au comportement résistif des jonctions S/F/S. Lors de la caractérisation supraconductrice des échantillons par des mesures de résistance en fonction de la température, des variations de résistance inattendues ont été observées. Ce type de comportement n'a, jusqu'à présent, jamais été observé sur aucun type de jonction métallique. Nous allons commencer par décrire les mesures obtenues, puis les interpréter à l'aide de la théorie BTK¹ [19] pour des jonctions S/N, et enfin voir ce qu'apporte la prise en compte d'un champ d'échange dans le métal normal pour la compréhension totale des variations de résistance.

6.2 Comportement résistif des jonctions S/F/S.

6.2.1 Résistances des jonctions S/F/S en température.

En dehors des effets Josephson, l'étude des jonctions S/F/S peut être riche de renseignements sur les caractéristiques des phénomènes résistifs aux interfaces S/F.

Sur la quasi totalité des échantillons étudiés, dans le cas de jonctions bien caractérisées par des $V(I)$ de type RSJ, nous avons observé des phénomènes identiques. Les résistances² des jonctions augmentent jusqu'à un facteur dix lorsque la température diminue. Nous donnons quelques exemples de remontée de résistance pour différents échantillons à la Fig. (6.1). L'effet est le suivant : entre 4 et 8K la résistance des jonctions est à peu près constante, tandis que pour des températures comprises entre

1. Blonder Tinkham Klapwijk (voir chapitre 2)

2. Pour faire une mesure de résistance de jonction, on se place dans l'état normal en appliquant un courant nettement supérieur au courant critique de la jonction.

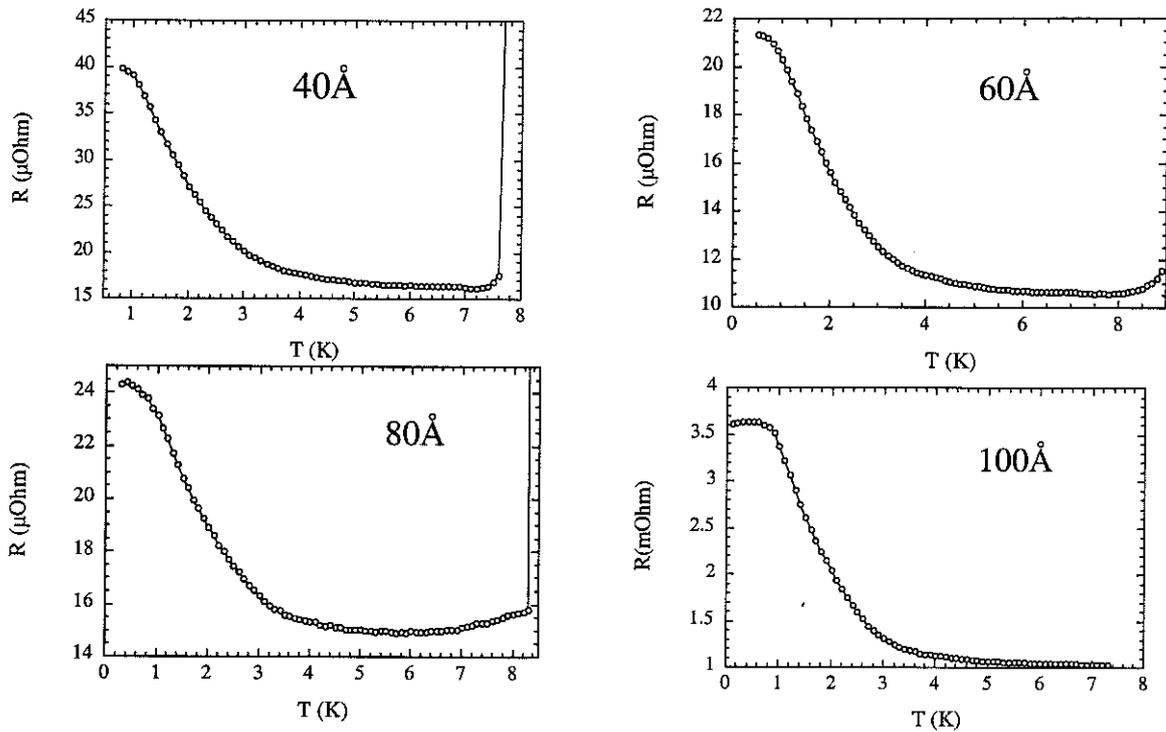


FIG. 6.1 – Caractéristiques I - V de Gd de 40Å à 2K à 8mA , 60Å à 1K à 10mA , 80Å à 1K à 5mA et 100Å à 1K à $50\mu\text{A}$.

1 et 3K la résistance augmente brutalement, pour atteindre un palier à très basse température ($T \leq 1\text{K}$).

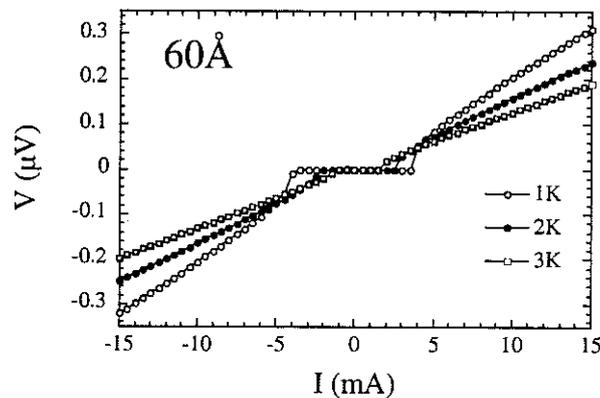


FIG. 6.2 – Caractéristiques I - V à différentes températures (1 , 2 et 3K) pour une jonction de 60Å de Gd . La pente des courbes varie avec la température.

Les courants de mesure sont largement supérieurs aux courants critiques des jonctions, pour que le régime ohmique soit bien établi. Ces variations de résistance se voient parfaitement sur des caractéristiques V - I réalisées à différentes températures (voir la

Fig. (6.2)). Sur ces courbes, on constate que le régime ohmique est toujours bien établi. Dans le modèle RSJ¹, on atteint la résistance ohmique à moins de 5% pour trois fois le courant critique. A notre connaissance, des remontées identiques de résistance à basse température n'ont jamais été observées sur des jonctions S/N/S, ou des interfaces S/N. Pour mieux comprendre l'origine de ce phénomène, il faut bien voir d'où vient la plus grande contribution à la résistance dans ces jonctions S/F/S.

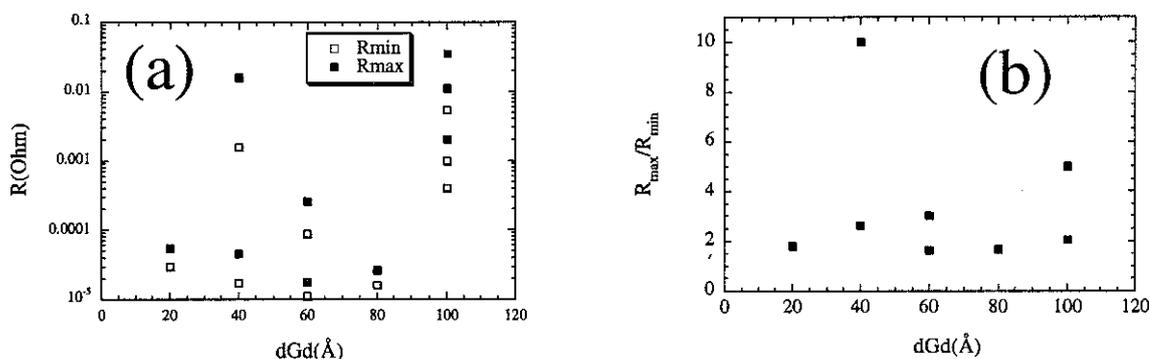


FIG. 6.3 – (a) Résistances maximales (basse température) et minimales (haute température) en fonction des épaisseurs de gadolinium. (b) Rapport des résistances maximales et minimales en fonction des épaisseurs de ferromagnétique.

La résistance d'une jonction se décompose en deux termes. Le premier correspond à la résistivité des matériaux utilisés que l'on peut assez facilement estimer à une fraction de micro-ohm (pour une jonction de 0.1mm par 0.1mm avec 100Å de gadolinium de résistivité $140\mu\Omega cm$). La deuxième contribution vient des interfaces, et il est extrêmement difficile d'en donner une estimation. Les résistances effectivement mesurées sur nos jonctions excèdent d'un facteur dix à mille l'ordre de grandeur (voir le tableau 5.1) estimé pour la première contribution. Ces valeurs indiquent donc que ce sont les interfaces qui dominent le comportement résistif des jonctions. Ceci est bien confirmé à la Fig. (6.3), où l'on voit que les résistances caractéristiques ne dépendent que très peu des épaisseurs de gadolinium. Seul le rapport des résistances maximales et minimales est à peu près constant pour des ordres de grandeur de résistances identiques, cet effet sera discuté plus longuement au paragraphe suivant. Nous sommes donc dans d'assez bonnes conditions pour sonder l'effet des interfaces sur le transport entre un supraconducteur et un métal normal magnétique.

1. Voir chapitre 5.

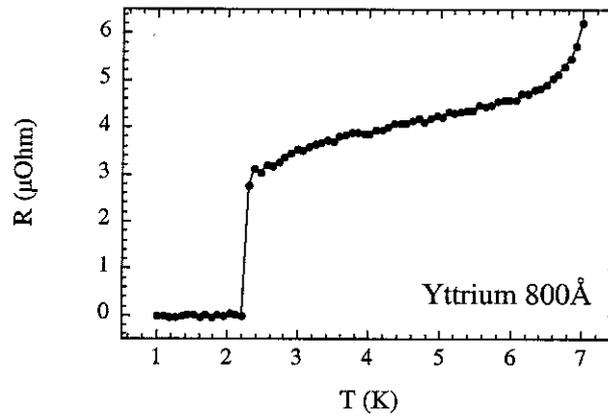


FIG. 6.4 – Résistance en fonction de la température pour une jonction Nb/Al/Y/Al/Nb, où l'yttrium est un métal semblable au gadolinium en résistivité mais non magnétique. Le courant de mesure utilisé est de 20mA et l'épaisseur d'yttrium est de 800Å.

Afin de mieux comprendre l'origine de ces remontées en température, des expériences identiques ont été réalisées sur des jonctions à l'yttrium (comme pour les mesures de courants critiques, on utilise des jonctions du type Nb/Al/Y/Al/Nb) pour tester les effets d'un métal non magnétique dans notre géométrie d'échantillon. Pour des épaisseurs d'yttrium de 800Å, on ne retrouve pas du tout de remontée, mais une décroissance de la résistance de la jonction lorsqu'on diminue la température.

Il est difficile d'utiliser des épaisseurs d'yttrium plus faibles pour diminuer la contribution du matériau massif par rapport aux interfaces, car les courants critiques deviennent difficiles à mesurer (les effets de proximité sont trop forts). Comme on le voit à la Fig. (6.4), les courants de mesures utilisés (ici 20mA) n'ont pas permis de descendre plus bas en température en raison d'importants effets de chauffage. La résistance trouvée (quelques $\mu\Omega$) correspond à la résistance que l'on attend si on prend comme résistivité pour l'yttrium: $40\mu\Omega\text{cm}$. Il semble donc que dans le cas de l'yttrium, ce soit la résistance du matériau massif qui l'emporte par rapport aux résistances d'interface, ce qui explique la différence de comportement entre Gd et Y. Il va donc être important de comprendre ce qui est à l'origine des résistances d'interfaces dans le métal normal magnétique. Est-ce dû simplement à un mauvais contact métallique entre le gadolinium et l'aluminium, où est-ce que le magnétisme du Gd induit un transport difficile entre le métal et le supraconducteur? Nous allons tenter de répondre à ces questions au paragraphe suivant.

6.2.2 Interprétation à l'aide de la théorie BTK.

Comme nous venons de le voir, le comportement résistif de nos jonctions est en grande partie contrôlé par les phénomènes ayant lieu aux interfaces. La théorie BTK [19]¹ devrait donc être parfaitement adaptée pour la description de nos résultats expérimentaux. Nous avons cherché à décrire le comportement de jonction S/N, pour différentes barrières à l'interface en fonction de la température. L'extension des calculs fait pour une interface S/N à des jonctions S/N/S n'apporte pas de renseignements supplémentaires. En effet, les résultats ne sont pas modifiés lorsque le métal normal est supposé hors-équilibre, ce qui pourrait être le cas si l'épaisseur du normal est faible par rapport au libre parcours moyen inélastique. Dans le cadre de la théorie BTK, pour des contacts ponctuels le libre parcours moyen élastique n'intervient pas dans la modélisation.

De plus, dans un premier temps nous n'avons pas tenu compte du caractère magnétique du gadolinium. Nous en tiendrons compte au paragraphe suivant.

Les courbes que nous présentons à la Fig. (6.5) ont été réalisées en utilisant la formule 2.7 du chapitre 2 à la page 23 :

$$I = 2N(0)ev_F A \int_{-E_F}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] [1 + A(E) - B(E)] dE$$

Dans ce calcul, on modélise la jonction de la façon suivante: le bilame Nb/Al est le composé supraconducteur de la jonction et le gadolinium est supposé être un métal normal. L'aluminium est supraconducteur par proximité avec le niobium aux températures inférieures à la température critique du niobium. Le bilame est dans la limite de Mac Millan, car les épaisseurs des films sont inférieures aux longueurs de cohérence supraconductrices: $d_{Nb} < \xi_{Nb}$ et $d_{Al} < \xi_{Al}$.

Nous avons tenu compte de la dépendance en température du gap; mais les conséquences importantes ne se font sentir que près de T_c . On s'intéresse plutôt à décrire ce qui se passe à basse température. Les énergies de Fermi sont supposées égales de part et d'autre de la jonction.

A l'origine, la théorie BTK a été écrite pour décrire les phénomènes ayant lieu dans des contacts ponctuels. Cette hypothèse est indispensable pour décrire les électrons

1. Nous l'avons vu au chapitre 2.

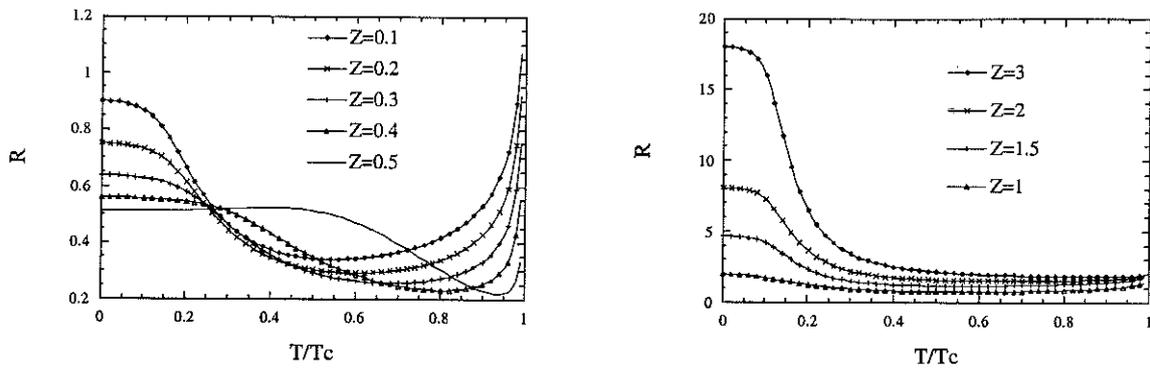


FIG. 6.5 – Modélisation numérique de résistances de jonctions S/N en température pour différentes valeurs de barrière: (a) lorsque les contacts entre métal normal et supraconducteur sont bien métalliques $Z \leq 0.5$. (b) lorsque les contacts sont moins métalliques ($0.5 \leq Z \leq 3$).

par des ondes planes. Nos jonctions s'éloignent de contacts ponctuels puisque leur dimension est de 0.1mm par 0.1mm . Cependant, si les barrières dans la jonction sont importantes, ces calculs seront quand même réalistes. C'est-à-dire qu'une modélisation avec $Z=0^1$ est fondamentalement fautive dans le cas de nos jonctions longues, tandis que l'erreur devient négligeable si on utilise des $Z \geq 1$. Dans des cas de Z importants, les jonctions se rapprochent d'une jonction tunnel, et les hypothèses de contact ponctuel ne sont plus nécessaires.

Le fait de travailler à très basse tension, nous permet d'avoir accès à des régimes jusque là peu étudiés. Les tensions inférieures au μVolt sont très inférieures au gap supraconducteur. Le graphe (a) de la Fig. (6.5) représente les variations de résistance d'une jonction S/N dans le cas de faible barrière (contact métallique), c'est-à-dire que le paramètre Z varie de 0 à 0.5 pour des tensions de 100 à 1000 (ou plus) fois plus faibles que le gap supraconducteur. La Fig. (6.5)(b) représente les variations de résistance pour les Z plus grands ($Z=1..3$), c'est-à-dire lorsque la jonction n'est plus un bon contact métallique. D'une façon générale, on voit que pour les valeurs de $Z \geq 0.5$, on retrouve des remontées de résistance identiques à celles mesurées sur nos jonctions. L'accord qualitatif est déjà très encourageant.

Les ajustements entre la théorie et les résultats expérimentaux sont donnés à la Fig. (6.6). L'accord est assez bon quels que soient les échantillons. Le seul paramètre

1. Z représente le potentiel de répulsion à l'interface.

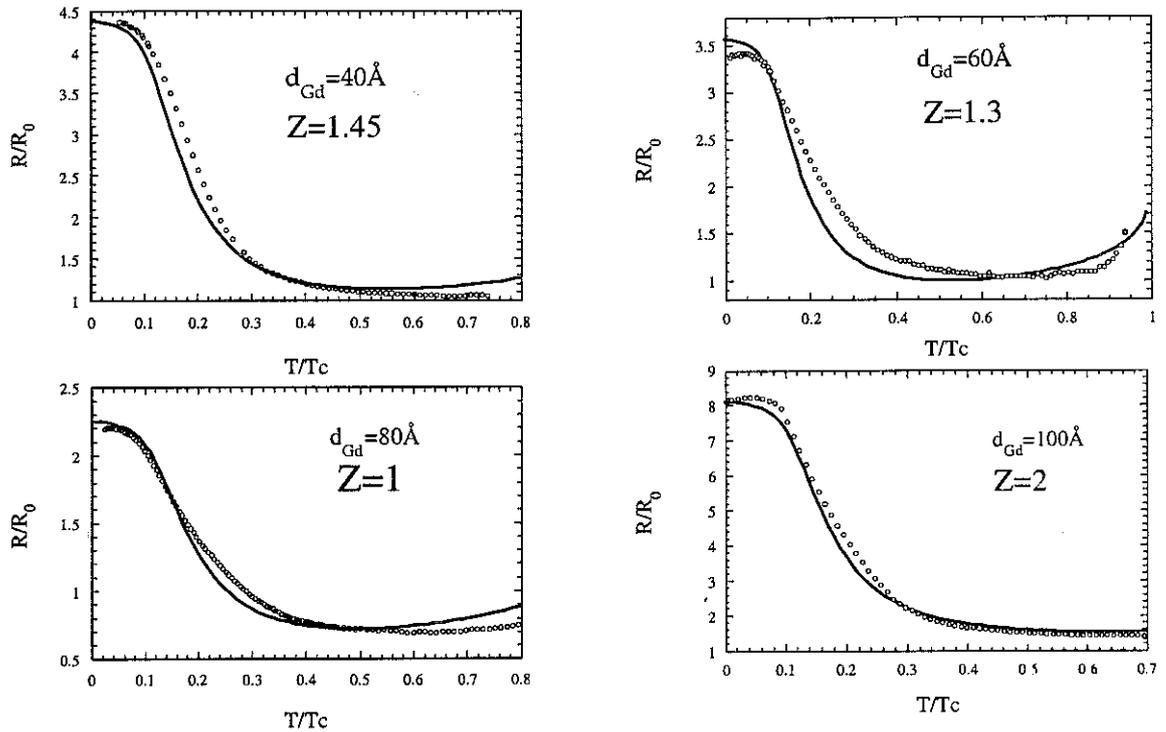


FIG. 6.6 – Ajustement des résultats expérimentaux avec les calculs type BTK pour les différentes épaisseurs de Gd dans la jonction. Les paramètres utilisés sont : $Z=1.45$ pour le 40 \AA , $Z=1.3$ pour le 60 \AA , $Z=1$ pour le 80 \AA et $Z=2$ pour le 100 \AA .

d'ajustement utilisé est le paramètre Z de la théorie BTK. Les valeurs des transitions supraconductrices utilisées sont celles qui ont été mesurées. Les résistances ont parfois été corrigées pour tenir compte des contributions qui ne sont pas issues des interfaces, surtout dans le cas d'échantillon de faible résistance. Dans le cas d'interface très résistive, aucune correction n'a été nécessaire pour avoir un parfait accord entre l'expérience et la théorie, comme on le voit à la Fig. (6.7). Il faut remarquer que l'accord est bien meilleur lorsque les valeurs de Z sont élevées, ce qui est bien en accord avec le fait que nos jonctions ne sont pas des contacts ponctuels. D'après la Fig. (6.8), il est clair que la contribution principale à la résistance vient des interfaces puisque on ne trouve aucune corrélation entre le paramètre Z et l'épaisseur de Gd dans la jonction.

En conclusion, nous voyons qu'il n'a pas été nécessaire de tenir compte du caractère magnétique du gadolinium pour expliquer dans l'ensemble les variations de résistances en température de nos échantillons. Nous verrons plus loin que la modélisation tenant

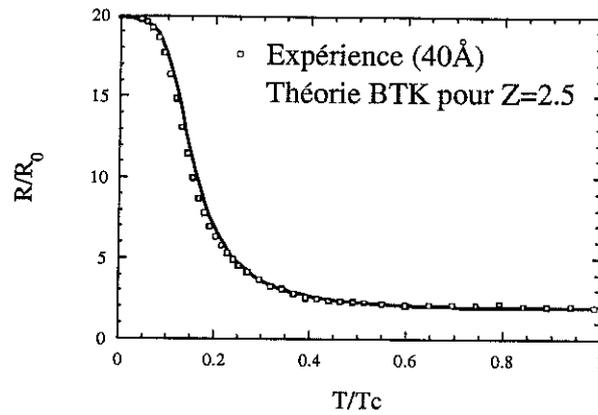


FIG. 6.7 – Comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur l'échantillon le plus résistif (40Å) et du calculs de résistance BTK pour une valeur de Z de 2.5. L'accord avec la théorie est excellent.

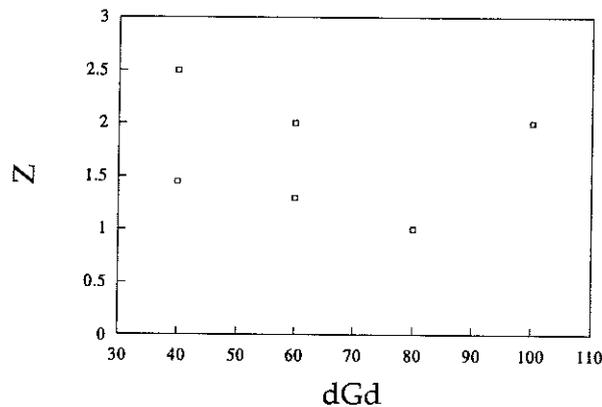


FIG. 6.8 – Valeur du paramètre d'ajustement Z en fonction de l'épaisseur de gadolinium dans la jonction (en Å). Aucune corrélation n'apparaît entre cette barrière et la quantité de ferromagnétique.

compte d'un champ d'échange confirme ce résultat. Il est par contre difficile de dire exactement d'où vient cette résistance interfaciale. Le contact métallique gadolinium/-aluminium est-il mauvais? Y a-t-il une détérioration de la couche de Gd en surface? Ce sont des paramètres difficiles à contrôler. Il est intéressant de voir que dans le cas de l'yttrium les interfaces sont visiblement beaucoup plus propres, on ne retrouve pas les variations de résistance en température, puisque c'est la résistance intrinsèque de l'yttrium qui domine.

6.2.3 Résistances des jonctions S/F/S sous champ magnétique.

Afin de mieux comprendre ces phénomènes, nous avons effectué des mesures sous champ magnétique. Le champ est appliqué dans le plan de la jonction. Nous donnons à la Fig. (6.9) les effets sur les $V(I)$ ou les $R(T)$ de différents champs magnétiques. La pente des $V(I)$ décroît lorsqu'on augmente le champ extérieur. Les effets en température sont tout aussi caractéristiques, puisque par l'application d'un champ on supprime la remontée de résistance à basse température. Si les phénomènes de

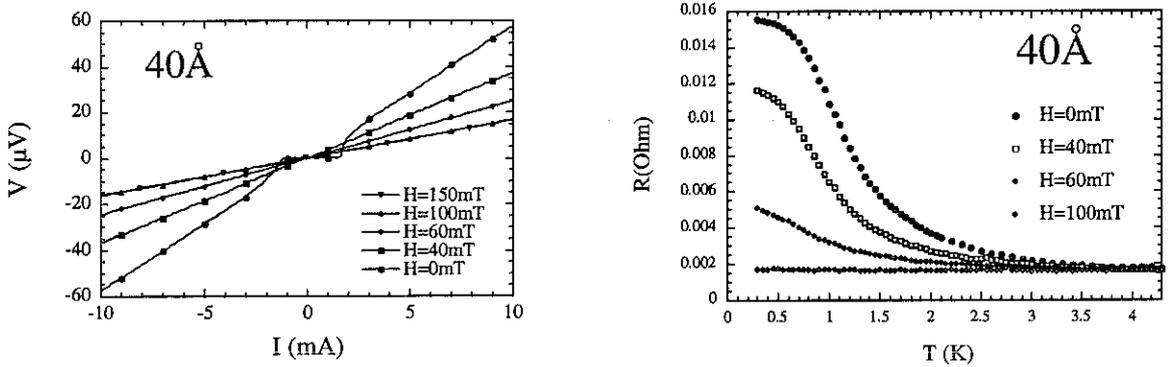


FIG. 6.9 – Caractéristique $V(I)$ et variations de résistance en température pour différents champs sur un échantillon de 40\AA .

remontées de résistance sont liés à la supraconductivité, l'application d'un champ extérieur devrait pouvoir modifier cette résistance. Des champs de 0 à 500mT ont été utilisés.

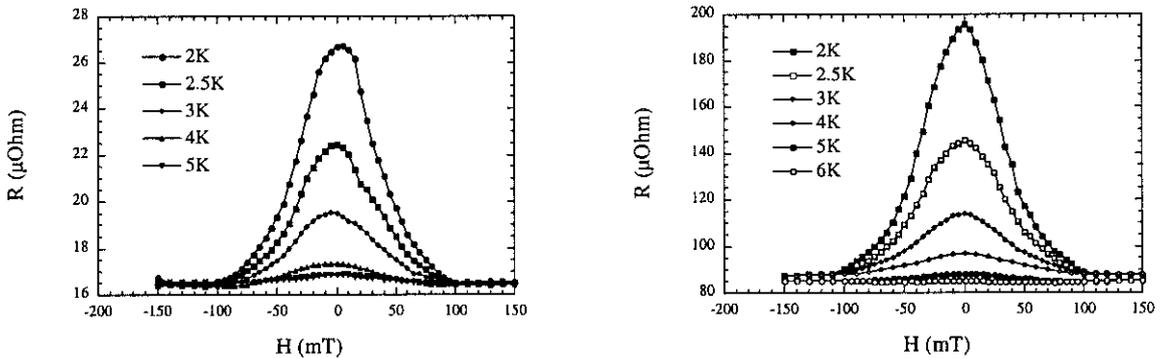


FIG. 6.10 – Variation de résistance sous champ magnétique pour deux échantillons de 40\AA .

Les résultats de variation de résistance sous champ pour deux échantillons sont donnés à la Fig. (6.10). L'application d'un champ magnétique restaure la résistance

haute température dans les jonctions. Nous interprétons ce phénomène de la façon suivante : par l'application d'un champ fort, on détruit peu à peu la supraconductivité dans l'aluminium [26, 70] (et pas dans le niobium car les champs critiques caractéristiques sont beaucoup plus forts [80, 51]) et par conséquent, l'effet du champ magnétique ressemble à celui de la température puisque les deux contribuent à briser des paires.

On peut modéliser l'effet du champ magnétique sur la densité d'état du supraconducteur par du dépairage. Ce dépairage peut être introduit au niveau de la densité

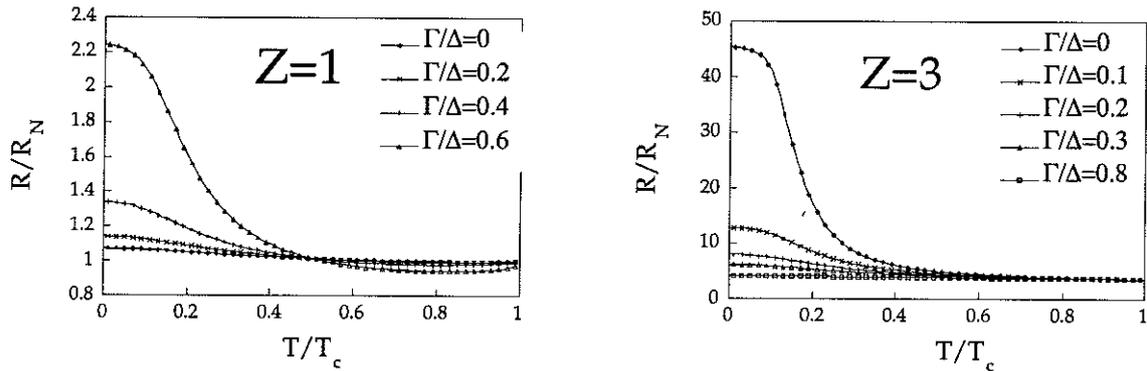


FIG. 6.11 – Résistance en fonction de la température pour différentes valeurs de dépairage. Γ est mesuré par rapport au gap du supraconducteur.

d'état en remplaçant l'énergie E par $E + i\Gamma$, où Γ est le coefficient de dépairage [55, 54, 138]¹. Lorsque l'on tient compte de ce dépairage dans la théorie BTK des interfaces présentée au paragraphe précédent, on retrouve qualitativement les résultats de résistances sous champ magnétique (voir la Fig. (6.11)). Ce dépairage pourrait venir de l'effet paramagnétique [145] du champ appliqué sur les paires de Cooper. L'accord n'est que qualitatif, puisque si on regarde les variations prévues par le dépairage à température nulle pour une barrière donnée (voir la Fig. (6.12)), on ne retrouve pas la forme des courbes $R(H)$. Le paramètre Γ n'est pas directement proportionnel au champ magnétique appliqué H .

Pour caractériser le champ critique de l'aluminium, nous avons réalisé des expériences identiques sur les jonctions possédant de l'yttrium. Nous voyons sur la Fig. (6.13), que les champs caractéristiques dans ces jonctions sont du même ordre de grandeur (bien que plus petits : environ 70mT) que ceux mesurés sur les jonctions au gadolinium. Les variations sous champ sont assez différentes de celles observées sur le gadolinium, ce

1. Voir chapitre 2 la Fig. (2.2)

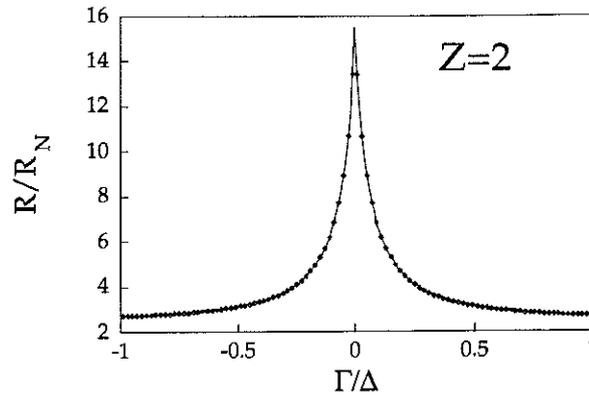


FIG. 6.12 – Résistance en fonction du dépairage dans une jonction S/N à température nulle et pour une barrière $Z=2$. Contrairement aux expériences, les plus fortes variations ont lieu à faible dépairage.

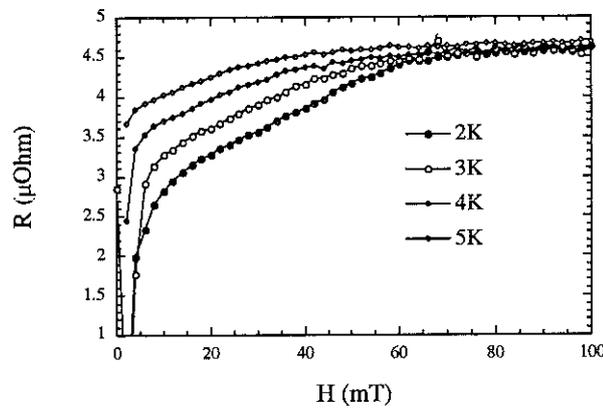


FIG. 6.13 – Résistance en fonction du champ magnétique pour une jonction $Nb/Al/Y/Al/Nb$. Le courant de mesure utilisé est de 20mA et l'épaisseur d'yttrium est de 800\AA . Le champ caractéristique est de l'ordre de 70mT .

qui confirme que les résistances n'ont pas la même origine physique. Nous avons donc la confirmation que les remontées de résistance à basse température observés sur les jonctions au gadolinium sont bien liées à la supraconductivité.

6.3 Extension de la théorie de de Jong-Beenakker à $Z \neq 0$.

Dans les modélisations que nous avons présentées jusqu'à maintenant, le caractère ferromagnétique du gadolinium n'a pas été pris en compte. Pour que l'interprétation de nos résultats expérimentaux soit complète, il faut tenir compte de la présence d'un champ d'échange dans le métal normal. Nous avons étendus les calculs de de Jong et Beenakker [49] à des interfaces possédant un potentiel répulsif, c'est-à-dire $Z \neq 0$, et

pour des températures non nulles [124]. Cela revient à réécrire la théorie BTK dans le cas d'un métal ferromagnétique où les électrons de conduction sont polarisés en spin. Il faut tout d'abord réécrire les équations de Bogolioubov-de Gennes en tenant compte du champ d'échange $h(r)$:

$$\begin{cases} E_n u_n(r) = [H + U(r) + h(r)] u_n(r) + \Delta(r) v_n(r) \\ E_n v_n(r) = -[H^* + U(r) - h(r)] v_n(r) + \Delta^*(r) u_n(r) \end{cases} \quad (6.1)$$

où $h(x) = h\Theta(-x)$ représente la fonction du champ d'échange, nulle dans le supraconducteur et $\Delta(x) = \Delta\Theta(x)$ la gap supraconducteur, nul dans le matériau magnétique. D'après ce que nous avons vu précédemment, les vecteurs de Fermi des deux types d'électrons sont donnés par :

$$\hbar k_F^\pm = \sqrt{2m} \sqrt{E_F \pm h}$$

on a donc deux types d'ondes incidentes possibles. Comme dans la théorie BTK, on définit un paramètre de barrière sans dimension $Z = \frac{mH}{\hbar^2 k_F}$ et $Z^\pm = \frac{mH}{\hbar^2 k_F^\pm}$. Le courant de probabilité Andreev est $A_\pm = |a_\pm|^2$, l'amplitude de réflexion Andreev étant : $a_\pm = u_0 v_0 / \gamma_\pm$. Le coefficient γ_+ est donné par :

$$\gamma_+ = \frac{1}{4} \left\{ (u_0^2 - v_0^2) \left(\frac{Z^+}{Z} + 4ZZ^+ + \frac{Z}{Z^-} \right) + 1 + \frac{Z^+}{Z^-} + 2i(u_0^2 - v_0^2) Z \left(\frac{Z^+}{Z^-} - 1 \right) \right\}$$

et la conductance à température nulle est :

$$G = \frac{4\pi e^2}{\hbar} N_\downarrow \left(\frac{Z^+}{Z^-} A_+(E=0) + \frac{Z^-}{Z^+} A_-(E=0) \right) \quad (6.2)$$

Pour visualiser comment évolue la conductance en fonction du champ d'échange, il faut exprimer la dépendance de la densité d'état N_\downarrow en fonction de h [167] :

$$N_\downarrow \propto k_\downarrow^2 = k_-^2$$

Quelle que soit la valeur de la barrière (Z), la variation de la conductance dans un contact F/S avec le champ d'échange est linéaire, comme on le voit à la Fig. (6.14).

Avec un matériau faiblement polarisé en spin comme le gadolinium, il sera difficile de voir des effets importants sur les variations de conductance. Il paraît donc normal de ne pas avoir pu mettre en évidence des effets propres au caractère ferromagnétique du gadolinium dans l'étude des résistances de nos jonctions. De plus, l'existence d'un

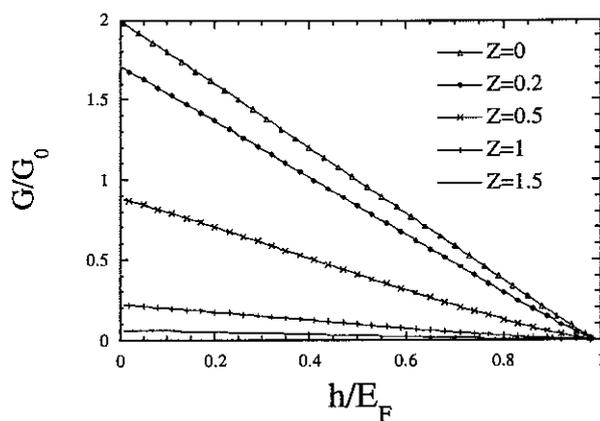


FIG. 6.14 – Variation de conductance en fonction de l'énergie d'échange dans un contact F/S , pour différentes valeurs de barrière. L'énergie d'échange est mesurée par rapport à l'énergie de Fermi.

champ d'échange ou d'une barrière résistive (grands Z) ont à peu près les mêmes effets de réduction de conductance à basse tension. Il est donc difficile de séparer les contributions de chaque effet : barrière d'interface et présence d'un champ d'échange faible.

EFFET D'IMPURETÉ MAGNÉTIQUE DANS DES JONCTIONS S/I/S

7.1 Introduction.

Ce chapitre est consacré à un projet lancé au cours de cette thèse. Sa réalisation n'en est qu'à son début. Pour compléter l'étude sur les jonctions S/F/S, et pour mieux comprendre les différentes façons d'obtenir des jonctions π , nous avons décidé de réaliser l'expérience proposée par L. Bulaevskii *et al.*[22] en 1977. L'environnement théorique de ce sujet a été décrit à la fin du chapitre 2, au paragraphe *Jonctions π , impureté magnétique et densité superfluide négative*. Le but est d'observer les effets d'impuretés magnétiques sur le signe du courant Josephson dans une jonction S/I/S, en utilisant une géométrie d'échantillon de type SQUID.

7.2 Les trois types d'échantillons.

La réalisation des échantillons par lithographie électronique et leur évaporation sous angle ont été expliquées au chapitre 3. Ce qui nous intéresse maintenant, ce sont les différents types de SQUID qui ont été dessinés. Sur chaque plaquette, six SQUIDs peuvent être lithographiés, en trois types de géométries différentes. Dans la première, les deux jonctions Josephson sont identiques, aucune impureté magnétique n'est déposée, ce seront les SQUIDs témoins qui serviront à tester la technique de mesure et à calibrer les barrières d'oxyde. Dans le deuxième type de SQUID, des impuretés magnétiques sont évaporées dans une des jonctions. Ce sont sur ces SQUIDs que l'on s'attend à voir des décalages dans les oscillations de courant critique par application d'un champ magnétique. Une troisième sorte de SQUID a été conçue, des SQUIDs dans lesquels chaque jonction possède des impuretés. Si un déphasage de π devait apparaître pour chaque jonction, on devrait retrouver un spectre de

courant critique identique au premier type. La surface des SQUIDS impose un ϕ_0 correspondant à un champ magnétique appliqué de l'ordre de 0,5 Oe. Ces champs sont accessibles, sachant que le champ rémanent de la bobine décrite au chapitre 3 est estimé à quelques mOe.

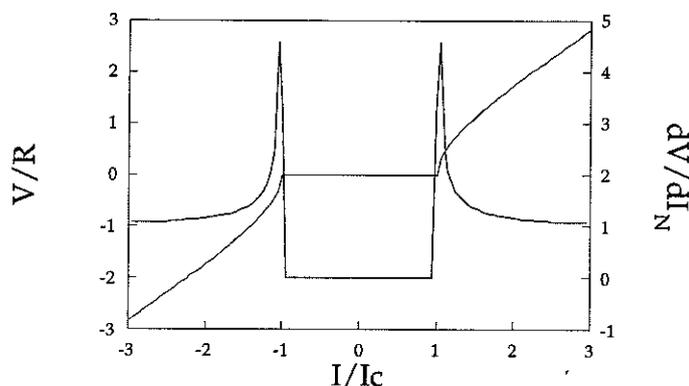


FIG. 7.1 – $V(I)$ et $dV/dI(I)$ théoriques; le courant critique de la jonction est visualisé par le pic en tension.

La technique de mesure (en quatre fils) consiste à appliquer un courant continu et à superposer une petite modulation alternative. On s'attend à avoir un pic de tension lorsque le courant continu atteint le courant critique de la jonction. Des courbes théoriques typiques sont données à la Fig. (7.1). Les contacts sur les échantillons sont réalisés à la micro-soudeuse avec du fil d'aluminium de $33\mu\text{m}$. La Fig. (7.2) représente un SQUID évaporé, on distingue les deux évaporations successives sous angle.

7.3 Calibration des barrières d'oxyde.

La réussite d'une jonction tunnel par oxydation dépend de nombreux paramètres étroitement reliés à la structure du bâti d'évaporation (environnement métallique, pression résiduelle d'eau etc. . .), ainsi qu'à la forme de l'échantillon et à sa place dans le bâti. Il est donc indispensable de calibrer ces barrières d'oxyde sur les échantillons définitifs. Nous avons donc réalisé des expériences sur des échantillons soumis à différents temps d'oxydation, toujours pour la même pression d'oxygène pur dans le bâti ($P=8 \cdot 10^{-2}\text{Torr}$). Les résistances des jonctions en fonction du temps d'oxydation sont données à la Fig. (7.3). Les résultats pour les différents régimes seront étudiés séparément.

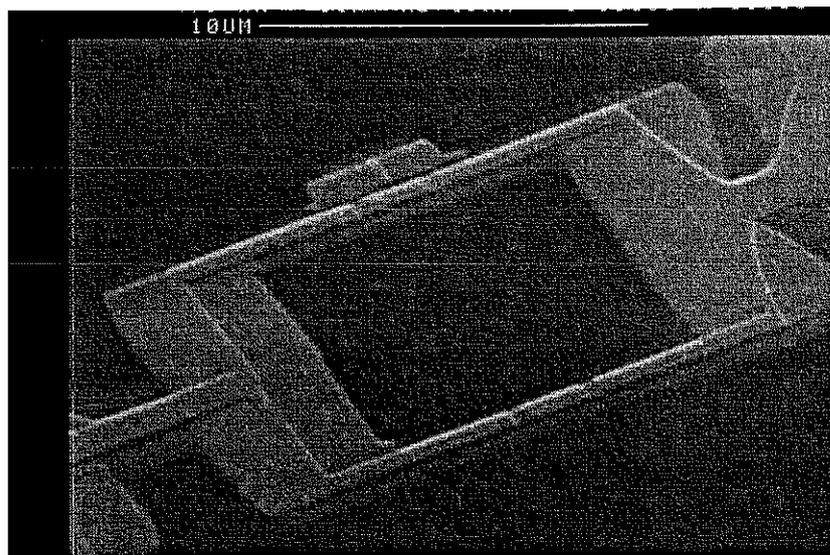


FIG. 7.2 – Photographie d'un SQUID évaporé réalisé au microscope électronique à balayage.

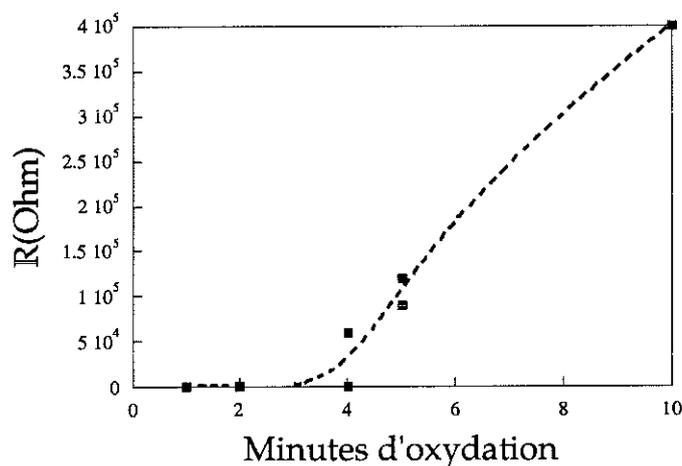


FIG. 7.3 – Résistance dynamique des SQUIDS en fonction du temps d'oxydation. On voit qu'il y a un net changement de régime pour des temps d'environ quatre minutes. La ligne est un guide pour les yeux.

7.3.1 Résultats sur les barrières métalliques.

Les barrières d'oxyde sont visiblement inexistantes pour des temps d'oxydation inférieurs à quatre minutes. Nous donnons un exemple de courbe $dV(I)/dI$ à la Fig. (7.4). Les courants critiques mesurés sont visiblement ceux des barreaux d'aluminium. En effet, les variations observées correspondent bien à ce que l'on attend pour des courants critiques d'un barreau supraconducteur. Le courant critique d'un matériau supraconducteur massif varie comme le champ critique (dans le cas d'un

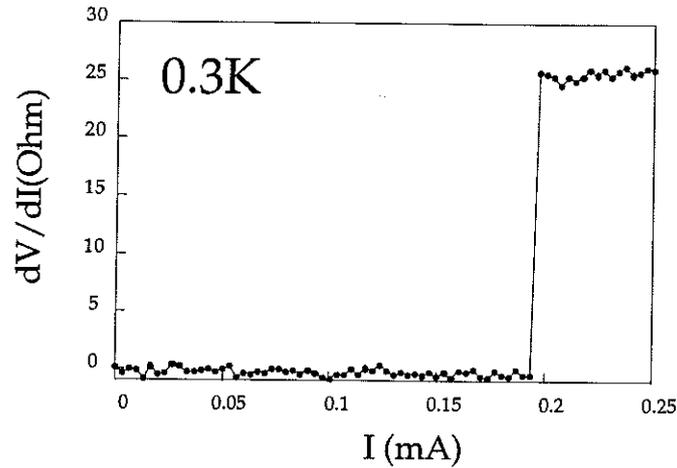


FIG. 7.4 – Résistance dynamique d'un SQUID pour deux minutes d'oxydation. Le pic de tension à la transition est supprimé par les phénomènes de chauffage (les courants de mesures utilisés sont assez importants par rapport à la dimension des fils d'aluminium dans le SQUID).

supraconducteur de type I) [21]:

$$I \approx I_c \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)$$

L'écart à la courbe théorique vient d'effet de chauffage à basse température. La température du fil de $0.5\mu\text{m}$ remonte certainement autour de $0.4/0.5\text{K}$ lorsqu'il transite à très basse température. Ces courbes permettent une bonne estimation de la tempé-

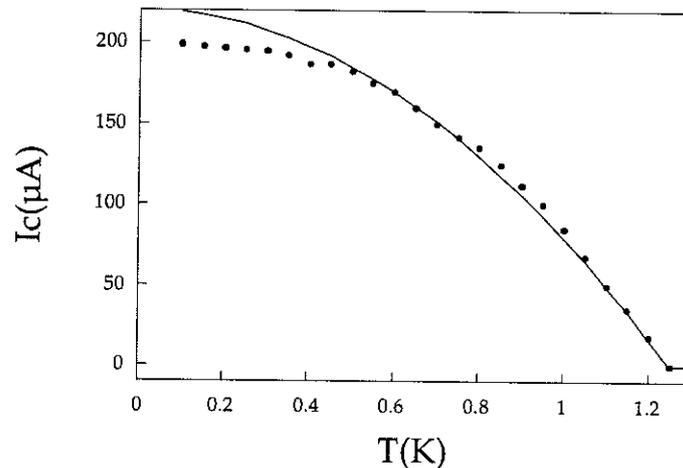


FIG. 7.5 – Variation de courant critique d'un SQUID (deux minutes d'oxydation) en fonction de la température. La ligne représente l'ajustement théorique attendu dans le cas d'un fil supraconducteur.

rature critique de l'aluminium: $T_c = 1.25\text{K}$. Il n'est pas possible d'interpréter ce

courant critique comme le courant critique d'une jonction Josephson, car le produit RI_c pour ces jonctions donne 5mV, largement supérieur au gap de l'aluminium $\Delta = 180\mu\text{V}$. Les échantillons à 4 minutes d'oxydation n'ont pas donné de meilleurs résultats, nous avons donc étudié des temps d'oxydation plus longs.

7.3.2 Résultats sur les barrières très résistives.

Des échantillons à plus fort temps d'oxydation ont été réalisés, et ce pour deux pressions d'oxygène différentes : $P=8 \cdot 10^{-2}\text{Torr}$ et $P=4 \cdot 10^{-2}\text{Torr}$. Les résultats obtenus

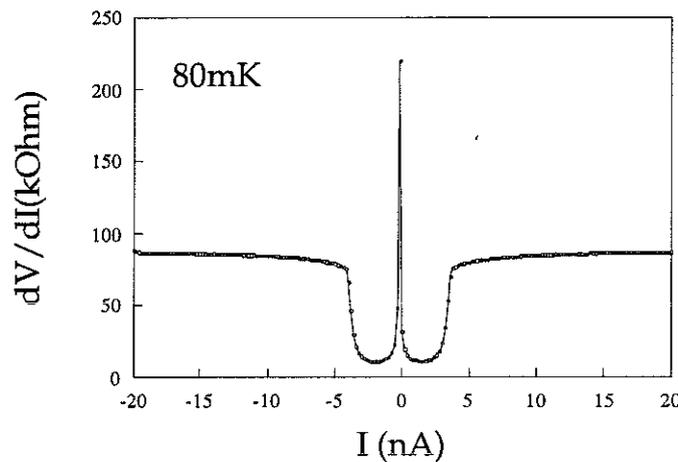


FIG. 7.6 – Résistance dynamique d'un SQUID pour cinq minutes d'oxydation. Les structures apparaissent pour des tensions correspondant à deux fois le gap supraconducteur de l'aluminium. Aucune signature de courant critique n'a été vue.

sont systématiquement identiques entre 4 et 10 minutes d'oxydation. Les courbes de résistances dynamiques sont les suivantes (voir la Fig. (7.6)) : aucun courant critique n'est mis en évidence, même à basse température. Des structures apparaissent pour un courant de quatre nano-ampère, mais aucun pic en tension n'apparaît sauf à courant nul.

A la Fig. (7.7), nous illustrons la caractéristique I-V obtenue pour cet échantillon à 5 minutes d'oxydation. Les courants critiques qui devraient être de l'ordre du nano-ampère (vu les résistances mises en jeu) n'ont pas été observés. En effet, on mesure pour les deux jonctions en parallèle une résistance de 80 kOhm. Or si on a $RI_c \approx 2\Delta$ dans le cas d'une jonction S/I/S, on s'attend à un courant critique de l'ordre de 2nA pour chaque jonction. Il faut remarquer que ce sont des courants très faibles, et nous

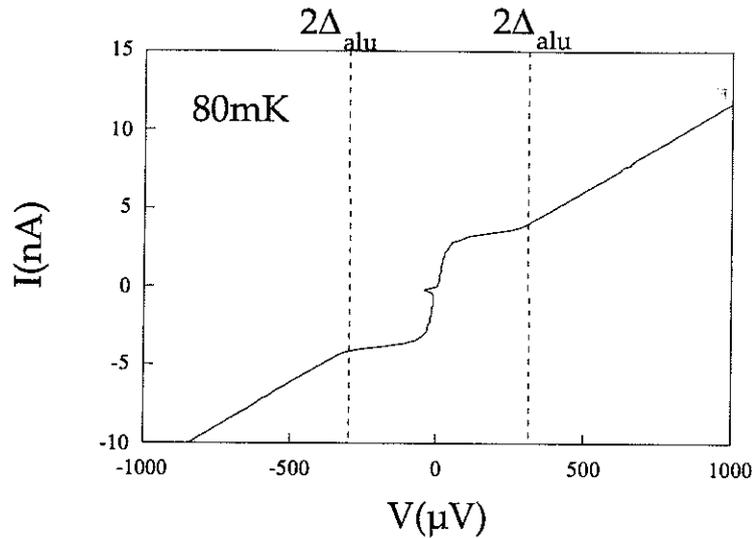


FIG. 7.7 – Caractéristique I - V pour un SQUID (cinq minutes d'oxydation) à 80mK. Le comportement ohmique apparaît bien pour une tension égale à deux fois le gap supraconducteur : $2\Delta \approx 300\mu V$.

allons voir au paragraphe suivant que l'agitation thermique peut-être suffisante pour rendre l'observation de ces courants extrêmement difficile.

7.3.3 Limitation pour les faibles courants critiques.

On peut associer une énergie caractéristique à un courant Josephson par la formule suivante [164] :

$$E = \frac{\hbar I_c}{2e}$$

Si cette énergie est de l'ordre de l'énergie thermique, le courant Josephson risque d'être fortement perturbé et donc difficilement observable. Si on considère un courant critique de 1 nA, on obtient une énergie correspondant à une température de 50 mK. Sachant que ces estimations sont assez grossières, il paraît difficile de mesurer ces courants critiques, même dans un réfrigérateur à dilution, lorsque les résistances des jonctions sont de quelques kilo-Ohm. Il faudrait descendre beaucoup plus bas en température, et nous sommes limités par les capacités de la dilution, sachant que sa température limite est d'environ 30 mK.

7.4 Perspectives.

La caractérisation des jonctions Josephson dans ces SQUID se révèle assez complexe. En effet, les valeurs de résistance en fonction du temps d'oxydation sont très non linéaires, et la transition jonction métallique-jonction très résistive est bien trop brutale pour arriver à choisir un temps d'oxydation idéal.

Une première solution a consisté à diminuer la pression d'oxygène et à augmenter le temps d'oxydation pour rendre le processus moins agressif. Malheureusement, les résultats n'ont pas été meilleurs. Le problème se situe peut-être ailleurs. Il est possible que la méthode d'oxydation par plasma ne soit pas la bonne. La résine peut être attaquée par ce plasma d'oxygène, en effet c'est un environnement très agressif pour le PMMA. Si cette résine attaquée se dépose dans la jonction, la barrière tunnel est définitivement polluée. Toute mesure de courant critique devient alors impossible.

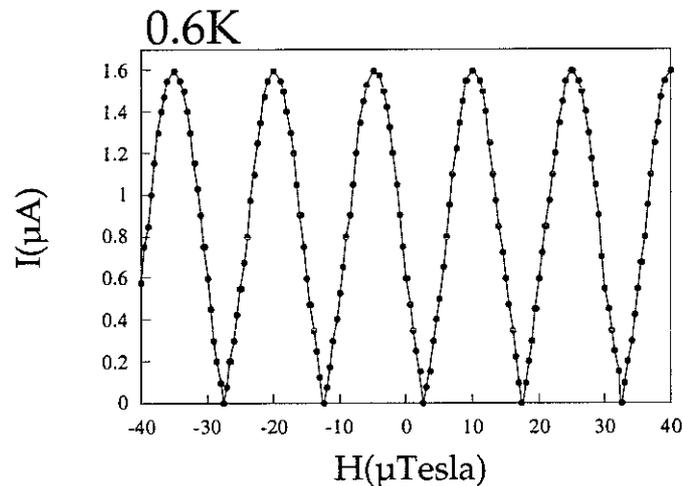


FIG. 7.8 – Variations du courant critique d'un SQUID sous champ magnétique. Les périodes correspondent à la pénétration d'un quantum de flux à travers une surface de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$, la surface du SQUID.

Une méthode d'oxydation plus douce va maintenant être utilisée, consistant simplement à mettre une pression d'oxygène plus importante dans le bâti ($P=0,5\ \text{Torr}$) pendant des temps plus longs (au moins dix minutes) sans créer de plasma. Les premiers résultats sont très encourageant puisque un courant Josephson a été observé par cette méthode d'oxydation (voir la Fig. (7.8)). Les oscillations donnent un ϕ_0 à $15\ \mu\text{Tesla}$, ce qui correspond bien à la surface des SQUIDS de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$. Les variations du courant critique en température sont données à la Fig. (7.9). Le courant

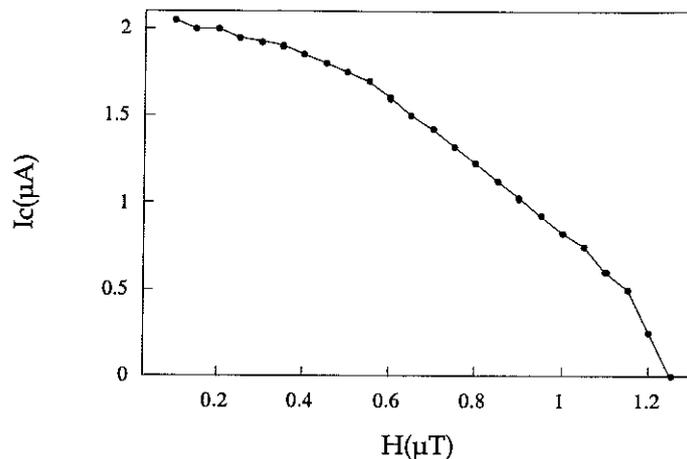


FIG. 7.9 – Variations du courant critique d'un SQUID en température. Cette courbe correspond bien aux variations de courant critique d'une jonction S/I/S en température.

critique maximum est d'environ $2.1 \mu\text{A}$ pour une résistance de plus de 100Ω , le produit RI_c est bien du même ordre de grandeur que le gap de l'aluminium. Ce travail sera donc continué puisque aucune étude avec des impuretés magnétiques n'a encore pu être faite, l'incertitude du zéro de champ nous obligera à mesurer les deux types de SQUID en même temps.

8

CONCLUSION

Les mesures de transport qui ont été menées pendant ces trois années ont permis d'apporter de nombreuses informations sur le comportement des interfaces supraconducteur/ferromagnétique. Les études ont porté sur des jonctions S/F/S: Nb/-Al/Gd/Al/Nb. Le gadolinium en couche mince est le composé ferromagnétique. Les expériences de magnétométrie à SQUID ont confirmé l'existence d'une interaction ferromagnétique locale dans ces couches minces de gadolinium.

L'existence d'effet Josephson à travers une couche ferromagnétique a été clairement démontrée. L'exploitation des caractéristiques $V(I)$ avec le modèle RSJ donne une preuve importante de l'effet Josephson dans nos jonctions, et les modulations de courants critiques sous champ confirment ce résultat. Il est désormais acquis qu'il est possible d'avoir une cohérence de phase entre deux supraconducteurs à travers un matériau ferromagnétique comme le gadolinium, malgré la présence d'une énergie d'échange importante. De plus, nous avons montré qu'en présence d'un composé ferromagnétique, les comportements Frauhofers habituels pour des courbes $I_c(H)$ dans une jonction S/N/S sont fortement perturbés par les champs magnétiques intrinsèques des couches de gadolinium.

L'information qualitative importante que l'on peut tirer de nos résultats expérimentaux porte sur la longueur de pénétration de paires de Cooper dans un ferromagnétique. Nous avons montré que nos expériences donnent de façon directe une estimation de cette valeur : $\xi_F \approx 5\text{nm}$. Cette estimation est en parfait accord avec les longueurs théoriques que l'on peut calculer à partir des théories existantes sur l'effet Josephson dans des jonctions S/F/S.

Nous avons montré l'existence possible de courants critiques négatifs dans nos jonctions, comme le laisse supposer l'ajustement réalisé à l'aide de la théorie Buzdin-

Radovic des courbes de courant critique en fonction de l'épaisseur de gadolinium. Même si ce n'est pas une preuve irréfutable, l'existence de couplage π dans nos jonctions est envisageable. Il sera donc intéressant de passer à l'étude de composés plus appropriés pour mettre en évidence ce genre de couplage. Par exemple, l'étude de jonction utilisant comme composé ferromagnétique un alliage magnétique plus doux (entre autre le $\text{Pd}_{1-x}\text{Ni}_x$ [73]) ayant une température de Curie plus faible peut se révéler intéressante. Des variations d'aimantation de l'alliage sous la température critique des supraconducteurs devraient donner des oscillations de courant critique en température, si ces couplages de type π existent.

Un autre aspect de nos résultats porte sur l'étude du comportement en température des résistances d'interface dans des jonctions S/F. Des phénomènes de remontées de résistance à basse température ont été découverts dans des gammes de tension assez basses par rapport au gap des supraconducteurs utilisés. Ces mesures nous ont amené à étendre des théories (BTK et de Jong-Beenakker) pour tenir compte des spécificités de nos échantillons (composé magnétique et fortes résistances d'interface) et les modélisations numériques réalisées ont permis une excellente description de nos résultats expérimentaux. En fait, l'effet du composé ferromagnétique sur nos mesures est faible et il s'est révélé difficile de séparer les effets dus aux barrières d'interface et les effets dus au caractère ferromagnétique du gadolinium. Ce dernier est trop peu polarisé au niveau de Fermi pour donner naissance à des effets suffisamment importants pour être mis en évidence. Les mesures sur des jonctions témoins où le gadolinium a été remplacé par un composé non magnétique (Yttrium) ont été d'un grand intérêt pour séparer les différentes contributions (interface, massif etc. . .) à la résistance.

Finalement, les mesures sur les SQUID n'ont pas encore débouché. Il reste à inclure des impuretés magnétiques dans des jonctions tunnel correctes, c'est à dire ayant des courants critiques suffisamment grands pour être mesurés. L'étape consistera à trouver la bonne quantité à évaporer pour avoir le maximum de canaux de conduction dans lequel un électron subira un retournement de spin sans que ces impuretés se couplent.

Bibliographie

- [1] J. AARTS, J.M.E. GEERS, E. BRUCK, A.A. GOLUBOV, AND R. COEHOORN. "Interface transparency of superconductor/ferromagnetic multilayers". *Phys. Rev. B*, **56** (5), 2779, August 1997.
- [2] A. A. ABRICOSOV. *Fundamental of the theory of metal*. North Holland.
- [3] A.A. ABRIKOSOV, L. GOR'KOV, AND I. DZYALOSHINSKI. *Method of quantum field theory in statistical physics*. Dover Publication, New York, 1963.
- [4] A.A. ABRIKOSOV AND L.P. GORKOV. "Contribution to the theory of superconductive alloys with paramagnetic impurities". *JETP*, **12**, 1243, 1961.
- [5] B. L. AL'TSHULER AND B.Z. SPIVAK. "Mesoscopic fluctuation in a S/N/S junctions". *JETP*, **65** (2), 343, February 1987.
- [6] P.W. ANDERSON. "Localized magnetic states and fermi surface anomalies in tunneling". *Phys. Rev. Lett.*, **17** (2), 95, July 1966.
- [7] A.F. ANDREEV. "The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors". *JETP*, **19** (5), 1228, November 1964.
- [8] A.V. ANDREEV, A.I. BUZDIN, AND R.M. OSGOOD III. " π phase shift in magnetic-layered superconductors". *Phys. Rev. B*, **43** (13), 10124, May 1991.
- [9] J. APPELBAUM. "s-d exchange model of zero-bias tunneling anomalies". *Phys. Rev. Lett.*, **17** (2), 91, July 1966.
- [10] N. ARFI. *Phys. Rev. B*, **38**, 2312, 1988.
- [11] A.G. ARONOV AND B.Z. SPIVAK. "Stability of states of a superconductor with a negative superfluid density". *Sov. Phys. Sol. State*, **17** (9), 1875, 1976.
- [12] C. ATTANASIO, C. COCCORESE, L.V. MERCALDO, S.L. PRISCHEPA, M. SALVATO, AND L. MARIATO. "Critical temperature oscillations dependence on Mn concentration in superconducting Nb-CuMn multilayers". *Phys. Rev. B*, **57** (22), 14411, June 1998.
- [13] O. AVENEL, Y. MUKHARSKY, AND E. VAROQUAUX. "Josephson effect and a π -state in superfluid ^3He ". *Nature*, **397**, 484, February 1999.
- [14] S. BACKHAUS, S. PEREVERZEV, R.W. SIMMONDS, A. LOSHAK, J.C. DAVIS, AND R.E. PACKARD. "Discovery of a metastable π -state in a superfluid ^3He weak link". *Nature*, **392**, 687, April 1998.

- [15] A. BARONE AND G. PATTERNO. Physics and application of Josephson effect. John Wiley and Sons, New York, 1982.
- [16] J.J. BASELMANS, A.F. MORPURGO, B.J. VAN WEES, AND T.M. KLAPWIJK. "Reversing the direction of the Josephson supercurrent in a controllable π -junction.". Science, August 1999.
- [17] A. BILL, S.A. WOLF, Y.N. OVCHINNIKOV, AND V.Z. KRESIN. "Effect of magnetic impurity correlations on Josephson tunneling". Physica C, **298**, 231, 1998.
- [18] G.E. BLONDER AND M. TINKHAM. "Metallic to tunneling transition in Cu/Nb point contacts". Phys. Rev. B, **27** (1), 112, January 1983.
- [19] G.E. BLONDER, M. TINKHAM, AND T.M. KLAPWIJK. "Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microstripes: Excess current, charge imbalance and supercurrent conversion.". Phys. Rev. B, **25** (7), 4515, April 1982.
- [20] W. BRAUNISCH, N. KNAUF, G. BAUER, A. KOCK, A. BECKER, B. FREITAG A. GRÜTZ, V. KATAEV, S. NEUHAUSEN, B. RODEN, D. KHOMSKII, AND D. WOHLLEBEN. "Paramagnetic Meissner effect in high-temperature superconductors". Phys. Rev. B, **48** (6), 4030, August 1993.
- [21] W. BUCKEL. Supraleitung. VCH, D-6940 Weinheim, 1990.
- [22] L. N. BULAEVSKII, V.V. KUZII, AND A.A. SOBYANIN. "Superconducting system with weak coupling current in the ground state". JETP, **25** (7), 290, April 1977.
- [23] L. N. BULAEVSKII, V.V. KUZII, AND A.A. SOBYANIN. "On possibility of the spontaneous magnetic flux in a Josephson junction containing magnetic impurities". Solid. State Com., **25**, 1053, 1978.
- [24] L.N. BULAEVSKII, A.I. BUZDIN, M.L. KULIC, AND S.V. PANYUKOV. "Coexistence of superconductivity and magnetism theoretical predictions and experimental results". Adv. in Phys., **34** (2), 175, 1985.
- [25] L.N. BULAEVSKII, A.I. BUZDIN, AND S.V. PANYUKOV. "The oscillation dependence of the critical current on the exchange field of ferromagnetic metals (F) in Josephson junction S/F/S". Solid. State Com., **44** (4), 539, 1982.
- [26] J.-P. BURGER. La supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces. Masson et Cie, 120 Boulevard St-Germain 75006 Paris, 1974.
- [27] G. BUSCH, M. CAMPAGNA, P. COTTI, AND H.C. SIEGMAN. "Observation of electron polarization in photoemission". Phys. Rev. Lett., **22** (12), 597, March 1969.
- [28] A.I. BUZDIN AND L.N. BULAEVSKII. "Ferromagnetic film on the surface of a superconductor: possible onset of inhomogeneous magnetic ordering". JETP, **67** (3), 576, March 1988.

- [29] A.I. BUZDIN, L.N. BULAEVSKII, AND S.V. PANYUKOV. "Critical-current oscillations as a function of the exchange field and thickness of the ferromagnetic metal (F) in an S/F/S junction". JETP Lett, **35** (1), 178, February 1982.
- [30] A.I. BUZDIN AND M.Y. KUPRIYANOV. "Transition temperature of a superconductor-ferromagnet superlattice".
- [31] A.I. BUZDIN AND M.Y. KUPRIYANOV. "Josephson junction with a ferromagnetic layer". JETP Lett, **53** (6), 321, March 1991.
- [32] A.I. BUZDIN, M.Y. KUPRIYANOV, AND B. VUJICIC. "The oscillation of the critical temperature of S/F multilayers". Physica C, **185-189**, 2025, 1991.
- [33] A.I. BUZDIN, B. VUJICIC, AND M.Y. KUPRIYANOV. "Superconductor-ferromagnet structure". JETP, **74** (1), 124, January 1992.
- [34] P. CHARLAT. Transport et cohérence quantique dans les nanocircuits hybrides supraconducteur-métal. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, September 1997.
- [35] T. CLAESON. "Verification of zero pair potential in a magnetic metal by superconductive tunneling". Thin Solid Films, **66**, 151, 1980.
- [36] J. CLARKE. "Supercurrents in lead-copper-lead sandwiches". Proc. Roy. Soc., **A308**, 447, 1969.
- [37] T. CLINTON AND M. JOHNSON. "Magnetoquenched superconducting valve". J. Appl. Phys., **83** (11), 6777, June 1998.
- [38] T. CLINTON AND M. JOHNSON. "Nonvolatile switchable Josephson junctions". Appl. Phys. Lett., **85** (3), 1637, February 1999.
- [39] C. COHEN-TANNOUJJI, B. DIU, AND F. LALOË. Mécanique quantique. Hermann, 293 rue Lecourbe 75015 Paris, 1977.
- [40] B. COQBLIN. The electronic structure of rare-earth metals and alloys : the magnetic heavy rare-earth. Academic Press, London, 1977.
- [41] H. COURTOIS. Supraconductivité de proximité dans les nanostructures métalliques artificielles. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, December 1994.
- [42] H. COURTOIS, P. GANDIT, B. PANNETIER, AND D. MAILLY. "Long-range coherence and mesoscopic transport in N/S metallic structures". Superlat. and Microstr., 1999. Cond-Mat/9810339 Accepted.
- [43] P. DAUGUET. Développement de dispositifs de mesures de très faibles résistances à très basses températures. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, September 1996.
- [44] P. DAUGUET, P. GANDIT, AND J. CHAUSSY. "New method to measure the current perpendicular to the plane magnetoresistance of multilayers". J. Appl. Phys., **79**, 5823, 1996.

- [45] D. DAVIDOVIC AND M. TINKHAM. "Absence of effect of paramagnetic impurities on flux quantization in superconductors". *Phys. Rev. B*, **56** (9), 5132, September 1997.
- [46] P.G. DE GENNES. *Phys. Letters*, **23**, 10, 1966.
- [47] P.G. DE GENNES. *Superconductivity of metals and alloys*. W.A. Benjamin, Inc., New York, 1966.
- [48] P.G. DE GENNES AND G. SARMA. "Some relation between superconducting and magnetic properties". *J. Appl. Phys.*, **34** (4), 1380, April 1963.
- [49] M.J.M. DE JONG AND C.W.J. BEENAKKER. "Andreev reflection in ferromagnet-superconductor junction". *Phys. Rev. Lett.*, **74** (9), 1657, February 1995.
- [50] E.A. DEMLER, G.B. ARNOLD, AND M.R. BEASLEY. "Superconducting proximity effect in magnetic metals". *Phys. Rev. B*, **55** (22), 15174, June 1997.
- [51] G. DEUTSCHER. "Contribution à l'étude expérimentale de la supraconductivité de surface". *J. Phys. Chem. Sol.*, **28**, 741, 1967.
- [52] Z.W. DONG, S.P. PAI, R. RAMESH, T. VENKATESAN, M. JOHNSON, Z.Y. CHEN, A. CAVANAUGH, Y.G. ZHAO, X.L. JIANG, R.P. SHARMA, S. OGALE, AND R.L. GREENE. "Novel high- T_c transistors with manganite oxides". *J. Appl. Phys.*, **83** (11), 6780, June 1998.
- [53] LOUIS DUMOULIN. *Etude de films d'alliages métalliques dilués par proximité supraconductrice*. PhD thesis, Université Paris-Sud, April 1975.
- [54] R.C. DYNES, J.P. GARNO, G.B. HERTEL, AND T.P. ORLANDO. "Tunneling study of superconductivity near the metal insulator transition". *Phys. Rev. Lett.*, **53** (25), 2437, December 1984.
- [55] R.C. DYNES, V. NARAYANAMURTI, AND J.P. GARNO. "Direct measurement of quasiparticle life-time broadening in a strong-coupled superconductor". *Phys. Rev. Lett.*, **41** (21), 1509, November 1978.
- [56] G. EILENBERGER. "Transformation of Gor'kov's equation for type II superconductors into transport-like equations". *Z. Phys.*, **214**, 195, 1968.
- [57] M. FARLE, K. BABERSCHKE, U. STETTER, A. ASPELMEIER, AND F. GERHARDTER. "Thickness-dependent Curie temperature of Gd(0001)/W(001) and its dependence on the growth conditions". *Phys. Rev. B*, **47** (17), 11571, May 1993.
- [58] R. FAZIO AND C. LUCHERONI. "Local density of states in superconductor-ferromagnetic hybrid systems". *Europhys. Lett*, **45** (6), 707, March 1999.
- [59] J. OLIVARES FLORES. "Rôle des impuretés Mn dans des multicouches Co/AgMn et étude de jonctions π dans les systèmes multicouches supraconducteur/magnétique/supraconducteur". Rapport de DEA Science et Structure des Matériaux, Université Joseph Fourier, Grenoble, June 1996.

- [60] P. FULDE. "High field superconductivity in thin films". *Adv. in Phys.*, **22**, 667, 1973.
- [61] P. FULDE AND R.A. FERRELL. "Superconductivity in a strong spin-exchange field". *Phys. Rev.*, **135** (3A), 550, August 1964.
- [62] A. FURUSAKI AND M. TSUKUDA. "DC Josephson effect and Andreev reflection". *Solid. State Com.*, **78** (4), 299, 1991.
- [63] M. GAJZIK, T. TRAPPMANN, C. SÜRGER, AND H. VON LÖHNESEN. "Morphology and magnetic properties of submonolayer of Gd films". *Phys. Rev. B*, **57** (6), 3525, February 1998.
- [64] P. GANDIT. Réalisation d'un réfrigérateur à dilution et mise au point d'une méthode différentielle appliquée à la mesure de chaleurs spécifiques. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, April 1983.
- [65] N.N. GARIF'IANOV, Y.V. GORYUNOV, TH. MÜHGE, L. LAZAR, G.G. KHALIULLIN, K. WESTERHOLT, I.A. GARIFULLIN, AND H. ZABEL. "Proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers". *Eur. Phys. J. B*, **1**, 405, 1998.
- [66] A. GILBERT. "Effet de proximité entre un métal normal et un supraconducteur". *Ann. Phys.*, **2**, 203, 1977.
- [67] M. GIROUD. Etude expérimentale de supraconducteur magnétiques. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 1987.
- [68] M. GIROUD, H. COURTOIS, K. HASSELBACH, D. MAILLY, AND B. PANNETIER. "Superconducting proximity effect in a mesoscopic ferromagnetic wire". *Phys. Rev. B*, **58**, R11872, 1998.
- [69] L.I. GLAZMAN AND K.A. MATVEEV. "Resonant Josephson current through Kondo impurities in a tunnel barrier". *JETP Lett*, **49** (10), 659, May 1989.
- [70] ORSAY GROUP ON SUPERCONDUCTIVITY. *Quantum fluids*. North Holland, 1966. Strong field effects at the surface of a superconductor.
- [71] X. HAO, J.S. MOODERA, AND R. MESERVEY. "Spin-filter effect of ferromagnetic europium sulfide tunnel barriers". *Phys. Rev. B*, **42** (13), 8235, November 1990.
- [72] D.J. VAN HARLINGEN. "Phase-sensitive tests of the symmetry of the pairing state in the high-temperature superconductors-Evidence for a d-wave symmetry". *Rev. Mod. Phys.*, **67** (2), 515, April 1995.
- [73] W. HASCH. "Mesure de transport sur des jonctions Nb/PdNi/Nb". Master's thesis, Université Joseph Fourier, 1999.
- [74] N. HATAKENAKA. "Josephson π state". *J. Phys. Soc. Jap.*, **67** (11), 3672, December 1998.

- [75] J.J. HAUSER. "Coupling between ferrimagnetic insulators through a superconducting layer". *Phys. Rev. Lett.*, **23** (7), 374, August 1969.
- [76] J.J. HAUSER, D.R. HAMANN, AND G.W. KAMMLOT. "Investigation of Kondo alloys and compound by the superconductive proximity effect". *Phys. Rev. B*, **3** (7), 2211, April 1971.
- [77] J.J. HAUSER, H.C. THEURER, AND N.R. WERTHAMER. "Proximity effects between superconducting and magnetic films". *Phys. Rev.*, **142** (1), 118, February 1966.
- [78] C. R. HU. "Midgap surface states as a novel signature for d-wave superconductivity". *Phys. Rev. Lett.*, **72** (10), 1526, March 1994.
- [79] C. R. HU. "Origin of the zero bias conductance peaks observed ubiquitously in high- T_c superconductors". *Phys. Rev. B*, **57** (2), 1266, January 1998.
- [80] J.-P. HURAUULT. "Surface nucleation in a superconductor coated with a normal metal". *Phys. Lett.*, **20** (6), 587, April 1966.
- [81] F.J. JEDEMA, B.J. VAN WEES, B.H. HOVING, A.T. FILIP, AND T.M. KLAPWIJK. "Spin accumulation induced resistance in mesoscopic ferromagnet/ superconductor junctions". *Cond-Mat/9901323*, 1999.
- [82] M.A. JENSEN AND H. SUHL. *Magnetism and superconductivity, volume IIB*. G.T. Rado and H. Suhl, 111 Fifth Avenue, New York 10003, 1966.
- [83] J.S. JIANG, D. DAVIDOVIC, D.H. REICH, AND C.L. CHIEN. "Oscillatory superconducting transition temperature in Nb/Gd multilayers". *Phys. Rev. Lett.*, **74** (2), 314, January 1995.
- [84] J.S. JIANG, D. DAVIDOVIC, D.H. REICH, AND C.L. CHIEN. "Superconducting transition in Nb/Gd/Nb trilayers". *Phys. Rev. B*, **54** (9), 6119, September 1996.
- [85] B.Y. JIN AND J.B. KETTERSON. "Artificial metallic superlattices". *Adv. in Phys.*, **38** (3), 189, 1989.
- [86] S. JIN, T.H. TIEFEL, M. MCCORMACK, R.A. FASTNACHT, R. RAMESH, AND L.H. CHEN. "Thousandfold change in resistivity in magnetoresistance La-Ca-Mn-O films". *Science*, **264**, 413, April 1994.
- [87] MARK JOHNSON. "Bipolar spin switch". *Science*, **260**, 320, April 1993.
- [88] S. KASHIWAYA, Y. TANAKA, N. YOSIDA, AND M.R. BEASLEY. "Spin current in ferromagnet/ insulator/ superconductor junctions". *Cond-Mat/9812160*, 1998.
- [89] T. KASUYA. *volume IIB*. G.T. Rado and H. Suhl, 111 Fifth Avenue, New York 10003, 1966.
- [90] M.G. KHUSAINOV. "Indirect RKKY exchange and magnetic states of ferromagnet- superconductor superlattices". *JETP*, **82** (2), 278, February 1996.
- [91] M.G. KHUSAINOV. "Multicritical points in the phase diagrams of layered ferromagnet- superconductor structures". *JETP*, **83** (3), 533, September 1996.

- [92] J. R. KIRTLLEY, C.C. TSUEI, H. RAFFY, Z.Z. LI, A. GUPTA, J.Z. SUN, AND S. MEGTERT. "Half-integer flux quantum effect in tricrystal $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ". *Europhys. Lett.*, **36** (9), 707, December 1996.
- [93] S.A. KIVELSON AND B.Z. SPIVAK. "Aharonov-Bohm oscillations with a period $hc/4e$ and negative magnetoresistance in dirty superconductors". *Phys. Rev. B*, **45** (18), 10490, May 1992.
- [94] D. KOLLER, M.S. OSOFSKY, D.B. CHRISEY, J.S. HORWITZ, R.J. SOULEN, R. STROUD, C.R. EDDY, J. KIM, R. AUYEUNG, J. BYERS, B. WOODFIELD, G. DALY, T. CLINTON, AND M. JOHNSON. "Suppression of superconductivity by spin injection of spin-polarized current". *J. Appl. Phys.*, **83** (11), 6774, June 1998.
- [95] T. KONTOS. Mesures de conductance sur des jonctions S/F/I/N. PhD thesis, Université Paris-Sud Orsay, Bat 108 CSNSM, 2001.
- [96] P. KOOREVAAR, Y. SUZUKI, R. COEHOORN, AND J. AARTS. "Decoupling of superconducting V by ultrathin Fe layers in V/Fe multilayers". *Phys. Rev. B*, **49** (1), 441, January 1994.
- [97] K.A. KOUZNETSOV, A.G. SUN, B. CHEN, A.S. KATZ, S.R. BAHCALL, J. CLARKE, R.C. DYNES, D.A. GAJEWSKI, S.H. HAN, M.B. MAPLE, J. GIAPINTZAKIS, J.T. KIM, AND D.M. GINSBERG. "c-axis Josephson tunneling between $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and Pb: direct evidence for mixed order parameter symmetry in a high- T_c superconductor". *Phys. Rev. Lett.*, **79** (16), 3050, October 1997.
- [98] V.Z. KRESIN, S.A. WOLF, AND Y.N. OVCHINNIKOV. "Effect of pressure on T_c and the "intrinsic" T_c of cuprates". *Phys. Rev. B*, **53** (17), 11831, May 1996.
- [99] V.Z. KRESIN, S.A. WOLF, Y.N. OVCHINNIKOV, A. BILL, S. ADRIAN, O. DOLGOV, AND S. SHULGA. "Magnetic scattering, recovery of superconductivity in the cuprates". *J. of Low Temp. Phys.*, **106** (3/4), 159, 1997.
- [100] I.O. KULIK. "Magnitude of the critical Josephson tunnel current". *JETP*, **22** (4), 841, April 1966.
- [101] I.O. KULIK. "The Josephson tunnel effect in superconductors with paramagnetic impurities". *JETP*, **23** (3), 529, September 1966.
- [102] S.V. KUPLEVAKHSKII AND I.I. FAL'KO. "Stationary Josephson effect in a system with ordered localized magnetic impurities in the barrier". *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **10** (7), 361, July 1984.
- [103] S.V. KUPLEVAKHSKII AND I.I. FAL'KO. "A contribution to the theory of S/F/S contacts at near critical temperatures". *Fiz. Metal. Metalloved.*, **62** (1), 13, 1986.
- [104] S.V. KUPLEVAKHSKII AND I.I. FAL'KO. "Polarized states of Andreev quasiparticle in S/F/S and S/F junctions, where F is a ferromagnetic metal". *JETP Lett*, **52** (6), 340, September 1990.
- [105] S.V. KUPLEVAKHSKII AND I.I. FAL'KO. "Teori svehprovodiashchikh kontaktov S/F/S i S/F (F-ferromagnitnii metall) dlia temperatur, blizkikh k kriticheskoj.". *Teor. Mat. Phys*, **84** (1), 146, July 1990.

- [106] S.V. KUPLEVAKHSKII AND I.I. FAL'KO. "Theory of superconducting S/F and S/F/S junctions in the clean limit for temperatures $T \leq T_c$ ". *Teor. Mat. Phys.*, **86** (2), 188, February 1991.
- [107] S.V. KUPLEVAKHSKII AND I.I. FAL'KO. "Theory of the Andreev states in a superconducting junction with a ferromagnetic tunnel barrier S/I/F/S in the presence of a Josephson current". *Sov. Phys. Sol. State*, **34** (1), 96, January 1992.
- [108] S.V. KUPLEVAKHSKII AND I.I. FAL'KO. "Localized quasiparticle states in superconducting contacts with a paramagnetic tunnel barrier". *JETP Lett.*, **58** (3), 195, August 1993.
- [109] F.V. KUSMARTSEV. "Destruction of the Meissner effect in granular high-temperature superconductors". *Phys. Rev. Lett.*, **69** (15), 2268, October 1992.
- [110] A.I. LARKIN AND Y.N. OVCHINNIKOV. "Inhomogeneous state of superconductors". *JETP*, **20** (3), 762, March 1965.
- [111] M.D. LAWRENCE AND N. GIORDANO. "Weak-localization-like effect in superconductor-ferromagnet-superconductor structures". *J. Phys - Condens. Matter*, **8**, L563, 1996.
- [112] M.D. LAWRENCE AND N. GIORDANO. "Proximity effects in superconductor-ferromagnet junctions". *J. Phys - Condens. Matter*, **11**, 1089, 1999.
- [113] M. LEADBEATER, J.C. LAMBERT, R. RAIMONDI, AND A.F. VOLKOV. "Sub-gap conductance in ferromagnetic- superconducting mesoscopic structures". *Cond-Mat/9811117*, 1998.
- [114] J. LESUEUR, L.H. GREENE, W.L. FELDMANN, AND A. INAM. "Zero bias anomalies in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ tunnel junctions". *Physica C*, **191**, 325, 1992.
- [115] L.P. LÉVY. *Magnétisme et supraconductivité*. CNRS Edition, 20/22 rue St Armand 75015 Paris, 1997.
- [116] D. LI, J. PEARSON, S.D. BADER, D.N. MCILROY, C. WALDFRIED, AND P.A. DOWBEN. "Spin polarization of the conduction bands and secondary electrons of Gd(0001)". *J. Appl. Phys.*, **79** (8), 5838, April 1996.
- [117] Y. LI, C. POLACZYK, J. KAPOOR, AND D. RIEGEL. "Reduced magnetization in Gd/W multilayers". *J. Magn. Magn. Matter*, **165**, 165, 1992.
- [118] K. MAKI. *Gapless superconductivity*. 1964. Edited by Parks. Chap. 18.
- [119] M.B. MAPLE. *Paramagnetic impurities in superconductors*, volume V. G.T. Rado and H. Suhl, 111 Fifth Avenue, New York 10003, 1973.
- [120] B.T. MATTHIAS, H. SUHL, AND E. CORENZIT. "Spin exchange in superconductors". *Phys. Rev. Lett.*, **1** (3), 92, August 1958.

- [121] J.E. MATTSON, R.M. OSGOOD III, C.D. POTTER, C.H. SOWERS, AND S.D. BADER. "Properties of Ni/Nb magnetic/superconducting multilayers". *J. Vac. Sci. Tech. A*, **15** (3), 1774, May 1997.
- [122] J.E. MATTSON, C.D. POTTER, M.J. CONOVER, C.H. SOWERS, AND S.D. BADER. "Critical field of Fe₄N/NbN ferromagnetic/ superconducting multilayers". *Phys. Rev. B*, **55** (1), 70, January 1997.
- [123] D.N. MCILROY, C. WALDFRIED, D. LI, J. PEARSON, S.D. BADER, D.-J. HUANG, P.D. JOHNSON, R.F. SABIRYANOV, S.S. JASWAL, AND P.A. DOWBEN. "Oxygen induced suppression of the surface magnetization of Gd(0001)". *Phys. Rev. Lett.*, **76** (15), 2802, April 1996.
- [124] R. MÉLIN AND O. BOURGEOIS. "Spin accumulation in S/F junctions". Proceeding of Moriond conference, 1999.
- [125] L.V. MERCALDO, C. ATTANASIO, C. COCCORESE, L. MARITATO, S.L. PRISCHEPA, AND M. SALVATO. "Superconducting critical temperature oscillations in Nb/CuMn multilayers". *Phys. Rev. B*, **53** (21), 14040, June 1996.
- [126] R. MESERVEY, D. PAPARASKEVOPOULOS, AND P.M. TEDROW. "Tunneling measurements of conduction-electron spin polarization in heavy rare-earth metals". *Phys. Rev. B*, **22** (3), 1331, August 1980.
- [127] R. MESERVEY AND P.M. TEDROW. "Spin polarized electron tunneling". *Phys. Rep.*, **238** (4), 173, 1994.
- [128] J.S. MOODERA, X. HAO, G.A. GIBSON, AND R. MESERVEY. "Electron-spin polarization in tunnel junctions in zero applied magnetic field with ferromagnetic EuS barriers". *Phys. Rev. Lett.*, **61** (5), 637, August 1988.
- [129] TH. MÜHGE, N.N. GARIF'IANOV, Y.V. GORYUNOV, G.G. KHALIULLIN, K. WESTERHOLT, I.A. GARIFULLIN, AND H. ZABEL. "Possible origin for oscillatory superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet multilayers". *Phys. Rev. Lett.*, **77** (9), 1857, August 1996.
- [130] TH. MÜHGE, K. THEIS-BRÖHL, K. WESTERHOLT, H. ZABEL, N.N. GARIF'IANOV, Y.V. GORYUNOV, I.A. GARIFULLIN, AND G.G. KHALIULLIN. "Influence of magnetism on superconductivity in epitaxial Fe/Nb bilayer systems". *Phys. Rev. B*, **57** (9), 5071, March 1998.
- [131] TH. MÜHGE, K. WESTERHOLT, H. ZABEL, N.N. GARIF'IANOV, Y.V. GORYUNOV, I.A. GARIFULLIN, AND G.G. KHALIULLIN. "Magnetism and superconductivity of Fe/Nb/Fe trilayers". *Phys. Rev. B*, **55** (14), 8945, April 1997.
- [132] M.S. OSOFSKY, D.B. CHRISEY, J.S. HORWITZ, R.J. SOULEN, J.-D. KOLLER, J.M. BYERS, B.F. WOODFIELD, G.M. DALY, T.W. CLINTON, AND M. JOHNSON. "Suppression of superconductivity by injection of spin-polarized current." page 7, 1997. Superconductive electronics conference (Berlin).
- [133] Y.N. OVCHINNIKOV AND V.Z. KRESIN. "Critical magnetic field in layered superconductors". *Phys. Rev. B*, **52** (5), 3075, August 1995.

- [134] D. P. PAPPAS, T. SHERWOOD, B. REDDY, AND S. KHANNA. "Spin configuration of Gd clusters and thin films". *J. Appl. Phys.*, **81** (8), 5542, April 1997.
- [135] U. PASHEN, C. SÜRGER, AND H. VON LÖHNEYSEN. "Magnetic properties of thin epitaxial gadolinium films on Nb". *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **90**, 289, 1993.
- [136] JAMES L. PATERSON. "Critical currents of S/F/S junctions with CuMn and CuNi barriers". *J. of Low Temp. Phys.*, **35** (3/4), 371, 1979.
- [137] V.T. PETRASHOV, V.N. ANTONOV, S.V. MAKSIMOV, AND R.SH. SHAIKHAI DAROV. "Conductivity of mesoscopic structures with ferromagnetic and superconducting regions". *JETP Lett*, **59** (8), 551, April 1994.
- [138] A. PLECENIC, M. GRAJKAR, S. BENACKA, P. SEIDEL, AND A. PFUCH. "Finite-quasiparticle-lifetime effects in the differential conductance of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8/\text{Au}$ junctions". *Phys. Rev. B*, **49** (14), 10016, April 1994.
- [139] V. PROKIC, A.I. BUZDIN, AND L. DOBROSAVLEVIC-GRUJIC. "Theory of π -junctions formed in atomic scale superconductor/ferromagnet superlattice.". Accepted for publication in *Phys. Rev. B*, 1998.
- [140] Y. PROSHIN AND M.G. KHUSAINOV. "Manifestation of the FFLO state in bimetal ferromagnet-superconductor structures". *Sov. Phys. JETP Lett*, **66** (8), 562, October 1997.
- [141] Z. RADOVIC, M. LEDVIJ, L. DOBROSAVLEVIC-GRUJIC, A.I. BUZDIN, AND J.R. CLEM. "Transition temperatures of superconductor-ferromagnet superlattices". *Phys. Rev. B*, **44** (2), 759, July 1991.
- [142] F. REIF AND M.A. WOOLF. "Energy gap in superconductors containing paramagnetic impurities". *Phys. Rev. Lett.*, **9** (7), 315, October 1962.
- [143] A.V. ROZHKOV AND D.P. AROVAS. "Kinky behavior in Josephson junctions". *Cond-Mat/9812085*
- [144] A.V. ROZHKOV AND D.P. AROVAS. "Josephson coupling through a magnetic impurity". *Phys. Rev. Lett.*, **82** (13), 2788, March 1999.
- [145] SAINT-JAMES, SARMA, AND THOMAS. *Type II superconductivity*. Pergamon, 1965.
- [146] M. SCHÖCK, C. SÜRGER, AND H. VON LÖHNEYSEN. "Superconducting and magnetic properties of $\text{Nb/Pd}_{1-x}/\text{Fe}_x/\text{Nb}$ ". *Cond-Mat/9812278*, 1998.
- [147] H. SHIBA AND T. SODA. "Superconducting tunneling through the barrier with paramagnetic impurities". *Prog. Theor. Phys.*, **41** (1), 25, January 1969.
- [148] M. SIGRIST AND T.M. RICE. "Paramagnetic effect in high T_c superconductors- a hint for d-wave superconductivity". *J. Phys. Soc. Jap.*, **61** (12), 4283, December 1992.
- [149] M. SIGRIST AND T.M. RICE. "Unusual paramagnetic phenomena in granular high-temperature superconductors-a consequence of d-wave pairing?". *Rev. Mod. Phys.*, **67** (2), 503, April 1995.

- [150] A.H. SILVER AND J.E. ZIMMERMAN. "Quantum states and transitions in weakly connected superconducting rings". *Phys. Rev.*, **157** (2), 317, May 1967.
- [151] S. SKALSKI, O. BETBEDER-MATIBET, AND P.R. WEISS. "Properties of superconducting alloys containing paramagnetic impurities". *Phys. Rev.*, **136** (6A), 1500, December 1964.
- [152] R. SKOMSKI, C. WALDFRIED, AND P.A. DOWBEN. "The influence of the surface on the spontaneous magnetization of Gd thin film". *J. Phys - Condens. Matter*, **10**, 5838, 1998.
- [153] R.J. SOULEN, J.M. BYERS, M.S. OSOFSKY, B. NADGORNÝ, T. AMBROSE, S.F. CHENG, P.R. BROUSSARD, C.T. TANAKA, J. NOWAK, J.S. MOODERA, A. BARRY, AND J.M.D. COEY. "Measuring the spin polarization of a metal with a superconducting point contact". *Science*, **282**, 85, October 1998.
- [154] B.I. SPIVAK AND S.A. KIVELSON. "Negative local superfluid densities: the difference between dirty superconductor and dirty Bose liquid". *Phys. Rev. B*, **43** (4), 3740, February 1991.
- [155] F. STAGEBERG, R. CANTOR, A.M. GOLDMAN, AND G.B. ARNOLD. "Electronic density of state at the surface of a superconductor in contact with a magnetic insulator". *Phys. Rev. B*, **32** (5), 3292, September 1985.
- [156] C. STRUNK, C. SÜRGER, U. PASCHEN, AND H. VON LÖHNEISEN. "Superconductivity in layered Nb/Gd films". *Phys. Rev. B*, **49** (6), 4053, February 1994.
- [157] A.G. SUN, D.A. GAJEWSKI, M.B. MAPLE, AND R.C. DYNES. "Observation of Josephson pair tunneling between a high- T_c cuprate ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) and a conventional superconductor (Pb)". *Phys. Rev. Lett.*, **72** (14), 2267, April 1994.
- [158] A.G. SUN, A. TRUSCOTT, A.S. KATZ, R.C. DYNES, B.W. VEAL, AND C. GU. "Direction of tunneling in Pb/I/YBa₂Cu₃O_{7- δ} tunnel junctions". *Phys. Rev. B*, **54** (9), 6734, September 1996.
- [159] L.R. TAGIROV. "Proximity effect and superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet sandwiches.". *Physica C*, **307**, 145, 1998.
- [160] S. TAKAHASHI, H. IMAMURA, AND S. MAEKAWA. "Spin-imbalance and magnetoresistance in ferromagnet/ superconductor/ ferromagnet double tunnel junctions". *Cond-Mat/9901000* January 1999.
- [161] Y. TANAKA AND S. KASHIWAYA. "Theory of tunneling spectroscopy of d-wave superconductors". *Phys. Rev. Lett.*, **74** (17), 3451, April 1995.
- [162] H. TANG, D. WELLER, T.G. WALKER, J.C. SCOTT, C. CHAPPERT, H. HOPSTER, A.W. PASG, D.S. DESSAU, AND D.P. PAPPAS. "Magnetic reconstruction of the Gd(0001) surface". *Phys. Rev. Lett.*, **71** (3), 444, July 1993.
- [163] LUC THOMAS. Contribution à l'étude de nanostructures magnétiques : du matériaux nanocristallisé à l'agrégat. PhD thesis, Université Joseph Fourier, October 1997.

- [164] M. TINKHAM. Introduction to superconductivity. McGraw-Hill, New York, 1996.
- [165] C.C. TSUEI, J.R. KIRTLEY, C.C. CHI, LOCK SEE YU-JAHNES, A. GUPTA, T. SHAW, J.Z. SUN, AND M.B. KETCHEN. "Pairing symmetry and flux quantization in a tricrystal superconducting ring of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ". Phys. Rev. Lett., **73** (4), 593, July 1994.
- [166] C.C. TSUEI, J.R. KIRTLEY, M. RUPP, J.Z. SUN, A. GUPTA, AND M.B. KETCHEN. "Pairing symmetry in single-layer tetragonal $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ superconductors". Science, **271**, 329, January 1996.
- [167] S.K. UPADHYAY, A. PALASINAMI, R.N. LOUIE, AND R.A. BUHRMAN. "Probing ferromagnets with Andreev reflection". Phys. Rev. Lett., **81** (15), 3247, October 1998.
- [168] K.D. USADEL. "Generalized diffusion equation for superconducting alloys". Phys. Rev. Lett., **25** (8), 507, August 1970.
- [169] V.A. VAS'KO, V.A. LARKIN, P.A. KRAUS, K.R. NIKOLAEV, D.E. GRUPP, C.A. NORDMAN, AND A.M. GOLDMAN. "Critical current suppression in a superconductor by injection of spin-polarized carriers from a ferromagnet". Phys. Rev. Lett., **78** (6), 1134, February 1997.
- [170] V.A. VAS'KO, K.R. NIKOLAEV, V.A. LARKIN, P.A. KRAUS, AND A.M. GOLDMAN. "Differential conductance of the ferromagnet/superconductor interface of $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{2/3}\text{MnO}_3/\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ heterostructures". Appl. Phys. Lett., **73** (6), 844, August 1998.
- [171] G. VERBANK, C.D. POTTER, R. SCHAD, P. BELIEN, V.V. MOSHCHALOV, AND Y. BRUYNSERAEDE. "The superconducting proximity effect in Nb/Fe multilayers". Physica C, **235/240**, 3295, 1994.
- [172] A.F. VOLKOV. "New phenomena in Josephson S/I/N/I/S junctions". Phys. Rev. Lett., **74** (23), 4730, June 1995.
- [173] C. WALDFRIED, D.N. MCILROY, C.W. HUTCHINGS, AND P. DOWBEN. "Strain-induced distortion of the bulk bands of gadolinium". Phys. Rev. B, **54** (23), 16460, December 1996.
- [174] F.K. WILHELM, G. SCHÖN, AND A.D. ZAIKIN. "Mesoscopic superconducting-normal metal-superconducting transistor". Phys. Rev. Lett., **81** (8), 1682, August 1998.
- [175] D.A. WOLLMAN, D.J. VAN HARLINGEN, W.C. LEE, D.M. GINSBERG, AND A.J. LEGGETT. "Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO/Pb dc SQUIDS". Phys. Rev. Lett., **71** (13), 2134, September 1993.
- [176] H.K. WONG, B.Y. JIN, H.Q. YANG, J.B. KETTERSON, AND J.E. HILLIARD. "Superconducting properties of V/Fe superlattices". J. of Low Temp. Phys., **63** (3/4), 307, 1986.
- [177] M.A. WOOLF AND F. REIF. "Effect on magnetic impurities on the density of states of superconductors". Phys. Rev., **137** (2A), 557, January 1965.

- [178] J.Q. XIAO AND C.L. CHIEN. "Proximity effects in superconductor/insulating ferromagnet NbN/GdN multilayers". *Phys. Rev. Lett.*, **76** (10), 1727, March 1996.
- [179] A. YAZDANI, B.A. JONES, C.P. LUTZ, M.F. CROMMIE, AND D.M. EIGLER. "Probing the local effects of magnetic impurities on superconductivity". *Science*, **275**, 1767, March 1997.
- [180] ORON ZACHAR. "Negative Josephson coupling in the Kondo strong coupling limit". *Cond-Mat/9810321*, October 1998.
- [181] M. ZHANG, S. ARAJS, H.F. HELBIG, AND W. CAI. "The electrical resistance of gadolinium films". *J. Phys. Chem. Sol.*, **54** (8), 947, 1993.
- [182] J.X. ZHU AND Z.D. WANG. "Magnetic scattering effects on quantum transport in a normal metal/superconductor junction". *Phys. Rev. B*, **55** (13), 8437, April 1997.
- [183] I. ZUTIC AND O.T. VALLS. "Spin polarized tunneling in ferromagnet/unconventional superconductor junctions". *Cond-Mat/9808285* (to be published in PRB), August 1998.



Résumé

Cette étude porte sur l'approfondissement expérimental de la physique à l'interface entre magnétisme et supraconductivité. Des expériences de transport sur des jonctions S/F/S (Nb/Al/Gd/Al/Nb) ont été réalisées, où le matériau ferromagnétique (le gadolinium) est en très faible épaisseur (20 à 100 Å). En effet, les effets de proximité dans ces matériaux peu favorables à la supraconductivité sont attendus pour être de faibles amplitudes. Les mesures de ces jonctions métalliques très peu résistives en courant perpendiculaire au plan (CPP) des couches ont nécessité l'utilisation de techniques extrêmement sensibles donnant accès au picovolt. Les caractéristiques courant-tension ($V(I)$) ainsi que les modulations de courant critique sous champ magnétique ($I_c(H)$) ont permis d'observer des effets Josephson dans ces jonctions, quelle que soient les épaisseurs de Gd (20 à 100 Å) utilisées. L'existence d'un super-courant démontre la présence d'un couplage supraconducteur à travers une couche magnétique. Les variations de courant critique en fonction des épaisseurs de gadolinium dans la jonction nous permettent d'extraire une longueur de pénétration des paires de Cooper dans le matériau ferromagnétique de l'ordre de 5 nm ainsi qu'un possible couplage π entre les couches supraconductrices. Un autre volet de ce travail porte sur l'analyse des comportements résistifs des jonctions S/F/S en température et sous champ magnétique. Un excellent accord avec les théories existantes sur les interfaces métalliques a été trouvé démontrant les faibles effets sur la conductance d'une jonction S/F, de matériau peu polarisé en spin au niveau de Fermi comme le gadolinium. Enfin, le développement d'une technique μ squid devrait permettre l'étude d'effets d'impuretés paramagnétiques sur le courant Josephson dans une jonction S/I/S.

Abstract

We present a study on an experimental work at the interface between magnetism and superconductivity, transport measurements were performed on S/F/S junctions (Nb/Al/Gd/Al/Nb), using very thin ferromagnetic (gadolinium) layer (20 to 100 Å). Indeed, it is expected that proximity effect in such material is weak. The measurements of such metallic junctions (S/F/S) with a current perpendicular to the plane (CPP) method need special high sensitive technics, since the resistance of the system are very low. $V(I)$ characteristic and modulation of critical current versus an applied magnetic field ($I_c(H)$) were a good proof of the existence of Josephson effect in the junctions, whatever the thickness of gadolinium (20 to 100 Å) in the junctions, the existence of a super-current characterise the presence of a superconducting coupling through a magnetic layer. From the variations of critical current versus the Gd thickness, we can deduce the penetration depth of Cooper pairs in the ferromagnetic compound and the possible existence of negative critical currents in S/F/S junction. The study of the the resistive behavior of the S/F/S junctions was an other part of this work. We have obtained a very good agreement between our measurements and present theories on metallic interfaces. The effects of weak spin polarize materials at the Fermi level like gadolinium are not strongly pronounced. At last, we have realized a μ squid technic to improve the effect of paramagnetic impurities on the Josephson effect in S/I/S junction.

Mots-clés : supraconductivité, magnétisme, jonctions S/F/S, effet Josephson, effet de proximité, jonctions π , SQUID.

