



HAL
open science

JONCYIONS HYBRIDES SUPRACONDUCTRICES SEMICONDUCTRICES VERS LA MANIPULATION D'ETATS CORRELES

Sanae Boulay

► **To cite this version:**

Sanae Boulay. JONCYIONS HYBRIDES SUPRACONDUCTRICES SEMICONDUCTRICES VERS LA MANIPULATION D'ETATS CORRELES. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00128140

HAL Id: tel-00128140

<https://theses.hal.science/tel-00128140>

Submitted on 30 Jan 2007

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

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

N°D'ordre :

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité : **Physique**

Présentée par

Sanae BOULAY

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris XI

Sujet de la thèse :

**Jonctions hybrides
supraconductrices-semiconductrices
vers la manipulation d'états corrélés.**

Thèse soutenue le 07 décembre 2006 devant le jury composé de :

Mr L. DUMOULIN président du jury
Mr T. MARTIN rapporteur
Mr M. SANQUER rapporteur
Mr D. MAILLY directeur de thèse
Mr P. ROCHE examinateur
Mr M. APRILI examinateur

A mes parents.

Abstract.

We have studied superconductor/ballistic normal metal hybrid junctions, with GaAs/AlGaAs heterojunction for the normal part, and indium for the superconductor part. This system allows, thanks to its long coherence length and the possibility to use a gate, to investigate the manipulation of correlated pair in the normal part : a new approach of quantum bits. We have set up a process to make SN junctions with very good transparencies, within mesoscopic dimensions, using diffused indium. The essential problem was the inhomogeneity of indium diffusion. We have characterized the interface with different types of transport measurements at very low temperature. We have shown that, in one hand indium diffuses in a directional way, and on the other hand, it is neither a diffusive junction nor a dirty one, but a tunnel junction with a small number of channels taking part of the conduction. We have shown the presence of a disordered region near the interface which spread on a few hundreds of nanometers. The presence of diffused indium filaments has been corroborated by the observation of a supercurrent carried by the filaments in short SNS junctions. We have finally achieved a first tentative of manipulation of Cooper pairs with the aim of a QPC : we have observed conductance plateaus versus the gate voltage, with a height divided by two when applying a weak magnetic field.

Résumé.

Nous avons étudié des systèmes hybrides supraconducteurs/métal normal balistiques dont la partie normale est une hétérojonction GaAs/AlGaAs, et la partie supraconductrice de l'indium. C'est un système qui permet, grâce à la grande cohérence de phase et la possibilité d'utiliser des grilles, d'envisager la manipulation de paires corrélées dans la partie normale : une nouvelle approche de bits quantiques. Nous avons mis au point un procédé de fabrication de jonctions S/N de très bonnes transparences, avec des dimensions mésoscopiques, en faisant diffuser de l'indium. Le problème essentiel est lié à l'inhomogénéité de la diffusion de l'indium. Nous avons caractérisé l'interface par différents types de mesures de transport à très basses températures. Nous avons montré, d'une part que l'indium diffuse de façon directionnelle, d'autre part, qu'il ne s'agit ni d'une jonction diffuse ni d'une jonction sale, mais d'une barrière tunnel dont seul un faible nombre de canaux participent à la conduction. Nous avons mis en évidence la présence d'une zone de désordre près de l'interface qui s'étend sur quelques centaines de nanomètres. La présence de filaments d'indium diffusés a été corroborée par l'observation sur des jonctions courtes d'un super courant porté par ces filaments. Nous avons enfin fait une première tentative de manipulation de paires de Cooper à l'aide d'un QPC : nous avons observé des plateaux de conductance en fonction de la tension de grille dont la hauteur est divisée par deux lorsqu'on applique un faible champ magnétique.

Remerciements.

Avant tout, je tiens à remercier Thierry Martin, Professeur à l'Université de Marseille, ainsi que Marc Sanquer, Ingénieur de Recherche au Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également Louis Dumoulin, Directeur de Recherche au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse à Orsay, d'avoir présidé le jury de thèse, ainsi que Marco Aprili, Chargé de Recherche au Laboratoire de Physique du Solide à Orsay, et Patrice Roche, Ingénieur de Recherche au Commissariat à l'énergie atomique de Saclay d'avoir accepté d'examiner ce travail. Je vous remercie tous de vous être intéressés à mes travaux de thèse et d'avoir pris le temps d'assister à ma soutenance.

Ces trois années passées au LPN furent enrichissantes tant d'un point de vue professionnel que d'un point de vue humain : j'ai pu profiter d'une infrastructure remarquable, ainsi que d'une ambiance conviviale et dynamique auprès de permanents compétants, de thésards et stagiaires motivés. Cet environnement a été source d'encouragement dans mon travail au quotidien.

Je tiens à remercier messieurs Jean Yves Marzin et Marcel Benssoussan, à la direction du Laboratoire de Photonique et de Nanostructure, de m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans un cadre idéal au sein de leur laboratoire.

Je tiens également à exprimer ma plus grande gratitude à mon directeur de thèse Dominique Mailly pour son encadrement durant ces trois années. Il a su partager son expérience dans le domaine de la nanofabrication et des mesures à très basses températures. Il y a eu des hauts et des bas, et grâce à son optimisme, son dynamisme, et sa grande disponibilité, j'ai pu, malgré certains moments difficiles, mener à bien ce travail. Merci pour tout ce que tu m'as appris, merci pour ton soutien, et merci de m'avoir fait confiance.

Je remercie aussi et surtout les ITAs, dont je n'oublierai pas la gentillesse. En salle blanche, ils m'ont formé avec pédagogie et patience, et m'ont permis d'utiliser diverses techniques : Laetitia, Laurent Couraud et Xavier pour les métallisations, Laurence, Christelle, et Stéphane pour la RIE, Christophe, Nathalie et Jean Claude, pour la lithographie optique, Kamel pour les recuits et le bonding, Luc et Edmond pour la lithographie électronique. Merci aussi à Ali, pour sa bienveillance, bienqu'il me signalait souvent ma blouse mal fermée. Merci à Au-

drey pour sa bonne humeur. Merci à Patrick pour les bidons d'hélium. Je n'oublie pas l'atelier mécanique, avec les 'footballeux', Laurent Merzeau et Nicolas, et le non 'footballeux' Gilbert. Merci aux membres du service informatique pour leur disponibilité et leur convivialité : Emmanuel qui laissait échapper quelques notes de jazz entre midi et deux, Olivier et Eric, accessoirement professeurs de Salsa, qui apportent à tous le soleil du Brésil en salle 'Richard Planel'. Merci au service administratif, Alexandra, Dorothee, Melissa, et Marina, sans oublier la vivante et généreuse Delphine Charbonneau.

Merci à ceux qui m'ont encouragé et initié au foot, j'ai pu profiter de 'l'esprit sport', de la simplicité et de la convivialité du LPN : merci à ceux qui ont partagé quelques entraînement et parfois quelques footings avec moi. Je n'oublierai pas la magnifique forêt du site, un petit coin d'évasion, dans laquelle j'ai pris un grand plaisir à courir le midi. Enfin c'est à mon grand regret (faute de temps et stress de fin de thèse) que je n'ai pu assister aux cours d'arts martiaux de Stéphane. En tout cas bonne continuation et 'sportez' vous bien.

Merci à tous les thésards, post doc, stagiaires, et permanents qui ont partagé entre autres pauses café, goûters, soirées, resto et autres. Tout d'abord mes compagnons de bureau, qui ont dû me supporter plus que les autres. Il y a ceux qui ont craqué et qui sont partis (je plaisante) le généreux et bon vivant Michele, et le suprenant blagueur Vincent. Et il y a ceux qui ont résisté, Joseph fin imitateur, spécialiste de la salade de riz et grand athlète, Carole organisatrice renommée de danses folkloriques, et coéquipière de bureau pour la défense de la gente féminine, enfin Romain danseur confirmé de salsa (qui cherche désespérément son CD de Corneille) et qui m'a donné généreusement de son temps en salle de manip. Un grand merci aussi à ceux qui faisaient l'ambiance au deuxième étage du D1, les bons cafés discussions et partages avec Lorenzo, Hicham, Nathalie Bontoux, Jean Christophe, David, Julie, Marta, Laurent Villa, Tuong, Damien, et au premier étage Laura, Adel, Christian, Fenglei, et Franck... J'espère que je n'oublie personne... Ah si ! Ceux du D2 : Ludovic, Olivia (à qui j'ai remis la lourde tâche des images TEM de mes échantillons), Spyros, Sabine, Martin, Nadia et Christophe pour leur gentillesse entre autre.

Je n'oublie pas de remercier les membres de mon groupe 'Phynano' pour leur disponibilité et leur simplicité, avec qui les discussions ont toujours été très enrichissantes : un grand merci aux épitaxieurs Bernard Etienne, Ulf Gennser, et Antonella Cavanna, sans oublier David Martrou. Merci à Yong Jin qui n'a jamais hésité à donner de son temps, merci à Frédéric Pierre qui a su partager sa rigueur et son savoir en salle blanche. Merci aussi à notre collaborateur du CEA, Patrice Roche, dont les connaissances en physique mésoscopique et son esprit critique ont pu éclairer ce travail, et lui apporter plus de profondeur. Merci de m'avoir accompagnée jusqu'au bout malgré les moments difficiles et les doutes.

J'ai laissé le meilleur pour la fin. MERCI à mes parents de m'avoir soutenue

et encouragée, en me donnant sans compter : vous avez été mon oxygène. C'est à vous que je dédie ce modeste travail. Merci à mes soeurs et frère, Nadia, Sofia et Ahmed, d'avoir toujours été là, en partageant mes joies et mes peines. Merci à mes cousines et amies Farida, Sihame, Ikrame, Dalida et Edwige qui m'ont encouragée et suivi comme des soeurs.

Table des matières

Introduction générale	17
1 La jonction S/N	21
1.1 Effet tunnel dans une jonction S/N	23
1.2 Effet de proximité et Réflexion d'Andreev.	25
1.3 Formalisme quasiclassique.	28
1.3.1 Equations de Bogoliubov de Gennes.	28
1.3.1.1 Rappel sur la théorie BCS.	28
1.3.1.2 Formalisme des quasiparticules.	30
1.3.2 La réflexion d'Andreev.	31
1.3.2.1 Approximation d'Andreev.	31
1.3.2.2 Cas d'une interface S/N idéale.	34
1.3.2.3 Réflexions multiples d'Andreev	35
1.4 Le modèle de BTK.	37
1.5 Approche de scattering.	39
1.5.1 Calcul du courant et de la conductance.	41
1.5.2 Conductance d'une jonction S/N.	42
1.5.3 Calcul du bruit et des corrélations de bruit.	44
1.5.4 Bruit dans les jonctions S/N.	48
2 Les jonctions SNS	51
2.1 Différents régimes de transport dans un conducteur.	52
2.1.1 Cas de réservoirs normaux.	52
2.1.2 Cas de réservoirs supraconducteurs.	53
2.2 Jonctions SNS.	54
2.2.1 Etats liés d'Andreev.	54
2.2.2 Courant dans une jonction SNS à l'équilibre.	55
2.2.2.1 Cas d'un diffuseur quelconque.	55
2.2.2.2 Cas d'une jonction courte.	58
2.2.2.3 Cas d'un Contact Ponctuel Quantique.	58
2.3 Systèmes hors équilibre.	60
2.3.1 Effet Josephson alternatif.	60

2.3.2	Structures subharmoniques du gap.	60
3	Procédés de salle blanche.	63
3.1	Techniques de fabrication	64
3.1.1	La Lithographie	64
3.1.1.1	Lithographie optique	64
3.1.1.2	Lithographie électronique	65
3.1.2	La gravure	68
3.1.2.1	La gravure humide	68
3.1.2.2	La gravure sèche	69
3.1.3	La métallisation	69
3.1.3.1	Dépôt par canon à électrons.	69
3.1.3.2	Dépôt par évaporation par effet Joule.	70
3.2	Jonctions hybrides supraconductrice/système balistique	70
3.2.1	Hétérojonction GaAs/GaAlAs	70
3.2.1.1	Formation du gaz bidimensionnel d'électrons.	71
3.2.1.2	Caractéristiques du gaz bidimensionnel d'électrons.	73
3.2.2	Formation d'un contact ponctuel quantique QPC.	74
3.2.3	Procédé de fabrication des jonctions S/2DEG	76
3.2.3.1	Objectifs.	76
3.2.3.2	Lithographie optique : tests préliminaires.	77
3.2.3.3	Lithographie électronique : méthode de la tricouche.	82
3.3	Conclusion	86
4	Etude des jonctions In/2DEG et In/2DEG/In.	89
4.1	Le contact métal normal/semiconducteur.	91
4.1.1	la barrière Schottky.	91
4.1.2	Le contact ohmique.	92
4.2	Schéma des montages.	92
4.3	Caractérisation du 2DEG.	93
4.4	Ohmicité des contacts.	95
4.5	Jonctions In/2DEG et In/2DEG/In longues.	98
4.5.1	Mesure des caractéristiques linéaires.	98
4.5.1.1	Cas d'un plot unique.	99
4.5.1.2	Cas d'une jonction SN : détermination de la trans- parence.	102
4.5.2	Mesures de la magnétorésistance.	113
4.5.3	Mesures de la résistance différentielle.	114
4.5.3.1	Dépendance en champ magnétique.	118
4.5.3.2	Dépendance en température.	119
4.5.3.3	Mise en évidence d'un "ZBA".	120
4.5.3.4	Utilisation d'une grille.	126

4.6	Jonctions In/2DEG/In courtes.	131
4.6.1	Mesures de caractéristiques linéaires.	131
4.6.2	Mesures de caractéristiques différentielles.	132
4.6.2.1	Mise en évidence d'un supercourant.	133
4.6.2.2	Dépendance en champ magnétique.	136
4.6.3	Mesures de magnétorésistance.	138
4.6.3.1	A champ faible.	139
4.6.3.2	A fort champ.	140
4.7	Conclusion.	143
	Conclusion et perspectives.	145
	A Le modèle BTK.	149
	B Calcul du courant dans une jonction SNS.	153
	C Le cryostat à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$.	157
	D Résumé du procédé de fabrication	159

Introduction générale

Ce travail fait partie du projet "e-QBIT" et s'effectue dans le cadre d'une Action Concertée Nanostructure (ACN) en collaboration avec le CEA de Saclay, cette thèse s'est essentiellement passée au LPN à Marcoussis, et constitue la première étape des travaux c'est-à-dire la mise au point technologique du système. Les motivations de ce projet viennent des avancées récentes dans le domaine de l'information quantique qui ont montré l'intérêt majeur d'utiliser des bits quantiques pour le traitement de l'information. Les travaux expérimentaux ont apportés des résultats intéressants avec des systèmes optiques et atomiques, mais à plus long terme, l'inconvénient de ces structures est qu'ils seront difficilement intégrables dans des dispositifs de taille micrométrique. D'où l'idée de mettre au point des systèmes électroniques qui obéissent aujourd'hui à une miniaturisation croissante et qui sont parfaitement intégrables aux circuits logiques actuels. L'objectif général est d'utiliser une source naturelle d'intrication grâce à des jonctions hybrides supraconductrice/système balistique bidimensionnel (S/N-2D), de caractériser dans un premier lieu cet état intriqué, et pourquoi pas à l'avenir, le manipuler puis en ajoutant des portes logiques effectuer des calculs plus complexes... Avant tout, rappelons quelques propriétés remarquables des supraconducteurs, décrits microscopiquement, depuis 1957, par la théorie BCS [1]. L'état supraconducteur permet d'observer des effets quantiques macroscopiques, il est caractérisé par une fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r})$ qui décrit l'ensemble des électrons supraconducteurs, couplés par paire ($+k \uparrow, -k \downarrow$) à l'énergie de Fermi dans l'état fondamental qui constitue un ordre à longue portée. Ces matériaux peuvent être caractérisés par un paramètre d'ordre appelé amplitude de paire et noté F , qui détermine le degré d'appariement des électrons : c'est une fonction continue dans l'espace, qui varie lentement à l'échelle de la longueur de cohérence supraconductrice, donnée par la portée de l'appariement : $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta_0}$ ($\sim 1 \mu m$ dans les supraconducteurs purs et $\sim nm$ dans les alliages) où v_F est la vitesse de Fermi et Δ_0 l'énergie de condensation d'une paire d'électrons c'est elle qui est à l'origine du gap entre le niveau fondamental et le niveau excité. Au contraire, le potentiel de paire $\Delta = g(r) \cdot F$ où $g(r)$ caractérise l'amplitude d'interaction entre électrons (qui se fait via l'interaction électrons-phonons dans les supraconducteurs conventionnels) peut varier brusquement dans l'espace en l'absence d'interaction.

Par conséquent à l'interface entre un supraconducteur et un métal normal, l'amplitude de paire, est non nulle, même si le potentiel de paire est nul (ie $g(r)=0$ dans un métal normal) : on peut *induire de la supraconductivité* dans la partie normale, sur une longueur caractéristique ξ_N . C'est ce qu'on appelle l'**effet de proximité**, il a été étudié dès les années 60 par de Gennes [2, 3, 4] dans les bicouches S/N. Pour de telles structures, à des énergies très inférieures au gap, le transport à un seul électron n'est pas possible : un électron normal ne peut pas être transmis dans la partie supraconductrice (à cause du gap) car il n'a pas d'états accessibles à une particule, et une paire de Cooper ne peut pas se briser pour céder un électron au métal normal. Mais Andreev a montré en 1964 [5] qu'il existe un processus quantique à deux particules, d'ordre supérieur en transmission (en T^2) qui permet de transférer un courant normal dissipatif en supercourant (ie transporté par des paires de Cooper) non dissipatif, c'est ce qu'on appelle la **réflexion d'Andreev** : un électron qui arrive de la partie normale avec une énergie inférieure au gap, peut être réfléchi avec une certaine probabilité, en un trou de vecteur d'onde et de spin opposés, une paire de Cooper est transmise dans la partie supraconductrice. C'est un effet réversible : une paire de Cooper incidente peut être injectée dans la partie normale sous forme de deux électrons jumeaux, dans l'état singulet de spin et d'énergies opposées ($+\epsilon \uparrow, -\epsilon \downarrow$) par rapport au niveau de Fermi du supraconducteur. L'utilisation de conducteurs 2D balistiques, appelés gaz d'électrons bidimensionnel (ou two dimension electron gas pour 2DEG) permet d'avoir des longueurs de cohérence de phase qui peuvent atteindre quelques dizaines de μm contrairement aux métaux 3D usuels, ce qui offre la possibilité de travailler sur des distances plus confortables. Le but de cette thèse est avant tout de maîtriser l'interface S/2DEG et de caractériser l'effet de proximité. Les électrons jumeaux peuvent être considérés comme des qubits balistiques : ils sont dans un état intriqué dont l'information est contenue soit dans la variable de spin soit dans la variable d'énergie, cette intrication pourra elle aussi, par la suite, être caractérisée par des mesures de bruit en corrélation croisée dans un schéma de type Hanbury-Brown et Twiss électronique proposé par le groupe de T.Martin [6, 7, 8].

Au niveau de la réalisation de jonctions S/2DEG des résultats ont été obtenus par Takayanagi et al. à NTT au Japon [11, 16] sur des gaz d'électrons à base d'InAs avec des contacts latéraux directs, ie sans diffusion, en Nb. L'avantage est la faible barrière Schottky entre le métal et le semiconducteur, mais c'est aussi un inconvénient majeur pour le contrôle des grilles qui présentent des courants de fuite importants, en plus de la faible mobilité de porteurs qui réduit considérablement l'échelle de transport balistique. Nous avons choisi de travailler avec des hétérojonctions de type GaAs/GaAlAs offrant de fortes mobilités ($\mu \simeq 10^6 cm^2 V^{-1} s^{-1}$ et $L_\varphi \simeq qq10 \mu m$ pour $T \sim 10 mK$). Cette fois la barrière Schottky est plus importante, ce qui permet de bien isoler les grilles

pour contrôler les canaux de conduction un à un. Par contre, il est nécessaire de faire diffuser le supraconducteur afin de diminuer la barrière : c'est ce qui rend difficile l'obtention de jonctions de bonne transmission en raison du désordre induit. Lenssen et al. ont obtenu en 1993, des contacts de très bonne transparence [24] avec des systèmes à base de Sn/GaAs/GaAlAs mais il n'y a pas eu de suite à ces résultats. Marsh et al. ont observé en 1994, des supercourants dans des structures In/GaAs/GaAlAs [20], (ce qui est encourageant pour nous), mais ils n'ont pas approfondi leurs études il reste donc beaucoup d'idées à exploiter.

Le premier chapitre présente les notions fondamentales d'un point de vue théorique, des phénomènes de transport dans une jonction S/N, ainsi que les expériences qui ont marqué ce domaine. Nous ferons un bref rappel de la théorie BCS [1], ainsi que des équations de Bogoliubov de Gennes [53, 54, 2], qui utilisent le formalisme de quasiparticules. Andreev [5] a apporté une théorie, qui permet de simplifier ces équations, en utilisant une approximation, qui entre parfaitement de le cadre d'une description quasiclassique : celle ci consiste essentiellement à distinguer deux échelles d'énergie très différentes $E_F \gg \Delta$. C'est l'idée que l'on retrouve dans les travaux d'Eilenberger [49] et Larkin-Ovchinnikov [50], qui utilisent les fonctions de Green des équations de Gorkov [56] dans la limite balistique, et de la même façon les équations d'Usadel [51] traitent du cas diffusif. Dans notre étude, nous nous intéresserons plus particulièrement à la théorie de Blonder Tinkham et Klapijwk (BTK) [27], qui décrit les jonctions SN, dans le cas monocanal, quelque soit la barrière de l'interface : de la limite tunnel à la limite métallique. Ce modèle ne tient pas compte des collisions éventuelles près de l'interface : nos jonctions SN sont à priori balistiques, mais il faudra le vérifier. Par conséquent, l'approche de scattering faite par Beenakker [32] est particulièrement bien adaptée dans ce cas, car elle introduit une matrice de diffusion, qui caractérise le désordre près de l'interface : nous en déduirons l'expression de la conductance et du bruit. Bien que nous n'ayons pas pu faire de mesures de bruit, ces grandeurs étant complémentaires¹, il est intéressant de les présenter ensemble, même brièvement. Le chapitre 2 présente les notions théoriques de la physique des jonctions SNS : nous verrons l'expression générale du courant à l'équilibre, ainsi que dans le cas de jonctions courtes balistiques. Ce sont ces dernières qui nous intéressent.

Nous verrons dans le troisième chapitre l'aspect technologique de ce travail, avec toutes les techniques de fabrication utilisées, notamment la lithographie optique et électronique, la métallisation et la gravure. L'obtention d'une interface S/2DEG de bonne transparence a constitué la plus grande partie de ce travail :

¹La conductance décrit la nature ondulatoire des porteurs de charges, et le bruit leur nature corpusculaire, ie la statistique à laquelle ils obéissent.

la diffusion inhomogène du supraconducteur jusqu'au gaz d'électrons bidimensionnel a été entre autre le point critique de la fabrication. Nous avons choisi pour la partie supraconductrice soit de l'indium soit de l'étain plomb pour leur bonnes propriétés de diffusion et pour lesquels les températures critiques (\sim de 4K) permettent de travailler confortablement avec un cryostat à dilution².

Nous présenterons au chapitre 4, les différents types de mesures de transport, que nous avons réaliser sur des structures S/2DEG et S/2DEG/S courtes. Notre objectif étant de maîtriser l'interface entre le supraconducteur et le conducteur 2D balistique, injecter des paires de Cooper dans le gaz d'électrons bidimensionnel, et à plus long terme, essayer de manipuler ces états 'intriqués'. Les différents points de cette étude sont :

1. Mettre en évidence, et caractériser l'effet de proximité dans des contact S/2DEG faits par diffusion : en déterminant la nature de la barrière à l'interface (tunnel, diffusive ou sale), ainsi que sa transparence.
2. Observer une quantification de la conductance par pas de $(2e)^2/h$, à l'aide d'une grille coupée formant un QPC, ce qui correspondrait au passage des paires de Cooper, à l'ouverture de chaque canal de conduction, via le gaz d'électrons bidimensionnel.
3. Observer l'ouverture d'un 'minigap', en utilisant une grille dans le régime tunnel, ce qui prouverait que la partie normale possède de véritables propriétés supraconductrices conférées par les paires de Cooper évanescents.
4. Observer un supercourant dans des jonctions SNS courtes.
5. Moduler le supercourant, en utilisant une grille : on devrait observer des oscillations du courant critique en fonction de la densité de porteur du gaz d'électrons bidimensionnel. On peut ainsi réaliser un transistor supraconducteur à commutation rapide 'JFET' (pour Josephson Field Effect Transistor).

²Dans notre cas la température de base est de 30mK.

Chapitre 1

La jonction S/N

Introduction

La supraconductivité a été découverte en 1911 par Kamerlingh-Onnes avec le mercure [52] en descendant sous 4K, mais son interprétation fût longue. Ce n'est que quarante ans plus tard qu'une description microscopique qui décrit avec précision les propriétés des supraconducteurs, a été élaborée par Bardeen Cooper et Schriffer (BCS) en 1957 [1]. Au lendemain de cette théorie les travaux théoriques et expérimentaux concernant la supraconductivité inhomogène, ie les jonctions hybrides S/N ont connu un grand essor. Depuis une vingtaine d'années, les progrès faits en fabrication et les techniques de cryogénie, ont permis d'explorer des systèmes dont les dimensions sont inférieures à la longueur de cohérence de phase : c'est le domaine de la supraconductivité mésoscopique. L'objectif est de comprendre les effets cohérents dans la partie normale induits par le supraconducteur. Il est important de noter que dans nos systèmes la partie normale est une hétérojonction semiconductrice (GaAs/GaAlAs), il y a donc formation naturelle d'une barrière Schottky à l'interface S/Sm, dont on peut réduire la hauteur, en faisant diffuser le métal dans le semiconducteur par un recuit : on peut aussi bien avoir des jonctions tunnel de type S/I/N où I désigne une barrière isolante, que des jonctions métalliques de type S/N. Le plan de ce chapitre est le suivant : je présenterai d'abord schématiquement, ces différents types de jonctions pour souligner les points forts de la réflexion d'Andreev et nous verrons que c'est le seul processus permettant de transférer des électrons de la partie normale à la partie supraconductrice pour des énergies inférieures au gap. Ensuite je m'intéresserai au cadre théorique de la supraconductivité inhomogène, sans entrer dans les détails de calcul (ce qui n'entre pas dans le cadre de cette thèse). Je ferai un rappel de la théorie BCS [1], qui en 1957, a amorcé le travail dans ce domaine en apportant une description qui prédisait avec précision les effets microscopiques observés dans les supraconducteurs conventionnels. Cette théorie a été reformulée par la suite afin

de pouvoir rendre compte de l'effet de proximité dans les systèmes hybrides S/N. Bogoliubov de Gennes [53, 54, 2] ont utilisé le formalisme des quasiparticules, et Gor'kov [56] le cas plus complexe des fonctions de Green que je n'aborderais pas, néanmoins le contenu physique de ces théories est le même que celui de la théorie BCS. Des simplifications sont amenées par la suite : l'approximation quasiclassique qui se base sur la séparation des échelles d'énergie $\Delta \ll E_F$. C'est ce qu'a utilisé Andreev [5] en 1964 pour décrire le transfert d'un courant dissipatif dans N en supercourant. Eilenberger [49] reprend la même approximation pour traiter le cas balistique des équations de Gor'kov, Usadel [51] traite du cas diffusif. C'est en 1982, que BTK [27] proposent un modèle qui permet de calculer le courant dans une jonction S/N monocanal, et ce quelque soit l'interface, de la limite tunnel à la limite balistique. Il introduit pour cela un paramètre essentiel pour décrire les phénomènes de diffusion à l'interface S/N : un potentiel répulsif localisé en $H\delta(x)$ ou le paramètre sans dimension $Z = \frac{k_F H}{2\epsilon_F} = \frac{H}{\hbar v_F}$ représente la force de la barrière. Or ce modèle ne considère pas de diffusion dans la partie normale (contrairement à notre système) il faudra le prendre en compte dans le cadre de notre étude. L'approche de scattering, proposée par Landauer [72, 73] et Büttiker [75, 76], est intéressante ici car, elle introduit une matrice de diffusion permettant de décrire le désordre dans la partie normale, cette approche a été reprise ensuite par Beenaker [30] dans le cas des jonctions SN. Nous présenterons les calculs du courant et de la conductance dans le cas d'une jonction SN, ainsi qu'une présentation rapide des calculs de bruit afin de mieux décrire ce type de systèmes.

1.1 Effet tunnel dans une jonction S/N

Une des caractéristiques des supraconducteurs est la présence d'un gap dans le spectre d'énergie. On peut illustrer cette propriété par une simple expérience d'effet tunnel : on met en contact un supraconducteur et un métal normal, séparé par une fine couche d'isolant (voir fig. 1.1).



FIG. 1.1: Schéma de principe d'une diode S/N

A $T=0$, aucun courant ne traverse la jonction jusqu'à une tension $eV \geq \Delta$. On peut comprendre cela en observant le schéma de la densité d'état de la jonction (voir fig. 1.2). Les potentiels chimiques sont égaux de part et d'autre de la barrière [85]. Dans le métal normal, le niveau de Fermi délimite les états occupés des états vides de la mer de Fermi. Dans la partie supra le niveau de Fermi représente l'énergie des paires de Cooper qui sont dans leur état fondamental, les niveaux excités seront accessibles en leur fournissant une énergie supérieure ou égale au gap, ainsi on brise les paires en formant des quasiparticules d'énergie E_k , avec :

$$E_k = \sqrt{\xi_k^2 + \Delta^2} \quad (1.1)$$

Avec $\xi_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. On considère un électron incident provenant de la partie normale, si on n'applique pas de tension aux bornes de la jonction, l'électron ne pourra pas accéder à la partie supra, car il n'y a pas d'états accessibles à une particule : d'où un courant nul. Lorsqu'on applique une tension $eV \geq \Delta$ aux bornes de la jonction, on ajuste le niveau de Fermi tel que l'électron incident provenant de la partie normale possède, cette fois des états accessibles, par effet tunnel dans la partie supra (qui correspondent aux états excités) : d'où un courant non nul. L'effet tunnel se fait avec conservation de l'énergie, l'électron célibataire à droite ne peut pas accéder directement aux états de paires (ie le fondamental) car c'est un processus à deux particules. Il peut cependant s'apparier à un autre électron excité et former une paire. Cet effet se produit en général longtemps après l'effet tunnel ce qui n'affecte pas le taux d'effet tunnel.

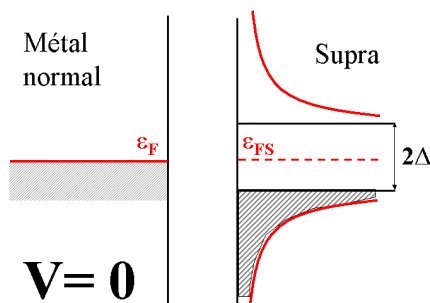


FIG. 1.2: Schéma de la densité d'état d'une jonction S/N sans tension appliquée.

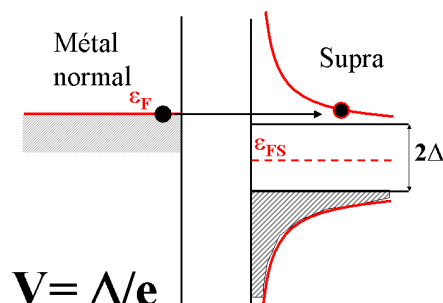
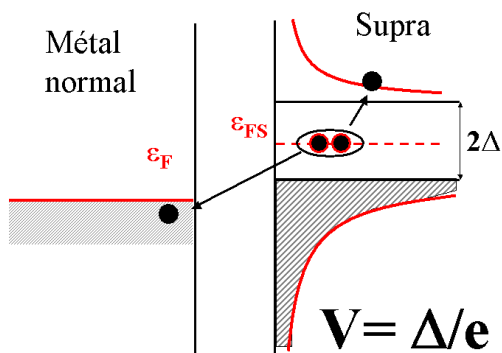


FIG. 1.3: Schéma de la densité d'état d'une jonction S/N avec une tension $eV = \Delta$.

Si on applique la tension dans l'autre sens comme la figure 1.4 l'indique, l'effet tunnel d'une paire de Cooper se fera en brisant directement la paire de Cooper : un électron passe dans la partie normale en perdant de l'énergie, qu'il cède à son partenaire. Il y a bien conservation de l'énergie si $eV \geq \Delta$.

FIG. 1.4: Schéma de la densité d'état d'une jonction S/N avec une tension $eV \geq \Delta$ dans la partie supra.



On peut résumer les caractéristiques courant-tension de la jonction S/N dans le schéma de la figure 1.5. On remarque qu'aux très fortes tensions, pour des énergies supérieures au gap, la courbe $I(V)$ tend vers une caractéristique ohmique correspondant à la résistance normale (ie lorsque on a une jonction N/N) : l'électron a une probabilité T d'être transmis déterminée par la hauteur de la barrière. Pour des énergie inférieures au gap l'absence d'états à une particule du côté supraconducteur empêche la transmission, il est réfléchi : dans cette limite le courant à travers la jonction S/N est nul pour des énergies inférieures au gap.

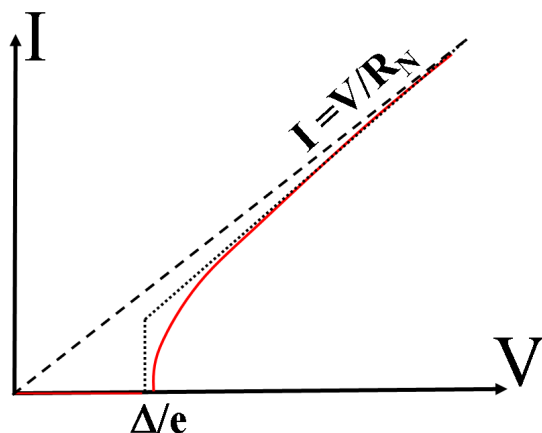


FIG. 1.5: Caractéristique $I(V)$ d'une jonction S/N dans la limite tunnel. L'allure théorique, en pointillés présente une discontinuité au gap.

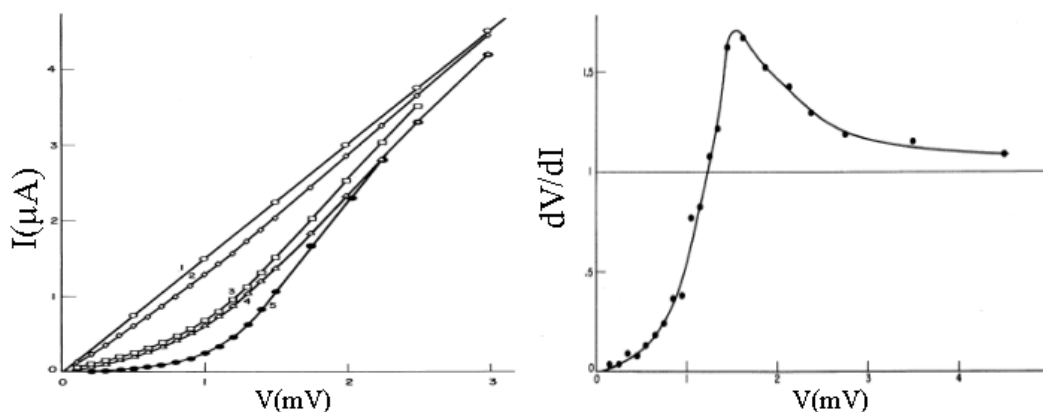


FIG. 1.6: A gauche, courant tunnel dans une jonction SIN ($Al/Al_2O_3/Pb$) d'après Giaver [57], à différents champs magnétique et températures : en (1) $T=4.2K$ et $T=1.6K$, $H=2.7kOe$ (Pb normal), en (2) $T=4.2K$, $H=0.8kOe$, en (3) $T=1.6K$, $H=0.8kOe$, en (4) $T=4.2K$, $H=0$ (Pb supraconducteur), et en (5) $T=1.6K$, $H=0$. A droite dérivée de la courbe (5).

C'est en 1960 que Giaver [57] a montré que la mesure du courant à travers une jonction SIN (supraconducteur-isolant-métal normal) dans la limite tunnel permet de sonder la densité d'état prévu par la théorie BCS (voir figure 1.6). Ce résultat fût ensuite démontré Bardeen [58], puis par Cohen et al. [59] avec la théorie de l'Hamiltonien tunnel.

1.2 Effet de proximité et Réflexion d'Andreev.

L'effet de proximité dans les bicouches S/N a été étudié dès les années 60 par P.G. de Gennes et al.[2, 3, 4]. En effet la partie supraconductrice peut

être décrite par un paramètre d'ordre appelé amplitude de paire, défini par $F(r) = \langle \Psi \uparrow (r), \Psi \downarrow (r) \rangle = \langle \Psi^\dagger \uparrow (r), \Psi^\dagger \downarrow (r) \rangle$, qui détermine le degré d'appariement des électrons : c'est une fonction continue dans l'espace, qui varie lentement à l'échelle de la longueur de cohérence de phase. La portée de l'appariement est donné par $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta}$ ($\sim 1\mu m$ dans les supraconducteurs purs et $\sim nm$ dans les alliages) où v_F est la vitesse de Fermi et Δ l'énergie de condensation d'une paire d'électrons c'est elle qui est à l'origine du gap entre le niveau fondamental et le niveau excité. Au contraire, le potentiel de paire $\Delta(r) = |g(r)|F(r)$ où $g(r)$ caractérise l'amplitude d'interaction entre électrons (qui se fait via l'interaction électrons-phonons dans les supraconducteurs conventionnels) peut varier brusquement dans l'espace en l'absence d'interaction (avec $g=0$ dans un métal normal ie pas d'interaction attractive entre électrons). Par conséquent à l'interface entre un supraconducteur et un métal normal, l'amplitude de paire est non nulle, même si le potentiel de paire est nul : on peut *induire de la supraconductivité* dans la partie normale, sur une longueur caractéristique ξ_N . La paire de Cooper injectée dans la partie normale correspond à une paire d'électrons intriqués, d'énergies opposées par rapport au niveau de Fermi, dans l'état singulet de spin, $+\varepsilon \uparrow, -\varepsilon \downarrow$ qui peut être vu comme une paire électron-trou de spins opposés, c'est ce qu'on appelle une paire d'Andreev. On introduit alors une longueur caractéristique associée à l'énergie de condensation d'une paire, Δ donnée par $\xi_N = \sqrt{\hbar D / \Delta}$ (D étant le coefficient de diffusion du métal normal), dans le cas diffusif, et $\xi_N = \hbar v_F / \Delta$, dans le cas balistique, sur laquelle les paires de Cooper injectées dans la partie normale n'ont pas oublié l'interaction attractive qui les liait dans le supraconducteur (voir figure 1.6). On associe, de la même façon, une longueur caractéristique à l'énergie ε , sur laquelle les paires d'Andreev restent cohérentes : en régime diffusif $L_\varepsilon = \sqrt{\hbar D / \varepsilon}$ où D est le coefficient de diffusion du métal normal, en régime balistique, on a $L_\varepsilon = \hbar v_F / \varepsilon$. Une des principale source de décohérence est l'agitation thermique qui induit des variations d'énergie de l'ordre de $k_B T$ auxquelles on associe les longueurs thermiques données par $L_T = \sqrt{\hbar D / 2\pi k_B T}$ dans la limite diffusif et $L_T = \hbar v_F / k_B T$ dans la limite balistique. A énergie nulle, la cohérence de la paire est limitée par la longueur de cohérence de phase ie la longueur de collision inélastique. D'autre part, il y a aussi un effet de proximité inverse qui correspond au passage d'électrons normaux dans le supraconducteur. Il y a une légère diminution de l'amplitude de paire et du gap au niveau de l'interface côté supraconducteur ce qui a pour conséquence de diminuer la température critique localement par rapport au supraconducteur massif, et ce sur une longueur $\xi_S = \sqrt{\hbar D_S / \Delta}$, D_S étant le coefficient de diffusion du supraconducteur supposé sale à l'interface. Les électrons normaux injectés dans la partie supraconductrice parcourent une longueur ξ_S (portée de l'interaction BCS et aussi taille moyenne des paires de Cooper) avant de ressentir l'interaction supraconductrice : il existe des états à une particule sous le gap.

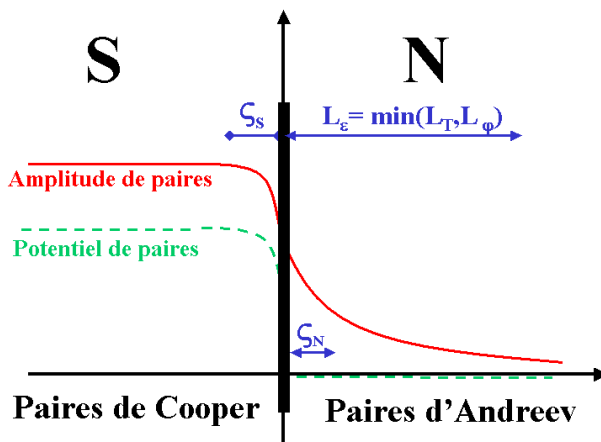


FIG. 1.7: Effet de proximité à l'interface d'une bicouche S/N.

En 1964, Andreev [5] a amené une description précise du transport à travers une jonction S/N. Il s'est d'abord intéressé au transport de chaleur (les supraconducteurs étant de mauvais conducteurs thermiques) dans l'état mixte d'un supraconducteur de type II. Pour en revenir au transport électrique, la réflexion d'Andreev est le seul processus permettant le transport des charges à l'interface S/N pour des énergies inférieures au gap. Bien sûr pour des énergies supérieures au gap les électrons provenant du métal normal ont toujours des états à une particule accessibles dans la partie supraconductrice. Selon la hauteur de la barrière caractérisée par une transmission T , il y aura compétition entre la réflexion normale et la réflexion d'Andreev. Pour une barrière de mauvaise transmission, un électron, d'énergie inférieure au gap, provenant du métal normal n'a pas d'états accessibles dans la partie supraconductrice en raison du gap (voir figure 1.7), il va être réfléchi normalement : c'est ce qu'on appelle la réflexion spéculaire, avec conservation du spin et de la charge et modification du vecteur d'onde. Par contre si la transmission de la barrière est bonne (~ 1), celle-ci ne peut pas exercer de force qui modifierait le vecteur d'onde d'un électron provenant du métal normal. Cependant, pour des énergies inférieures au gap l'électron ne peut pas pénétrer dans le supraconducteur comme une quasiparticule, mais il ressent près de l'interface sur une longueur ξ_N le potentiel attractif supraconducteur : il va capturer un autre électron à l'interface pour traverser la barrière sous forme d'une paire de Cooper. L'électron suiveur laisse ainsi une vacance dans l'état normal. Une autre façon de décrire ce processus est de dire que l'électron incident dans la partie normale est rétro-réfléchi en un trou de même vecteur d'onde (ou autrement dit son conjugué par inversion dans le temps) et une paire de Cooper est formée dans le supraconducteur (voir figure 1.8). C'est un processus réversible :

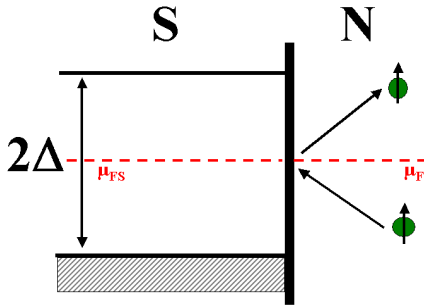


FIG. 1.8: Schéma d'une réflexion normale.

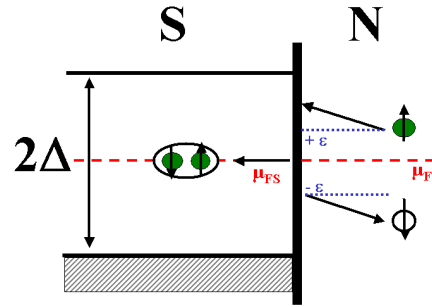


FIG. 1.9: Schéma d'une réflexion d'Andreev.

une paire de Cooper peut être transférée dans le métal normal. Dans la limite balistique ($T \sim 1$) la conductance est doublée pour des énergies inférieures au gap : ce qui correspond au transfert des charges par unité de $2e$. Pour ce qui est du transport des quasiparticules la réflexion d'Andreev ne conserve ni le spin ni la charge, mais le vecteur d'onde est conservé à énergie nulle (ie au niveau de Fermi). Dans une approche semiclassique (qui sera détaillée au chapitre 2), le trou va retracer le même chemin que l'électron incident du métal normal que celui-ci soit balistique ou diffusif. Le trou va acquérir exactement la phase opposée à celle de l'électron : les paires électron-trou ainsi formées sont cohérentes (d'où la possibilité d'interférences) même en l'absence d'interaction attractive entre électron dans la partie normale, ce sont les paires dites d'Andreev. Si l'électron incident a une énergie $+\varepsilon$ au dessus du niveau de Fermi, le trou sera rétro-réfléchi à une énergie $-\varepsilon$, ce qui implique une différence de vecteur d'onde $\delta k = k_F \varepsilon / \epsilon_F$ c'est l'impulsion qui est transmise à la paire de Cooper, et une différence de phase donnée par $\Delta\varphi = -\Phi - \arccos(\varepsilon/\Delta)$, Φ étant la phase du supraconducteur. Le premier terme est dû à la transformation d'un électron en trou via une paire de Cooper, et le second à la propagation de la fonction d'onde dans le supraconducteur. L'électron et le trou vont retracer le même chemin, jusqu'à ce que la différence de vecteur d'onde induise un déphasage trop important entre eux : ce qui correspond à la longueur caractéristique L_ε .

1.3 Formalisme quasiclassique.

1.3.1 Equations de Bogoliubov de Gennes.

1.3.1.1 Rappel sur la théorie BCS.

L'idée de base que Bardeen Cooper et Schrieffer ont proposé est qu'une interaction attractive entre électrons, donnant lieu à un appariement de type $(k \uparrow, -k \downarrow)$

rendait instable le niveau fondamental de l'état normal. L'énergie de condensation des paires étant à l'origine du gap qui séparent les états excités du fondamental : toutes les propriétés électriques, magnétiques et thermiques des supraconducteurs en résultent. Le succès de cette théorie comme celui de la théorie phénoménologique de Ginzburg Landau [70] réside dans la validité de l'approximation de champ moyen pour traiter l'interaction entre électrons en considérant que seules les amplitudes de paires de type $\langle \Psi_{\downarrow} \Psi_{\uparrow} \rangle$ et $\langle \Psi_{\uparrow}^{\dagger} \Psi_{\downarrow}^{\dagger} \rangle$ sont non nulles. Le système est donc décrit par l'hamiltonien effectif BCS en champ moyen :

$$H_{eff} = \int d^3r \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \Psi_{\sigma}^{\dagger}(r) H_0 \Psi_{\sigma}(r) - \int d^3r [\Delta(r) \Psi_{\uparrow}^{\dagger}(r) \Psi_{\downarrow}^{\dagger}(r) + \Delta^*(r) \Psi_{\downarrow}(r) \Psi_{\uparrow}(r)] \quad (1.2)$$

$\Psi_{\sigma}(r)$ est l'opérateur d'annihilation d'un électron à la position \mathbf{r} en champ local et H_0 est l'hamiltonien à un corps qui regroupe un terme d'énergie cinétique et un terme d'énergie potentielle qui décrit le désordre c'est-à-dire l'écart à un réseau cristallin parfait :

$$H_0 = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + U(r) - E_F. \quad (1.3)$$

$\Delta(r)$ représente l'énergie de condensation d'une paire, et on définit $g(r)$ comme l'amplitude de l'interaction effective attractive qui est due à l'échange de phonons entre électrons : on a $g(r) \leq 0$ et ce terme varie dans l'espace, dans les systèmes inhomogènes, en particulier il est nul dans un métal normal. Il existe une relation entre l'amplitude de paire et le potentiel de paire, dite d'autocohérence :

$$\Delta(r) = |g(r)| \langle \Psi_{\downarrow}(r) \Psi_{\uparrow}(r) \rangle = -|g(r)| \langle \Psi_{\uparrow}(r) \Psi_{\downarrow}(r) \rangle \quad (1.4)$$

L'amplitude de paire $F(r) = \langle \Psi_{\downarrow}(r) \Psi_{\uparrow}(r) \rangle$ qui détermine le degré d'appariement des électrons est une fonction continue dans l'espace, qui varie lentement à l'échelle de la longueur de cohérence supraconductrice ξ_0 . Au contraire le potentiel de paire $\Delta(r)$ peut varier brusquement, car il est directement lié à l'amplitude d'interaction, qui est nulle dans un métal normal. Par conséquent à l'interface entre un supraconducteur et un métal normal, on peut avoir une amplitude de paire non nulle, même en l'absence d'un potentiel de paire : c'est l'effet de proximité. On peut noter dès maintenant, qu'il y a deux échelles d'énergies pertinentes dans les systèmes hybrides S/N : l'énergie de Fermi E_F et le gap Δ tels que $E_F \gg \Delta$ ¹. Les longueurs associées à ces énergies sont telles que $\lambda_F \ll \xi_0$, avec λ_F typiquement de l'ordre de quelques angströms dans les métaux et quelques centaines d'angströms dans les semiconducteurs, et ξ_0 typiquement de l'ordre du micron dans les supraconducteurs conventionnels.

¹Pour les supraconducteurs conventionnels.

1.3.1.2 Formalisme des quasiparticules.

Equation de Bogoliubov de Gennes.

Bogoliubov de Gennes et Valatin [53, 54, 55] ont proposé de diagonaliser l'hamiltonien BCS, non diagonal dans la base des états à un électron, dans une base d'excitations propres. On introduit un opérateur qui s'écrit comme la combinaison linéaire d'opérateurs à une particule $c_{\mathbf{k}}^\dagger$ et $c_{\mathbf{k}}$ qui sont des opérateurs de création et d'annihilation d'électron de vecteur d'onde $|\mathbf{k}, \uparrow\rangle$ ou $|\mathbf{k}, \downarrow\rangle$:

$$\gamma_{-\mathbf{k}} = u_{\mathbf{k}}c_{-\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}}c_{\mathbf{k}}^\dagger \quad (1.5)$$

$u_{\mathbf{k}}$ (resp. $v_{\mathbf{k}}$) est l'amplitude de probabilité pour qu'une paire soit occupée (resp. vide). Les opérateurs $\gamma_{\mathbf{k}}$ et $\gamma_{\mathbf{k}}^\dagger$ sont aussi des opérateurs de fermions, mais ils correspondent à la création ou l'annihilation d'une paire de Cooper. Ils vérifient les relations d'anticommutation des fermions :

$$\begin{aligned} [\gamma_{\mathbf{k}}, \gamma_{\mathbf{k}'}^\dagger]_+ &= \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \\ [\gamma_{\mathbf{k}}, \gamma_{\mathbf{k}'}]_+ &= 0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

On peut diagonaliser l'hamiltonien BCS grâce à des transformations unitaires données par :

$$\begin{aligned} \Psi_\uparrow(r) &= \sum_{\mathbf{k}} (\gamma_{\mathbf{k}\uparrow} u_{\mathbf{k}}(r) - \gamma_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger v_{\mathbf{k}}^*(r)) \\ \Psi_\downarrow(r) &= \sum_{\mathbf{k}} (\gamma_{\mathbf{k}\downarrow} u_{\mathbf{k}}(r) + \gamma_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger v_{\mathbf{k}}^*(r)) \end{aligned} \quad (1.7)$$

Le hamiltonien diagonalisé s'écrit :

$$H_{eff} = E_0 + \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger \gamma_{\mathbf{k}\sigma} \quad (1.8)$$

E_0 étant le fondamental de H_{eff} et $\epsilon_{\mathbf{k}}$ l'énergie de l'excitation \mathbf{k} . On peut réécrire cette relation grâce aux relations de commutations :

$$\begin{aligned} [H_{eff}, \gamma_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger] &= \epsilon_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger \\ [H_{eff}, \gamma_{\mathbf{k}\sigma}] &= -\epsilon_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}\sigma} \end{aligned} \quad (1.9)$$

En utilisant l'expression (1.2) de l'hamiltonien effectif, ainsi que les relations d'anticommutation de $\Psi_\uparrow(r)$ et $\Psi_\downarrow(r)$, on peut calculer les commutateurs suivant :

$$\begin{aligned} [\Psi_\uparrow(r), H_{eff}] &= H_0 \Psi_\uparrow(r) + \Delta(r) \Psi_\downarrow^\dagger(r) \\ [\Psi_\downarrow(r), H_{eff}] &= H_0 \Psi_\downarrow(r) - \Delta^*(r) \Psi_\uparrow^\dagger(r) \end{aligned} \quad (1.10)$$

En remplaçant (1.6) dans l'équation précédente, et en utilisant les relations de commutation des expression (1.8) on obtient après identification des γ_k et γ_k^\dagger de part et d'autre de l'équation, les équations de Bogoliubov :

$$\begin{pmatrix} H_0 & \Delta \\ \Delta^* & -H_0^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_k \\ v_k \end{pmatrix} = \epsilon_k \begin{pmatrix} u_k \\ v_k \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

On retrouve comme dans la théorie BCS $\Delta(r) = |g(r)| \langle \Psi_\downarrow(r) \Psi_\uparrow(r) \rangle$ et en utilisant l'expression (1.6) qui permet de transformer les Ψ en γ on trouve la relation d'autocohérence suivante :

$$\Delta(r) = |g(r)| \sum_k v_k^*(r) u_k(r) (1 - 2f_k) \quad (1.12)$$

Avec $f_k = (1 + e^{\beta\epsilon_k})^{-1}$ la fonction de distribution de Fermi Dirac à l'énergie propre ϵ_k correspondant aux fonctions propres $u_k(r)$ et $v_k(r)$ d'autre part on a :

$$U(r) = -|g(r)| \sum_k [|u_k(r)|^2 f_k + |v_k(r)|^2 (1 - f_k)] \quad (1.13)$$

Grâce aux deux expressions précédentes, la résolution des équations de Bogoliubov permet de déterminer les fonctions propres et les valeurs propres des quasiparticules dans un système hybride S/N. On peut voir les équations de Bogoliubov comme une équation de Schrödinger pour des fonctions d'ondes spinorielles :

$$\Psi_\uparrow(r) = \begin{pmatrix} u_\uparrow(r) \\ v_\downarrow(r) \end{pmatrix} \quad \Psi_\downarrow(r) = \begin{pmatrix} u_\downarrow(r) \\ v_\uparrow(r) \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

L'équation matricielle (1.10) de Bogoliubov est une équation dans un espace électron-trou que l'on nomme espace de Nambu. Les quasiparticules sont donc un mélange cohérent d'un électron et d'un trou d'amplitude u et v . Pour un potentiel de paire nul $\Delta(r) = 0$ (ie dans un métal normal) $u(\mathbf{r})$ est la fonction d'onde d'un électron et $v(\mathbf{r})$ est une excitation de type trou. Dans un supraconducteur massif ie pour $|g(r)| = const.$, on retrouve le spectre d'états avec le gap en énergie type BCS. On remarque que le potentiel $U(r)$ couple des particules de même nature par les termes en $|u_k(r)|^2$ et $|v_k(r)|^2$, il correspond au processus de réflexion normale. Par contre $\Delta(r)$ couple des particules de type différents via le terme $v_k^*(r)u_k(r)$, il correspond à la réflexion d'Andreev, ainsi les deux processus en compétition sont traités à la fois.

1.3.2 La réflexion d'Andreev.

1.3.2.1 Approximation d'Andreev.

Andreev [5] a simplifié les équations de Bogoliubov grâce à l'approximation quasiclassique. Celle ci considère essentiellement que l'information qui est conte-

nue en dessous de la longueur d'onde de Fermi n'est pas nécessaire au traitement du problème : les variables externes des particules sont traitées classiquement, les trajectoires des particules sont bien définies, c'est l'approximation semiclassique. Les variables internes sont traitées quantiquement, les particules gardent une phase bien définie et peuvent interférer. Dans les supraconducteurs conventionnels on a l'inégalité $E_F \gg \Delta$ ce qui est équivalent en terme de longueur à $\lambda_F \ll \xi_0$. A très basse température la contribution des excitations électroniques se fait majoritairement au niveau de Fermi. On prend en compte uniquement ce qui se passe autour de k_F en linéarisant la relation de dispersion :

$$\frac{p^2}{2m} \simeq \mathbf{v}_F \cdot \frac{\mathbf{p}_F + 2\delta\mathbf{p}}{2} \quad (1.15)$$

Avec $p_F \gg \delta p$, l'approximation d'Andreev consiste à remplacer une fonction qui oscille rapidement par le produit de deux fonctions : une fonction enveloppe qui oscille lentement dans l'espace et une onde plane de vecteur d'onde k_F : cela revient à négliger la dérivée seconde de la fonction enveloppe. On peut décomposer les fonctions propres $u(\mathbf{r})$ et $v(\mathbf{r})$ telles que :

$$\begin{aligned} u(\mathbf{r}) &= \eta(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}} \\ v(\mathbf{r}) &= \chi(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}} \end{aligned} \quad (1.16)$$

$\eta(\mathbf{r})$ et $\chi(\mathbf{r})$ sont des fonctions qui varient lentement (à l'échelle de λ_F) dans l'espace. Si on considère une onde se propageant selon l'axe (Ox) croissant (resp. décroissant) avec un signe + (resp. -) on a :

$$\frac{\hbar}{i}\partial_x u = \frac{\hbar}{i}(\pm ik_F \eta + \partial_x \eta)e^{\pm ik_F x} \quad (1.17)$$

En faisant l'approximation d'Andreev, qui consiste à négliger la dérivée seconde de η et χ , on néglige les termes en $\partial^2 \eta$ devant $k_F \partial \eta$ dans la linéarisation de l'énergie cinétique car :

$$|\partial^2 \eta| \sim \frac{\eta}{\xi_0^2} \quad |k_F \partial \eta| \sim \frac{\eta}{\lambda_F \xi_0} \quad (1.18)$$

D'où la linéarisation de l'hamiltonien cinétique :

$$\xi u(x) = \left(-\frac{\hbar^2 \partial_x^2}{2m} - \mu \right) u(x) \sim \pm \frac{\hbar v_F}{i} e^{ik_F x} \partial_x \eta \quad (1.19)$$

En insérant les nouvelles fonctions propres (1.15) dans l'équation (1.10), et en utilisant l'expression (1.18), on a les équations différentielles du premier ordre suivantes dites équations d'Andreev :

$$\begin{pmatrix} -i\mathbf{v}_F \cdot \nabla + U(r) & \Delta(r) \\ \Delta(r) & i\mathbf{v}_F \cdot \nabla - U(r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta(\mathbf{r}) \\ \chi(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} \eta(\mathbf{r}) \\ \chi(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

ε étant l'énergie des quasiparticules par rapport au niveau de Fermi. Il est intéressant de donner la forme des fonctions d'onde, dans le cas simple d'une jonction S/N propre ($U(r)=0$), uniforme et semi infini de part et d'autre de l'interface. On considère un potentiel de paire constant dans la partie supraconductrice donné par $\Delta = \Delta_0 e^{i\varphi} \Theta(x)$, où $\Theta(x)$ est la fonction Heaviside égale à 1 pour les x positifs. On s'intéresse aux particules qui passent de gauche à droite ie du métal normal au supraconducteur (voir figure 2.1) : on définit les ondes incidentes, réfléchies et transmises. Un électron normal incident, à une énergie ε , dans le sens des x croissants, peut subir une réflexion normale avec une amplitude de probabilité r_{ee} ou une réflexion d'Andreev avec une amplitude de probabilité r_{eh} , accompagnée de la transmission d'une paire de Cooper avec une amplitude t_+ . Sachant qu'il faut prendre en compte pour un courant allant de gauche à droite la contribution des paires réfléchies avec une amplitude de probabilité t_- , on a :

$$\begin{aligned}
 \Psi_{inc} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_N^+ x} \\
 \Psi_{ref} &= r_{ee} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_N^+ x} + r_{eh} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-ik_N^- x} \\
 \Psi_{trans} &= t_+ \begin{pmatrix} \tilde{u} e^{i\varphi} \\ \tilde{v} \end{pmatrix} e^{ik_S^+ x} + t_- \begin{pmatrix} \tilde{v} e^{i\varphi} \\ \tilde{u} \end{pmatrix} e^{-ik_S^- x}
 \end{aligned} \tag{1.21}$$

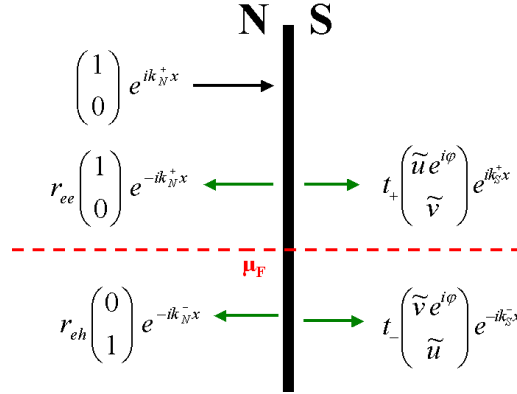


FIG. 1.10: Différents processus intervenant à l'interface S/N pour un électron normal incident : réflexion normale et réflexion d'Andreev.

Les vecteurs d'ondes sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 k_N^\pm &= k_F \pm \varepsilon / \hbar v_F \\
 k_S^\pm &= \pm k_F - i \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta_0^2}}{\hbar v_F}
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

Selon le signe de $\varepsilon^2 - \Delta^2$ les ondes transmises seront propagatives ou évanescantes. Les amplitudes de probabilité u et v , appelés facteurs de cohérence étant donnés par des expressions conjuguées, dans le cas de $\varepsilon < \Delta$:

$$\tilde{u}^2 = (\tilde{v}^*)^2 = \frac{\varepsilon + i\sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2}}{\Delta} \quad (1.23)$$

Dans le cas $\varepsilon > \Delta$, on a des expressions réelles :

$$u^2 = 1 - v^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}}{\varepsilon} \right) \quad (1.24)$$

Pour calculer le courant, il suffit de déterminer les coefficients r_{ee} , r_{eh} , t_+ , t_- , pour cela on utilise les relations de continuité à l'interface pour les fonctions d'onde et leurs dérivées données par :

$$\begin{aligned} \Psi_S(0) - \Psi_N(0) &= 0 \\ \frac{\hbar}{2m} \left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_N}{\partial x} \right) &= H\Psi(0) \end{aligned} \quad (1.25)$$

1.3.2.2 Cas d'une interface S/N idéale.

Nous pouvons étudier le cas simple sans barrière $H=0$, on s'intéresse aux processus d'énergie inférieure au gap, pour lesquels toutes les réflexions sont des réflexions d'Andreev, et seule la branche t_+ intervient dans la transmission. Nous verrons le cas avec barrière au paragraphe suivant, dans le cadre du modèle BTK. On considère $k_N^\pm = k_S^\pm = k_F$ pour simplifier les calculs, les relations de continuité s'écrivent pour la fonction d'onde :

$$\begin{aligned} 1 + r_{ee} &= t_+ \tilde{u} e^{i\varphi} \\ r_{eh} &= t_+ \tilde{v} \end{aligned} \quad (1.26)$$

Et pour sa dérivée :

$$\begin{aligned} 1 - r_{ee} &= t_+ \tilde{u} e^{i\varphi} \\ r_{eh} &= t_+ \tilde{v} \end{aligned} \quad (1.27)$$

On en déduit que $r_{ee} = 0$ ie qu'il n'y a pas de réflexion normale et $t_+ = \tilde{u}^* e^{-i\varphi}$ ce qui implique que $r_{eh} = \tilde{u}^* \tilde{v} e^{-i\varphi} = (\tilde{u}^2)^* e^{-i\varphi}$. Si on pose :

$$\cos(\Theta) = \varepsilon/\Delta \quad \text{et} \quad \sin(\Theta) = \sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2}/\Delta \quad (1.28)$$

Alors $\tilde{u}^2 = e^{i\Theta}$ avec $\Theta = \arccos(\varepsilon/\Delta)$ et $r_{eh} = e^{-i\Theta - i\varphi}$. L'amplitude de la réflexion d'Andreev est un complexe de module unité ie qu'elle est totale, dans ce cas la

conductance sous le gap est le double de la conductance normale pour $\varepsilon < \Delta$: $G_{NS} = 2G_{NN}$, cela correspond au transfert de deux électrons pour un électron incident donné. On vérifie ce qui a été dit au début de ce chapitre au paragraphe 1.1.2, concernant la phase, qui est donnée par $-\varphi - \arccos(\varepsilon/\Delta)$ dans l'exponentielle : le trou rétroréfléchi porte l'information de la phase du supraconducteur. Dans la partie normale, l'amplitude de paire est directement proportionnelle à l'amplitude de probabilité de réflexion d'Andreev : c'est elle qui est à l'origine de l'effet de proximité ie la pénétration de l'amplitude de paire dans la partie normale. Dans la partie supraconductrice, l'onde transmise de quasiparticules est évanescante, à cause de la partie imaginaire de k_S , la longueur de pénétration est donnée par $\hbar v_F / \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta_0^2}$. Le courant de quasiparticules est transformé en supercourant loin de l'interface.

1.3.2.3 Réflexions multiples d'Andreev

Que se passe-t-il lorsque la transmission de la jonction S/N est faible et qu'il y a du désordre près de l'interface ? Normalement on s'attend à ce que la conductance soit faible sous le gap ie une diminution de la conductance avec la tension.

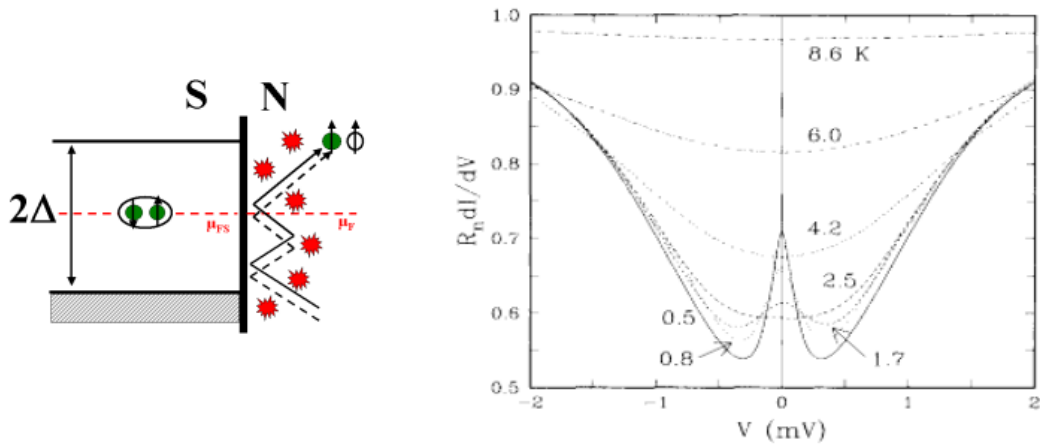


FIG. 1.11: A gauche Schéma d'une réflexion multiple d'Andreev d'après le modèle proposé par Van Wees et al. [61]. A droite Caractéristique de la conductance normalisée en fonction de la tension à différentes températures et à champ nul, selon Kastalsky et al. [60].

Or en 1991, Kastalsky et al.[60] ont observé dans un contact Nb/InGaAs un pic de conductance à tension nulle (voir figure 1.11), qu'ils interprètent en termes de courant supraconducteur malgré la mauvaise transparence de l'interface. D'autres expériences ont été faites par la suite dans ce type de systèmes c'est-à-dire un

contact ohmique entre un supraconducteur et un semiconducteur dégénéré (le dopage est tel que le niveau de Fermi passe dans la bande de conduction). Van Wees et al [61] réinterprètent ce résultat en terme d'interférences électroniques dans la partie semiconductrice : en effet on a vu précédemment que pour un électron d'énergie inférieure au gap, la probabilité de réflexion d'Andreev dépend de la transmission de la barrière : c'est un terme en T^2 qui est faible dans ce cas. L'électron subit partiellement une réflexion d'Andreev et une réflexion normale. L'idée est que l'électron a une probabilité non nulle d'être réfléchi, de nouveau vers l'interface, par le désordre. Il a par conséquent une nouvelle chance de traverser la barrière par une réflexion d'Andreev (avec une probabilité en T^2) ou de subir une réflexion normale etc... Autrement dit les électrons sont confinés près de l'interface par le désordre dans la partie normale et subissent ce qu'on appelle des réflexions multiples d'Andreev (ou MAR pour Multiple Andreev Reflexion). Les états issus de ces réflexions d'Andreev successives restent cohérents et peuvent interférer de façon constructive : le signal correspond à la somme des amplitudes de ces processus et peut atteindre une valeur importante malgré une transmission faible. C'est ce qu'a observé Kastalsky dans son expérience de 'reflectionless tunneling' avec une anomalie à tension nulle ou ZBA (pour Zero Bias Anomaly) : cette augmentation de la conductance correspond aux interférences constructives des états cohérents issus des MAR.

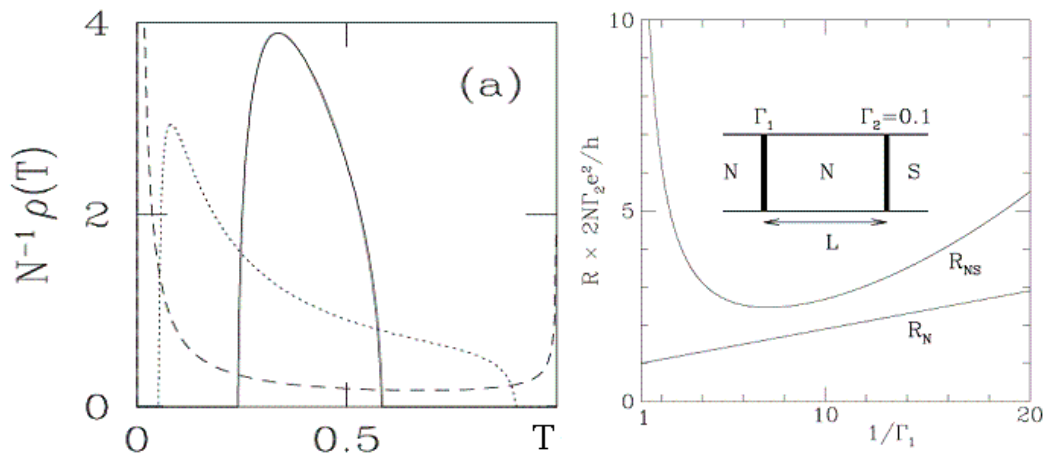


FIG. 1.12: A gauche courbes théoriques d'après [122] de la distribution des transmissions en fonction de la transmission, avec une distribution bimodale aux forts désordres. A droite, évolution théorique de la résistance d'un système SININ balistique en fonction de l'inverse de la transmission.

Beenaker [31] et Marmorkos [121], ont traité ce problème avec la théorie de

scattering (cf section 1.5) : la jonction SN, peut être représentée par une zone diffusivo de longueur L , et de largeur w , (voir figure 1.14 et [37, 122]) connecté au supraconducteur via une barrière tunnel. La matrice de transfert est le produit de la matrice de la zone de diffusion et de la barrière tunnel. La transmission moyenne de la région désordonnée est donné par le rapport l_e/L , avec l_e le libre parcours moyen. Lorsque le désordre est faible, la distribution des transmissions est centrée autour de la transmission moyenne de la barrière. Lorsque le désordre augmente, à partir de $T \sim l_e/L$, la distribution devient bimodale : les canaux sont soit complètement ouverts, soit complètement fermés, comme dans le cas d'un métal diffusif seul, sans barrière à l'interface SN : d'où le nom de 'reflectionless tunneling'. Ainsi la transmission de la barrière n'est plus proportionnelle à T^2 , mais à T .

Melsen et Beenakker [122] ont étudié le cas de structures à double barrière balistique SININ², de transmissions \mathcal{T}_1 et \mathcal{T}_2 (voir figure 1.12), et ont montré que la distribution des transmissions est aussi bimodale, pour \mathcal{T}_1 faible, au même titre que celle des systèmes SIN, avec une barrière et un milieu diffusif. Sur la courbe de gauche de la figure 1.12 donnant la distribution des transmissions d'une jonction SIN diffusivo, en fonction de la transparence de la barrière en augmentant progressivement le désordre de la partie normale : avec $\mathcal{T} = 0.4$, et $L/l=0.04$ pour la courbe en trait plein, distribution centrée en \mathcal{T} , 0.4 pour la courbe en pointillés, et 5 pour les tirets, distribution bimodale. L'augmentation du désordre a le même effet que la diminution de \mathcal{T}_1 . Sur la courbe de droite donnant la résistance de la jonction (normalisée à la résistance normale) en fonction de $1/\mathcal{T}_1$, à $\mathcal{T}_2 = 0.1$ fixé, la variation est linéaire et monotone dans le cas d'une jonction normale, et elle est non linéaire, et non monotone dans le cas d'une jonction SININ. En revanche elle présente un minimum pour $\mathcal{T}_2 \sim \mathcal{T}_1$, proportionnel à $1/\mathcal{T}_1$, et non à $1/\mathcal{T}_1^2$ comme dans le cas d'un transfert à deux particules. C'est ce que l'on voit dans le cas du reflectionless tunneling des jonctions SIN diffusivo, où la conductance devient proportionnelle à \mathcal{T} . L'application d'une tension faible ou la présence de chocs inélastiques peut détruire la cohérence des paires d'Andreev à l'origine du minimum de résistance.

1.4 Le modèle de BTK.

En 1982, Blonder, Thinkam et Klapwijk [27] ont établi un modèle permettant de calculer le courant à travers une jonction N/S monocanal, quelque soit la hauteur de la barrière : de la limite tunnel à la limite métallique. Cette théorie

²Dans notre cas il faudrait rajouter une grille, près du plot d'indium, afin de former artificiellement cette deuxième barrière.

est aussi basée sur les équations de Bogoliubov de Gennes et reprend le schéma précédent de la réflexion d'Andreev. Dans ce modèle, les processus de diffusions ont lieu uniquement à l'interface, représentée par une barrière de potentiel répulsif $H\delta(x)$ localisée, qui modélise par exemple une fine barrière due à la présence d'un contact ponctuel, ou une couche d'oxyde dans la limite tunnel. Pour plus de commodité on introduit un paramètre sans dimension pour décrire la hauteur de la barrière : $Z = k_F H / 2\varepsilon_F = H / \hbar v_F$. Dans l'état normal les coefficients de transmission et de réflexion sont donnés respectivement par : $\mathcal{T} = 1/(1 + Z^2)$ et $\mathcal{R} = Z^2/(1 + Z^2)$. On a donc la limite sans barrière, avec $Z = 0$ et la limite tunnel avec $[Z^2(u^2 - v^2)] \gg 1$. Le but du calcul est de déterminer les termes $A = |r_{ee}|^2$, qui correspond à la probabilité de réflexion normale, $B = |r_{eh}|^2$, la probabilité de réflexion d'Andreev, $C = |t_+|^2$, la transmission d'une paire de Cooper et $D = |t_-|^2$, la réflexion d'une paire. Tous ces évènements permettent de calculer le courant du réservoir normal au réservoir supraconducteur (voir figure 1.10). On normalise ces probabilités avec la relation suivante : $A + B + C + D = 1$. Ces termes dépendent de l'énergie et de Z (ie de la barrière), grâce aux expressions de l'équation (1.20) et aux conditions aux limites en $x=0$, c'est-à-dire la continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée données par (1.25) on en déduit les coefficients A , B , C et D quelque soit la valeur de l'énergie et la force de la barrière. Après calcul, l'expression du courant est donnée par :

$$I_{NS} = 2N(0)e v_F \mathcal{A} \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] [1 + A(E) - B(E)] dE \quad (1.29)$$

$N(0)$ étant la densité d'état supraconducteur à une particule au niveau de Fermi, \mathcal{A} étant l'aire effective de l'interface S/N, $f_0(E - eV)$ étant la fonction de distribution de Fermi Dirac des électrons arrivant du métal normal, et $f_0(E)$ celle des électrons arrivant du côté supraconducteur. On remarque que les termes $A(E)$ et $-B(E)$ sont en compétition : la réflexion d'Andreev, qui correspond au transfert de deux électrons dans le supraconducteur à partir d'un électron normal, augmente le courant, alors que la réflexion normale le diminue. Dans le cas d'une jonction entre deux métaux normaux, il n'y a pas de réflexion d'Andreev, on a $1 - B(E) = (1 + Z^2)^{-1}$, on définit la résistance de Sharvin par :

$$I_{NN} = \frac{2N(0)e^2 v_F \mathcal{A}}{1 + Z^2} V \equiv \frac{V}{R_N} \quad (1.30)$$

On peut reformuler l'expression du courant, dans une fonction linéaire généralisée [71] ie la conductance différentielle normalisée :

$$\frac{G_{NS}}{G_{NN}} = \frac{I_{NS}(Z, T)}{I_{NN}(Z)} \Big|_{V \rightarrow 0} = (1 + Z^2) \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E} \right] [1 + A(E) - B(E)] dE \quad (1.31)$$

Si on tient compte de la loi de conservation du courant, avec $A(E) = R_{eh}$ (probabilité de réflexion d'Andreev) et $B(E) = R_{ee}$ (probabilité de réflexion normale), on a $A(E)+B(E)=1$, d'où l'expression de la conductance normalisée en fonction de la réflexion d'Andreev uniquement :

$$\frac{G_{NS}}{G_{NN}} = (1 + Z^2) \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E} \right] 2A(E)dE \quad (1.32)$$

On remarque que la conductance est doublée sous le gap pour une transmission parfaite ie dans la limite balistique. Pour de mauvaises transmissions, la conductance est faible sous le gap, la réflexion d'Andreev disparaît, on retrouve les résultats de la théorie de l'hamiltonien tunnel.

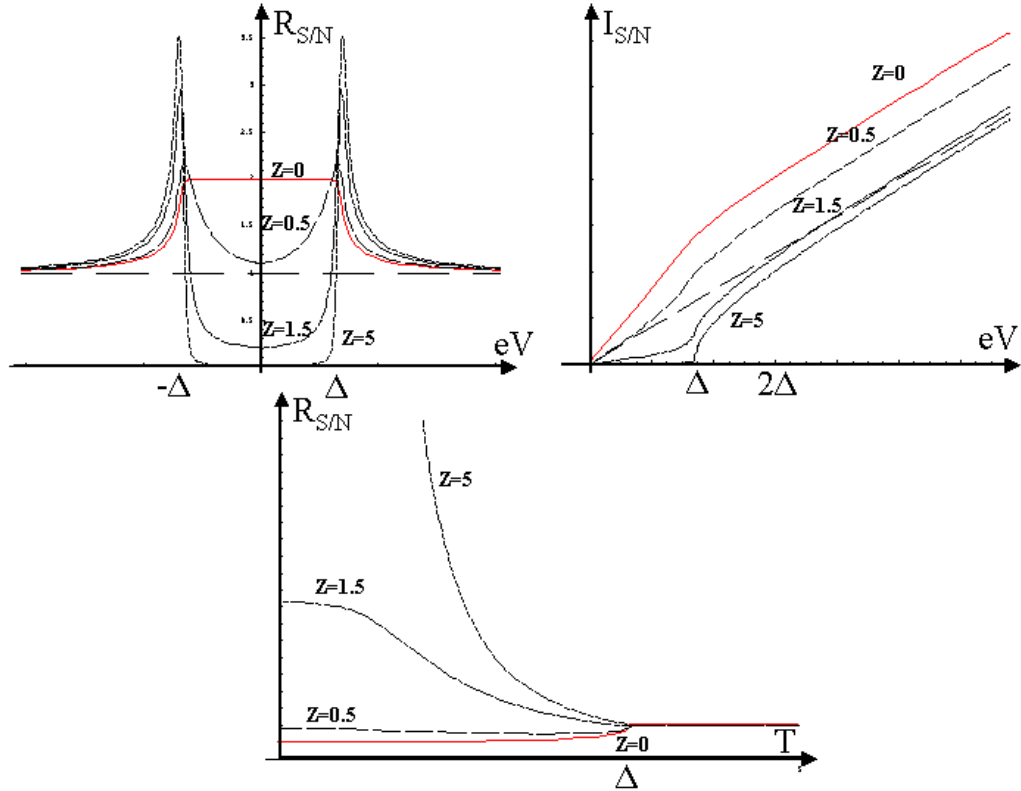


FIG. 1.13: A gauche $G_{SN}(V)$ et à droite $I_{SN}(V)$ à $T=30\text{mK}$, et en bas $R_{SN}(T)$ pour différentes valeurs de Z (0, 0.5, 1.5, et 5) selon la théorie BTK.

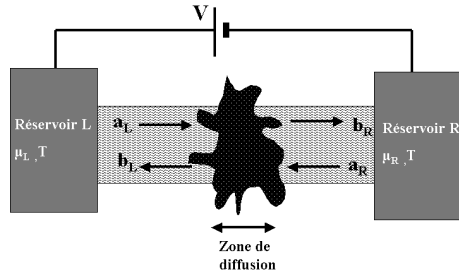
1.5 Approche de scattering.

En pratique, il est difficile d'obtenir des systèmes propres sans désordre, pour lesquels il n'y a pas de diffusion de part et d'autre de l'interface. Le modèle BTK

est un modèle qui ne tient pas compte de la diffusion élastique due au désordre ou d'une distribution de transmission. On peut inclure ces idées en utilisant le formalisme proposé par Landauer [72, 73, 74] et Büttiker [75, 76], qui décrit le transport des électrons dans un échantillon cohérent, on néglige les collisions électrons-phonons, et électrons-électrons : la zone de diffusion se comporte comme une boîte noire où seuls les processus cohérents (collisions élastiques) sont pris en compte, l'intérêt de cette approche est qu'il n'est pas nécessaire de connaître ce qui se passe dans cette zone. Elle est décrite par une matrice de diffusion \mathcal{S} et reliée de part et d'autre par des terminaux à des réservoirs macroscopiques. Dans le cas à deux terminaux et un canal, c'est une matrice 2×2 . Les réservoirs gauche (L) et droit (R) sont thermalisés à une température T , aux potentiels μ_L et μ_R , dans lesquels les électrons obéissant à une distribution de Fermi Dirac $f_\alpha(E) = (1 + \exp(\beta(E - \mu_\alpha)))^{-1}$, avec $\alpha = L, R$ subissent des collisions inélastiques perdant ainsi leur mémoire de phase. On considère un problème à une dimension, on décompose les parties longitudinales des parties transverses de la fonction d'onde, pour lesquelles le confinement transverse est à l'origine de la quantification du spectre énergétique des électrons, de même le vecteur d'onde est quantifié en un nombre fini de canaux ou modes, donné par $N = \text{int}(2w/\lambda_F)$ avec w la largeur du fil et λ_F la longueur d'onde de Fermi. Les états propres sont donnés par :

$$\Psi_n^\pm(\mathbf{r}, t, E) = \chi_n(y, z)(a_L e^{ik_n x} + b_L e^{-ik_n x})e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \quad (1.33)$$

FIG. 1.14: Zone de diffusion reliée à deux réservoirs dans le cas unidimensionnel, dans l'approche de scattering.



Avec $n=1, \dots, N$ les différents modes, le signe + (resp. -) correspondant à un état arrivant se propageant vers les x croissants (resp. décroissants). La fonction d'onde transverse $\chi_n(y, z)$ est solution de l'équation de Schrödinger dépendant du temps, dans un potentiel de confinement $V(y, z)$:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(y, z) \right] \chi_n(y, z) = E_n \chi_n(y, z) \quad (1.34)$$

Avec la relation de dispersion du n^{ime} mode :

$$E_n(k_n) = E_n + \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} \quad (1.35)$$

La matrice de diffusion relie les états entrants d'amplitude a aux états sortants d'amplitude b , en seconde quantification on remplace ces amplitudes par des opérateurs création et annihilation \hat{a}_α et \hat{a}_α^\dagger pour les états entrants et \hat{b}_α \hat{b}_α^\dagger pour les états sortants. L'intérêt de ces opérateurs est de transcrire le fait que l'on étudie des particules indiscernables en respectant la symétrie des fonctions d'ondes totales (symétriques ou antisymétriques) selon leur nature bosonique ou fermionique, dans le cas des électrons on a les relations de commutations :

$$[\hat{a}_\alpha^\dagger(E), \hat{a}_\beta(E')] = \delta_{\alpha\beta} \delta(E - E') f_\alpha(E) \quad (1.36)$$

Toutes les informations des effets de diffusion dans le conducteur sont contenues dans la matrice \mathcal{S} donné par :

$$\begin{pmatrix} \hat{b}_L(E) \\ \hat{b}_R(E) \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} \hat{a}_L(E) \\ \hat{a}_R(E) \end{pmatrix} \quad \text{avec } S = \begin{pmatrix} r(E) & t'(E) \\ t(E) & r'(E) \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

Pour des diffusions élastiques les coefficients r, t (resp. r', t') ie les amplitudes de réflexion et de transmission des particules venant du réservoir gauche (resp. droite), sont indépendants de l'énergie. La conservation du courant implique l'unitarité de \mathcal{S} ie $SS^\dagger = S^\dagger S = 1$. De façon plus générale l'élément de matrice S_{ij} est l'amplitude de probabilité qu'un électron du canal i entrant, soit diffusé vers le canal j sortant.

1.5.1 Calcul du courant et de la conductance.

On considère le cas plus général d'un fil quasiunidimensionnel avec N canaux à gauche et à droite, la matrice \mathcal{S} est une matrice $2N \times 2N$. Pour le fil de gauche par exemple, l'expression la plus générale du courant est donnée par :

$$\langle I_L \rangle = \frac{2e}{h} \int dE \text{Tr}[t(E)t^\dagger(E)](f_L(E) - f_R(E)) \quad (1.38)$$

Avec $\text{Tr}[t(E)t^\dagger(E)]$ la trace de la matrice tt^\dagger qui a pour valeurs propres T_{nm} comprises entre 0 et 1, qui représente la probabilité pour qu'un électron incident du canal n de gauche soit transmis dans un canal m de droite, on a dans la base des vecteurs propres :

$$\langle I_L \rangle = \frac{2e}{h} \sum_{n,m=1}^N \int_{\mu_L}^{\mu_R} dE T_{nm}(E)(f_L(E) - f_R(E)) \quad (1.39)$$

Lorsque la tension appliquée telle que $eV = \mu_L - \mu_R$ est suffisamment faible pour considérer le système à l'équilibre ie dans le cas du régime de réponse linéaire, les probabilités de transmission T_{nm} sont indépendantes de l'énergie on fixe $E = \varepsilon_F$. A température nulle, les fonctions de Fermi-Dirac deviennent des fonctions de Heaviside et les intégrales en énergies sont plus simples à calculer, l'expression du courant devient :

$$\langle I \rangle = \frac{2e}{h} \sum_{n,m=1}^N T_{nm} eV \quad (1.40)$$

La conductance est définie comme le courant moyen par unité de tension, on a la formule de Landauer :

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m=1}^N T_{nm} \quad (1.41)$$

Le facteur 2 correspond à la dégénérecence en spin. Cette quantification de la conductance a été mis en évidence par Van Wees et al. [88] et par Wharam et al. [90] sur des gaz d'électrons bidimensionnel, dont le nombre de canaux est contrôlé par une tension de grille. Chaque canal possède une transmission proche de 1. Il apparaît des plateaux de conductance à des multiples de $2e^2/h$ à l'ouverture des canaux un à un. De façon intuitive on peut penser que la résistance d'un système de transmission parfaite $T = 1$ devrait être nulle, ce qui est loin d'être le cas avec $12,9k\Omega$. Cette résistance est due au fait que l'échantillon est connecté via les réservoirs, elle correspond à la résistance de contact mesurée en série avec l'échantillon dans une configuration 2 fils, dans le cas à un canal, on a :

$$G_{2fils}^{-1} = \frac{h}{2e^2} \frac{1}{T} = \frac{h}{2e^2} + \frac{h}{2e^2} \frac{1-T}{T} = G_0^{-1} + G_{4fils}^{-1} \quad (1.42)$$

La valeur de la conductance dépend donc de la façon dont on fait la mesure, une mesure 2 fils utilise les mêmes fils pour injecter le courant et mesurer la tension, alors qu'en 4 fils, la mesure de la tension s'effectue par des contacts distincts, ce qui permet de s'affranchir des résistances de contact, on a bien une conductance infinie pour une transmission parfaite avec $G_{4fils} = (2e^2/h)(T/R)$. Ce résultat a été mis en évidence récemment par Picciotto et al. [79] dans une expérience permettant de faire les deux types de mesures dans un conducteur balistique unidimensionnel de transmission presque parfaite.

1.5.2 Conductance d'une jonction S/N.

Dans l'approche de scattering, la jonction S/N est représentée par le schéma suivant (cf figure 1.14) ie un diffuseur connectés à deux réservoirs, un normal, et un supraconducteur, par deux régions normales balistiques. On considère deux types de processus, la réflexion normale et la réflexion d'Andreev : ainsi un électron

normal qui arrive à l'interface peut subir une réflexion normale ou une réflexion d'Andreev avec des amplitudes de probabilité respectives r_{ee} et r_{eh} , et de même pour un trou avec des amplitudes de probabilité respectives r_{hh} et r_{he} . On peut représenter ces événements par la matrice de diffusion qui caractérise l'ensemble des réflexions [32] qui ont lieu à l'interface S/N :

$$\mathcal{S} = \begin{pmatrix} r_{ee} & r_{eh} \\ r_{he} & r_{hh} \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

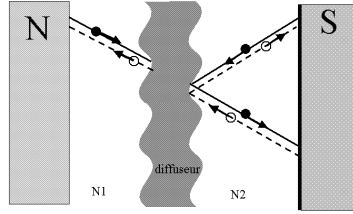


FIG. 1.15: Schéma d'une jonction SN dans le modèle de scattering d'après [37] : la zone de diffusion relie le réservoir normal N au réservoir supraconducteur S, par deux régions normales N1 et N2 idéales. Les deux trajectoires dans N2 représentent des réflexions d'Andreev sur une boucle fermée, les cercles pleins sont des électrons et les cercles vides des trous. La phase accumulée est de $-\pi$, ces trajectoires interfèrent destructivement, ce qui explique l'augmentation de la résistance de la jonction SN.

On s'intéresse aux particules ayant une énergie inférieure au gap, seul le processus de réflexion d'Andreev intervient r_{he} et r_{eh} , on ne tient pas compte de la contribution au courant des quasiparticules. On peut construire r_{he} comme une suite géométrique, représentant des réflexions multiples d'Andreev [30, 32, 33] :

$$\begin{aligned} r_{he} &= t^\dagger \alpha t + t^\dagger \alpha r \alpha r^\dagger \alpha t + t^\dagger \alpha [r \alpha r^\dagger \alpha]^2 t + \dots \\ &= t^\dagger \alpha [1 - r \alpha r^\dagger \alpha]^{-1} t \end{aligned} \quad (1.44)$$

Le facteur $\alpha = e^{-i\pi/2}$, correspond à une réflexion d'Andreev, qui apporte un déphasage de $-\pi/2$. Les matrices $t, t^\dagger, r, r^\dagger$, sont des matrices $N \times N$ de transmission et de réflexion de la région désordonnée dans le métal normal³. N étant le nombre de canaux, déterminés à partir de la section transverse \mathcal{A} , et de la longueur d'onde de Fermi : $N = \mathcal{A}/\lambda_F^2$. A température nulle, la conductance G_{NS}

³t et r pour les électrons et t^\dagger, r^\dagger pour les trous.

dans la jonction S/N est donnée par [27, 29] :

$$G_{SN} = \frac{4e^2}{h} \text{Tr} r_{he} r_{he}^\dagger \quad (1.45)$$

En utilisant les équations 1.43 et 1.44, on en déduit l'expression suivante [31] :

$$G_{SN} = \frac{4e^2}{h} \text{Tr} \left(\frac{tt^\dagger}{1+rr^\dagger} \right)^2 = \frac{4e^2}{h} \text{Tr} \left(\frac{tt^\dagger}{2-tt^\dagger} \right)^2 \quad (1.46)$$

On a utilisé la relation qui décrit la conservation du courant $tt^\dagger + rr^\dagger = 1$. Si on introduit la probabilité $tt^\dagger = T_n$, on obtient l'expression :

$$G_{SN} = \frac{4e^2}{h} \sum_{n=1}^N \frac{T_n^2}{(2-T_n)^2} \quad (1.47)$$

Cette expression rappelle la formule de Landauer, décrite précédemment : $G_{NN} = 2e^2/h \sum T_n$. Toutes les valeurs propres de la matrice T_n , sont des nombres compris entre 0 et 1. A la limite des températures nulles, si l'on veut comparer G_{SN} et G_{NN} , sachant que $T_n^2/(2-T_n)^2 \leq T_n$ pour $T_n \in [0, 1]$, on en déduit que $G_{SN} \leq 2G_{NN}$ dans un métal désordonné. Si on considère deux trajectoires périodiques (cf figure 1.14) correspondant à deux réflexions normales et deux réflexions d'Andreev, la phase accumulée est de $-\pi$, ces trajectoires interfèrent destructivement, ce qui explique l'augmentation de la résistance de la jonction SN. On peut distinguer deux limites :

- Dans la limite balistique, $\forall n, T_n = 1$, on retrouve comme dans le modèle BTK : $G_{SN} = 2G_{NN}$, ie le doublement de la conductance par rapport à l'état normal, sous le gap.
- Dans la limite tunnel $\forall n, T_n = T \ll 1$, la conductance devient $G_{SN} = NG_0 T^2/2$. Le facteur en T^2 , montre que c'est un processus d'ordre deux en transmission, qui fait intervenir deux particules. Pour des transmissions très faibles la conductance est faible sous le gap, ce qui rejoint aussi le modèle BTK.

1.5.3 Calcul du bruit et des corrélations de bruit.

La conductance traduit un aspect moyen du transport, elle ne tient pas compte, contrairement au bruit, des fluctuations temporelles du courant autour de sa valeur moyenne. Le bruit apporte donc des informations supplémentaires concernant les corrélations entre particules ainsi que leur statistique. Le système peut être représenté par des paquets d'ondes vides ou pleins arrivant sur une barrière de potentiel, ceux ci seront soit transmis soit réfléchis. Le bruit est donc directement lié aux fluctuations du nombre d'occupation des paquets d'ondes,

donc à la statistique des particules. Le formalisme de Landauer permet de calculer la densité spectrale de bruit à partir des probabilités de transmission T_n et des distributions de Fermi dans les réservoirs. Il existe essentiellement trois sources de bruit : le bruit en $1/f$, le bruit thermique (ou Johnson-Nyquist) et le bruit de partition (ou bruit de grenaille ou shot noise). Le bruit en $1/f$, dominant à basse fréquence, est dû au désordre ou aux défauts du réseau cristallin. Le bruit thermique représente les fluctuations du nombre d'occupation d'un niveau d'énergie dû à l'agitation thermique. Et enfin le bruit de grenaille est dû à la granularité des particules ie la quantification de la charge. On introduit l'opérateur $\Delta\hat{I}_\alpha \equiv I_\alpha(t) - \langle I_\alpha \rangle$, et on définit la fonction de corrélation du courant :

$$S_{\alpha\beta}(t-t') = \frac{1}{2} \langle \Delta\hat{I}_\alpha(t)\Delta\hat{I}_\beta(t') + \Delta\hat{I}_\beta(t)\Delta\hat{I}_\alpha(t') \rangle \quad (1.48)$$

Le terme $S_{\alpha\beta}$ ne dépend que de la différence $t-t'$, on appelle ensuite densité spectrale des fluctuations de courant, la transformée de Fourier de cette fonction :

$$2\pi\delta(\omega + \omega') S_{\alpha\beta}(\omega) = \frac{1}{2} \langle \Delta\hat{I}_\alpha(\omega)\Delta\hat{I}_\beta(\omega') + \Delta\hat{I}_\beta(\omega)\Delta\hat{I}_\alpha(\omega') \rangle \quad (1.49)$$

Le courant fait intervenir 2 opérateurs \hat{a} , le bruit fait donc intervenir les moyennes statistiques de 4 opérateurs \hat{a} . Pour $\alpha = \beta$, on a le bruit en autocorrélation, et pour $\alpha \neq \beta$, on a le bruit en corrélation croisée. A fréquence nulle (ou $\hbar\omega \ll k_B\Theta$, avec Θ la température), l'expression générale du bruit dans un terminal est donnée par :

$$S(\omega = 0) = \frac{4e^2}{h} \sum_{n=1}^N \int dE (f_L - f_R)^2 T_n(E) (1 - T_n(E)) + [f_L(1 - f_L) + f_R(1 - f_R)] T_n(E) \quad (1.50)$$

bruit de grenaille

Le premier terme de l'expression (2.41) correspond au bruit de partition, il est observable uniquement hors équilibre, c'est-à-dire pour une tension appliquée non nulle $eV = \mu_L - \mu_R$ (ie $f_L \neq f_R$). A température nulle (pour $k_B\Theta \ll eV$) et fréquence nulle, le bruit s'écrit [75, 76] :

$$S = \frac{4e^2}{h} eV \sum_{n=1}^N T_n(1 - T_n) \quad (1.51)$$

Ou encore :

$$S = 2e\langle I \rangle \frac{\sum_n T_n(1 - T_n)}{\sum_n T_n} \quad (1.52)$$

On définit une grandeur qui caractérise l'écart entre le bruit de partition et le bruit poissonien $2e\langle I \rangle$, appelé facteur de Fano :

$$F = \frac{\sum_n T_n(1 - T_n)}{\sum_n T_n} \quad (1.53)$$

Dans la limite des faibles transmissions, on a $F=1$, on retrouve le bruit poissonien. Le bruit de grenaille est proportionnel à la charge et au courant moyen, on peut ainsi en mesurant le courant et le bruit trouver la charge effective des quasiparticules. Dans le cas à un seul canal, le facteur de réduction en $(1-T)$ montre que le bruit est sous poissonien. D'autre part, on a vu précédemment que la conductance présentait des plateaux aux multiples de $2e^2/h$, ce qui correspondait à une transmission proche de l'unité pour un nombre entier de canaux, dans ce cas le bruit s'annule à cause du facteur $T_n(1 - T_n)$: les canaux complètement ouverts ou complètement fermés ne contribuent pas au bruit. Seuls les canaux de transmission $0 < T_n < 1$ contribuent au bruit de partition, le bruit est non nul entre deux plateaux de conductance, Des mesures ont été faites pour confirmer ces résultats [80, 81, 82, 83, 84].

bruit thermique

Le deuxième terme de l'expression (2.41) (terme en $f_\alpha(1 - f_\alpha)$) est lié aux fluctuations thermiques du nombre d'occupation dans les réservoirs : c'est le bruit thermique aussi appelé bruit de Johnson-Nyquist [46, 47], il a été découvert dès les années 1920, dans des conducteurs macroscopiques. C'est un bruit à l'équilibre, ie à tension nulle $f_L = f_R$ ceci reste valable tant que $eV \ll k_B\Theta$. Lorsque la dépendance en énergie des coefficients de transmission est négligeable par rapport à $k_B\Theta$, ils sont considérés comme constants dans l'intégrale, en utilisant $f(1-f) = -k_B\Theta \partial f / \partial E$, le calcul du bruit est simplifié :

$$S(0) = 4k_B\Theta \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^N T_n = 4k_B\Theta G \quad (1.54)$$

On peut relier ce résultat au théorème de fluctuation-dissipation : les fluctuations à l'équilibre sont proportionnelles à la susceptibilité généralisée ici la conductance.

bruit à température et tension quelconque

On peut intégrer l'expression (1.50), en considérant toujours que les transmissions sont indépendantes de l'énergie, on obtient :

$$S(0) = \frac{4e^2}{h} \left[2k_B\Theta \sum_{n=1}^N T_n^2 + eV \coth \left(\frac{eV}{2k_B\Theta} \right) \sum_{n=1}^N T_n(1 - T_n) \right] \quad (1.55)$$

Ce n'est pas une simple addition du bruit thermique et du bruit de grenaille. Pour des transmissions entières (ie sur un plateau de conductance), le bruit de partition est nul seul le bruit thermique intervient. Dans limite tunnel, ie de faibles transmissions, on peut négliger les termes en \mathcal{T}_n^2 , on a :

$$S(0) = \frac{4e^2}{h} eV \coth\left(\frac{eV}{2k_B\Theta}\right) \sum_{n=1}^N T_n = 2e\langle I \rangle \coth\left(\frac{eR\langle I \rangle}{2k_B\Theta}\right) \quad (1.56)$$

Cette équation décrit la transition entre le bruit thermique $4k_B\Theta G$, dans la limite $eV \ll k_B\Theta$, et le bruit de grenaille pur ou bruit poissonien $2e\langle I \rangle$ dans la limite $eV \gg k_B\Theta$.

Cas d'une structure désordonnée.

Dans le cas d'une jonction diffusive, la taille du système L est supérieure au libre parcours moyen l_e et les dimensions transverses sont grandes devant la longueur d'onde de Fermi $S \gg \lambda_F^2$. la conductance de Drude est donnée par :

$$G = \frac{ne^2\tau}{m} \frac{S}{L} \quad (1.57)$$

Avec $\tau = l_e/v_F$, le temps de collision élastique, n la densité de porteurs, et m leur masse effective. En comparant la conductance de Drude à celle de Landauer, on pourrait identifier une transmission moyenne, donnée par :

$$G = G_0 N \frac{l_e}{L} = G_0 N \mathcal{T} \quad (1.58)$$

N étant le nombre de canaux transverses $N = S/\lambda_F^2$, on a alors $\mathcal{T} = l_e/L \ll 1$, on devrait observer un bruit poissonien comme pour une barrière tunnel : mais ce n'est pas le cas. Dorokhov [134] fût l'un des premiers à montrer, en utilisant une théorie d'échelle, que la distribution de probabilité des coefficients de transmission est bimodale :

$$\begin{aligned} 0 \leq \mathcal{T} < \mathcal{T}_{min} = 4e^{-2L/l_e} & \quad P(\mathcal{T}) = 0 \\ \mathcal{T}_{min} \leq \mathcal{T} < 1 & \quad P(\mathcal{T}) = \frac{l_e}{2L} \frac{1}{\mathcal{T}\sqrt{1-\mathcal{T}}} \end{aligned} \quad (1.59)$$

Cette distribution vérifie bien le facteur de réduction $1/3$ par rapport au bruit poissonien, de la théorie quasiclassique avec $S = 2eI/3$ [38, 34]. C'est un résultat universel, ie qu'il ne dépend ni de la géométrie, ni du matériau, ni du désordre [42].

1.5.4 Bruit dans les jonctions S/N.

Dans un supraconducteur, une des propriétés de l'état fondamental, est que le courant de paires (supercourant) ne se dissipe pas : il n'y a pas de fluctuations de courant donc pas de bruit[38]. Néanmoins, au contact avec un métal normal, le bruit apparaît grâce aux phénomènes de diffusion à l'interface. On peut reprendre la matrice de diffusion qui caractérise l'ensemble des réflexions [32] qui ont lieu à l'interface S/N :

$$\mathcal{S} = \begin{pmatrix} r_{ee} & r_{eh} \\ r_{he} & r_{hh} \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

La matrice \mathcal{S} est unitaire, en particulier, on a : $r_{ee}^\dagger r_{ee} + r_{he}^\dagger r_{he} = 1$. Ainsi la conductance comme le bruit peuvent être exprimés en fonction du terme r_{he} uniquement. A température nulle, pour des énergies inférieures au gap, avec $eV \gg k_B T$, l'expression du bruit de partition est donné par [39] :

$$\begin{aligned} S_{SN} &= \frac{8e^2}{h} e|V| \text{Tr} \left[r_{he}^\dagger r_{he} (1 - r_{he}^\dagger r_{he}) \right] \\ &= \frac{8e^2}{h} eV \sum_{n=1}^N R_n (1 - R_n) \end{aligned} \quad (1.61)$$

Cette expression du bruit est générale, dans le cas des fortes tensions, elle ne dépend ni de l'interface SN, ni de la séparation spatiale entre la région diffusive et l'interface SN. On retrouve par analogie avec le cas où les deux réservoirs sont normaux, en remplaçant R_n par T_n une expression en $\sum T_n (1 - T_n)$. En introduisant l'expression 1.43, on en déduit que :

$$S_{SN} = \frac{(2e)^2}{h} e|V| \sum_{n=1}^N \frac{16T_n^2 (1 - T_n)}{(2 - T_n)^4} \quad (1.62)$$

Une expression générale du bruit à tension quelconque, pour des jonctions avec des transmissions constantes \mathcal{T} , est donnée par [77] :

$$S_I = \frac{4(1 - \mathcal{F})k_B T}{R} + \mathcal{F} \cdot 2eI \coth \left(\frac{eV}{2k_B T} \right) \quad (1.63)$$

\mathcal{F} étant le facteur de Fano, $\mathcal{F} = 1 - \mathcal{T}$. Les mesures de bruit se font en général dans des cas limites. Pour de faibles tensions $eV \ll k_B T$, on retrouve le bruit de Johnson-Nyquist, qui est le bruit à l'équilibre (ou bruit thermique) donné par $4k_B T/R$. Pour des tensions élevées $eV \gg k_B T$, une dépendance linéaire du bruit en fonction du courant $S_I(I)$ est attendue, on trouve $S_I = \mathcal{F}2eI$. Le facteur de Fano est le paramètre central des mesures de bruit.

- Dans la limite balistique, le bruit est nul, comme dans le cas normal, les canaux complètement ouverts ne contribuent pas au bruit : on a $\mathcal{F}_{SN} = \mathcal{F}_{NN} = 0$.

- Dans la limite tunnel, $T_n \ll 1$, on a : $S_{SIN} = 2G_0e|V|NT^2 = 4eI$, ie deux fois le bruit poissonien normal : on a $\mathcal{F}_{SN} = 2 = 2\mathcal{F}_{NN}$. Les particules de charge $2e$, passent à travers la barrière, de faible transmission, avec un processus poissonien.
- Dans la limite diffusive, on retrouve le facteur de réduction $1/3$, par rapport à la valeur poissonienne $S=4eI$, d'où la valeur $\mathcal{F}_{SN} = 2/3$. Le facteur $1/3$ est dû à la distribution bimodale des coefficients de transmission, et le terme $4eI$ correspond à la diffusion des quasiparticules deux par deux⁴. Ce doublement du shot noise a été mis en évidence, par Jehl et al. sur des jonctions Cu/Nb [43](voir figure 1.16).

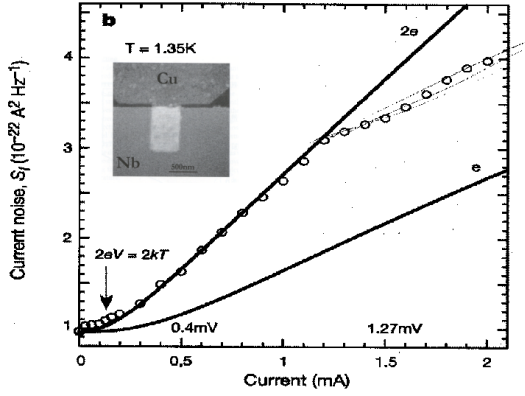


FIG. 1.16: Doublement du bruit de grenaille dans une jonction SN, à $T=1.35K$ d'après Jehl et al. [43]. Les mesures (cercles) sont comparées aux prédictions théorique pour un transfert de charges e , et $2e$: jusqu'au gap du niobium ($1.2meV$) le bruit est proportionnel à $2e$, et pour $eV > \Delta$, il y a un cross over vers une pente e due au courant de quasiparticules. En insert schéma de la jonction Nb/Cu : un doigt de cuivre de $800nm \times 500nm$ recouvre le réservoir de niobium.

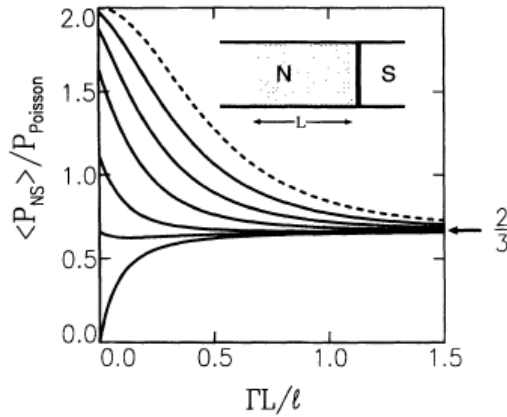


FIG. 1.17: Bruit de grenaille d'une jonction SN, en unité de $P_{Poisson} = 2e|I|$, en fonction de la longueur en unité de l/Γ , d'après [39], pour des transparences de barrière de $\Gamma = 1, 0.9, 0.8, 0.6, 0.4, 0.2$ de bas en haut. Les pointillés représentent la limite tunnel Pour $L=0$, le bruit est doublé dans la limite des fortes barrières et nul dans la limite balistique. Lorsque L augmente le bruit atteint une valeur asymptotique de $4/3eI$ quelque soit la transmission Γ . En insert schéma de la jonction.

La transition entre ces trois régimes a été étudiée par De Jong et Beenaker [39] (voir figure 1.17) : ils modélisent la jonction SN, de transparence T , par

⁴à cause de la réflexion d'Andreev.

une région diffusive de longueur L , et de libre parcours moyen l_e , connectée à un supraconducteur. Ils étudient la dépendance du facteur de Fano en fonction d'un paramètre donné par TL/l_e . Ce paramètre représente le rapport de la transmission de la barrière sur la transmission moyenne de la région désordonnée, ou encore le rapport de la résistance de la zone diffusive ($R = L/NG_0l_e$) et de la résistance de la barrière dans l'état normal ($R = 1/NG_0T$). On retrouve les résultats précédents : dans la limite balistique $L \ll l_e$, et pour $T=1$, le facteur de Fano est nul, dans la limite tunnel $T \ll 1$, lorsque $TL/l_e \ll 1$, ie lorsque la transmission de la barrière est faible devant la transmission de la région normale, le facteur de Fano est égal à 2. Dans la limite diffusive, lorsque la résistance de la partie normale est dominante, quelque soit la valeur de la transmission, le facteur de Fano est égal à $2/3$. En revanche dans des cas intermédiaires, le facteur Fano peut prendre toutes les valeurs comprises entre 2 et $2/3$.

Chapitre 2

Les jonctions SNS

Introduction

Josephson a prédit en 1962 [66], qu'un courant non dissipatif, en plus du courant tunnel de quasiparticules, pouvait traverser deux électrodes supraconductrices¹ séparées par une fine couche d'isolant SIS. On définit le supercourant par $I_S = I_C \sin \chi$: le maximum du supercourant I_C est appelé courant critique, il dépend de l'énergie du gap supraconducteur[45], χ est la différence de phase des supraconducteurs. Celle ci est constante à tension nulle, c'est l'effet Josephson continu, et varie selon la relation $d\chi/dt = 2eV/\hbar$, lorsqu'on applique une tension V au borne de la jonction, c'est l'effet Josephson alternatif². Dans notre cas il s'agit de jonction SNS balistiques, qui diffèrent de la jonction Josephson classique par la façon dont se fait le couplage entre les deux phases supraconductrices : les distances caractéristiques qui interviennent sont très différentes. Dans un cas le passage des paires de Cooper se fait par effet tunnel à travers une fine couche d'isolant (de l'ordre de quelques angströms), dans l'autre cas les charges pénètrent sur des distances de l'ordre de la longueur de cohérence de phase $L_\epsilon = \sqrt{\hbar D/\epsilon}$, dans le cas diffusif, et $L_\epsilon = \hbar v_F/\epsilon$, dans le cas balistique : dans ce cas on peut observer un supercourant dans des systèmes de taille mésoscopique. Notre but est de mettre en évidence un supercourant à travers une jonction S/2DEG/S, dont les plots supraconducteurs sont séparés d'une distance inférieure à la longueur de cohérence de phase. Dans ce chapitre, nous allons rappeler quelques notions théoriques sur l'étude des jonctions SNS. Il est nécessaire de rappeler les différents régimes de transport dans un conducteur, selon la taille du système, car les énergies caractéristiques mises en jeu en dépendent. Des effets de proximité similaires au couplage Josephson sont présent de façon générale dans différents types de jonctions où les électrodes supraconductrices sont faiblement liées 'weak

¹ayant chacune une phase macroscopique différente

²Un supercourant de fréquence $2eV/h$ est présent dans la jonction.

link' en anglais³. On distingue trois type de jonctions essentiellement : les jonctions tunnel SIS, ce sont les jonctions Josephson classiques, les constriction ou microponts supraconducteurs ScS, et les jonctions SNS, où N désigne un métal normal diffusif ou balistique. Nous allons nous intéresser, plus particulièrement, aux jonctions SNS balistiques courtes.

2.1 Différents régimes de transport dans un conducteur.

2.1.1 Cas de réservoirs normaux.

Il est important de définir les différentes échelles de longueur associées aux énergies intervenant dans les différents régimes de transport d'un conducteur normal connecté à deux réservoirs supraconducteurs. La plus petite longueur caractéristique est la longueur d'onde de Fermi λ_F qui correspond à l'onde décrivant un électron à l'énergie de Fermi ϵ_F . Elle est de l'ordre de quelques angströms dans les métaux et peut atteindre quelques centaines d'angströms dans les gaz d'électrons bidimensionnels formés à partir d'hétérojonctions semiconductrices. Ensuite interviennent les différents processus de diffusion électronique auxquels on associe des longueurs caractéristiques. Il y a d'une part les processus élastiques (essentiellement les collisions électrons-impuretés) de longueur caractéristique ℓ_e , qui conservent cohérence de phase électronique : elle est de l'ordre de 200Å, dans les métaux et atteint quelques microns dans les semiconducteurs. D'autre part il y a les collisions inélastiques qui sont responsables de la perte de cohérence de phase des électrons : on note L_φ cette longueur caractéristique. A température ambiante, ce sont les chocs avec les phonons (ie les vibrations du réseau cristallin) qui dominent sur une longueur caractéristique égale à L_{e-ph} . A basse température, ce sont les collision électron-électron qui dominent avec une longueur caractéristique L_{e-e} qui est de l'ordre du μm dans les métaux et de quelques dizaines de μm dans les semiconducteur. Il existe un troisième type de collision qui détruit la cohérence de phase, ce sont les collisions avec les impuretés magnétiques (même si elles sont élastiques), auxquelles on associe une longueur caractéristique L_{sf} qui est la longueur de spin flip ou de retournement de spin. On considère qu'il n'y a pas d'impuretés magnétiques dans notre cas. Pour des systèmes dont les dimensions sont inférieures à l_φ , les électrons peuvent être décrits par une fonction d'onde dont la phase est parfaitement déterminée, on peut observer des interférences entre les fonctions d'onde électroniques : on doit utiliser une description quantique du système, c'est le domaine de la physique mésoscopique. Aujourd'hui grâce aux techniques de fabrication (la lithographie électronique, et l'épitanie par

³cf [67] pour une revue détaillée.

jet moléculaire entre autre), et à la cryogénie, on peut étudier expérimentalement des systèmes dont les dimensions sont inférieures à la longueur de cohérence de phase des porteurs $L \ll L_\varphi$, on distingue alors deux cas dans ce régime de transport cohérent :

- Si $L \gg \ell_e$ l'électron qui traverse le métal normal subit un grand nombre de collisions élastiques : c'est le régime diffusif.
- Si $L \leq \ell_e$ l'électron qui traverse le métal normal ne subit aucune collision élastique : c'est le régime balistique. C'est le cas que nous allons étudier dans ce travail grâce à des structures de GaAs/AlGaAs qui constitue des gaz d'électrons bidimensionnels, ce sont d'excellents systèmes balistiques, dont les longueurs de cohérence de phase peuvent atteindre quelques dizaines de micron à basse température.

2.1.2 Cas de réservoirs supraconducteurs.

Lorsque la partie normale est connectée à deux réservoirs supraconducteurs (voir figure 2.1) on introduit deux autres énergies qui font intervenir de nouvelles longueurs caractéristiques. D'une part l'énergie de condensation d'une paire d'électrons Δ , on a vu précédemment que la longueur de cohérence supraconductrice est donné par $\xi_S = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta}$, c'est aussi la taille caractéristique d'une paire de Cooper ou encore la longueur sur laquelle l'interaction électron-phonon permet d'apparier deux électrons : elle varie de quelques angströms dans les supraconducteurs 'sales' (à base d'alliages) et peut atteindre le micron dans les supraconducteurs conventionnels. Dans la partie normale le potentiel de paire est nul ($\Delta = 0$), il n'y a pas d'interaction entre électrons, mais grâce à la réflexion d'Andreev les paires de Cooper injectées dans le métal normal, peuvent garder leur mémoire de phase sur une longueur $\xi_N = \sqrt{\hbar D / \pi k_B T}$ dans le régime diffusif et $\xi_N = \hbar v_F / \pi k_B T$ dans le régime balistique (elle est de l'ordre de $0.2 \mu m$ dans nos systèmes). D'autre part l'énergie de Thouless, qui correspond au temps de transit d'un électron dans la partie normale, elle s'écrit $E_{Th} = \hbar v_F / L$ dans le cas balistique, et $E_{Th} = \hbar D / L^2$ dans le cas diffusif. Selon la taille du système l'énergie de Thouless peut être plus grande ou plus petite que Δ : on distingue les jonctions courtes telles que $E_{Th} \gg \Delta$, des jonctions longues telles que $E_{Th} \ll \Delta$. En dessous de ξ_N , les électrons supraconducteurs sont cohérents et un supercourant similaire à celui de l'effet Josephson [20, 67] peut être observé indépendamment de la longueur du métal normal (même si $L \gg \xi_0$). Pour des longueurs supérieures à la longueur de cohérence supraconductrice, on a vu que les paires restent cohérentes sur une longueur $L_T = \hbar v_F / k_B T$ dans le cas balistique ($\sim 70 \mu m$ dans notre cas pour $v_F = 2.8 \cdot 10^5 m s^{-1}$ et $T = 30 mK$) et $L_T = \sqrt{\hbar D / 2 \pi k_B T}$ dans le cas diffusif. Pour des longueurs telles que $L < L_T$ et $L < \xi_N$, on peut observer des courants Josephson : ceci est dû à un processus cohérent de Réflexions Mul-

tiples d'Andreev (ou MAR), qui peuvent interférer constructivement, et former ce qu'on appelle des états liés d'Andreev. L'amplitude du supercourant décroît exponentiellement avec la distance entre les électrodes supraconductrices [67, 91]. Au dessus de la longueur thermique le courant Josephson est négligeable, mais jusqu'à une longueur L_φ , les électrons peuvent rester cohérents entre eux : dans le cas de bonnes interfaces S/N on peut voir des réflexions d'Andreev multiples incohérentes⁴. Pour des longueurs supérieures à L_φ , on retrouve les différents régimes de transport décrits avec deux réservoirs normaux.

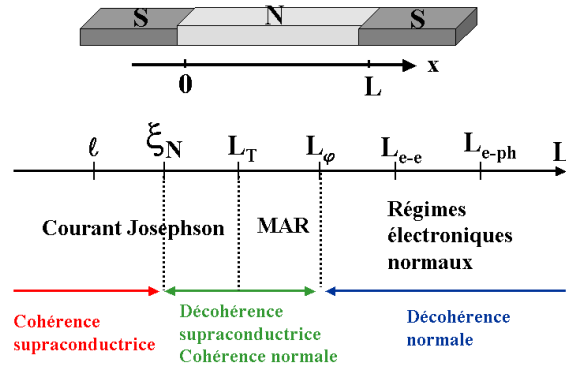


FIG. 2.1: Les différents régimes de transport dans une jonction SNS.

2.2 Jonctions SNS.

2.2.1 Etats liés d'Andreev.

Dans une jonction SNS, avec une bonne transparence, un électron d'énergie $\epsilon < \Delta$ peut subir une réflexion d'Andreev à l'interface NS_1 , il est rétro-réfléchi en trou qui retrace la même trajectoire, et une paire de Cooper est transmise dans le supraconducteur S_1 . Le trou peut subir à son tour une réflexion d'Andreev sur l'interface NS_2 , il est rétro-réfléchi en électron, en gardant sa mémoire de phase, ils peuvent alors interférer constructivement. Pour un électron⁵, la différence de phase est donnée par : $\delta\Phi = -\phi_{1,2} - \arccos(\epsilon/\Delta)$, $\phi_{1,2}$ étant la phase des électrodes supraconductrices, le premier terme correspond à une phase relative due à la réflexion d'Andreev, et le deuxième correspond à la propagation de la paire d'Andreev dans le supraconducteur. Les interférences constructives vérifient la condition $\delta\Phi = 2\pi n$, avec n entier : il y a apparition d'un supercourant porté par

⁴Les paires d'Andreev ne sont plus cohérentes entre elles.

⁵Pour un trou, on a : $\delta\Phi = \phi_{1,2} - \arccos(\epsilon/\Delta)$

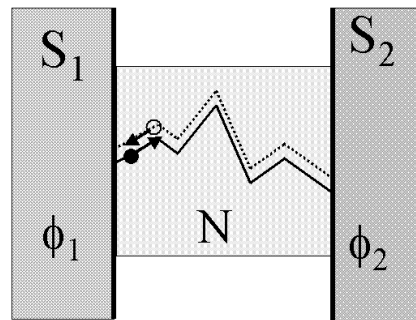


FIG. 2.2: Formation d'un état lié d'Andreev, dans une jonction SNS, par interférence constructive des quasiparticules.

ce qu'on appelle des états liés d'Andreev. Dans le cas de jonctions unidimensionnelles balistiques, le spectre énergétique est discret. Par contre dans une jonction diffuse le spectre est continu au dessus d'une certaine énergie qui dépend de la différence de phase $\phi_1 - \phi_2$ [106].

2.2.2 Courant dans une jonction SNS à l'équilibre.

2.2.2.1 Cas d'un diffuseur quelconque.

Le cas des jonctions SNS diffusives et balistiques a été traité dès la fin des années 70 par Kulik et Omelyanchuk [94] à partir des équations d'Eilenberger [49], dans le formalisme des fonctions de Green. Quelques années plus tard Beenaker et van Houten [35, 36] ont confirmé leurs résultats en reconsidérant le problème à partir de la théorie de scattering, basée sur le formalisme de Bogoliubov de Gennes (cf chapitre 1 : équations 1.11 à 1.14). On considère dans ce modèle que le seul processus de diffusion aux interfaces SN est la réflexion d'Andreev (interfaces parfaites), et qu'il existe du désordre dans la région normale : la séparation spatiale de la réflexion d'Andreev et de la réflexion normale permet de simplifier considérablement les calculs en reliant le supercourant à la matrice de diffusion de la partie normale. D'autres approches le relie à la matrice de diffusion des quasiparticules de Bogoliubov [17, 89].

Dans un système avec un potentiel de paire uniforme $\Delta(\mathbf{r}) \equiv \Delta_0 e^{i\phi}$, le spectre d'excitation est continu avec une énergie de gap Δ_0 . Les fonctions d'onde propres (u,v) sont des ondes planes caractérisées par un vecteur propre \mathbf{k} dont les coefficients sont les facteurs de cohérence de la théorie BCS. Ce spectre d'excitation simple est modifié par la présence d'une jonction Josephson : le spectre possède alors une partie discrète due aux irrégularités de $\Delta(\mathbf{r})$ près de la jonction. Le spectre discret correspond aux états de bord dans le gap pour $0 < \epsilon < \Delta_0$, loca-

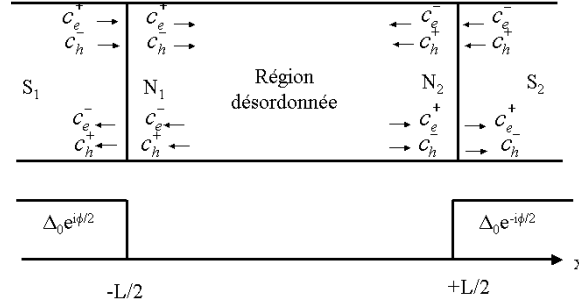


FIG. 2.3: Schéma d'une jonction Josephson SNS contenant une région normale désordonnée, selon [36]. Les états de diffusion dans les parties normales et supraconductrices sont schématisés. La réflexion normale et la réflexion d'Andreev sont séparées spatialement.

lisé sur la longueur de cohérence de phase près de l'interface. Le spectre continu est lui modifié, dans les jonctions courtes, seule la partie discrète du spectre énergétique contribue au supercourant. On considère une jonction SNS, avec une région normale pour $|x| < L/2$, où le potentiel de paire est défini comme :

$$\begin{aligned} \Delta(x) &= \Delta_0 e^{i\phi/2} \text{ si } x < -L/2 \\ \Delta(x) &= 0 \text{ si } |x| < L/2 \\ \Delta(x) &= \Delta_0 e^{-i\phi/2} \text{ si } x > L/2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

C'est un modèle idéal en 'fonction escalier'⁶, on peut décrire les fonctions d'onde des électrons et des trous, pour $|x| < L/2$ dans la partie normale, par exemple N_1 par :

$$\begin{aligned} \Psi_{n,e}^\pm(x) &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} (k_n^e)^{-1/2} \Phi_n(y, z) e^{\pm i k_n^e (x+L/2)} \\ \Psi_{n,h}^\pm(x) &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} (k_n^h)^{-1/2} \Phi_n(y, z) e^{\pm i k_n^h (x+L/2)} \end{aligned} \quad (2.2)$$

On a k_n^e et k_n^h les vecteurs d'ondes de l'électron et du trou, avec :

$$k_n^{e,h} = (2m/\hbar^2)^{1/2} (E_F - E_n + \sigma^{e,h} \epsilon)^{1/2} \quad (2.3)$$

$\sigma^e = 1$ et $\sigma^h = -1$. $\Phi_n(y, z)$ étant la fonction d'onde transverse du nième mode, et E_n l'énergie correspondante telle que :

$$[(p_y^2 + p_z^2)/2m + V(y, z)] \Phi_n(y, z) = E_n \Phi_n(y, z) \quad (2.4)$$

⁶Likharev [67], et Kupriyanov [110], ont étudié les conditions de validité de ce modèle, et l'écart induit par l'effet de proximité avec la diminution du potentiel de paire à l'interface.

Pour N_2 , on remplace $x+L/2$ par $x-L/2$. Les fonctions d'onde des quasiparticules⁷ dans le supraconducteur, pour S_1 par exemple, est donné par :

$$\begin{aligned}\Psi_{n,e}^{\pm}(x) &= \begin{pmatrix} e^{i\eta^e/2} \\ e^{-i\eta^e/2} \end{pmatrix} (2q_n^e)^{-1/2} (\epsilon^2/\Delta_0^2 - 1)^{-1/4} \Phi_n e^{\pm i q_n^e (x+L/2)} \\ \Psi_{n,h}^{\pm}(x) &= \begin{pmatrix} e^{i\eta^h/2} \\ e^{-i\eta^h/2} \end{pmatrix} (2q_n^h)^{-1/2} (\epsilon^2/\Delta_0^2 - 1)^{-1/4} \Phi_n e^{\pm i q_n^h (x+L/2)}\end{aligned}\quad (2.5)$$

q_n^e et q_n^h étant le vecteur d'onde d'un électron et d'un trou dans le supraconducteur, et on a :

$$\begin{aligned}\eta^{e,h} &= \phi/2 \pm \arccos(\epsilon/\Delta_0) \\ q_n^{e,h} &= (2m/\hbar^2)^{1/2} [E_F - E_n + \sigma^{e,h} (\epsilon^2 - \Delta_0^2)^{1/2}]^{1/2}\end{aligned}\quad (2.6)$$

Dans S_2 , les fonctions propres sont données en remplaçant ϕ par $-\phi$ et L par $-L$. Après plusieurs calculs et simplifications (cf Annexe A, pour le détail des calculs), on obtient la relation donnant le spectre discret en énergie [36] :

$$\text{Det}[\mathbf{1} - \alpha(\epsilon_p)^2 r_A^* s_0(\epsilon_p) r_A s_0^*(-\epsilon_p)] = 0 \quad (2.7)$$

Avec $\alpha = e^{-i\arccos(\epsilon/\Delta_0)}$, r_A la matrice de diffusion pour une réflexion d'Andreev qui couple un électron à un trou, s_0 la matrice de diffusion de la région normale, et ϵ_p les valeurs propres du spectre discret. La densité d'état pour le spectre continu en énergie, donnant la dépendance en phase du courant, est donné par [36, 111] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial \phi} = -\frac{1}{\pi} \frac{\partial^2}{\partial \phi \partial \epsilon} \text{Im}[\ln \text{Det}[\mathbf{1} - \alpha(\epsilon)^2 r_A^* s_0(\epsilon) r_A s_0(-\epsilon)^*]] \quad (2.8)$$

L'expression du courant de le cas général, assez compliquée, pour un diffuseur quelconque et dans le cas d'une jonction longue est donnée par :

$$\begin{aligned}I &= -\frac{2e}{\hbar} \sum_p \tanh(\epsilon_p/2k_B T) \frac{d\epsilon_p}{d\phi} \\ &\quad - \frac{2e}{\hbar} 2k_B T \int d\epsilon \ln[2\cosh(\epsilon/2k_B T)] \frac{d\rho}{d\phi} + \frac{2e}{\hbar} \frac{d}{d\phi} \int dr |\Delta|^2 / |g|\end{aligned}\quad (2.9)$$

g étant le coefficient d'interaction donné par la théorie BCS.

⁷Solutions de l'équation de Bogoliubov de Gennes

2.2.2.2 Cas d'une jonction courte.

On montre que dans la limite de jonctions courtes telles que $L/\xi_0 \rightarrow 0$, avec $\xi_0 = \hbar v_F/\pi\Delta_0$, pour $\epsilon > \Delta_0$, $\alpha(\epsilon)$ est réel, par conséquent $Det[\mathbf{1} - \alpha(\epsilon)^2 r_A^* s_0 r_A s_0^*]$ est un nombre réel⁸. l'équation 2.8 devient $\partial\rho/\partial\phi = 0$, on en déduit que le spectre continu en énergie ne contribue pas au courant dans la limite des jonctions courtes. En multipliant l'équation 2.7 à droite et à gauche par $Det s_0$ ⁹, l'équation 2.8 peut s'écrire sous la forme :

$$Det[(1 - \epsilon_p^2/\Delta_0^2)\mathbf{1} - r_A r_A^* \sin^2(\phi/2)] = 0 \quad (2.10)$$

En notant T_p , ($p = 1, 2, \dots, N$), les valeurs propres de la matrice $r_A r_A^*$, on obtient :

$$\epsilon_p = \Delta_0 [1 - T_p \sin^2(\phi/2)]^{1/2} \quad (2.11)$$

En utilisant l'équation 2.9 et 2.11, on obtient l'expression du courant Josephson dans une jonction courte, pour une région normale diffusive, dans le cas multicanaux :

$$I(\phi) = \frac{e\Delta_0}{2\hbar} \sum_{p=1}^N \frac{T_p \sin\phi}{[1 - T_p \sin^2(\phi/2)]^{1/2}} \tanh \left[\frac{\Delta_0}{2k_B T} (1 - T_p \sin^2(\phi/2))^{1/2} \right] \quad (2.12)$$

Cette formule est similaire à la formule de Landauer donnant la conductance en fonction des valeurs propres de la matrice transmission [72] : $G = 2e^2/h \sum_p T_p$. La différence essentielle réside dans le fait que l'expression 2.12 n'est pas linéaire en transmission. La détermination de la transparence ne suffit pas pour déterminer le supercourant.

2.2.2.3 Cas d'un Contact Ponctuel Quantique.

Dans le cas d'une jonction SNS courte ($L \ll l_e$) balistique, avec une constriction de section transverse S , la conductance est quantifiée telle que $G = 2N_0 e^2/h$, N_0 étant le nombre de canaux de conduction, donnés par : $N_0 = S/\lambda_F^2$:

$$\begin{aligned} T_p &= 1, \text{ si } 1 \leq p \leq N_0 \\ T_p &= 0, \text{ si } N_0 \leq p \leq N \end{aligned} \quad (2.13)$$

Dans la limite, d'une jonction courte, le spectre énergétique se compose uniquement d'une partie discrète qui se compose de N_0 niveaux dégénérés tels que $\epsilon = \Delta_0 \cos(\delta\phi/2)$ (avec $\delta\phi \in [-\pi, \pi]$) : ce sont les états liés d'Andreev. Seul ce

⁸car pour toute matrice a , $Det[\mathbf{1} - aa^*]$ est un nombre réel.

⁹Avec $s_0^* s_0 = \mathbf{1}$.

spectre discret contribue au courant Josephson, la relation $I(\delta\phi)$ est très anharmonique et présente des sauts, à chaque fois qu'un niveau d'Andreev traverse le niveau de Fermi, l'expression 2.12 devient :

$$I(\delta\phi) = N \frac{e\Delta_0(T)}{\hbar} \sin(\delta\phi/2) \tanh \left[\frac{\Delta_0(T)}{2k_B T} \cos(\delta\phi/2) \right] \quad (2.14)$$

On retrouve une relation $I(\delta\phi)$ sinusoïdale, les sauts disparaissent, pour des températures élevées, ou en introduisant du désordre. A $T=0$, on a : $I(\delta\phi) = Ne\Delta_0/\hbar \sin(\delta\phi/2)$, c'est une fonction sinusoïdale de $\delta\phi$ pour $\delta\phi \in [-\pi, \pi]$, avec des sauts en $\delta\phi = (2p+1)\pi$, d'où un courant critique donné par $I_C = Ne\Delta_0/\hbar$ pour $\delta\phi = \pi^{10}$. Le courant critique est quantifié en unité de $e\Delta_0/\hbar$, il est proportionnel au nombre de canaux de conduction ouverts dans la partie normale : ce résultat rappelle la quantification de la conductance donné par la formule de Landauer. Ce résultat a été mis en évidence théoriquement par Furusaki et al. [17], et expérimentalement par Takayanagi et al. [11, 15] sur un gaz d'électrons bidimensionnel à base d'InAs et des contacts en niobium, une grille permet de contrôler le nombre de canaux de conduction, en modulant la densité d'électrons : il apparaît des marches dans les caractéristiques du courant critique en fonction de la densité de porteurs (voir figure 2.4).

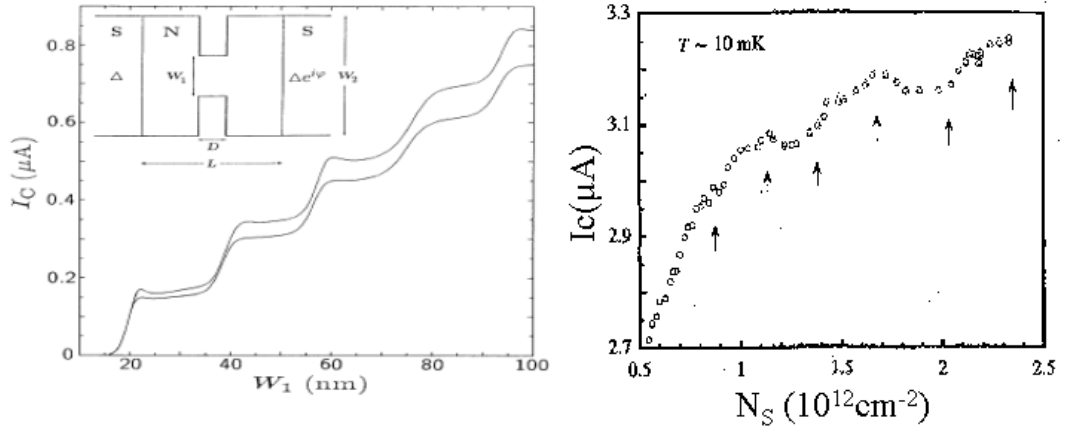


FIG. 2.4: A droite courbes théoriques du courant critique en fonction de la largeur de la constriction d'après [17] : la courbe du haut est à $T=0.5\text{K}$ et la courbe du bas à $T=1\text{K}$. En insert schéma du modèle utilisé pour les calculs. A droite courant critique en fonction de la densité de porteur du 2DEG sous le QPC d'après [15], pour des contacts Nb/InAs/Nb, dont les plots sont espacés de $0.3\mu\text{m}$.

¹⁰Pour $T \simeq T_C$, on a $I(\delta\phi) = N(e\Delta_0^2/4\hbar k_B T_C) \sin\delta\phi$ et I_C est donné pour $\delta\phi = \pi/2$.

2.3 Systèmes hors équilibre.

2.3.1 Effet Josephson alternatif.

Lorsqu'on applique une tension finie aux bornes d'une jonction Josephson SNS mésoscopique, la différence de phase $\Delta\phi$, dépend du temps avec $\partial\phi/\partial t = 2eV/\hbar$, par conséquent les états liés d'Andreev oscillent à une fréquence $f_J = 2eV/h$ qui correspond au temps caractéristique $\tau_J = 1/f_J$: c'est le régime dynamique. Pour décrire ce type de systèmes, il faut tenir compte des différents temps caractéristiques qui interviennent pour décrire les phénomènes de transport : le temps de cohérence de phase qui correspond au temps de relaxation de la population portée hors équilibre, c'est la longueur de collision inélastique τ_{in} , le temps de transit des quasiparticules dans la partie normale, donné par $\tau_{Th} = L^2/D$ dans le cas diffusif et $\tau_{Th} = L/v_F$ dans le cas balistique. Les études théoriques [112, 113, 100] sont plus compliquées car elles font intervenir un grand nombre d'énergies caractéristiques, le transport se fait essentiellement par des réflexions multiples d'Andreev (ou MAR), dans le cas des faibles transparences les caractéristiques $I(V)$ montrent des pics appelés 'structures subharmoniques du gap' (cf paragraph suivant).

2.3.2 Structures subharmoniques du gap.

Pour une jonction SNS (voir figure 2.5) dans le régime dynamique, un électron issu du métal normal subit, comme dans le cas stationnaire, des réflexions multiples d'Andreev, mais cette fois en gagnant à chaque fois une énergie eV , et ce jusqu'à atteindre une énergie supérieure au gap, pénétrant ainsi dans un réservoir supraconducteur. A chaque réflexion d'Andreev une paire de Cooper est transmise. Ainsi pour un électron incident, selon la tension appliquée, il passe une, deux, trois, ... paires de Cooper : la conductance est augmentée par ce transfert de charges multiples, pour des tensions telles que $eV = \Delta/n$, n entier. La caractéristique conductance-tension $dI/dV(V)$ présente des pics aux tensions $V = \Delta/ne$ d'amplitudes décroissantes avec n . En se basant sur le modèle BTK, Klapwijk et al. [107] ont étendu leur modèle aux liens faibles supraconducteurs dans la limite métallique afin d'expliquer les structures subharmoniques du gap (SGS en anglais pour Subharmoniques gap structures) observés dans les caractéristiques $I(V)$. Les SGS ont été observés entre autre, par Hoss et al. [141] dans des jonctions Al/Cu/Al (voir figure 2.6).

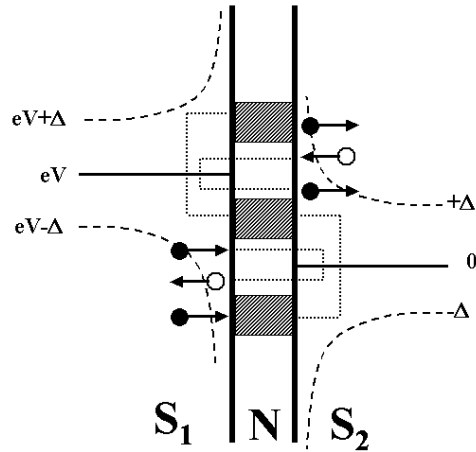


FIG. 2.5: Schéma de réflexions d'Andreev multiples dans une jonction SNS d'après [107], avec deux gap égaux, et une tension $eV > \Delta$. A chaque réflexion d'Andreev l'électron incident est rétro réfléchi avec une énergie symétrique par rapport au potentiel de paire dans le supraconducteur. Ainsi dans ce schéma deux paires de Cooper sont transmises.

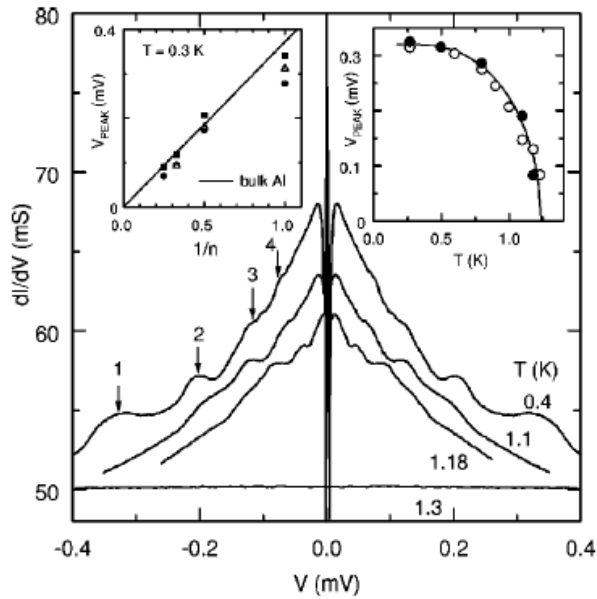


FIG. 2.6: Structures subharmoniques du gap observées par Hoss et al. [141] dans des jonctions Al/Cu/Al. On voit des pics dans la conductance différentielle dV/dI , qui correspondent à des anomalies à des tensions $2\Delta/en$, avec $n=1$ à 4.

Chapitre 3

Procédés de salle blanche.

Introduction

Dans ce chapitre, j'aborde la partie technologique de mon travail, à savoir la mise au point des procédés de fabrication permettant d'obtenir des jonctions hybrides supraconductrices/semiconductrices dans des systèmes suffisamment propres et dont les dimensions sont inférieures au micron. Toutes les étapes ont été réalisées dans la salle blanche du Laboratoire de Photonique et de Nanostructure (LPN) à Marcoussis. Il s'agit de réaliser, par diffusion, des contacts de bonne transparence entre un supraconducteur et un gaz d'électrons bidimensionnel. Ce dernier étant un système GaAs/GaAlAs fabriqué également au LPN, par épytaxie par jet moléculaire (ou MBE Molecular Beam Epytaxy), qui constitue un conducteur quantique balistique dont les deux avantages marquants sont la très forte mobilité de porteurs (jusqu'à $10^6 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$), et la possibilité de contrôler la densité d'électrons grâce à des grilles. Dans une première partie je présenterai de façon succinte les techniques de nanofabrication auxquelles j'ai eu recours : je parlerai entre autre de lithographie optique et électronique, de gravure et de métallisation, afin de familiariser le lecteur avec les termes techniques. Ensuite je décrirai mon système, entre autre l'hétérostructure semiconductrice GaAs/GaAlAs et les différentes étapes permettant d'obtenir des jonctions hybrides entre un supraconducteur et un gaz d'électrons bidimensionnel.

3.1 Techniques de fabrication

3.1.1 La Lithographie

La lithographie consiste à reproduire un motif à l'aide d'une résine sensible au type de rayonnement utilisé. Il existe différents type de lithographie : la lithographie optique, la lithographie électronique, la lithographie ionique - Je présenterai les méthodes que j'ai utilisées c'est à dire les deux premières.

3.1.1.1 Lithographie optique

Cette méthode permet de réaliser des motifs qui actuellement peuvent atteindre 70nm, elle est couramment utilisée dans le domaine industriel en micro-électronique. La première étape consiste à déposer de la résine optique, c'est un polymère sensible aux ultraviolets. J'ai utilisé de l'AZ5214 qui est une résine positive¹, c'est à dire que lors de l'insolation les chaînes de polymères se cassent alors que dans le cas d'une résine négative la taille des polymères augmentent. Le développement de la résine (révélateur MIF) permet de dissoudre plus rapidement, de façon sélective les chaînes de poids moléculaire le plus faible. A l'aide d'une tournette sur laquelle l'échantillon est fixé par aspiration, on dépose un film homogène dont l'épaisseur est déterminée par la vitesse de rotation : 5000tours/mn pendant 30s correspondent à une couche de l'ordre de $1\mu\text{m}$. Cette épaisseur de résine est choisie en fonction de l'épaisseur de métal que l'on veut déposer par la suite : dans mon cas ce sera 4000\AA d'Indium ou d'Etain plomb, et une hauteur de résine 2 à 3 fois plus grande sera nécessaire. On fait un recuit à (120°C pendant 1mn) qui permet de stabiliser la résine en évaporant une grande partie du solvant dans lequel est dissout le polymère. L'étape suivante consiste à insoler l'échantillon et ce grâce à un aligneur de masque, j'ai utilisé un Karl Suss MJB3 (lampe UV $\lambda = 400\text{nm}$). On plaque un masque en verre sur lequel des parties chromées, opaques aux photons, définissent les motifs souhaités, que l'on pourra aligner par la suite au micromètre près. Le temps d'exposition dépendra du type de lithographie souhaitée : positive si le masque correspond aux motifs ou négative si il définit l'inverse des motifs (cf figure 3.1). Dans le cas d'une lithographie positive le temps d'insolation est de l'ordre de 30s. La partie de la résine insolée sera dissoute après révélation dans un bain de MIF pendant 30s et on obtient un plot de résine qui correspond à la partie chromée. Dans le cas d'une lithographie négative, on fait une première insolation de l'ordre de 6s, un recuit de réticulation (120°C pendant 45s) et une seconde insolation (sans masque) de 35s appelée 'flood' en anglais, cette fois c'est la partie non exposée qui sera dissoute dans le révélateur. On métallise l'échantillon par évaporation, c'est une méthode assez directive, qui permet de déposer un film homogène de métal : 4000\AA d'In ou de

¹qui peut être inversée en résine négative par un recuit dit d'inversion.

SnPb. Enfin vient l'étape de " lift off " : on enlève le métal là où la résine n'a pas été développée, en utilisant son solvant, l'acétone dans le cas de l'AZ. Pour que le lift se passe bien il faut éviter que le dépôt soit continu sur l'échantillon, y compris sur les flancs. Il faut que le solvant puisse pénétrer sous la résine ce qui est possible si les flancs ont une forme de 'casquette' et si la métallisation est directionnelle. Il faut noter que la résolution de cette méthode, ici de l'ordre du micron, dépend de deux paramètres importants :

- la diffraction des photons sur les bords des motifs.
- le contraste de la résine entre parties plus ou moins exposées.

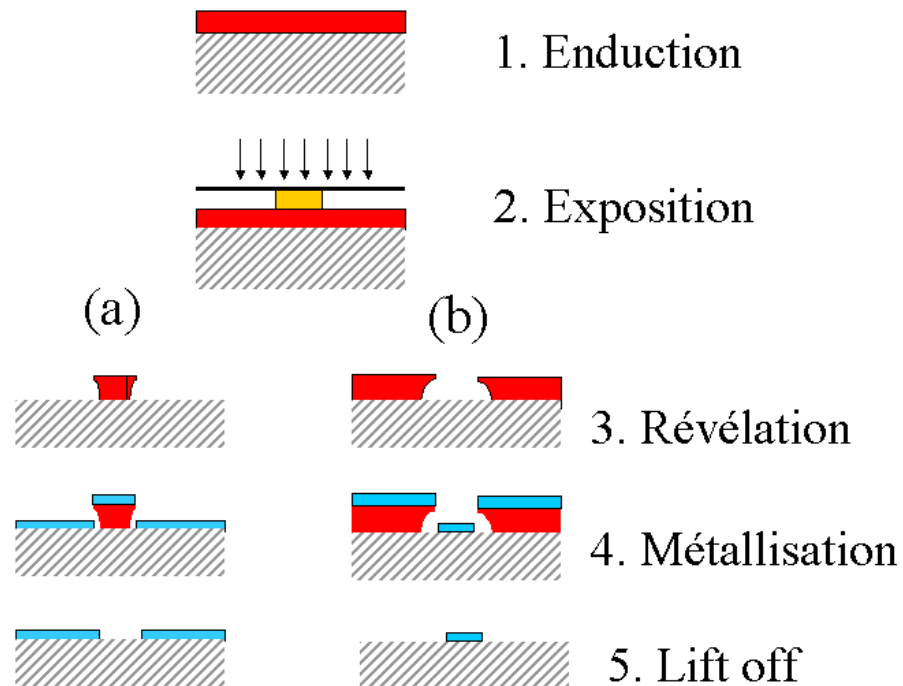


FIG. 3.1: Schéma de principe de la lithographie optique, à gauche a) il s'agit d'une résine positive, et à droite b) d'une résine négative.

3.1.1.2 Lithographie électronique

Le principe de la lithographie électronique est le même qu'en lithographie optique, il y a cinq étapes essentiellement : l'enduction, l'insolation, la révélation, la métallisation et le lift off. L'avantage de cette méthode est d'obtenir une plus

haute résolution avec des motifs de taille nettement inférieure au micromètre, qui est la limite de résolution en lithographie optique, utilisée précédemment. L'insolation se fait en utilisant un faisceau d'électrons focalisés. Cette fois la lithographie ne se fait pas de façon globale comme en optique mais au fur et à mesure que le faisceau d'électrons balaye l'échantillon [86]. En général, on utilise une résine positive appelée polyméthylmétacrylate ou PMMA. On détermine l'épaisseur de résine à enduire selon la taille des motifs et le dépôt dont on aura besoin : par exemple pour une résine de densité volumique de 50g/L, une vitesse de rotation de la tournette de 3000tours/mn, pendant un temps de 30s on obtient une épaisseur d'environ 6000Å . L'avantage de cette résine est qu'elle a un très bon contraste, d'où une meilleure résolution, le lift off se fait en général plus facilement qu'en lithographie optique. Le révélateur utilisé est un mélange de méthylisobutylkétone (MIBK)/isopropanol (1/3), les temps de révélation dépendent de l'épaisseur de résine : par exemple 60s pour une épaisseur de 6000 Å . Les paramètres limitant la résolution en lithographie électronique sont liés à la taille de sonde du système optique électronique qui focalise le faisceau d'électrons, et enfin aux interactions au niveau de la résine et du substrat ces dernières constituent ce qu'on appelle l'effet de proximité. En effet le faisceau d'électrons est très focalisé au départ, la taille de sonde la plus faible avec le JEOL est de 10nm environ, mais il s'élargit et élargit par conséquent le motif dessiné. On a vu qu'en lithographie optique, la diffraction limitait la résolution, ce n'est pas le cas en lithographie électronique pour laquelle les longueurs d'onde associées aux électrons, d'énergie de l'ordre de quelques dizaines de keV, sont de l'ordre de 1Å . C'est essentiellement la diffusion des électrons, lorsqu'ils pénètrent dans la résine, et leur rétrodiffusion par le substrat, qui limitent la résolution. C'est que l'on appelle l'effet de proximité, qui dépend de deux paramètres importants : l'énergie du faisceau d'électrons et le numéro atomique du substrat. Les collisions entraînent une perte d'énergie et un changement de direction des électrons qui diffusent dans la résine jusqu'à ce qu'ils perdent toute leur énergie. L'énergie nécessaire pour casser une chaîne de polymère est de quelques eV, le faisceau est efficace tout le long de sa diffusion. Une partie d'entre eux sera rétrodiffusée par le substrat, plus le numéro atomique du substrat ($Z_{substrat}$) sera grand plus il y aura de rétrodiffusion, ce qui insole la résine autour du motif, d'où son élargissement. D'autre part plus la tension d'accélération est grande c'est à dire plus l'énergie des électrons est élevée moins il y aura de diffusions latérales donc l'effet de proximité sera moins marqué. Pour éviter d'avoir un élargissement trop important de la taille de sonde il faut travailler avec des épaisseur de résine les plus petites possible et des tensions d'accélération les plus grandes possible. Dans mon cas la tension d'accélération est fixée à 50kV. On peut résumer ces données par la loi empirique suivante donnant les variations du diamètre du faisceau dans la résine en fonction de l'épaisseur de résine Rt et de la tension d'accélération [86] :

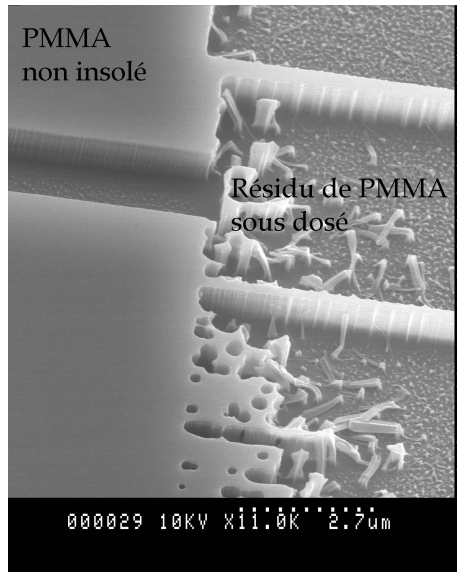


FIG. 3.2: Photo MEB sous angle d'une lithographie électronique sous dosée

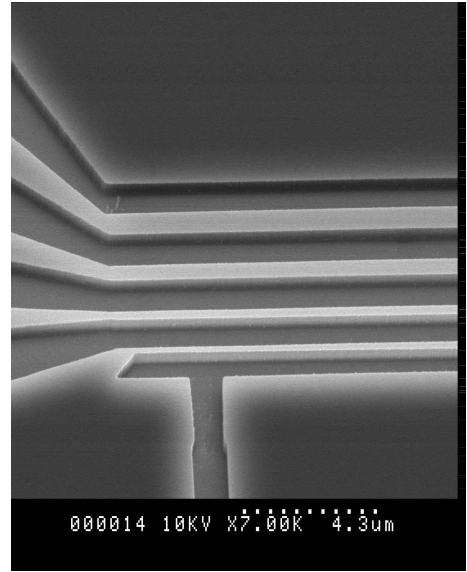


FIG. 3.3: Photo MEB sous angle d'une lithographie électronique bien dosée

$$d_F = 0.9 \times \left(\frac{R_t(nm)}{V_b(kV)} \right)^{1.5} \quad (3.1)$$

L'effet de proximité n'a pas de grande incidence sur des motifs de grande taille (ie $\geq 1\mu m$), en revanche c'est plus gênant pour des dimensions inférieures au micron, car plus les dimensions seront faibles, plus les zones insolées seront du même ordre de grandeur que les motifs. Dans ce cas il faut donc adapter le courant et le moduler en dose, exprimée en $\mu C/cm^2$, selon la géométrie ou la taille des motifs : on ajoute ou on retranche un pourcentage à la dose de base. Une zone surdosée sera après révélation plus large et arrondie alors qu'une zone sous dosée présentera des résidus de PMMA (résine non insolée), comme le montrent les photos des figures 3.2 et 3.3.

Le système que j'ai utilisé est un masqueur JEOL qui comporte un logiciel avec une partie éditeur qui permet d'éditer ou d'importer des motifs et une interface avec l'optique électronique pour la partie écriture. On peut directement réaliser les motifs au format j01 ou utiliser un logiciel de dessin au format GDSII, comme EGGS qui a été développé au CNET sous UNIX. Les différents niveaux d'insolation correspondent aux différentes 'layers' du dessin eggs. On peut faire plusieurs insulations différentes (à courants et doses de base différents) à la suite pour une seule enduction de résine. Ces différents niveaux seront alignés avec un système de détection de marques dont la précision peut aller jusqu'à 100nm grâce à un système de contrôle de position, du porte échantillon, par interférométrie

laser. Dans chaque layer on peut aussi moduler la dose en ajoutant ou en retranchant un pourcentage de la dose de base ; Celle ci dépend du substrat, de la tension d'accélération, et surtout de la géométrie des motifs, elle est directement liée au temps d'insolation : elle est de l'ordre de $500\mu C/cm^2$, sur du GaAs, pour une tension de 50kV ($700\mu C/cm^2$ pour du Si). Les fichiers .gds2 sont convertis en format .j01 qui sont lu par le masqueur, dans lesquels on fixe les paramètres d'insolation.

- On choisit la taille de sonde en fonction de la taille des motifs, en général on prend le 1/3 du plus petit motif. On adapte ainsi le courant à utiliser : plus les motifs seront petits, plus le courant sera faible. Le filament en LaB_6 permet d'avoir une sonde minimale de 10nm à 30pA et une sonde maximale de $2\mu m$ à 100nA.
- Sachant que le pas élémentaire du masqueur est de 2,5nm on en déduit le "shot" c'est-à-dire le pas : pour un shot de 10, le masqueur envoie une dose une fois sur 10, les points étant espacés de 2,5nm. Le but est de maximiser le courant en minimisant le pas. En effet la fréquence maximale d'insolation du jeol est de 6MHz ($0,166\mu s$ par point), on choisit donc le pas de façon à ne pas dépasser cette valeur.

Le système optique électronique de la colonne est constitué essentiellement d'un diaphragme condenseur, d'un diaphragme objectif et de cinq lentilles magnétiques. Il reste donc à régler la colonne et calibrer le courant, sans oublier de compiler les programmes sur l'ordinateur qui contrôle directement le masqueur, et enfin lancer l'insolation.

3.1.2 La gravure

Je vais présenter de façon générale le principe de la gravure. Elle permet entre autre de transférer un motif, il existe deux types de gravure : la gravure humide et la gravure sèche.

3.1.2.1 La gravure humide

La gravure humide fait intervenir un mécanisme purement chimique qui dépend de la nature, de la concentration et de la température, de la solution d'attaque. Elle peut être anisotrope si le film à graver est monocristallin, la vitesse de gravure dépendra de l'orientation des plans cristallins. Elle est isotrope, pour une structure amorphe : les parois ne seront pas verticales à cause de la sous gravure et l'attaque latérale sera d'autant plus importante que la profondeur à graver sera importante. La définition du masque n'est pas respectée, la taille effective des motifs change : dans ce cas, cette méthode sera plutôt adaptée à des motifs de grande dimension. Si on veut au contraire avoir des flancs bien droits il faut

utiliser des techniques plus anisotropes comme l'IBE (Ion Beam Etching), ou la RIE (Reactive Ion Etching) par exemple.

3.1.2.2 La gravure sèche

L'ensemble de ces méthodes sont mises en oeuvre dans un réacteur. Dans le cas de l'IBE (Ion Beam Etching), on utilise un gaz inerte, comme l'argon, le mécanisme de gravure est purement physique : les ions sont accélérés par une différence de potentiel et viennent bombardés l'échantillon. C'est une méthode anisotrope mais peu sélective. Pour la RIE (Reactive Ion Etching) ou encore Gravure Ionique Reactive les gaz mis en jeu sont réactifs : cette technique mélange des mécanismes chimiques et physiques. En appliquant des ondes radiofréquence aux gaz injectés, on crée un plasma d'ions, accélérés par une différence de potentiel, vers la surface de la couche à graver. Les ions bombardent la surface et après réaction les matériaux produits doivent être volatils pour être évacués hors de la surface, afin de limiter le redépôt. C'est une méthode sélective, et qui peut en adaptant certains paramètres être très directive, grâce aux réactions chimiques. D'autre part la fin de gravure peut être contrôlée de façon efficace, par un interféromètre laser dont la période du signal détecté change avec la nature du matériau gravé. Les effets de la gravure, c'est à dire la vitesse, l'anisotropie, la sélectivité dépendent de nombreux paramètres comme la nature du gaz, le débit, la pression, la puissance injectée dans le plasma (pour la RIE), l'énergie des ions ie la tension d'accélération (pour l'IBE) ...

3.1.3 La métallisation

Nos dépôts sont réalisés soit par canon à électrons soit par évaporation par effet Joule.

3.1.3.1 Dépôt par canon à électrons.

La salle blanche dispose de plusieurs bâtis dont un groupe de dépôt par canon à électrons, qui possède quatre cibles : or, germanium, nickel et titane. On peut ainsi réaliser des multicouches in situ, par dépôt successifs, avec un bon contrôle des interfaces. Un des paramètres important du dépôt est le vide atteint dans l'enceinte qui est de l'ordre de 10^{-7} mbar ici. Les vitesses de dépôt sont de l'ordre de quelques Å /s à quelques dizaines d'Å /s selon l'épaisseur voulue. J'ai utilisé ce procédé pour :

- les dépôts de Ti/Au par exemple, qui servent à réaliser des grilles (100ÅTi/300Å Au), ou des plots (200Å Ti/2000Å Au) qui permettent de connecter des fils d'or, du système vers les appareils de mesure, à l'aide de microsoudures faites par thermocompression.

- Les dépôts Au/Ge/Ni qui permettent de faire de bons contacts ohmiques avec des gaz d'électrons bidimensionnel. Il s'agit d'une multicouche de Ni (100Å)/Au (1200Å)/Ge (600Å)/Ni (200Å)/Au (2000Å). Un recuit à 450°C, dans un environnement réducteur pour éviter l'oxydation (par exemple sous flux d'Argon hydrogéné) permet à l'or et au germanium de former un alliage Au_2Ge qui diffuse ensuite jusqu'au gaz d'électron. Le nickel sert à isoler les couches Au/Ge le temps de former l'alliage, dans les proportions stoechiométriques. Et enfin la dernière couche d'or sert à avoir une meilleure adhérence des fils d'or pour les microsoudures lors de la thermocompression.

3.1.3.2 Dépôt par évaporation par effet Joule.

Les dépôts d'indium, d'étain plomb, et d'aluminium par exemple, sont réalisés par évaporation par effet joule, à l'aide d'un bâti Bell. Le métal est déposé dans un creuset adapté, sur lequel on applique un courant. En général dès que la température de liquéfaction est dépassée, la pression de vapeur est supérieure à la pression résiduelle de l'enceinte, le matériau s'évapore directement sur l'échantillon. Dans le cas de l'alliage SnPb il n'y a pas de problème de proportions évaporées car on réalise un recuit après le dépôt (tous les dépôts ne subissent pas de recuit) : il suffit donc de déposer tout le constituant massif du creuset. Cette méthode est limitée aux matériaux dont la température de fusion est relativement basse en tout cas inférieure à la température de fusion du creuset. Notre bâti comporte deux creusets, ainsi on peut réaliser deux dépôts successivement. Le vide limite atteint est de l'ordre de $10^{-6}mbar$ ce qui joue sur la qualité des dépôts. D'autre part il possède aussi un canon à ions qui permet de faire des gravures IBE, par exemple pour décaper la surface de l'échantillon avant le dépôt.

3.2 Jonctions hybrides supraconductrice/système balistique

3.2.1 Hétérojonction GaAs/GaAlAs

Les hétérostructures GaAs/GaAlAs sont fabriquées au LPN, par B.Etienne, U.Gennser et A.Cavanna, par épitaxie par jet moléculaire ou MBE pour molecular-beam epitaxy en anglais. L'arséniure de gallium (GaAs) ainsi que l'alliage GaAlAs sont des semiconducteurs de type III-V de structure cristallographique identique. Les paramètres de maille respectifs étant proches (à 0.1 % près), cela permet de faire croître des empilements de GaAs/AlGaAs avec peu de défauts au niveau des interfaces, ainsi la mobilité des électrons et des trous peut être très élevée de l'ordre de $10^6 cm^2 V^{-1} s^{-1}$. Ces systèmes sont très utilisés par exemple pour

les transistors à bas bruit et hautes fréquences (high-mobility field effect transistor). Cette technique consiste à pulvériser, dans une chambre ultravide ($p < 10^{-11} \text{ mbar}$), des atomes un à un, formant ainsi des monocouches : dans un premier temps, du GaAs sur un substrat cristallin chauffé jusqu'à 600°C (de GaAs), cela permet notamment d'augmenter la mobilité des atomes à la surface ainsi les atomes sont libres de se déplacer jusqu'à ce qu'ils atteignent une position correcte sur le réseau pour enfin former une liaison chimique. L'Al pour remplacer partiellement le Ga ($\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ avec $x \approx 0.33$), une couche de GaAlAs dopée (type n^+) en Silicium, dont les atomes fournissent les électrons, permet de former le gaz bidimensionnel. Nous verrons au paragraphe suivant que les structures de bande du GaAs et du GaAlAs ont un rôle crucial dans la formation du gaz d'électrons bidimensionnel. Enfin, une couche de GaAs permet de protéger de l'oxydation l'aluminium dans l'alliage GaAlAs (cf figure 3.4). Il existe d'autres techniques de croissance épitaxiale moins coûteuses, plus rapides et qui ne nécessite pas des techniques d'ultravide mais seule la MBE permet de fabriquer des systèmes à haute mobilité de porteurs dont les longueurs de cohérence de phase peuvent atteindre quelques dizaines de μm .

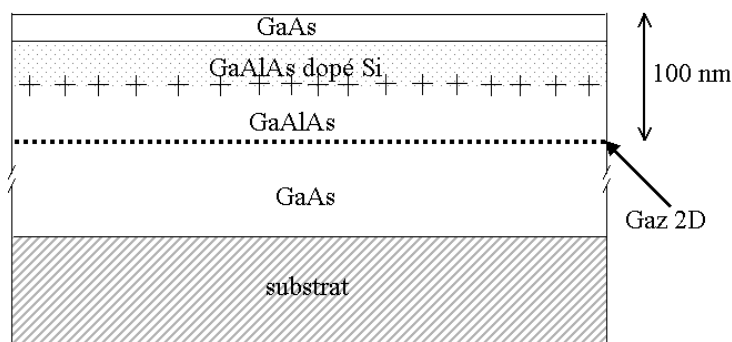


FIG. 3.4: Schéma d'une hétérostructure GaAs/GaAlAs, permettant la formation d'un gaz d'électron bidimensionnel, dans notre cas il est à 100nm de la surface de l'échantillon.

3.2.1.1 Formation du gaz bidimensionnel d'électrons.

La structure de bande du GaAs et du GaAlAs est de type direct, lorsqu'on met en contact ces semiconducteurs il y a égalisation des niveaux d'énergie de Fermi. La discontinuité des bandes de conduction à l'interface produit un transfert de charges électroniques qui crée un dipole électrique : des électrons passent du matériau barrière GaAlAs dont le gap est le plus grand au matériau puits, laissant ainsi un excès de charge positive dans le GaAlAs et négative dans le GaAs. Cette

différence de charge est à l'origine d'un champ électrique important ($\sim 10^5 V/cm$) qui confine les électrons près de l'interface dans un puits de potentiel. L'équilibre est atteint lorsque le champ électrique compense exactement le courant de diffusion des charges : les bandes de conduction et de valence sont modifiées, le potentiel de confinement a une forme approximativement triangulaire comme le montre la figure 3.5.

Un des paramètres importants de l'hétérojonction est le dopage en silicium : celui ci est un donneur d'électrons, dont une partie peuple les états de surface du GaAs et une autre est piégée à l'interface GaAs/AlGaAs. Le silicium ionisé permet notamment de stabiliser les électrons à l'interface. D'autre part le contrôle de la position du plan de dopants est important : plus il sera proche de l'interface, plus la densité du gaz d'électrons sera importante, mais sa mobilité, elle, sera réduite. Si il est trop éloigné il n'y aura pas assez de donneur pour former un gaz d'électrons.

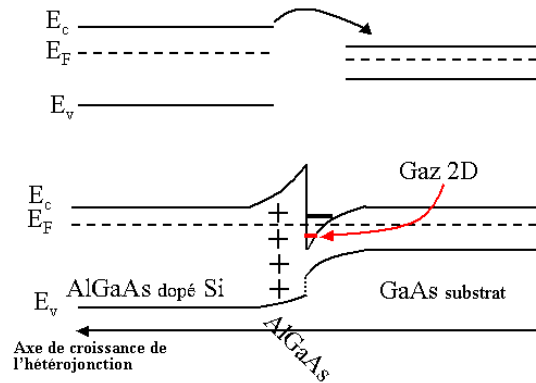


FIG. 3.5: Formation du gaz bidimensionnel d'électrons dans une hétérojonction GaAs/AlGaAs.

Les niveaux d'énergie sont quantifiés, et la distance qui sépare les sous bandes est de l'ordre de quelques meV. La mobilité du gaz d'électrons est maximale lorsque seul le premier niveau est peuplé : c'est le cas lorsqu'on travaille à des températures de l'ordre de quelques dizaines de mK et des densités surfaciques de l'ordre de $10^{12} cm^{-2}$. En effet il faut se placer à des énergies telles que : $k_B T \ll \Delta E$, avec ΔE la différence d'énergie entre le premier et le deuxième niveau d'énergie du puits quantique², et $k_B T \ll E_F$ or à deux dimensions on détermine l'énergie de Fermi par la relation suivante :

$$E_F = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} n_s \quad (3.2)$$

²Pour éviter les collisions inter sous-bandes

où m^* est la masse effective d'un électron dans le GaAs : $m^* = 0.067m_0$, m_0 étant la masse d'un électron pour $n_s \sim 10^{11}cm^{-2}$, on a $E_F \sim 4meV$, ou encore $T_F = E_F/k_B \sim 40K$ on vérifie bien la condition suivante : $T \ll T_F$ pour des mesures faites à basse température (de 30 à 100 mK). De part la nature dégénérée des électrons les propriétés de la conductance sont déterminées essentiellement par les électrons autour de la surface de Fermi dont la longueur d'onde de Fermi (ou de Broglie) est donnée par :

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{n_s} \simeq 80nm \quad (3.3)$$

3.2.1.2 Caractéristiques du gaz bidimensionnel d'électrons.

La densité électronique n_s , est déterminée par la densité de dopants, elle est de l'ordre de 10^{11} à $10^{12}cm^{-2}$, à 4.2K. La mobilité de porteurs μ , peut atteindre des valeurs très importantes, de l'ordre de $10^6cm^2V^{-1}s^{-1}$. Ici on a $n_s = 4 \cdot 10^{11}cm^{-2}$, et $\mu = 0.13 \cdot 10^6cm^2V^{-1}s^{-1}$, d'après l'équation (3.2), avec $m_0 = 9.11 \cdot 10^{-31}Kg$, pour la masse de l'électron, on en déduit l'énergie du niveau de Fermi :

$$E_F = 15.5meV$$

D'où une longueur de collision élastique :

$$l_e = \frac{m^*v_F}{e} \mu = 1.3\mu m$$

On en déduit le temps de collision élastique $\tau_e = l_e/v_F \sim 4.8ps$, avec $v_F = 2.7 \cdot 10^5ms^{-1}$. Dans les systèmes balistiques à basse température la longueur de cohérence de phase correspond à la longueur de collision inélastique l_{in} ie les collisions électron-électron, elle est calculée en général à partir de la longueur de localisation faible, dans la littérature on trouve pour le GaAs, à très basse température :

$$l_{in} = l_\varphi \simeq \text{qqes } 10\mu m \quad (3.4)$$

Une des principales sources de décohérence est la température, l'agitation thermique induit une variation d'énergie de l'ordre de $k_B T$ à laquelle on associe une longueur caractéristique donnée, dans la limite balistique par :

$$l_T = \frac{\hbar v_F}{k_B T} \sim 70\mu m \text{ pour } T = 30mK \quad (3.5)$$

On peut résumer ces données dans le tableau suivant, pour T=30mK :

μ	$0.13 \cdot 10^6 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
n_s	$4 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$
E_F	15.5meV
λ_F	40nm
l_e	$1.3 \mu\text{m}$
l_φ	qques $10 \mu\text{m}$
l_T	$70 \mu\text{m}$

3.2.2 Formation d'un contact ponctuel quantique QPC.

On peut contrôler la densité de porteurs du gaz d'électrons bidimensionnel en déposant une grille à la surface (ici en Ti/Au) que l'on polarise négativement ($\sim 1\text{V}$) : on chasse les électrons juste en dessous ie on déplete le gaz. Si on choisit une géométrie de grille coupée (cf fig 3.6) on forme ainsi une constriction dont la largeur W dépend de la tension de grille. C'est ce qu'on appelle un contact ponctuel quantique (ou QPC pour quantum point contact). Dans ce cas on a un confinement à zéro dimension des électrons, le QPC agissant comme un guide d'onde optique, pour les ondes électroniques.

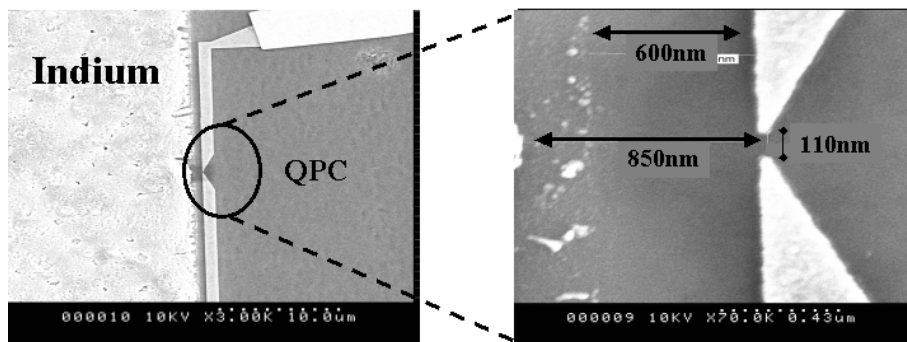


FIG. 3.6: Photo au microscope électronique avec un agrandissement à droite d'un QPC. On voit la trace de l'emplacement initial de l'indium avant recuit à 600nm, après recuit il se trouve à 850nm. Les pointes du QPC sont espacées de 110nm.

Dans un QPC les sous-bandes à 0D sont discrétisées et très espacées, l'énergie des électrons est donnée par :

$$E_j(k) = E_j(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (3.6)$$

k étant le vecteur d'onde longitudinal, et $E_j(0)$ l'énergie des sous-bandes dû au confinement 2D en z . Le QPC est connecté, de part et d'autre, à deux réservoirs dont la distribution des modes est beaucoup plus dense : il y en a un qui sera couplé au QPC. Le problème de transport, lorsqu'on applique une tension V_{bias} à travers les réservoirs a été traité, en premier par Landauer [87] à une dimension. Le QPC est représenté par une barrière de potentiel. Lorsque le niveau de Fermi est inférieur à l'énergie de la première sous-bande ie pour $W < \lambda_F/2$ aucun mode n'est transmis on a une onde évanescente : la transmission tend vers zero, c'est ce qu'on appelle le 'pinch-off'. Pour $W = \lambda_F/2$, le niveau de Fermi est égal au premier niveau des sous bandes $E_1(0)$, le premier mode est transmis avec une transmission égale à un, le deuxième ne sera transmis que lorsque $W = \lambda_F$, il y a une discrétisation des modes transmis qui correspond à une quantification de la conductance par pas de $G_0 = \frac{2e^2}{h}$.

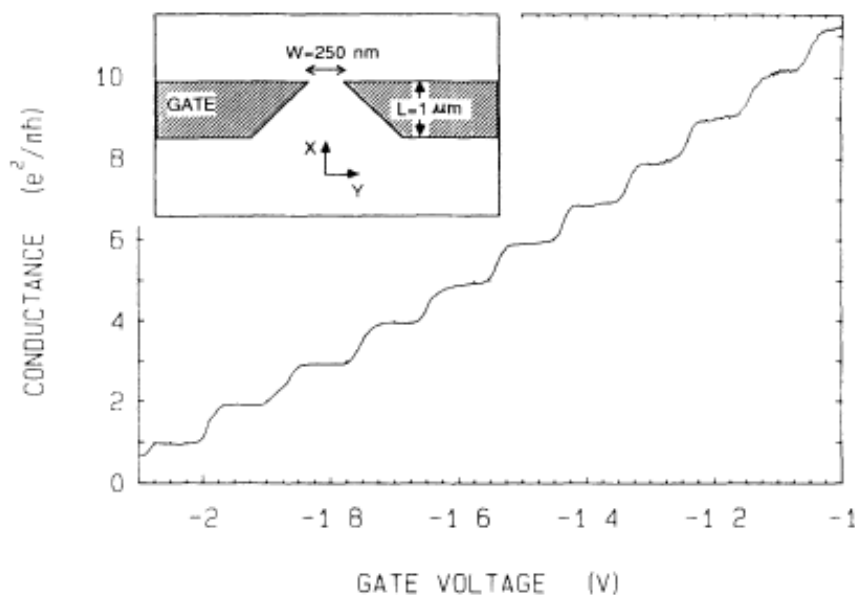


FIG. 3.7: Quantification de la conductance en fonction de la tension de grille d'après [88]. Chaque marche correspond à l'ouverture d'un canal de conduction.

Expérimentalement cela a été mis en évidence en 1988 dans des systèmes de 2DEG (GaAs/AlGaAs) [88] [90], comme l'indique la figure 3.7, donnant la conductance en unité de $2e^2/h$ en fonction de la tension de grille : on voit une caractéristique en marche d'escalier, qui correspond à l'ouverture d'un canal de conduction à la fois, chaque mode a une transmission égale à 0 ou 1. D'où l'ex-

pression de la conductance selon Landauer :

$$G = N \frac{2e^2}{h} \quad (3.7)$$

Avec N le nombre de sous bande sous le niveau de Fermi.

3.2.3 Procédé de fabrication des jonctions S/2DEG

3.2.3.1 Objectifs.

Le but de cette étude est de faire un contact *par diffusion*, avec la meilleure transparence possible, entre un supraconducteur et un gaz d'électrons bidimensionnel qui se trouve à 100 nm de la surface. Les deux candidats pour la partie supra sont soit l'In, soit le SnPb pour leur bonne propriété de diffusion. Nous voulons mettre en évidence un supercourant ie un courant transporté par des paires de Cooper dans une structure type S/2DEG/S dont les plots sont très proches ($L \ll L_\varphi$). D'autres dispositifs peuvent servir à observer des effets de proximité. Par exemple, en régime balistique, pour des systèmes dont les dimensions sont inférieures au libre parcours moyen, l'utilisation d'un QPC, permettrait de contrôler les canaux de conduction et par exemple en régime passant mettre en évidence la quantification de la conductance par pas de $\frac{2(2e)^2}{h}$ (qui correspond au passage des paires de Cooper) ou en régime tunnel observer un 'minigap' qui serait la signature d'états liés d'Andreev. Le schéma type de nos échantillons est le suivant :

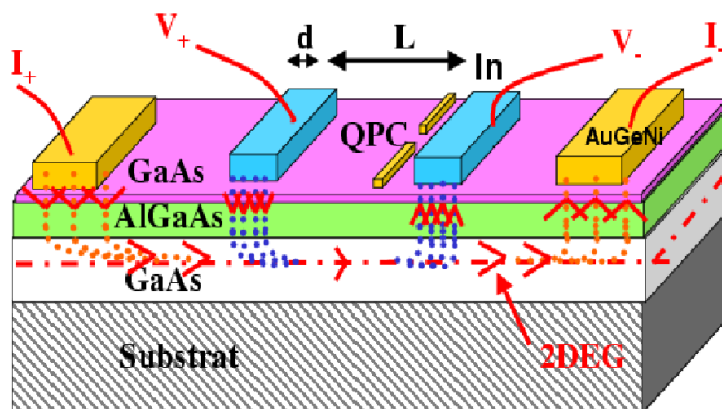


FIG. 3.8: Schéma de l'échantillon avec une mesure type 4 fils.

Pour travailler en régime balistique, sur des longueurs $L \ll L_\varphi$ ie la longueur de cohérence de phase, on se place sur une échelle de l'ordre de 200 à 500nm, ce qui nous oblige, à terme, à recourir à la lithographie électronique.

3.2.3.2 Lithographie optique : tests préliminaires.

Avant de travailler avec des systèmes de petite dimension, il faut vérifier si l'on peut effectivement former un 'bon contact' ie un contact ohmique dont la résistance est la plus faible possible. Pour cela, les tests préliminaires ont été réalisés par lithographie optique (moins contraignante et plus rapide que la lithographie électronique) afin de savoir si la diffusion de l'In et de l'SnPb dans le gaz d'électrons forment un contact ohmique. Pour cela nous avons utilisé un jeu de masques optique dans lequel quatres étapes de lithographie sont nécessaires :

- Les méssa qui servent à définir la géométrie du gaz d'électrons : on obtient ainsi une cinquantaine d'échantillons à la fois. En protégeant l'hétérojonction d'une couche de résine, on peut graver chimiquement le méssa dont la taille importante ($200\mu m \times 1000\mu m$) ne nécessite pas une technique plus précise. Un mélange de $H_2O/H_3PO_4/H_2O_2$ dans les proportions volumiques de (120/9/3) grave 1000Å en 1mn à température ambiante. L'alignement des niveaux suivants se fait par rapport au méssa grâce au microscope optique de l'aligneur.
- Les motifs TLM pour le niveau supraconducteur, suivi du dépôt d'In ou de SnPb et du lift off et d'un recuit rapide pour la diffusion. Cette étape reste à détailler.
- Enfin un niveau de plots en Au est nécessaire si l'on veut ensuite connecté l'échantillon par microsoudure (avec des fils d'or) au dispositif extérieur c'est à dire au porte échantillon qui permettra de faire les mesures à basse température.

Test de recuit.

Le recuit du supraconducteur est une des étapes critiques du procédé. Des tests ont été faits avec un four à recuit rapide afin de déterminer la température optimale de recuit, ie celle pour laquelle la résistance de contact est la plus faible. Les deux paramètres pertinents qui caractérisent le recuit sont le temps et la température. Dans notre cas on a fixé le temps à 1mn30s. L'allure des courbes de conductance de la figure 3.9 en fonction de la température $G(T)$ a l'allure d'une 'cloche' plus ou moins piquée : on en tire la température à laquelle la conductance est maximale. Ces premières mesures, à température ambiante (en salle blanche), faites avec un ohmmètre sous pointe en deux fils, sont approximatives.

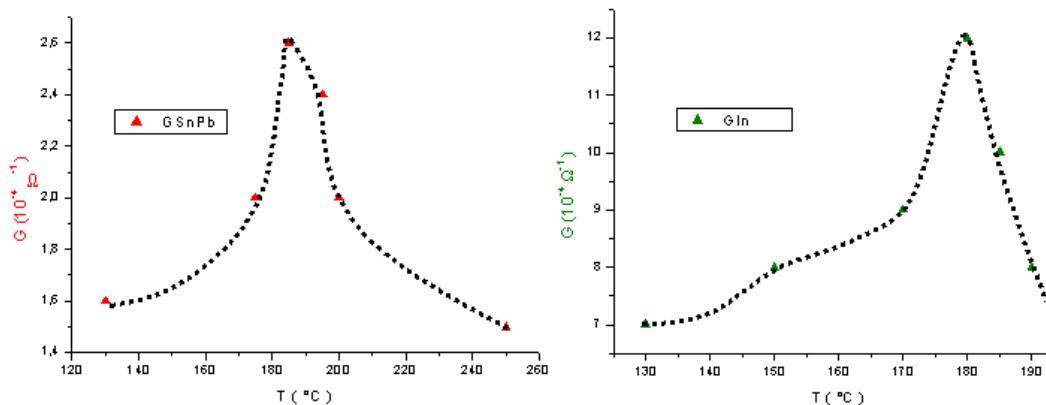


FIG. 3.9: A gauche, courbe $G(T)$ pour le SnPb. Ces mesures correspondent à des contacts ohmiques, on cherche la température de recuit pour laquelle la conductance est maximale, ici elle est de 175°C environ. A droite courbe $G(T)$ pour l'In, la température de recuit pour laquelle la conductance est maximale est de 180°C environ.

Mesures de type TLM.

Après avoir fixé la température de recuit, on détermine la résistance de contact R_C par la méthode dite TLM (Transverse Length Method) : on mesure la résistance d'une structure S/2DEG/S pour des distances x , séparant deux plots supraconducteurs consécutifs, qui varient. La courbe $R(x)$ est une droite dont l'ordonnée à l'origine est égale à $2R_C$. Ces données ont été mesurées pour des températures de recuit de 175°C pour l'SnPb et 180°C pour l'In. Il faut noter que la température de fusion de l'indium est de 150°C , ce qui est à peine inférieur à la température de recuit ici, et pour l'SnPb, la température de fusion est de 183°C , ce qui est inférieur à la température de recuit de l'SnPb : nous nous sommes rendu compte par la suite que le thermocouple du four utilisé n'indiquait pas la bonne température, et surtout qu'il n'était pas stable. Ce fût un des problèmes majeur de non reproductibilité du recuit. D'autre part, on voit clairement sur les courbes de la figure 3.10, que l'on ne peut avoir accès aux résistances de contact que de façon approximative (à cause des conditions de mesures) : pour l'SnPb on a une résistance de contact d'environ 200Ω et pour l'In on a une résistance très faible³ : bien sûr c'est un ordre de grandeur mais de toute façon l'In paraît être un meilleur candidat pour la suite. On peut remarquer en passant que les pentes de ces deux droites sont les mêmes : car elles correspondent à la résistance du gaz d'électrons, qui est le même pour les deux échantillons.

³ négative sur la figure 3.10

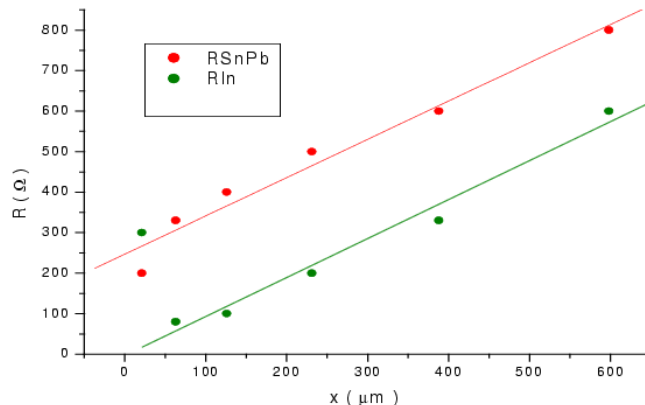


FIG. 3.10: Mesures TLM pour l'In et SnPb. On obtient deux droites dont la pente est la même, celle ci correspond à la résistance du gaz d'électron bidimensionnel, qui est le même pour tous ces échantillons. L'ordonnée à l'origine correspond normalement à $2R_C$, mais compte tenu de la précision médiocre des mesures (en deux points), nous n'avons ici, qu'un ordre de grandeur de la résistance de contact : on peut simplement dire que le contact avec l'In est nettement moins résistif qu'avec l'SnPb.

Reproductibilité.

Afin de pouvoir reproduire ces résultats, il a fallu essayer de contrôler un maximum de paramètres durant le recuit, même si certains facteurs nous échappent, comme la 'pollution' des bâtis (matériaux exotiques) par d'autres utilisateurs... D'autre part une température de recuit trop élevée crée des discontinuités, à la surface du plot d'indium, à cause de sa tension de surface très importante à l'état liquide (il forme des billes à la surface) d'où l'importance d'une lecture précise de la température du four. L'utilisation d'un four dont le thermocouple n'était pas bien fixé nous a longtemps induit en erreur en faussant la lecture de la température. Pour ce qui est du recuit le procédé est le suivant :

- Utiliser un four à recuit rapide, moins sollicité, et dont le thermocouple est plus stable afin d'être plus reproductible.
- Injecter un flux d'azote pendant 2mn permet travailler dans un environnement neutre.
- Ensuite un flux d'argon hydrogéné de 2 à 5mn, permet d'avoir un environnement réducteur, afin d'éviter une oxydation du matériau sous l'effet de la chaleur.

- Et enfin refroidir rapidement l'échantillon, après le recuit, afin de mieux contrôler le paramètre 'temps de recuit' qui lui aussi joue un rôle important lors de la diffusion.

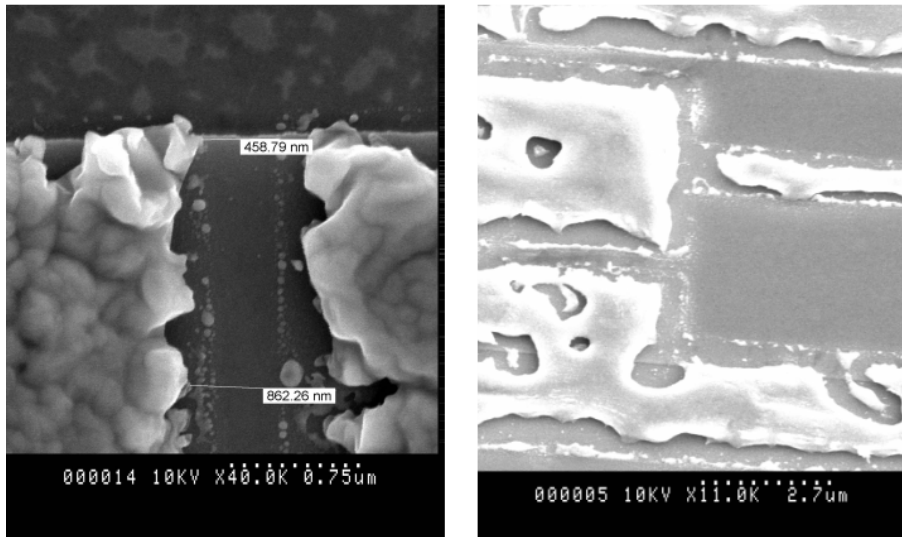


FIG. 3.11: A droite recuit d'une couche d'indium de 4000 Å sans cuivre. L'indium qui a une forte tension de surface à l'état liquide, forme des billes et le circuit est coupé par endroit. A gauche recuit d'une couche de 4000 Å d'indium avec 500 Å de cuivre. La couche est rugueuse à cause de la diffusion de l'indium mais elle reste homogène : il n'y a pas de coupure

Les tests de recuit les plus reproductibles nous ont amené à des températures de recuit de 320°C pendant 1mn30s. L'ohmicité des contacts n'est pas le seul critère requis pour notre étude : en effet il faut pouvoir préserver les propriétés supraconductrices de l'In à basse température. L'étape du dépôt par évaporation de la couche d'In est elle aussi critique. La moindre pollution peut altérer la supra de l'In, voire la supprimer. Il faut aussi veiller à ce que le dépôt se fasse dans de bonnes conditions :

- Désoxyder la surface du GaAs avant le dépôt : par exemple 2mn dans une solution de HCl à 10%, ou 40s du HF à 1 %.
- Travailler sous un bon vide, ie ici $P < 10^{-7} \text{ mbar}$, on laisse pomper toute la nuit en général.

- Faire dégazer le creuset, en chauffant un peu le filament, afin d'éliminer toute impureté.
- Faire un prédépôt, 200 Å à 300Å suffisent pour évaporer la couche d'oxyde formée à la surface des billes d'In et du creuset, et éventuellement les impuretés.
- Faire un dépôt assez rapide afin d'éviter d'oxyder l'In lors de l'évaporation, en général de 30 Å /s à 40 Å /s, on dépose ainsi 4000 Å d'In. D'autre part après avoir eu des problèmes de recuit dû à la tension de surface importante de l'In, nous avons décidé d'ajouter une couche de 500 Å de Cu : ce matériau n'est pas supraconducteur (il n'interfère pas avec la supra de l'In) mais surtout il a une température de fusion beaucoup plus élevée que celle de l'In. Il sert à plaquer mécaniquement l'In lors du recuit, et ainsi augmenter le mouillage, comme le montre la figure 3.11, avec des photos MEB de plots d'indium après le recuit. A droite de la figure 3.11, il y a une couche d'indium de 4000 Å sans cuivre. L'indium qui a une forte tension de surface à l'état liquide, forme des billes et le circuit est coupé par endroit. A gauche c'est une couche de 4000 Å d'indium avec 500 Å de cuivre. La couche est rugueuse à cause de la diffusion de l'indium mais elle reste homogène : il n'y a pas de coupure. Le risque est de tuer la supra de l'In par effet de proximité c'est pour cela qu'il faut une couche assez fine pour limiter cet effet. Nous verrons par la suite qu'il y a bien une transition supraconductrice à une température proche de la T_C de l'In ie 3.4K.

Après avoir obtenu des contacts ohmiques à température ambiante, on a vérifié ce résultat à basse température. Pour cela on a fait des mesures, d'abord à 77K ie la température de l'azote liquide, à l'aide d'une 'canne rapide' (en trempant directement la canne dans l'azote liquide) : on a obtenu des contacts ohmiques mais ce n'était pas encore reproductible. Il fallait revoir essentiellement l'étape du dépôt d'In : le dégagement de chaleur produit par l'évaporation du métal peut nuire à la tenue mécanique du masque de résine et le dégazage de celle ci peut polluer le matériau déposé. C'est pour cela que *le choix de la résine est important* et l'utilisation d'une résine connue pour sa thermostabilité, dont l'étude a été faite par P.Dubos lors de sa thèse [91] est une solution efficace : le polyimide phénylène-éther-sulfone (PES), appelé communément 'victrex', est très stable à haute température, en revanche il ne convient pas comme résine optique ou électronique. Alors que le PMMA a une tension de vapeur non négligeable, il se polymérise entièrement à 400°C, le victrex lui est stable jusqu'à 400°C. Quant à la température de transition vitreuse T_g (ie la compaction du polymère en libérant le solvant) elle est de 120°C pour le PMMA et de 235°C pour le victrex, ce dernier est donc plus résistant à la chaleur. Ce polymère ne peut être utilisé que

dans le cadre d'une méthode dite de 'tricouche' : il s'agit de transférer un motif lithographié à l'aide de gravure sèches spécifiques. D'autre part le passage à la lithographie électronique est nécessaire si l'on veut avoir des systèmes balistiques, dont les dimensions sont très inférieures au libre parcours moyen (on veut que $L \ll l_e \simeq 1.3\mu m$).

3.2.3.3 Lithographie électronique : méthode de la tricouche.

D'où la composition des trois couches, avec une épaisseur bien définie, qui possèdent chacune un rôle précis : $1\mu m$ de victrex, 500 \AA de germanium, et enfin 2000 \AA de PMMA. L'avantage de cette méthode est d'avoir la précision de la lithographie électronique sans problème de dégazage (donc de pollution) lors du dépôt. Plus précisément dans notre cas il s'agit d'un procédé à quatre couches : en effet les gravures RIE sont trop agressives pour le gaz d'électrons bidimensionnel et quelques secondes de RIE suffisent à créer des défauts à la surface du GaAs et à détériorer le 2DEG, par conséquent une couche de protection de 100 \AA d'aluminium doit être déposée avant le tricouche. Pour détailler un peu plus cette étape :

- On dépose pleine plaque 100 \AA d'Al par évaporation par effet joule. Cette couche sert de protection lors des étapes ultérieures concernant la RIE. La couche d'oxyde d'aluminium formée lors de la RIE oxygénée (pour graver le victrex) protège d'autant plus le 2DEG grâce à sa dureté.
- Ensuite on dépose le victrex qui sert de masque lors du dépôt. On a utilisé du PES 5003P dissout dans le solvant N-méthyl-Pyrrolidone (ou pyrrolidone) à 20% en masse. Le victrex est très hydrophobe : le taux hygrométrique ambiant empêche l'étalement de la résine. C'est pour cela qu'on fait l'étalement sous flux d'azote afin de diminuer fortement l'humidité environnante : la tournette contient quelques trous (de 3cm de diamètre) sur le couvercle qui se ferme automatiquement lorsqu'on lance l'enduction, on plaque alors la soufflette d'azote sur un des trous. Le volume intérieur étant petit, on chasse rapidement l'air ambiant. On utilise des pipettes en polyuréthane qui résistent au solvant ie le pyrrolidone pour prélever la résine. Il nous faut une épaisseur de $1\mu m$ de victrex si l'on veut déposer 4000 \AA d'In et 500 \AA de cuivre. Pour une vitesse angulaire de la tournette de 2000 tours/mn pendant 300s (il faut des temps longs afin que la plus grande partie du solvant s'évapore) l'épaisseur de résine est de 6000 \AA , par conséquent nous avons réalisé deux enductions successives : la première à 4000 tours/mn, pendant 300s (qui donne 4000 \AA) et la deuxième à 2000 tours/mn pendant 300s (6000 \AA). Un recuit progressif de 0 à 275°C ($> T_g$) sur une plaque chauffante, en laissant 2mn à 275°C , permet d'éliminer les résidus de sol-

- vant et d'obtenir une couche compacte qui résiste aux différentes étapes de rinçages et de développements lithographiques (solvant, eau)[93].
- On dépose 500 Å de Ge par canon à électrons. Cette couche sert de masque métallique, et doit résister aux contraintes mécaniques dues aux dégagement de chaleur lors du dépôt d'In/Cu par effet joule.
 - Enfin on dépose le PMMA à 5000 tours/mn pendant 30s ce qui permet d'avoir environ 2000 Å de résine. On recuit l'échantillon dans une étuve à 175°C afin d'éliminer toute trace de solvant.
 - On insole l'échantillon par lithographie électronique. Ensuite on révèle les motifs au MIBK/isopropanol (1/3) pendant 50s.

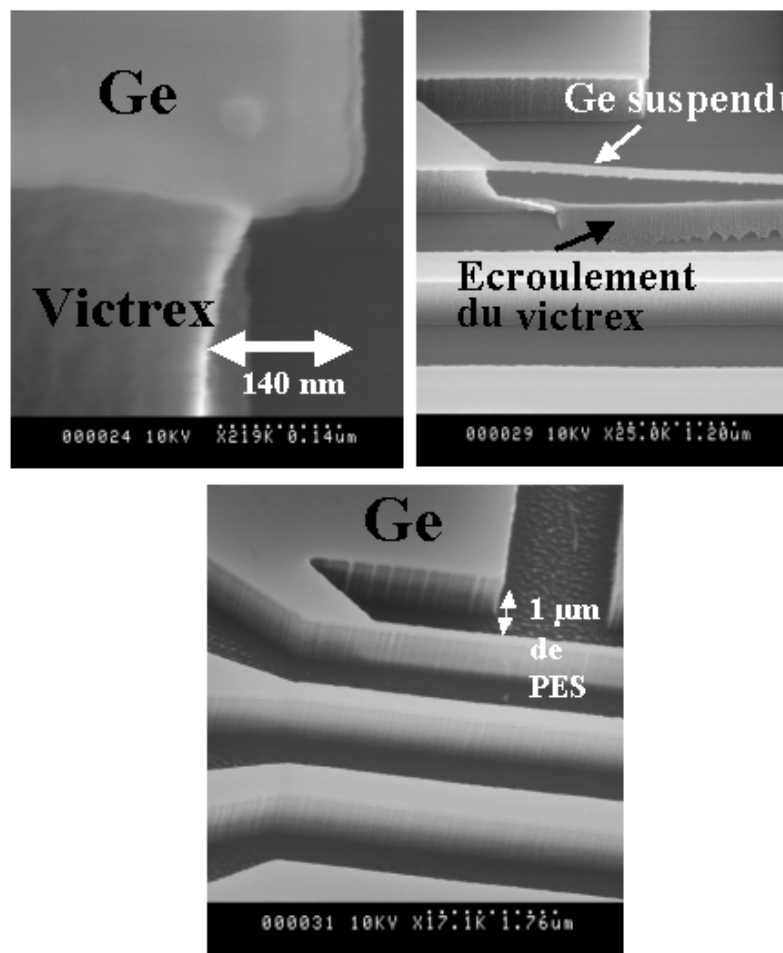


FIG. 3.12: Photo MEB sous angle : en haut à gauche, sous gravure du victrex due à une RIE oxygénée, en haut à droite effondrement d'un plot de résine dû à la sous gravure, en bas structure avec une sous gravure négligeable.

- On transfère le motif par gravure ionique réactive : 30s de gravure fluorée

SF_6 pour graver le germanium, cette gravure est contrôlée par interférométrie laser. On grave aussi le PMMA à la même vitesse.

- Ensuite on grave le victrex avec une gravure oxygénée, qui n’attaque pas le Ge : compte tenu de la hauteur de résine, et de la largeur des motifs (200nm pour les plus petits) il faut que la gravure soit la plus anisotrope possible, pour éviter les sous gravures. Plus la gravure est puissante, plus elle est directive : on est passé de sous gravure de 100nm à 10nm voir photo MEB ci dessous figure 3.12. On a gravé les $1\ \mu m$ de victrex en environ 8mn. La photo de gauche montre une sous gravure importante du victrex, de l’ordre de 140nm, si le plot fait 300nm de largeur, il est attaqué de part et d’autre et s’effondre comme le montre la photo de droite. Sur la figure 3.13, à gauche la photo montre une sous gravure moins importante que sur les photos précédentes, les plots fins résistent cette fois à la gravure.

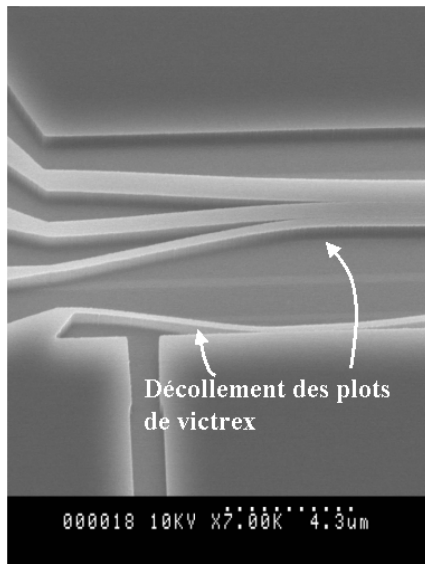


FIG. 3.13: Décollement des plots de victrex dû à l’attaque latérale importante de l’Al par le HF : afin d’éviter ce type de décollement il faut utiliser des concentrations de HF très faibles ($\sim 1^\circ/\infty$).

- Il reste à enlever la couche d’aluminium (ou plutôt d’oxyde d’Al), on utilise une gravure chimique, avec une solution diluée de HF, dont le contrôle reste difficile : la gravure latérale de l’Al est importante, il a fallu diminuer les concentrations de HF à $1^\circ/\infty$ pour graver $100\ \text{Å}$ d’Al en 40s. On voit sur la photo de droite de la figure 3.13 que les plots de résine se décolent car ils ne tiennent plus sur le GaAs, si tout l’Al a été attaqué latéralement sous les plots. Cette étape permet de désoxyder le GaAs avant de faire le dépôt d’In/Cu, le lift-off est réalisé dans le pyrollydon chauffé à 90°C , il est assez difficile en général. Avant de faire le recuit, on n’oublie pas d’enlever

l'aluminium restant avec de la soude à 0.25 mol/L par exemple (le temps de gravure est de l'ordre de 2mn).

Il est important de noter que l'indium, ne peut pas être utilisé pour la thermo-compression⁴, il faut ajouter des reprises de contact en Ti/Au, après le recuit de l'indium. Toutes les étapes liées au dépôt d'indium, sont résumées dans la figure 3.14, avec la technique de la tricouche, pour résumer en huit étapes : la lithographie électronique, la gravure RIE fluorée, puis oxygénée, l'attaque de l'aluminium au HF, la métallisation In/Cu, le lift off, le retrait de l'aluminium restant à la soude, et enfin le recuit de l'indium. Le schéma global de l'échantillon est représenté sur la figure 3.15, il y a au total six à sept niveaux de lithographie électronique à aligner qui sont détaillés dans l'annexe D.

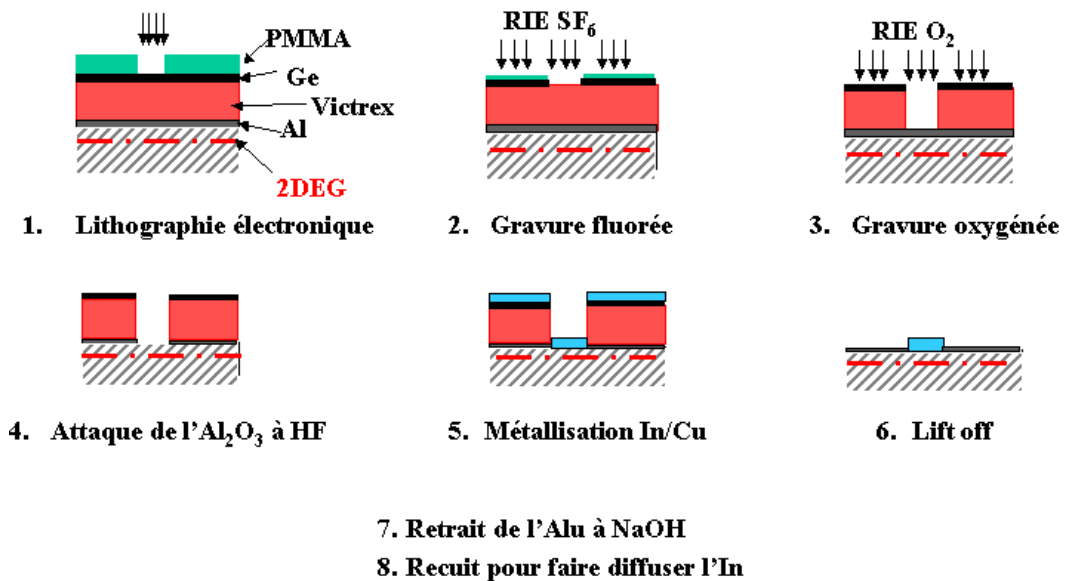


FIG. 3.14: Technique de la tricouche pour le dépôt d'indium, il y a huit étapes essentiellement : la lithographie électronique, la gravure RIE fluorée, puis oxygénée, l'attaque de l'aluminium au HF, la métallisation In/Cu, le lift off, le retrait de l'aluminium restant à la soude, et enfin le recuit de l'indium.

⁴les fils d'or ne tiennent pas sur l'indium qui est trop mou.

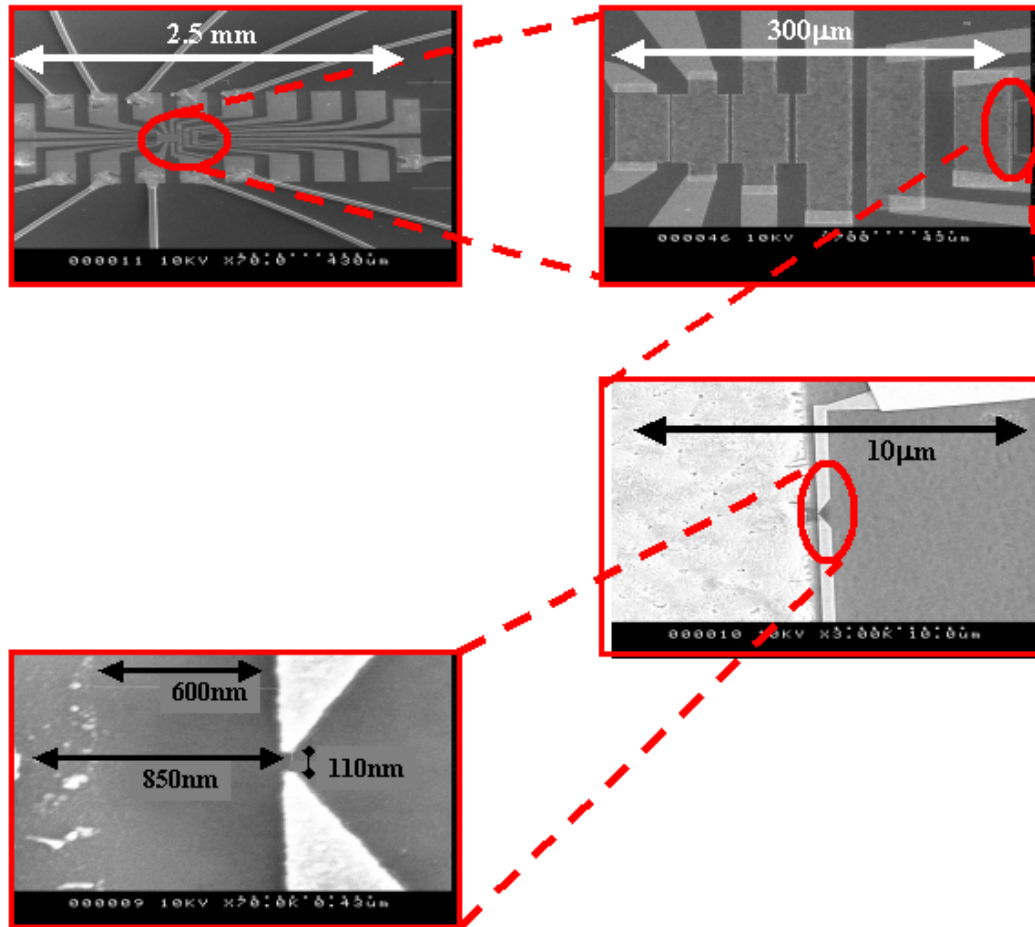


FIG. 3.15: Photo MEB donnant le schéma global de l'échantillon, comportant des plots de type TLM, et des grilles coupée formant des QPC, il y a au total six à sept niveaux de lithographie électronique à aligner, qui sont détaillées dans l'annexe D.

3.3 Conclusion

L'élaboration de contacts ohmiques, de bonne transparence, par diffusion d'In/GaAs-2DEG est délicate, l'étape la plus critique est celle du recuit de l'indium : d'une part la température de recuit est mal maîtrisée (à cause de l'instabilité des thermocouples et des pollutions occasionnelles des fours), d'autre part la forte tension de surface à l'état liquide de l'indium rend sa diffusion d'autant plus inhomogène, et la géométrie des structures de dimensions inférieures au micron est difficile à contrôler. Afin de préserver les propriétés supraconductrices de l'indium, nous avons utilisé, un polyimide thermorésistant, le victrex, qui nous

oblige à utiliser une technique de tricouche, et par conséquent des méthodes de transfert de motifs par gravure RIE. Ces processus perturbent le gaz d'électrons, l'ajout d'une fine couche d'aluminium a donc été nécessaire. L'étape de dépôt par évaporation par effet joule de l'indium, pourrait être améliorée en utilisant un bâti dont le vide est meilleur ($< 10^{-7} mbar$). Et enfin, le grand nombre d'étapes de lithographie électronique, augmente aussi la difficulté de la fabrication de ce type d'échantillons.

Chapitre 4

Etude des jonctions In/2DEG et In/2DEG/In.

Introduction

L'intérêt majeur des jonctions S/N utilisant des conducteurs 2D balistiques, est d'avoir des longueurs de cohérence de phase dans le gaz d'électrons bidimensionnel qui peuvent atteindre quelques dizaines de μm ¹, de fortes mobilité de porteurs² ($\sim 10^6 cm^2/Vs$ à basse température), et enfin la possibilité d'utiliser une grille pour contrôler le nombre de canaux de conduction. Dans ce chapitre, nous allons essayer de caractériser l'effet de proximité dans des structures de type S/2DEG ou S/2DEG/S dont une des applications remarquable est la réalisation de transistors supraconducteurs à commutation rapide JFET (Josephson Field Effect Transistor) : le but étant de contrôler le supercourant (non dissipatif) à l'aide de grilles. De nombreuses études ont été réalisées sur des gaz d'électrons bidimensionnel à base d'InAs [9, 10, 11, 12, 13, 16], Takayanagi et al. ont mis en évidence des oscillations du courant critique en fonction de la densité de porteurs [9], modulée par une grille (sur des contacts sans diffusion), Nb/InAs-2DEG/Nb. L'InAs est un bon candidat pour les jonction S/N de bonne transparence, en raison de la faible barrière Schottky à l'interface entre le supraconducteur et le semiconducteur. Mais pour la même raison, les grilles à la surface du semiconducteur sont moins bien isolées : il est difficile de contrôler la densité d'électrons, à cause des courants de fuite. Très peu de travaux ont été réalisés sur des hétérojonctions à base de GaAs : Lenssen et al. [24, 25] ont obtenu de très bonnes transparences (~ 0.7) avec des contacts Sn/GaAs-2DEG, sans donner de suite à ces résultats, Marsh et al. [20] ont pu observer un su-

¹contrairement aux métaux 3D usuels où elle n'excède pas le μm à basse température

²permettant ainsi de sonder les effets cohérents dans la partie normale sur des longueurs plus confortables

percourant dans des structures de type S/2DEG/S avec des contacts d'indium, nous verrons par la suite que ces résultats sont à discuter. Les hétérojonctions à base de GaAs présentent deux avantages par rapport à InAs : d'une part une échelle de transport balistique plus importante grâce à une plus forte mobilité de porteurs, d'autre part des grilles mieux isolées grâce à une barrière Schottky plus élevée. Par contre ces systèmes sont plus délicats pour l'obtention de jonctions S/N de bonne transparence : il est nécessaire de faire diffuser le supraconducteur par un recuit afin de diminuer cette barrière. La difficulté est d'obtenir des contacts ohmiques ayant la meilleure transparence possible. Nous avons obtenu des transparences de l'ordre de 0.2 à 0.7. Nous avons réussi à observer en plus de la transition supraconductrice de l'indium massif, celle de l'indium diffusé dans le GaAs, ce qui met en évidence qu'après diffusion "l'alliage In-GaAs" garde des propriétés supraconductrices. D'autre part nous avons mesuré un supercourant dans des structures de type S/2DEG/S très courtes ($< 1\mu m$), nous avons montré que ce supercourant ne passait pas par le 2DEG. Enfin un effet inattendu a été mis en évidence dans des structures S/2DEG, qui nous rappelle le 'reflectionless tunneling' de l'expérience de Kastalsky [60] faite sur des jonctions Nb/InGaAs. Cela traduirait un mécanisme d'interférence [61], dû à un désordre présent à l'interface In/2DEG, probablement causé par le recuit, ainsi les électrons confinés près de l'interface, subissent des Réflexions Multiples d'Andreev et interfèrent constructivement, donnant lieu à un excès de conductance à tension nulle. De nombreuses études, réalisées sur des jonctions S/Sm tridimensionnelles, notamment sur des jonctions Nb/Si [63], W-Ge/Si [62], et SnPb/GaAs [64], ont mis en évidence cet effet de 'reflectionless tunneling', mais les études sur des systèmes bidimensionnels balistiques n'ont pas été exploitées. Dans cette partie, nous présenterons les différents types de mesures utilisées, et nous discuterons différents résultats obtenus pour les jonctions S/2DEG et les structures S/2DEG/S dans un régime de température allant de 30mK à 4K.

4.1 Le contact métal normal/semiconducteur.

4.1.1 la barrière Schottky.

Lorsque l'on met en contact un métal et un semiconducteur dopé, il se forme naturellement une barrière de potentiel à l'interface, appelée barrière Schottky. Celle-ci résulte de la formation d'une zone de charge d'espace dans le semiconducteur due à la différence énergétique entre l'affinité électronique du semiconducteur χ_{sm} et le travail de sortie du métal ϕ_m : l'alignement des niveaux de Fermi se fait grâce à une courbure de bande positive, par diffusion des porteurs dans le semiconducteur. La hauteur de la barrière ϕ_b , pour le transport du métal vers le semiconducteur est définie comme : $\phi_b = \phi_m - \chi_{sm}$. En général elle est de l'ordre de quelques eV, et la caractéristique courant-tension de la jonction se comporte comme un redresseur : il s'agit d'une diode Schottky. On peut décrire la barrière par une zone déplétée d'électrons qui s'étend sur une épaisseur d qui dépend de la hauteur de la barrière et de la densité d'électrons, et par une transparence \mathcal{T} qui est la valeur moyenne de la transmission de chaque canal de conduction, à température nulle on a :

$$d \simeq \sqrt{\frac{2\epsilon}{en_e} \phi_b} \quad (4.1)$$

$$\mathcal{T} \simeq e^{-\frac{\phi_b}{E_{00}}} \quad \text{avec} \quad E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{n_e}{m^* \epsilon}}$$

Avec ϵ la permittivité diélectrique du semiconducteur, n_e la densité d'électrons, et m^* la masse effective de l'électron dans le semiconducteur. La réalisation de grille³ est plus facile lorsque la barrière est importante, comme c'est le cas avec GaAs.

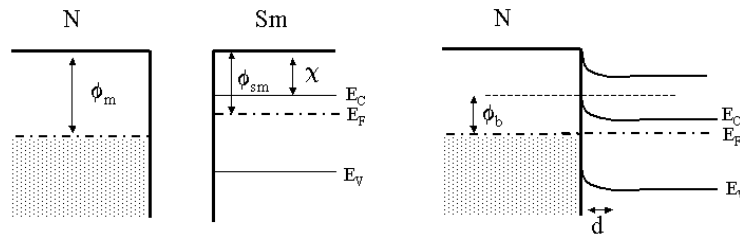


FIG. 4.1: Schéma d'une jonction entre un métal et un semiconducteur dopé : à gauche avant le contact, et à droite après le contact.

³En général, on utilise des grilles en aluminium ou en Ti/Au (la couche de titane est utilisée pour ces propriétés d'accrochage.).

4.1.2 Le contact ohmique.

Cette barrière Schottky est un inconvénient pour faire un bon contact S/Sm : il faut réduire au maximum l'épaisseur de la barrière pour faciliter le passage des électrons par effet tunnel et obtenir ainsi des contacts ohmiques. Soit en utilisant des semiconducteurs fortement dopés, soit en faisant un recuit : le dopage se fait par diffusion thermique d'un dopant. Des techniques maîtrisées aujourd'hui permettent de réaliser de bons contacts ohmiques avec un alliage Au_2Ge (cf chapitre 3). Nous avons réussi, pour notre part, à réaliser des contacts ohmiques In/GaAs/AlGaAs à 4K, mais les caractéristiques de ces jonctions sont très variées. En effet, dans notre cas la diffusion a été un processus non reproductible et inhomogène induisant de surcroît du désordre à l'interface, ce qui détériore la qualité du contact. Un contact peut être ohmique à température ambiante mais pas à basse température, il est judicieux de faire des tests d'ohmicité à la température de l'hélium liquide avant de descendre à plus basse température.

4.2 Schéma des montages.

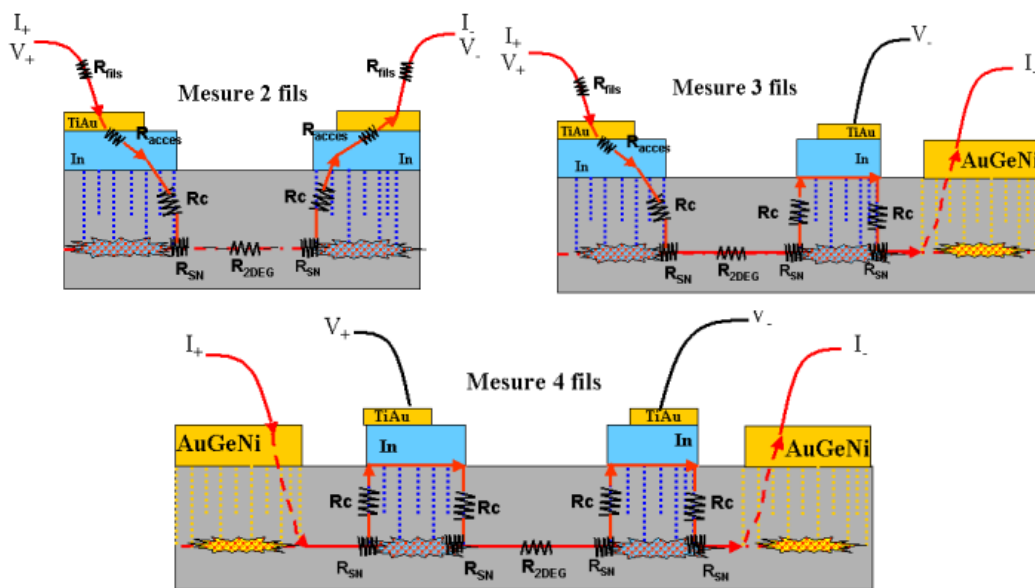


FIG. 4.2: Schémas proposés pour des mesures en 2, 3 et 4 fils, pour une jonction SNS. Pour la mesure en 2 fils, la résistance totale de la jonction peut s'écrire sous la forme de plusieurs résistance en série : $R_{SNS} = 2R_{acces} + 2R_C + 2R_{SN} + R_{2DEG} + 2R_{fils}$. Pour la mesure en trois fils, on a $R_{SNS} = R_{acces} + 2R_C + 2R_{SN} + R_{2DEG} + R_{fils}$, et enfin pour la mesure en 4 fils $R_{SNS} = 2R_C + 2R_{SN} + R_{2DEG}$.

On peut essayer de schématiser la jonction SN par un contact entre l'indium et le gaz d'électrons bidimensionnel qui se fait par les bords des plots : en effet la diffusion de l'indium sous les plots doit probablement détruire le gaz d'électrons, nous supposons donc que le contact peut, éventuellement se faire sur les bords. La figure 4.2 indique les schémas proposés pour des mesures en 2, 3 et 4 fils sur une jonction SNS : les résistances en série diffèrent selon le type de mesure. Dans le cas d'une mesure en deux fils, la résistance totale est donnée par : $R_{SNS} = 2R_{accés} + 2R_C + 2R_{SN} + R_{2DEG} + 2R_{fils}$. La résistance d'accès notée $R_{accés}$, représente la résistance entre les plots de Ti/Au, et la couche de cuivre qui se trouve sur les plots d'indium, elle est négligeable pour la plupart des mesures, mais certains échantillons, ont présenté de fortes barrière même à température ambiante, elle peut donc ajouter un effet de résistance en série. La résistance de contact notée R_C , représente la résistance de l'indium diffusé jusqu'au gaz d'électrons, la résistance à l'interface SN est notée R_{SN} , bien entendu c'est celle ci qui nous intéresse, la résistance du gaz d'électrons notée R_{2DEG} , et enfin R_{fils} , la résistance des fils de mesure qui relient l'échantillon au haut du cryostat. Dans le cas d'une mesure en 4 fils on retire les résistances d'accès et la résistance des fils, et dans le cas d'une mesure en 3 fils il n'y a qu'une seule résistance d'accès et la résistance d'un seul fil.

4.3 Caractérisation du 2DEG.

La figure 4.3, montre une photo au microscope optique d'une croix de Hall, avec le schéma de câblage de la tension longitudinale V_{xx} , et la tension transverse V_{xy} . L'Effet Hall Quantique (EHQ), observé, lorsqu'on applique un fort champ magnétique, perpendiculairement au plan des électrons, est un des effets les plus remarquables observé dans un gaz d'électrons bidimensionnel. La figure 4.4 montre des courbes expérimentales donnant la résistance longitudinale à gauche et transverse à droite, en fonction du champ magnétique, sur une croix de Hall, pour un échantillon de la couche U608, à T=100mK : la résistance de Hall $R_H = R_{xy}$ montre des plateaux qui correspondent à la quantification de la conductance de Hall par pas de e^2/h (avec $h/e^2 \simeq 25.8k\Omega$). L'EHQ est dû à la formation de niveaux d'énergie quantifiés fortement dégénérés (niveaux de Landau), dans la densité d'états 2D, grâce à l'application d'un champ magnétique perpendiculaire au plan des électrons : on a $E_\nu = (2\nu - 1)\hbar\omega_C/2$, avec $\omega_C = eB/m^*$, la fréquence cyclotron, et ν le facteur de remplissage qui correspond au nombre de niveaux de Landau occupés en tenant compte de la polarisation du spin.

FIG. 4.3: Photo au microscope optique d'une croix de Hall, avec le câblage permettant de mesurer la mobilité et la densité des électrons dans le 2DEG.

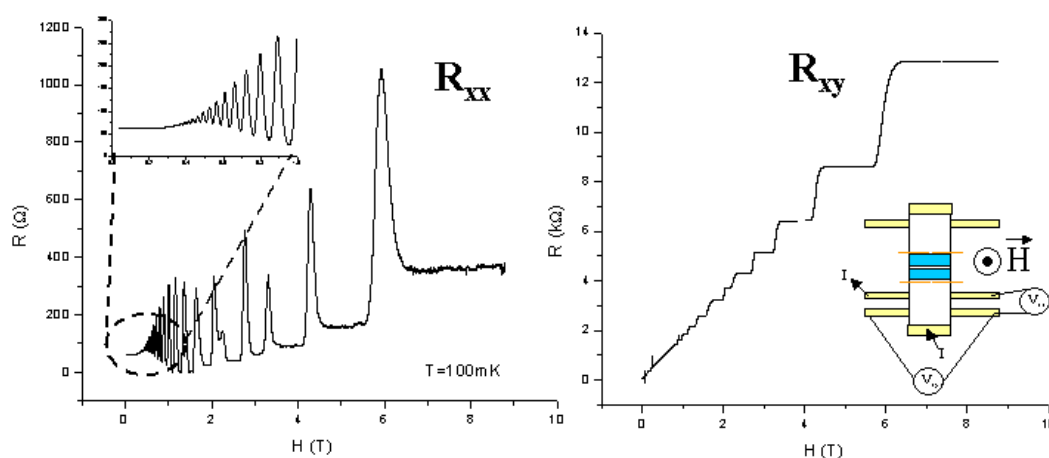
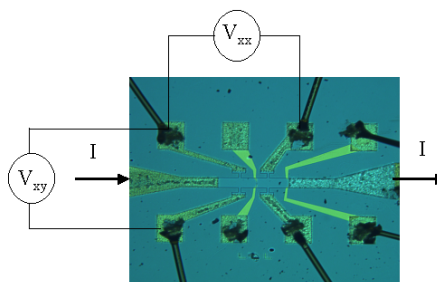


FIG. 4.4: Courbes expérimentales donnant la résistance en fonction du champ magnétique, sur une croix de Hall, pour un échantillon de la couche U608 : à droite les plateaux de Hall, avec la mesure de la résistance transverse, et à gauche les oscillations de Shubnikov de Haas (avec une contribution de plateaux de Hall), avec la mesure de résistance longitudinale. Il y a des plateaux qui apparaissent à fort champ sur la courbe de gauche car, il y a une légère composante transverse de part les lignes de courant. Ces mesures permettent de caractériser le gaz d'électrons, en déterminant la densité de porteurs, et grâce à la résistance par carré du 2DEG on en déduit la mobilité des électrons.

La résistance longitudinale R_{xx} , montre des oscillations appelées oscillations de Shubnikov de Haas (SdH), il y a des plateaux qui apparaissent à fort champ sur la courbe de gauche car, il y a une légère composante transverse à cause de la mesure en trois fils⁴. D'un point de vue expérimental, les oscillations de Shubnikov de Haas et la résistance Hall (à faible champ) sont généralement utilisés pour caractériser le gaz d'électrons. On a la relation entre l'indice des pics N (pour les

⁴Nous n'avons pas fait de mesure 4 fils car le 2DEG n'était plus continu de part et d'autre de la grille.

oscillations SdH), et le champ magnétique donnée par :

$$N = \frac{n_S \Phi_0}{B} \quad (4.2)$$

Avec $\Phi_0 = h/e$, le quantum de flux magnétique, et n_S la densité des électrons. On trace alors l'indice des pics, en fonction de $1/B$, et on a une droite de pente $n_S \Phi_0$, on en déduit la densité de porteurs (voir figure 4.5).

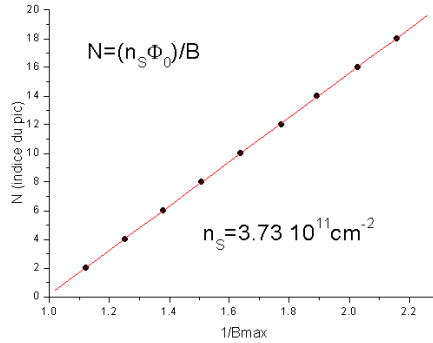


FIG. 4.5: Indice des pics de SdH, en fonction de l'inverse du champ magnétique, pour la couche U608 : on obtient une droite de pente $n_S \Phi_0$, on en déduit la densité de porteurs, ici on a $n_S = 3.73 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

La résistance par carré du gaz d'électrons mesurée à partir de R_{xx} , pour l'échantillon U608, est de $R_{\square} = 30 \Omega$, on en déduit leur mobilité grâce à la formule : $R_{\square} = 1/en_S \mu$, d'où $\mu = 0.56 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Les caractéristiques des trois hétérojonctions qui interviennent dans nos mesures, sont résumées dans le tableau suivant :

Ech.	$n_{S,4K} (\text{cm}^{-2})$	$\mu_{4K} (\text{cm}^2/\text{Vs})$	$\lambda_F (\text{nm})$	$l_e (\mu\text{m})$
U600	$1 \cdot 10^{12}$	$0.6 \cdot 10^6$	25	1
UA18	$8 \cdot 10^{11}$	$0.13 \cdot 10^6$	28	1.9
U608	$4.3 \cdot 10^{11}$	$0.56 \cdot 10^6$	38	6

4.4 Ohmicité des contacts.

La température critique de l'In massif est de 3.4K, l'In diffusé dans le GaAs peut avoir une température critique plus faible. Nous voulons nous placer à $T \ll T_C$, et surtout à une température suffisamment faible pour que la longueur de cohérence de phase soit la plus grande possible. Pour les mesures à basses température, nous avons utilisé un cryostat à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ dont la température de base est de 30mK. Son principe de fonctionnement [92] est décrit plus en détail dans l'annexe C. Le procédé de fabrication des échantillons a été décrit dans le chapitre 3, ainsi que les caractéristiques générales du gaz d'électrons

bidimensionnel. Les mesures présentées concernent essentiellement les 3 hétérojonctions UA18, U608, et U600 présentées précédemment⁵, leurs caractéristiques sont comparables : on a toujours une densité de porteurs de l'ordre de quelques 10^{11}cm^{-2} et une mobilité de l'ordre de quelques $10^5 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$. L'étape du dépôt d'indium reste essentiellement identique à celle décrite dans le chapitre précédent. Cependant les résultats sont très variés, les différences observées proviennent en partie de l'inhomogénéité des hétérojonctions : en effet nous avons obtenu des résistances de contact qui variaient beaucoup d'un endroit à un autre du même échantillon, avec des contact standard AuGeNi. De plus, la non reproductibilité du recuit et notamment les éventuelles pollutions possible (four de recuit, bâti de métallisation ...) à n'importe quel stade de la fabrication. Le premier point à vérifier est de savoir si les plots d'indium forment des contacts ohmiques. On fait une mesure $I(V)$ en deux fils avec une tension continue de -50mV à 50mV (cf figure 4.6), dans ce type de mesure on inclut la résistance des fils qui relient l'échantillon (à la température du cryostat) au haut de la canne, elle est de 110 ohms par fils. On utilise un convertisseur courant-tension avec un gain de 10^4 , pour le courant.

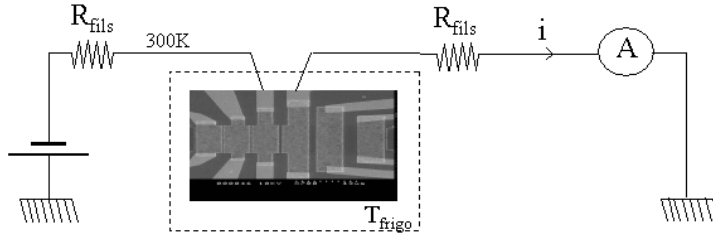


FIG. 4.6: Schéma du montage de mesure $I(V)$ 2 fils, la tension varie de -50mV à 50mV . La résistance de chaque fil allant du haut de la canne à l'échantillon est de 100 ohms environ.

A température ambiante, sans effet de la supraconductivité, les contacts doivent être parfaitement ohmiques (sur une échelle de tension de quelques centaine de mV). Une non linéarité pour des jonctions S/N, devrait apparaître à basse température ie inférieure à la température critique de l'indium. La mesure est ensuite faite à 4K , à la température de l'hélium liquide, sachant que la température critique de l'indium massif est de 3.4K , les contacts devraient encore être ohmiques, si il n'existe pas de barrière (ce qui n'est pas toujours le cas). Sur la figure 4.7, on a un exemple de mesure $I(V)$ en deux fils à différentes températures, sur une structure SNS, avec des plots d'indium de dimension $25 \times 100 \mu\text{m}$, espacés de $5 \mu\text{m}$. Les courbes de gauche représentent les mesures auxquelles nous avons soustrait

⁵A chaque fabrication, il y a plus d'une vingtaine d'échantillons exploitables.

la contribution de la résistance des fils et à droite la dérivée de ces courbes. Sur les courbes $I(V)$, le contact est parfaitement linéaire à 4K (voir figure 4.2), on obtient $R_{SN} \simeq 30\Omega$, en négligeant les résistances R_{acc} , R_C et R_{2DEG} . On a alors une première estimation de la transparence moyenne :

$$\langle T \rangle = \frac{R_0}{NR_{SN}} \quad (4.3)$$

$R_0 = 12.9k\Omega$ étant le quantum de résistance, $N = 2W/\lambda_F$, le nombre de canaux de conduction, on a $N=5000$ avec $W = 100\mu m$, et $\lambda_F = 40nm$, on en déduit que $\langle T \rangle \sim 0.085$. Bien sûr, ce n'est qu'un ordre de grandeur, il faudrait plus de précision sur la résistance avec une mesure 4 fils, pour retirer les résistances d'accès et des fils, des mesures plus précises seront faites par la suite (voir §4.5.1.2). D'autre part, on note une non linéarité à 1K et 100mK, cette structure est plus visible sur les courbes différentielles : la conductance diminue lorsque la tension tend vers 0, et cet effet est d'autant plus marqué que la température diminue.

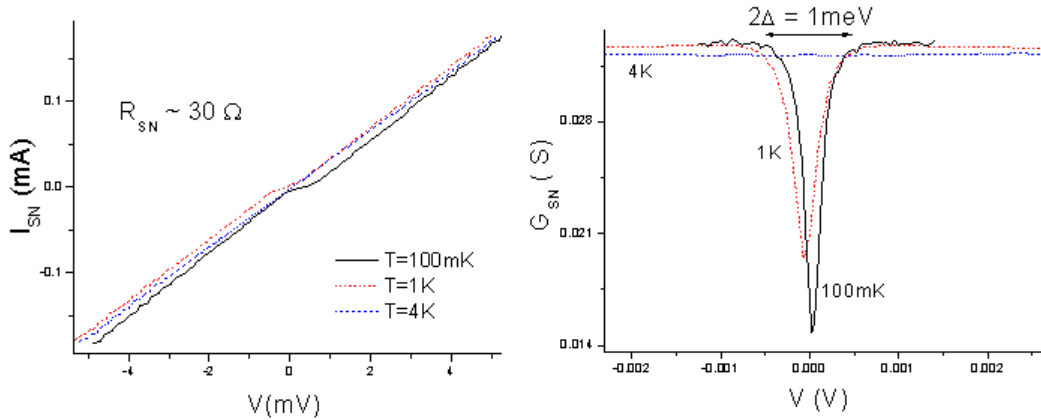


FIG. 4.7: Courbes expérimentales $I(V)$ à gauche et $dI/dV(V)$ à droite, en 2 fils, à 4K , 1K, et 100mK. Le contact est ohmique à 4K, une non linéarité due à l'effet de proximité apparaît à 1K et 100mK. La résistance à 100mK est de l'ordre de 30 ohms par contact SN. Sur la courbe de droite qui correspond à la dérivée de la première, on voit la non linéarité apparaître clairement, autour de $V=0$. Plus la température diminue et plus le pic est marqué : la conductance diminue, lorsque la tension tend vers 0, c'est en accord avec un effet de réflexions d'Andreev. On mesure un gap de l'ordre de 0.5meV, ce qui est proche de la valeur attendue (de l'ordre de 0.3meV).

Cela indique que c'est une marque due à la supraconductivité, car nous avons vu au chapitre 1, que la réflexion d'Andreev est un processus à deux particules, la probabilité de passage pour les deux quasiparticules est donc un terme en T^2 ,

ie d'ordre 2 en transmission. On passe donc d'un processus normal, où les électrons passent individuellement avec une probabilité égale à \mathcal{T} , à une probabilité proportionnelle à \mathcal{T}^2 . Pour $\mathcal{T} < 1$, on a une transmission moins bonne, et par conséquent une conductance plus faible à énergie nulle : ce qui correspond au comportement observé. La largeur du pic doit correspondre à la valeur du gap de l'indium diffusé dans le GaAs, la courbe montre un gap de l'ordre de 0.5meV, ce qui correspond à la valeur attendue. En effet la température critique de l'indium massif étant de 3.4K, le gap correspondant à très basse température, selon la théorie BCS, est donné par : $\Delta_0 = 1.76k_B T_C$, qui est alors de 0.5meV. L'indium diffusé peut avoir une température critique du même ordre (ce qui sera confirmé par la suite).

4.5 Jonctions In/2DEG et In/2DEG/In longues.

4.5.1 Mesure des caractéristiques linéaires.

La non linéarité sur les mesures en 2 fils I(V) semble indiquer un effet de la supraconductivité, il faut compléter la caractérisation des propriétés supraconductrices de l'indium : par exemple une mesure en 4 fils de type R(T) sur un plot d'indium permet d'observer la transition supraconductrice, nous pourrions ainsi comparer les valeurs de la température critique aux valeurs tabulées. De plus on peut comparer les mesures R(T) des jonctions SN au modèle BTK, afin de déterminer la transparence de l'interface. Les jonctions SNS longues (telles que $L \gg L_\varphi$) se comportent comme deux jonctions SN en série. Connaissant la résistance de nos structures ($\sim 100\Omega$), il faut choisir une polarisation en courant telle que aux bornes de la jonction, $eRI < k_B T$: on ne dépasse pas le μA en général. On réalise des mesures 4 fils ou 3 fils dans certains cas, de la résistance à l'aide de lock-in, à la fréquence de 33Hz. Pour la lecture de la température, on utilise trois résistances selon la gamme de température : une résistance de carbone de 300K à 4K, et une résistance en germanium de 4K à 100mK, et en RuO_2 de 1K à la température de base. Malheureusement le cryostat à dilution $^3He/^4He$ n'est pas adapté pour une prise de mesure lente entre 4K et 1K, c'est à priori la gamme de température qui nous intéresse : certaines structures de faible amplitude, sur les courbes R(T), peuvent être noyées par des effets d'inertie du thermomètre dus à une variation de la température trop rapide.

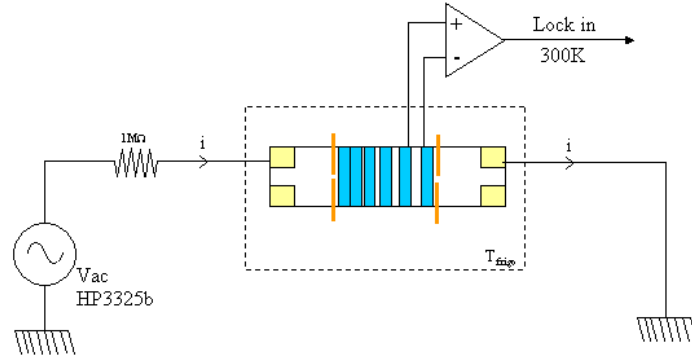


FIG. 4.8: Schéma du montage de mesure de la résistance au lock in, avec une polarisation en courant de $1\mu A$, pour des mesures de la résistance en fonction de la température, ou du champ magnétique.

4.5.1.1 Cas d'un plot unique.

La figure 4.9 correspond à la mesure de la résistance en 4 fils (voir schéma de câblage en insert) de plots d'indium, de largeur $d = 6\mu m$ et de longueur $W = 100\mu m$, correspondant à la largeur du mesa, en fonction de la température de 4K à 30mK, pour un échantillon issu de la couche UA18 (dont les caractéristiques ont été détaillées). Le courant de polarisation est de 40nA. Il y a deux variations abruptes de la résistance. On peut supposer que la première transition, qui a lieu à 3.2K correspond à la transition supraconductrice de l'indium massif dont la température critique est de 3.4K, on en déduit que l'indium a bien gardé ses propriétés supraconductrices, même après les différentes étapes de fabrications. Cette température critique correspond à un gap, d'après la relation donnée par la théorie BCS à basse température : $\Delta_0 = 1.76k_B T_C = 0.48meV$ ici pour l'indium massif. Mais il y a une deuxième transition, qui a lieu à 900mK ($\Delta_0 = 0.14meV$), celle ci peut correspondre à de l'indium moins pur, qui aurait diffusé dans le GaAs.

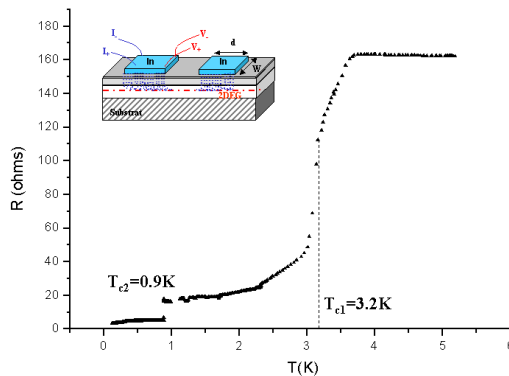


FIG. 4.9: Transition supraconductrice d'un plot unique d'indium, de dimension $6 \times 100\mu m$ par une mesure $R(T)$ en 4 fils. On voit deux transitions l'une à 3.2K et l'autre à 900mK à gauche. L'indium est bien supraconducteur, mais pour voir deux transitions il faut que les résistances soient en série. En insert schéma du câblage pour une mesure 4 fils.

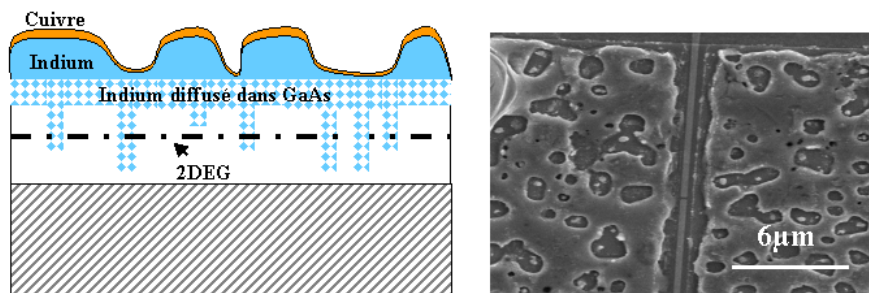


FIG. 4.10: A droite photo MEB, montrant la rugosité de deux plots d'In/Cu après un recuit. A gauche, schéma proposé pour expliquer l'allure des courbes $R(T)$ précédentes : l'indium forme des billes, et laisse par endroit des parties non supraconductrices, c'est ce qui expliquerait la présence des deux transitions supraconductrices : celle de l'indium pur et celle de l'indium diffusé dans le GaAs.

On ne peut pas expliquer la présence des deux transitions sur ces mesures, si on considère que le film d'indium massif recouvre de façon uniforme tout le plot. En effet nous ne verrions dans ce cas qu'une seule transition qui correspond à la transition de l'indium, car celui ci court circuiterait toutes les résistances qui se trouvent sous le plot en question. Pour qu'il y ait deux transitions, il faut que les résistances correspondant à l'indium massif et l'indium diffusé dans le GaAs soient en série. L'indium ayant une forte tension de surface à l'état liquide peut former des îlots plus ou moins grands, il apparaît alors des zones où il ne reste pratiquement plus d'indium ou très peu comme le montre le schéma de gauche sur la figure 4.10, la photo MEB, à droite montre la rugosité après diffusion d'un plot d'In/Cu : le cuivre sert à plaquer l'indium et permet de garder un film continu, malgré cette rugosité. Lorsque le film d'indium devient suffisamment fin sous le cuivre, il peut perdre ses propriétés supraconductrices par un effet de proximité inverse : il se forme donc des jonctions SNS courtes dans lesquelles la chute de potentiel se fait par l'indium diffusé dans le GaAs. On peut voir dans ce cas, les deux transitions supraconductrices des courbes précédentes. Nous verrons par la suite, que nous avons eu le même type de transitions supraconductrices dans des jonctions SNS courtes.

Nous voulons vérifier que l'indium diffuse de façon directionnelle et forme des filaments continus (pour garder des propriétés supraconductrices) jusqu'au gaz d'électron bidimensionnel (2DEG). Par exemple avec des images TEM (Transverse electron microscopy), pour lesquelles nos vérifications sont en cours : il faut préparer de fines couches de jonctions SN (coupées transversalement), par Faisceau d'Ions Focalisés (Focused Ion Beam FIB en anglais), dont les dimensions

sont de l'ordre de $1\mu m$, afin de pouvoir les caractériser. Chaudhuri et al. [26] ont utilisé des images TEM : ils ont montré que l'indium diffuse dans le GaAs selon des axes préférentiels, et forme des contacts ponctuels, sous forme de pics, avec le gaz d'électrons 2D. On voit une photo TEM haute résolution, à droite de la figure 4.11, montrant un seul 'pic' d'indium, qui a diffusé dans une hétérojonction AlGaAs/GaAs dont la surface est orientée (100). La diffusion de l'indium est guidée de façon préférentielle par les plans $\{111\}$. Ainsi ils proposent un mécanisme de conduction par effet tunnel : l'indium qui est directement en contact avec le gaz d'électrons déplete les électrons autour (ie forme une barrière Schottky), les électrons sont donc forcés de passer par effet tunnel, comme le montre le schéma à gauche de la figure 4.11 au niveau du pic T_1 : c'est ce qui constitue la transparence de l'interface SN. Lorsque la diffusion est importante, le gaz d'électrons sous le plot, est là aussi détérioré, la conduction des électrons peut se faire par les bords des plots d'indium.

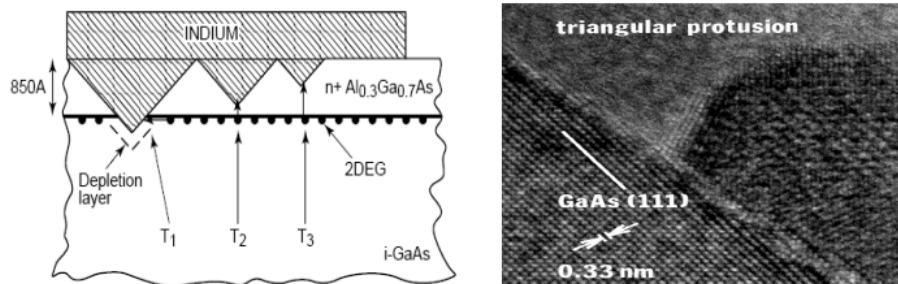


FIG. 4.11: A droite photo TEM de haute résolution, d'un seul 'pic' d'indium, qui a diffusé dans du AlGaAs d'orientation cristallographique (100), d'après Chaudhuri et al. [26]. La diffusion de l'indium est fortement guidée par les plans $\{111\}$. Les 'pic' d'indium déplètent le gaz d'électrons sous l'indium, la conduction des électrons de l'indium vers le 2DEG se fait par effet tunnel.

Dans les deux cas de figure (cf figure 4.10 et 4.11), l'indium diffuse selon des axes préférentiels dans le GaAs, sous forme de 'fils' ou de 'pics'. Marsh et al. [21] ont montré que l'étain diffusait également sous forme de filaments, d'un diamètre de l'ordre 100nm, espacés de 500nm environ, qui gardent leurs propriétés supraconductrices (dans une matrice normale). Il reste à caractériser l'interface S/2DEG, ie la qualité du contact avec le gaz d'électrons bidimensionnel, c'est le but du paragraphe suivant.

4.5.1.2 Cas d'une jonction SN : détermination de la transparence.

Le modèle BTK [27], décrit le cas des jonctions SN monocanal, par un paramètre unique Z sans dimension⁶, qui correspond à la transparence moyenne \mathcal{T} . Dans ce modèle, pour une très bonne transparence (limite balistique), la résistance diminue sous T_C , jusqu'à la moitié de la résistance normale R_{NN} pour $T=0$. Dans la limite tunnel (pour une transparence très faible), la résistance augmente exponentiellement à basse température. Nous rappelons l'expression de la résistance BTK :

$$G_{NS} = \frac{1}{R_{NS}} = G_{NN}(1 + Z^2) \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E} \right] [1 + A(E) - B(E)] dE \quad (4.4)$$

Avec $A(E) = R_{eh}$ (probabilité de réflexion d'Andreeev) et $B(E) = R_{ee}$ (probabilité de réflexion normale), G_{NN} la conductance à l'état normal, et $f_0(E)$ la distribution de Fermi. Pour la dépendance en température de la résistance nous tenons compte de celle du gap, qui est calculé de façon self consistante à partir de l'expression suivante :

$$\frac{1}{N(0)V} = \int_0^{k_B \Theta_D} \frac{\tanh[\frac{1}{2}\beta(\xi^2 + \Delta^2)^{1/2}]}{(\xi^2 + \Delta^2)^{1/2}} d\xi \quad (4.5)$$

Avec $N(0)$ la densité d'électrons au niveau de Fermi, V le potentiel d'interaction responsable des paires de Cooper, on a $(N(0)V)_{exp} = 0.29$ pour l'indium, et $\Theta_D = 109K$ la température de Debye. Pour une transmission moyenne \mathcal{T} , le rapport entre la résistance R_{SN} (ie ici pour $T=30mK$) et la résistance normale R_{NN} (ie pour $T > T_C$) est donné par :

$$\frac{G_{SN}}{G_{NN}} = \frac{2G_0 N \mathcal{T}^2 / (2 - \mathcal{T})^2}{G_0 N \mathcal{T}} = 2 \frac{\mathcal{T}}{(2 - \mathcal{T})^2} \quad (4.6)$$

Dans notre cas, nous devons tenir compte des résistances en série (cf figure 4.2). Nous avons d'abord, essayé de caractériser l'interface SN par un milieu désordonné⁷ : par exemple un milieu diffusif ou sale. On ajoute donc une distribution de transmission, ce qui permet de s'affranchir du paramètre Z : il reste un seul paramètre ajustable R_S . La distribution de transmissions n'est plus donné par $\rho(T) = \delta(T - \mathcal{T})$ dans le cas monocanal du modèle BTK, mais par $\rho(T) \propto 1/T\sqrt{1 - T}$ dans le cas d'une barrière diffusif [134], ou $\rho(T) \propto 1/\sqrt{T^3(1 - T)}$ dans la limite sale [135](le désordre près de l'interface SN peut être induit par exemple par la diffusion de l'indium). La figure 4.12 indique ces distributions de

⁶qui caractérise la force de la barrière

⁷A cause de la diffusion de l'indium.

transmission à gauche, et les courbes théoriques $R_{SN}/R_{NN}(T)$ selon BTK avec ces distributions de transmission à droite.

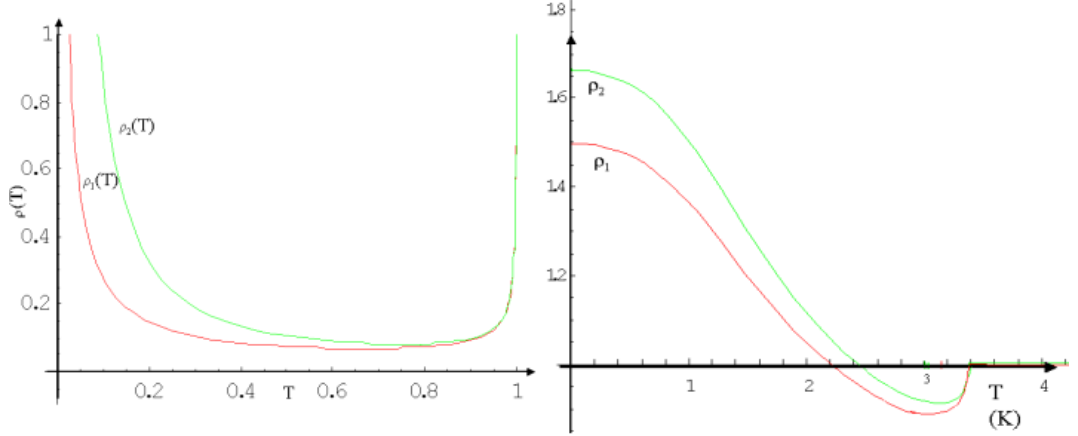


FIG. 4.12: A droite, distribution de transmission, données par $\rho_1(T) \propto 1/\sqrt{T^2(1-T)}$ dans le cas d'une barrière diffusive [134], et $\rho_2(T) \propto 1/\sqrt{T^3(1-T)}$ dans la limite sale [135]. A gauche, courbes théoriques $R(T)$ (normalisées) selon BTK, avec une distribution de transmission donnée par $\rho_1(T)$ et $\rho_2(T)$, pour une jonction SN. Le rapport $[R_{SN}/R_{NN}]_{th}$ est de 1.5 pour ρ_1 et de 1.62 pour ρ_2 .

A température nulle, on a :

$$G_{NN} = G_0 N \int_0^1 dT \rho(T) T \quad (4.7)$$

$$G_{SN} = G_0 N \int_0^1 dT \rho(T) \frac{2T^2}{(2-T)^2} \quad (4.8)$$

Avec $N = 2W/\lambda_F$ le nombre de canaux de conduction, et W la longueur du contact (ici la largeur du mesa).

Nous allons présenter différents échantillons auxquels nous avons appliqué ce modèle BTK avec des distributions de transmission. Seul la première jonction présente des ajustements théoriques qui conviennent aux mesures. Ces échantillons⁸ sont tous issus de l'hétérojonction U608 (dont les caractéristiques ont été

⁸La largeur du méso est la même pour tous : $w=50\mu m$.

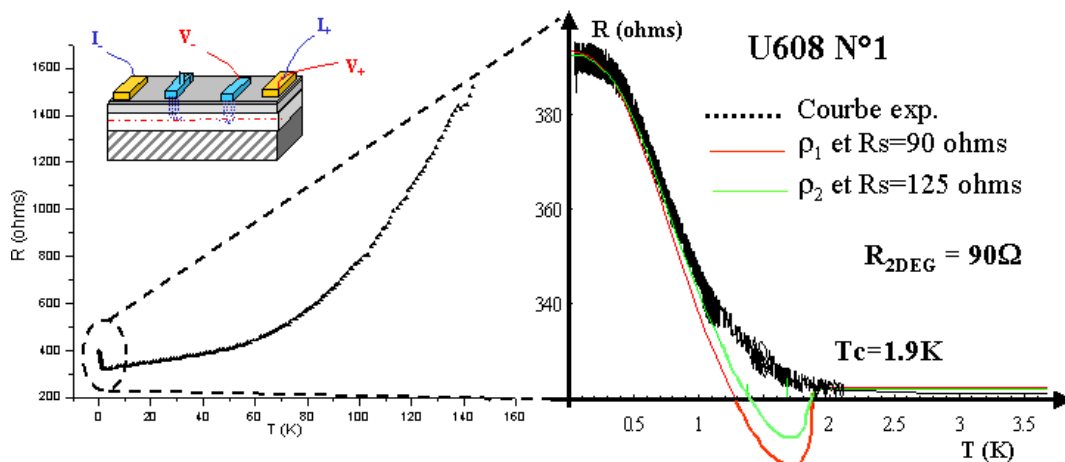


FIG. 4.13: Courbe expérimentale d'une mesure $R(T)$ sur une jonction SN, entre un plot d'In de dimension $100 \times 100 \mu m$, et un plot en AuGeNi, espacés de $150 \mu m$ environ, en 3 fils, sur l'hétérojonction U608 (cf insert pour le câblage). À gauche de 300K à 30mK, et à droite un agrandissement de 4K à 30mK. De 30mK à 4K, les mesures sont faites en réchauffant l'échantillon, d'où le bruit qui correspond à l'inertie du thermomètre par rapport à la température de l'échantillon. La résistance augmente de $T=4K$ à $T=30mK$. La courbe en noir représente les valeurs expérimentales et les courbes pleines correspondent aux fits BTK avec des distributions de transmission $\rho_1(T)$ dans la limite diffusiv et $\rho_2(T)$ dans la limite sale, le seul paramètre ajustable est la résistance en série. L'écart entre les courbes théoriques et les courbes expérimentales est important pour $T \sim T_C$: nos courbes ne montrent pas de minimum.

données précédemment), et trois d'entre eux (numérotés : N°1, N°3, et N°4) ont été fabriqués en même temps. Nous allons tout de même tous les présenter, afin de montrer la dispersion importante que nous avons observée.

La figure 4.13 indique des mesures $R(T)$ de 300K à 30mK (courbe de gauche), sur une jonction SN (appelée U608N°1). C'est une mesure en trois fils avec un courant d'excitation de $1 \mu A$, entre un plot d'In et un plot en AuGeNi, espacés de $150 \mu m$. De façon générale la résistance d'un gaz d'électrons bidimensionnel diminue en fonction de la température, car le nombre de collisions inélastiques électrons-phonons diminue aussi. C'est ce qu'on observe à l'état normal jusqu'à 20K environ sur notre courbe, ensuite la résistance stagne jusqu'à T_C . Les mesures entre 4K et 30mK (courbe de droite) ont été réalisées en chauffant l'échantillon très lentement, nous sondons par conséquent mieux le comportement de la résistance⁹.

⁹En descendant en température, la prise de données est plus rapide sur la gamme de température entre 4 et 1 Kelvin car c'est un cryostat à dilution $^3He/^4He$

Les mesures nous permettent de déterminer la température critique, et la résistance $R_{T>T_C}$, qui est la résistance totale : on a $R_{T>T_C} = R_{NN} + R_{2DEG} + R_S$ pour $T > T_C$. R_{NN} étant la résistance de l'interface 'SN' à l'état normal, et R_S la résistance en série qui varie selon le type de mesure. La résistance du gaz d'électrons est de l'ordre de 30 ohms par carré (voir mesure de magnétorésistance sur la croix de Hall), on a trois carré environ, d'où une résistance $R_{2DEG} \simeq 90$ ohms. On a $T_C = 1.9K$ d'où $\Delta_0 = 1.76k_B T_C = 0.29meV$ et $R_{T>T_C} = 322\Omega$. On peut estimer R_S et par conséquent R_{NN} à partir du rapport théorique $[R_{SN}/R_{NN}]_{th}$ pour les deux distributions (voir figure 4.12). En effet, on a $[R_{SN}/R_{NN}]_{th} = \alpha_{th}$, or nos mesures indiquent $R_{T\sim 0}/R_{T>T_C} = \alpha_{exp}$, et on a $R_{T>T_C} = [R_{NN}]_{th} + R_{Serie}$ et $R_{T\sim 0} = [R_{SN}]_{th} + R_{Serie}$ avec $R_{Serie} = R_{2DEG} + R_S$ d'où :

$$\frac{[R_{SN}]_{th} + R_{Serie}}{[R_{NN}]_{th} + R_{Serie}} = \alpha_{exp} \quad (4.9)$$

On en déduit que :

$$R_{Serie} = \frac{\alpha_{exp} - \alpha_{th}}{1 - \alpha_{th}} R_{T>T_C} \quad \text{et} \quad [R_{NN}]_{th} = \frac{1 - \alpha_{exp}}{1 - \alpha_{th}} R_{T>T_C} \quad (4.10)$$

On trouve $R_{Serie} = 190$ ohms pour ρ_1 , et $R_{Serie} = 265$ ohms pour ρ_2 , d'où $R_S = 100$ pour ρ_1 , et $R_S = 155$ pour ρ_2 . C'est bien l'ordre de grandeur trouvé sur les courbes de la figure 4.13. Les fits sont faits de telle façon que les courbes s'ajustent pour $T > T_C$, et $T=0$. Les courbes s'ajustent assez bien à la courbe expérimentale pour des températures comprises entre 0 et 1K, mais il reste un écart important entre $T=1K$ et $T = T_C$. Le creux de résistance est très marqué sur les courbes théoriques contrairement à nos mesures où la dépendance en température de la résistance est monotone. Nous n'avons observé de minimum de résistance près de T_C , sur aucun de nos échantillons. On en déduit que ce modèle n'est pas suffisant pour décrire notre système.

La figure 4.14 montre des mesures $R(T)$ pour lesquelles le fit BTK avec une distribution de transmission ne convient pas. Il s'agit de trois échantillons issus du même procédé de fabrication (et de la même hétérojonction U608). Le courant d'excitation est de $1\mu A$ pour tous ces échantillons, et les mesures sont faites en 2, 3, ou 4 fils. Les résultats sont bien sûr indépendants du type de mesure. On ne peut pas ajuster les valeurs de $R_{T>T_C}$ et $R_{T\sim 0}$ quelque soit la valeur des résistances en série. Ici les courbes théoriques sont tracées pour $R_S = 0$, et plus R_S augmente plus la valeur de $R_{T\sim 0}$ diminue. On en déduit que ces jonctions SN ne sont ni diffusives ni sales.

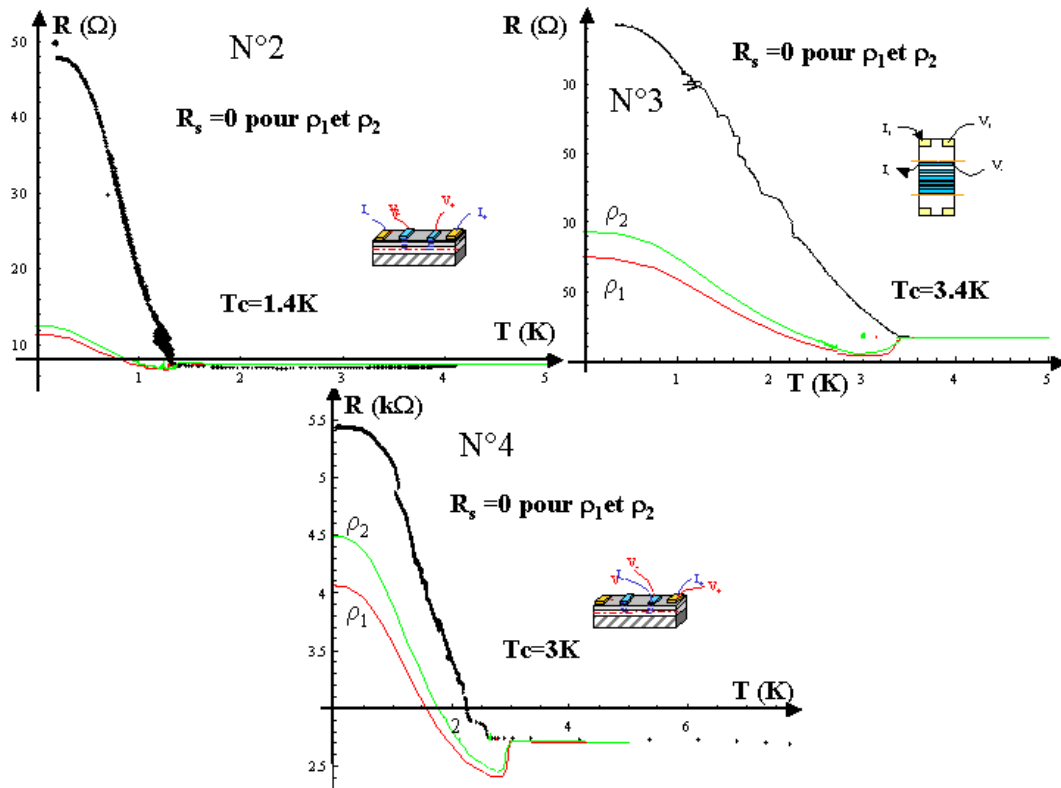


FIG. 4.14: Courbes expérimentales $R(T)$ et fits théoriques BTK avec des distributions de transmission, pour trois échantillons différents. On ne peut pas ajuster les valeurs de $R_{T>T_C}$ et $R_{T\sim 0}$ quelque soit la valeur des résistances en série. Ici les courbes théoriques sont tracées pour $R_S = 0$, et plus R_S augmente plus la valeur de $R_{T\sim 0}$ diminue.

On peut alors essayer de caractériser l'interface SN par une barrière tunnel ayant une transmission moyenne, telle que $T = \mathcal{T}$ pour tous les canaux de conduction¹⁰, comme dans le modèle BTK. On introduit le paramètre Z caractérisant la transparence moyenne de la barrière, il y a donc deux paramètres ajustables : Z et R_S . Nous allons utiliser ce modèle pour les mêmes échantillons que précédemment.

La figure 4.15 montre les mesures de l'échantillon U608N°1, avec des ajustements différents¹¹. Plus la résistance en série augmente, plus le minimum de résistance s'atténue, et la transmission moyenne diminue : cette fois on peut avoir un ajustement proche des mesures même pour $T \sim T_C$. La courbe la mieux

¹⁰C'est possible en raison du grand nombre de canaux de conduction : $N = 2W/\lambda_F \sim 2500$ canaux.

¹¹Cette courbe a été tracée séparément pour plus de clarté.

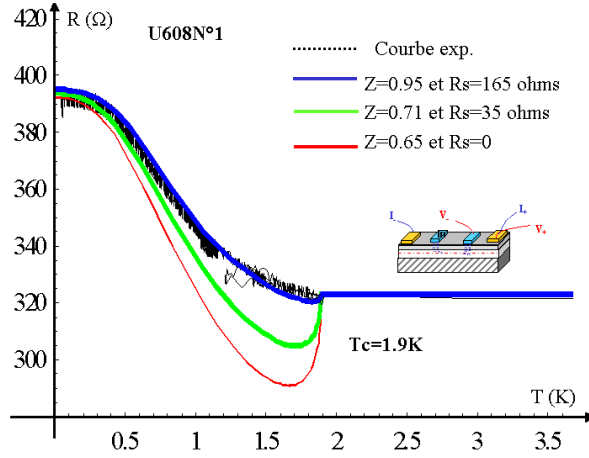


FIG. 4.15: Courbe expérimentale d'une mesure $R(T)$ sur une jonction SN, entre un plot d'In et un plot en AuGeNi, espacés de $150\mu m$ environ, en 3 fils, sur l'hétérojonction U608 (cf insert pour le câblage). La courbe en pointillés représente les valeurs expérimentales et les courbes pleines correspondent aux fits BTK, avec une transmission moyenne et une résistance en série.

ajustée est celle en bleu avec $Z=0.95$, d'où une transparence moyenne¹² $\mathcal{T} = 0.52$, et $R_S = 165$ ohms, on en déduit une résistance normale $R_{NN} = 67\Omega$. On peut comparer la valeur de cette transmission à celle obtenue par la formule de Landauer $\mathcal{T} = R_0/N R_{NN}$, avec N le nombre de canaux de conduction donné par : $N = 2W/\lambda_F \sim 2600$ canaux (ici $W=50\mu m$ et $\lambda_F = 38nm$), on obtient $\mathcal{T} \sim 0.036$ qui correspond à une transmission moyenne sur tous les canaux. Cette valeur est très inférieure à celle du fit BTK (avec résistance en série) : il y a par conséquent une incohérence sur le nombre de canaux. On en déduit qu'il doit y avoir une distribution de canaux, avec un nombre effectif de canaux N_{eff} qui contribuent à la résistance de l'interface. On peut estimer ce nombre à partir de la formule de Landauer : pour une transmission moyenne de 0.52, et une résistance normale de 67 ohms, on a $N_{eff} \sim 370 \ll N$. Si on reprend le schéma de la figure 4.11 proposé par Chaudhuri et al. [26] où l'indium diffuse sous forme de pics : seuls les pics atteignant le gaz d'électrons forment un contact SN, et contribuent au nombre de canaux de conduction. On peut ainsi comprendre que $N_{eff} \ll N$ pour l'échantillon N°1. Nous allons voir en présentant les résultats obtenus avec les autres échantillons que c'est une explication plausible.

La figure 4.16 montre la courbe $R(T)$ pour une jonction SN, issue de la même hétérojonction U608 (U608N°2), entre deux plots d'In, espacés de $10\mu m$,

¹²remarque : l'équation 4.6 donne une transparence moyenne $\mathcal{T} = 0.83$, pour un rapport $G_{SN}/G_{NN} = 1.2$, mais ce rapport ne tient pas compte de la résistance en série.

en quatre fils, avec des ajustements théoriques. Ces mesures correspondent à la superposition des points pris à la descente et à la montée en température : l'inertie du thermomètre a provoqué un décalage de la courbe autour de 1.4K, par conséquent nous avons raccorder les courbes de façon plus continue (avec des tirets). Nous obtenons ainsi la valeur de $T_C = 2K$ (qui reste bien entendu une approximation) correspondant à un gap de 0.3meV. La résistance normale est très faible $R_{T>T_C} = 7\Omega$, et on estime la résistance du gaz d'électrons, pour moins d'1/5 de carré, à $R_{2DEG} \sim 0.2\Omega$. Pour les ajustements théoriques, nous ne tenons compte que d'une seule jonction SN : on divise la résistance par deux. D'après ces valeurs, la résistance en série est faible : pour $R_S \sim 0$ et 3 ohms, les courbes sont presque confondues. Ce sont les plus proches de nos mesures, il y a donc une incertitude sur la transparence de cette jonction : avec $1.82 < Z < 2.15$, on a $0.18 < \mathcal{T} < 0.23$. On retrouve le même ordre de grandeur que pour l'échantillon précédent. D'après la formule de Landauer, le nombre effectif de canaux de conduction, pour une transmission moyenne de l'ordre de 0.2 est de $N_{eff} \sim 9200 > N$.

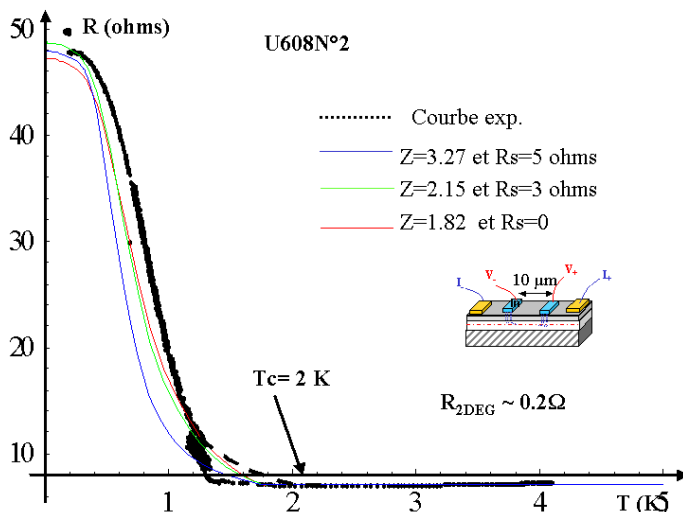


FIG. 4.16: Courbe expérimentale d'une mesure $R(T)$ sur une jonction SN, en 4 fils, sur l'hétérojonction U608 (cf insert pour le câblage). La courbe en pointillés représente les valeurs expérimentales et les courbes pleines correspondent aux fits BTK avec ou sans résistance en série. Les résistances en série sont très faibles, les ajustement dépendent moins de ce paramètre.

La figure 4.17 montre la courbe $R(T)$ pour une jonction SN, issue de la même hétérojonction U608 (U608N°3), entre un plot d'In et un plot en AuGeNi, espacés de $150\mu m$, en trois fils également, avec des ajustements théoriques. Il y a plusieurs points différents : la température critique est ici plus élevée, 3.4K ce qui correspond à un gap de $\Delta_0 = 0.51meV$. La résistance du gaz d'électrons est de

90 ohms environ (avec 3 carrés), et la résistance pour $T > T_C$ est de 116 ohms. L'ajustement pour $R_S = 0$ (ie uniquement la résistance du gaz d'électrons en série), et $Z=2.2$ est le plus proche de notre courbe, bien qu'il reste un écart assez important aux températures intermédiaires. On en déduit une résistance normale de 26 ohms, et une transparence moyenne de $\mathcal{T} = 0.17$. Nous pouvons comparer cette valeur à celle de l'échantillon U608N°1, mesuré en 3 fils également : bien que les résistances soient du même ordre de grandeur, la transparence est plus faible pour l'échantillon U608N°3, ce qui est directement lié à un rapport G_{NS}/G_{NN} plus grand pour ce même échantillon. D'après la formule de Landauer, le nombre effectif de canaux de conduction, pour une transmission moyenne de l'ordre de 0.17, et une résistance normale de 26 ohms, est de $N_{eff} \sim 2900$.

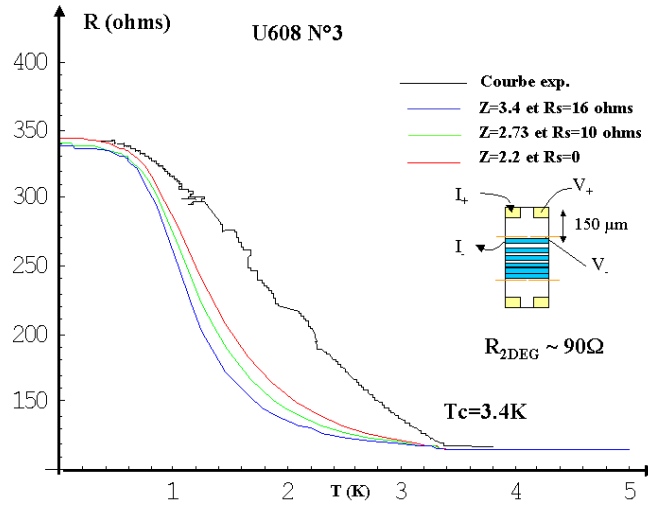


FIG. 4.17: Courbe expérimentale d'une mesure $R(T)$ sur une jonction SN, entre un plot d'In et un plot en AuGeNi, espacés de $150\mu m$ environ, en 3 fils, sur l'hétérojonction U608 (cf insert pour le câblage). Les mesures sont faites en réchauffant l'échantillon. La résistance augmente de façon monotone de 4K à 30mK : il y a bien un effet de proximité. La courbe en pointillés représente les valeurs expérimentales et les courbes pleines correspondent aux fits BTK avec ou sans résistance en série. Les résistances en série sont plus faibles que sur l'échantillon U608N°1, les ajustements dépendent moins de ce paramètre.

La figure 4.18 montre des mesures $R(T)$ sur U608(U608N°4), en deux fils, entre un plot d'In et un plot d'AuGeNi espacés de $150\mu m$, la température critique est fixée (d'après la courbe) à 3K pour les ajustements théoriques, ce qui correspond à un gap de 0.45meV. La résistance du gaz d'électrons est de l'ordre de 100 ohms, et la résistance des fils est de 120 ohms (par fil). Les résistances sont cette fois très importantes ($\sim k\Omega$) $R_{T>T_C} = 2.7k\Omega$ c'est un ordre de grandeur supérieur aux

échantillons précédents. Le meilleur ajustement est pour $Z=1.41$, $R_S = 1.51k\Omega$, et une résistance normale $R_{NN} = 1.19k\Omega$: le minimum de résistance disparaît. On en déduit une transparence de 0.33. Il reste un léger écart entre le fit et les mesures pour les températures intermédiaires. Ici le nombre effectif de canaux de conduction, pour une transmission moyenne de l'ordre de 0.33, et une résistance normale de $1.19k\Omega$, est de $N_{eff} \sim 32$.

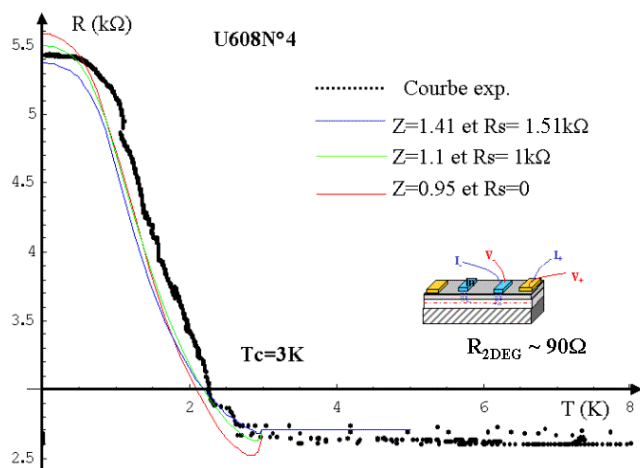


FIG. 4.18: Courbe expérimentale d'une mesure $R(T)$ sur une jonction SN, en 2 fils, sur l'hétérojonction U608 (cf insert pour le câblage). La courbe en pointillés représente les valeurs expérimentales et les courbes pleines correspondent aux fits BTK avec ou sans résistance en série. Dans ce cas l'ordre de grandeur des résistances ($\sim k\Omega$) est plus important, notamment à cause des résistances en série.

La figure 4.19 montre une mesure $R(T)$, en deux fils, sur un contact Nb/InAs-2DEG, sans diffusion, d'après [123]. Plus précisément, dans la partie normale, il s'agit d'une constriction de largeur $w=170nm$, qui correspond à un nombre de canaux de conduction $N=19$. Les cercles représentent les valeurs expérimentales et les autres courbes correspondent aux fits BTK avec des résistances en série, pour une transparence moyenne \mathcal{T} . La courbe pleine correspond à $R_S = 0$, les tirets à $R_S = 500\Omega$, et les pointillés à $R_S = 1000\Omega$. Le gap est fixé à 1.14 meV, les ajustements donnent une transparence moyenne de $\mathcal{T} = 0.72$, et un nombre de canaux $N \sim 9$. Ce nombre de canaux a été déduit de la résistance normale d'après la formule de Landauer : seul un nombre effectif de canaux contribue à la résistance de la jonction. Ils utilisent aussi une distribution de canaux, bien que le niobium soit en contact direct avec le gaz d'électrons. En insert, on voit la transition supraconductrice d'un film de niobium en deux fils. La différence essentielle avec nos mesures vient de la diminution de la résistance pour des températures

$\lesssim T_C$, alors que dans notre cas elle augmente directement. Mais il reste un écart entre les courbes théoriques du modèle BTK avec une résistance en série et les mesures. La résistance en série du meilleur ajustement, est de $1k\Omega$, c'est aussi une résistance importante, par rapport à la résistance de l'interface SN, même si il n'y a pas eu de diffusion du supraconducteur. Le fit BTK n'est pas capable, là aussi de rendre compte des mesures pour $T \sim T_C$.

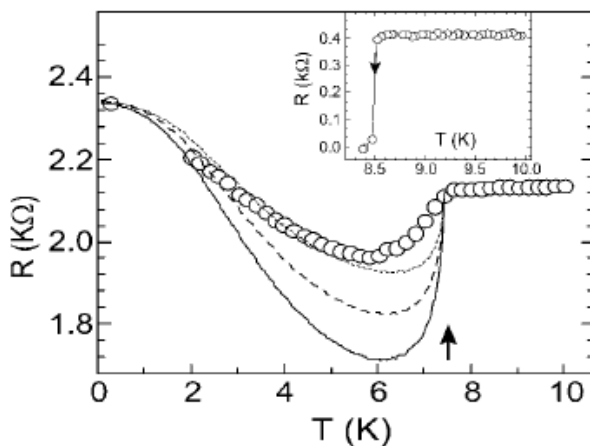


FIG. 4.19: Courbe expérimentale d'une mesure $R(T)$ en deux fils, sur une jonction SN, Nb/InAs-2DEG, d'après [123]. Les cercles représentent les valeurs expérimentales et les autres courbes correspondent aux fits BTK avec des résistances en série : la courbe pleine correspond à $R_S = 0$, les tirets à $R_S = 500\Omega$, et les pointillés à $R_S = 1000\Omega$. On considère une transmission moyenne. Le gap est fixé à 1.14 meV, les ajustements donnent une transparence moyenne de $\mathcal{T} = 0.72$, et un nombre de canaux $N \sim 9$. En insert, on voit la transition supraconductrice d'un film de niobium en deux fils.

Nous avons résumé toutes ces données dans le tableau ci dessous. Nous n'avons vu de minimum de la résistance, près de T_C , sur aucune de nos courbes. L'ajout d'une résistance en série diminue ce creux de résistance. Nous avons relevé des caractéristiques très différentes pour des échantillons *fabriqués en même temps* (échantillons N°1, N°3, et N°4) :

- Les températures critiques varient notablement (de 1.9 à 3.4K) : ce qui prouve l'inhomogénéité de la diffusion de l'indium lors du recuit. Par conséquent, il existe une distribution de gap. Nous vérifierons ce résultat par la suite, avec les mesures $R(T)$ sur des jonctions SNS courtes.
- Les transparences moyennes obtenues vont de 0.17 à 0.52 ce qui prouve encore une fois l'inhomogénéité de la diffusion.
- Les résistances en série $R_S = R_C + R_{accés}$, varient (indépendamment du

type de mesure) de 1Ω à $1.6k\Omega$ environ et les résistances normales R_{NN} de 2Ω à $1.2k\Omega$, on en déduit que la résistance entre le plot d'indium et le gaz d'électrons bidimensionnel notée R_C est nulle : ce sera confirmé par la suite avec les mesures $R(T)$ montrant des transitions supraconductrices sur de jonctions SNS courtes : nous verrons qu'il s'agit de la transition des fils d'indium diffusés dans le GaAs qui se court-circuitent.

- Le nombre de canaux effectif varie de 32 à 2900, ce qui montre de nouveau l'inhomogénéité de la diffusion de l'indium. La quantité de pics atteignant le gaz d'électrons change d'un endroit à l'autre de l'échantillon.

Pour conclure, nous avons en partie caractérisé ces interfaces SN : on peut affirmer à ce stade, qu'elles ne sont ni diffusives, ni sales. Il ne s'agit pas non plus d'une barrière tunnel de transmission moyenne \mathcal{T} , si on tient compte de la contribution de tous les canaux de conduction. En revanche, en introduisant une distribution de canaux, le modèle BTK avec une transmission moyenne \mathcal{T} , et une résistance en série peut éventuellement convenir. On peut l'expliquer en reprenant un schéma de diffusion directionnelle de l'indium sous forme de pics : le nombre de canaux de conduction est proportionnel au nombre de pics qui atteignent le gaz d'électrons bidimensionnel. L'ordre de grandeur des transmissions moyennes obtenues, est le même pour tous ces échantillons, on en déduit que pour un nombre de canaux effectifs donné, la transmission moyenne est la même. Cependant, il reste difficile d'ajuster nos courbes expérimentales notamment près de T_C , ce qui indique que ce modèle n'est pas suffisant pour décrire notre système, il manque certainement un paramètre important : par exemple la distribution du gap. En effet, la dépendance en température vient essentiellement de la distribution de Fermi et du gap : par conséquent, une distribution du gap joue un rôle sur le comportement des caractéristiques $R(T)$. Malheureusement, c'est un paramètre difficile à déterminer.

Ech.	$T_C(K)$	$R_{NN}(\Omega)$	$\frac{G_{NS}}{G_{NN}}$	$R_S(\Omega)$	\mathcal{T}	N_{eff}
U608N°1	1.9	67	1.2	165	0.52	370
U608N°2	1.8	2	12.8	~ 1	0.17 à 0.23	9200
U608N°3	3.4	26	3.3	10	0.17	2 900
U608N°4	3	1200	2	1500	0.33	32
ref [123]	7.8	1160	1.07	1000	0.72	9

4.5.2 Mesures de la magnétorésistance.

Il est intéressant de déterminer les champs critiques de ces jonctions, nous pourrions les comparer au champ critique de l'indium massif.

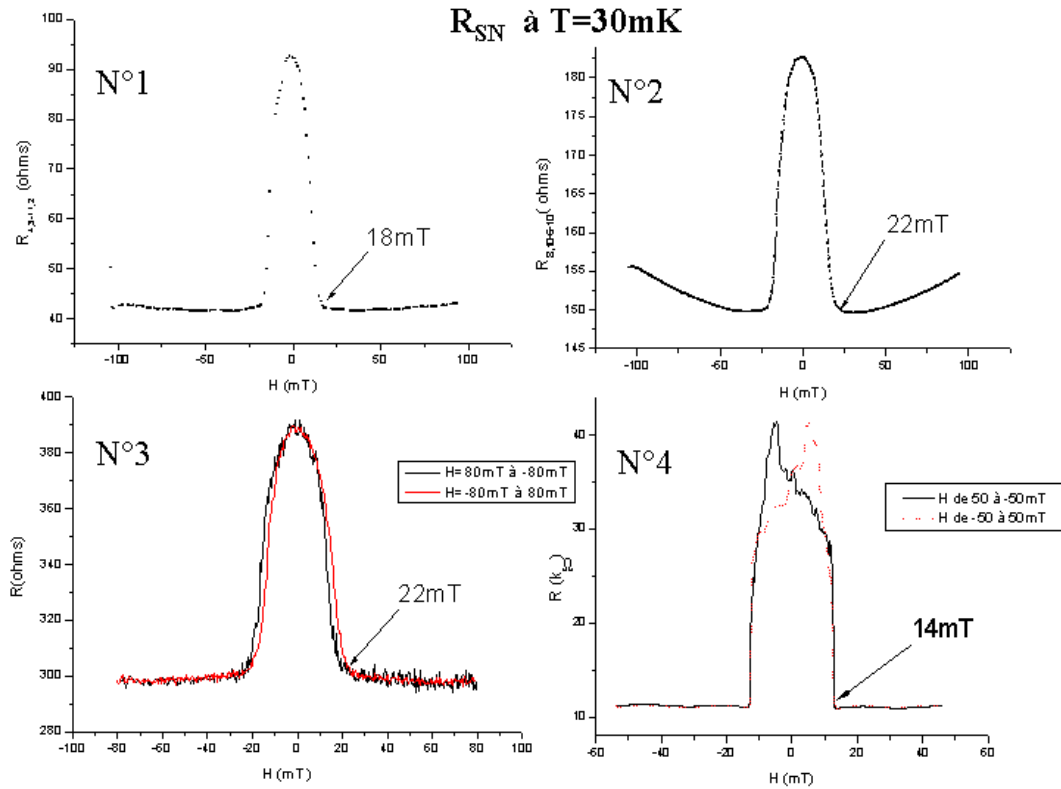


FIG. 4.20: Courbe de magnétorésistance pour une jonction SN à $T=30mK$. Les courbes sont symétrisées pour ajuster le 'zéro' du champ magnétique dû au champ rémanent de la bobine. Il y a un léger hystérésis en champ magnétique visible sur la courbe N°3.

La figure 4.20 indique des mesures $R(H)$ pour quatre jonctions SN différentes. On retrouve sur les quatre courbes, le même comportement, ie une diminution de la résistance lorsque le champ magnétique augmente jusqu'à $H_C = 14$ à $22mT$, pour ces échantillons, ce qui correspond au même ordre de grandeur que le champ critique de l'indium massif (qui est de $28mT$). Sur la courbe N°2 il y a une remontée de la résistance avec le champ magnétique qui correspond à un comportement 'classique' de magnétorésistance en H^2 . Ces courbes ont été symétrisées par rapport à 0 afin de tenir compte du champ rémanent dû à l'hystérésis de la bobine supraconductrice. On remarque aussi une asymétrie pour la courbe N°4, dont on ne comprend pas l'origine.

Pour conclure, nous avons corroboré la mise en évidence l'effet de proximité par des mesures en champ magnétique, et nous avons retrouvé le même ordre de grandeur pour les champs critiques que nos résultats précédents (10 à 20mT cf § 4.5.2.1). On note aussi qu'il existe une distribution de champ magnétique critique, ce qui corrobore la distribution de gap qui semblait nécessaire pour expliquer le comportement en température.

4.5.3 Mesures de la résistance différentielle.

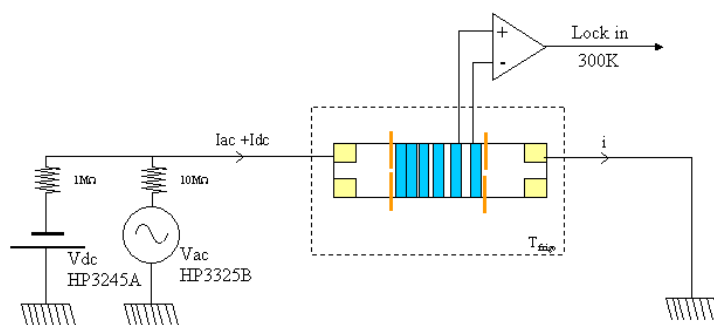


FIG. 4.21: Schéma du montage de mesure de la résistance différentielle $dV/dI(I)$ au lock in, avec un courant d'excitation de $0.1\mu A$ et une rampe continue de $-20\mu A$ à $20\mu A$.

La figure 4.21, montre le schéma du dispositif de mesure de conductance différentielle en fonction du courant, qui utilise aussi des lock in, mais cette fois la tension de polarisation possède une composante continue, et une composante alternative. L'avantage de ce type de mesure différentielles $dV/dI(V)$, est que les structures éventuelles sur les courbes sont plus marquées que pour des mesures $V(I)$. Selon le modèle BTK, dans la limite balistique la résistance diminue fortement jusqu'à un minimum près de $V = \Delta/e$, et ensuite la résistance augmente pour des énergies inférieures au gap. Nous n'avons pas ce type de comportement non monotone sur nos courbes expérimentales. En effet la résistance est constante aux fortes tensions, et elle croît directement, à une tension proche du gap, jusqu'à un maximum pour une tension nulle. Nous allons présenter quatre échantillons différents, ce ne sont pas les mêmes que pour les mesures $R(T)$ sauf pour le N°4.

La figure 4.22 montre des courbes expérimentales de résistance différentielle, auxquelles la contribution des résistances en série a été retirée (voir schémas figure 4.2), pour quatre échantillons différents en mesure 2, 3 ou 4 fils, à une température de 30mK. La résistance en série change la valeur du gap, par conséquent une erreur sur la valeur de R_S implique une erreur sur la valeur du gap. L'allure

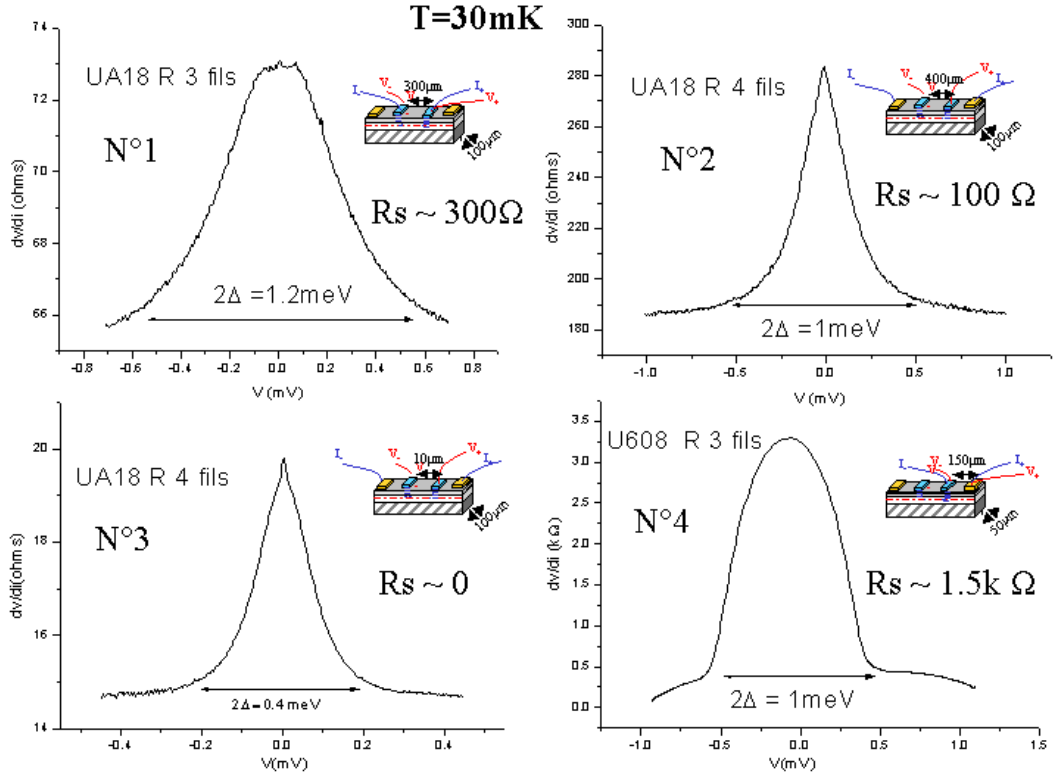


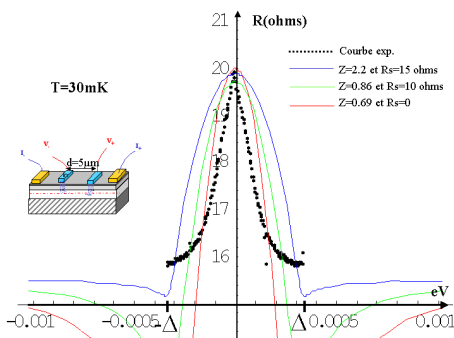
FIG. 4.22: Courbes de la résistance différentielle $dV/dI(V)$ pour différents échantillons, à $T=30\text{mK}$, pour lesquels nous avons retiré la contribution de la résistance en série. Le minimum en Δ n'apparaît pas du tout sur ces courbes. L'allure générale des courbes est la même : la résistance augmente pour des énergies inférieures au gap. La largeur des pics, qui correspond à deux fois le gap, va de 0.4 à 1.2 meV : c'est bien l'ordre de grandeur trouvé par les mesures $R(T)$ précédentes.

générale des courbes est la même, malgré les différences de courbure aux tensions faibles. Pour la courbe N°4, cela peut être dû à un effet thermique : en effet pour $i_{ac} = 0.1\mu\text{A}$, $eRi_{ac} \sim 0.2\text{meV}$, ce qui correspond à une température de 2K, or les mesures sont faites à 30mK. La non linéarité due à l'effet de proximité, sur les courbes $I(V)$ apparaît pour des énergies proches du gap, ici sur les courbes différentielles, la largeur du pic correspond à deux fois le gap : les gap mesurés vont de 0.2 à 0.6meV c'est bien l'ordre de grandeur trouvé à partir des mesures $R(T)$ (bien que les échantillons soient différents). Nous verrons par la suite, grâce aux mesures $R(T)$ pour les structures SNS, que nous retrouvons des valeurs similaires de gap. On remarque que les résistances en série ajoutée ne sont pas uniquement liées au type de mesure : pour l'échantillon N°4, nous avons repris la valeur de la résistance en série trouvée grâce aux mesures $R(T)$, ie $\sim 1.5k\Omega$,

or la résistance des fils n'est que de 200 ohms environ, il y a par conséquent une résistance d'accès très importante. L'ordre de grandeur des résistances d'accès et de contact sont très variables d'un échantillon à l'autre : il y a trois ordres de grandeur de différence entre les échantillons N°3 et N°4. Tous ces résultats sont résumés dans le tableau suivant. De plus, on peut noter que sur la courbe N°4, il y a une légère dissymétrie, qui peut être due à une éventuelle barrière Schottky.

2DEG	R_S	Δ_{mes}
UA18 N°1	300 Ω	0.6meV
UA18 N°2	100 Ω	0.5meV
UA18 N°3	~ 0	0.2meV
U608 N°4	1.5k Ω	0.5meV

FIG. 4.23: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$, pour des plots d'indium de dimension $25 \times 100\mu m$, espacés de $5\mu m$, avec un courant d'excitation ac de $0.1\mu A$ et une rampe continue de $-20\mu A$ à $20\mu A$. les courbes pleines correspondent aux fits BTK, de bas en haut on a $Z=0.69$ sans résistance en série; $Z=0.86$ avec une résistance en série de 10Ω ; et enfin $Z=2.2$ et $R_S=15\Omega$.



Nous avons fait des ajustements théoriques, grâce au modèle BTK avec des résistances en série, et des transmissions moyennes, pour deux de ces échantillons. Pour UA18N°3 (voir figure 4.23) dont le gap est de l'ordre de 0.2meV , il s'agit de 2 plots supraconducteurs de dimension $25 \times 100\mu m$, espacés de $6\mu m$, que l'on peut considérer ici comme deux jonctions SN en série¹³, avec une résistance normale de 15.5 ohms . sachant que la résistance du gaz d'électron à basse température ($<4\text{K}$) est environ de 30 ohms par carré, pour $1/20^{ime}$ de carré, on aura 1 ohm environ. Les résistances en série sont de $0, 10, \text{ et } 15\text{ ohms}$, avec des transparences qui diminuent lorsque la résistance en série augmente. Quelque soit la valeur de cette résistance, les courbures des mesures expérimentales et celles des courbes

¹³Si il s'agissait d'une jonction SNS courte, nous aurions vu un supercourant

théoriques ne s'ajustent pas pour les tensions proches de zéro. De plus, lorsque la résistance en série est nulle, la courbe théorique possède deux minima très marqués pour des tensions proches du gap, qui n'apparaissent pas sur nos mesures.

Pour l'échantillon U608N°4 (voir figure 4.24), nous avons repris le résultat de la mesure $R(T)$ fait précédemment sur le même échantillon (voir figure 4.18) : un gap $\Delta_0 = 0.45\text{meV}$, une résistance en série de $1.51\text{k}\Omega$, et $Z=1.41$. On voit qu'il y a toujours un creux de résistance pour ces paramètres. Lorsque la résistance en série augmente le minimum autour de T_C disparaît : ici pour $R_S = 2.35\text{k}\Omega$, et $Z=3.7$, on en déduit une valeur de transmission moyenne de $\mathcal{T} \sim 0.15$, alors que nous devrions trouver le même résultat qu'avec les mesures $R(T)$, ie 0.33. Cette différence montre bien que le modèle BTK avec une résistance en série ne décrit pas correctement notre système. On peut se demander une fois de plus, si un modèle avec une distribution de gap ne serait pas plus convenable : en effet celui-ci changerait les échelles en énergie autour de la valeur de Δ .

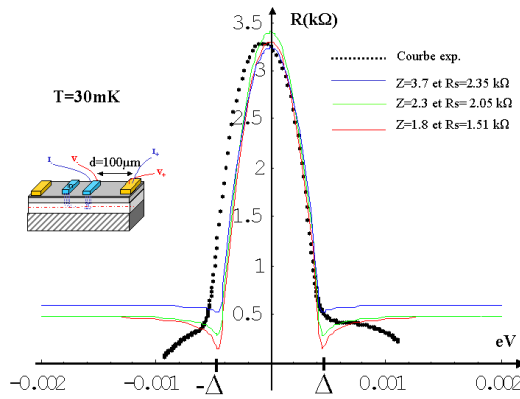


FIG. 4.24: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$ au lock in, entre un plot d'indium de dimension $25 \times 50\mu\text{m}$, et un plot AuGeNi, espacés de $150\mu\text{m}$, avec un courant d'excitation ac de $0.1\mu\text{A}$ et une rampe continue de $-2\mu\text{A}$ à $2\mu\text{A}$. les courbes pleines correspondent aux fits BTK, de bas en haut on a $Z=0.95$ sans résistance en série ; $z=1.1$ avec une résistance en série de $1\text{k}\Omega$; et enfin $Z=1.41$ et $R_S=1.85\text{k}\Omega$.

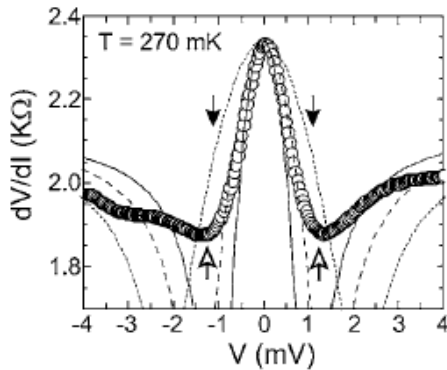


FIG. 4.25: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$ à $T=270\text{mK}$ d'après [123] pour des contact Nb/InAs-2DEG. Les cercles correspondent aux mesures, et les autres courbes aux fits BTK, avec des résistances en série $R_S = 0$ (trait plein), $R_S = 500$ (tirets), $R_S = 1000\Omega$ (pointillés), le gap est fixé à 1.14meV , et la transparence de l'ordre de 0.72.

Ce comportement a également été observé par B.R. Choi et al [123], sur des contacts Nb/InAs-2DEG déjà cités, la courbe $dV/dI(V)$ de la figure 4.25 possède

des minima autour du gap, mais ils ne sont pas aussi marqués qu'avec le modèle BTK. Plus la résistance en série augmente, plus les minima s'atténuent, mais l'allure de la courbe à tension nulle s'arrondie.

Nous avons essayé de faire une étude quantitative de nos jonctions SN, mais compte tenu de l'écart entre les courbes théoriques du modèle utilisé, et les courbes expérimentales, il est intéressant de faire une étude qualitative. Par exemple, avec l'effet du champ magnétique sur la résistance différentielle, c'est le but du paragraphe suivant.

4.5.3.1 Dépendance en champ magnétique.

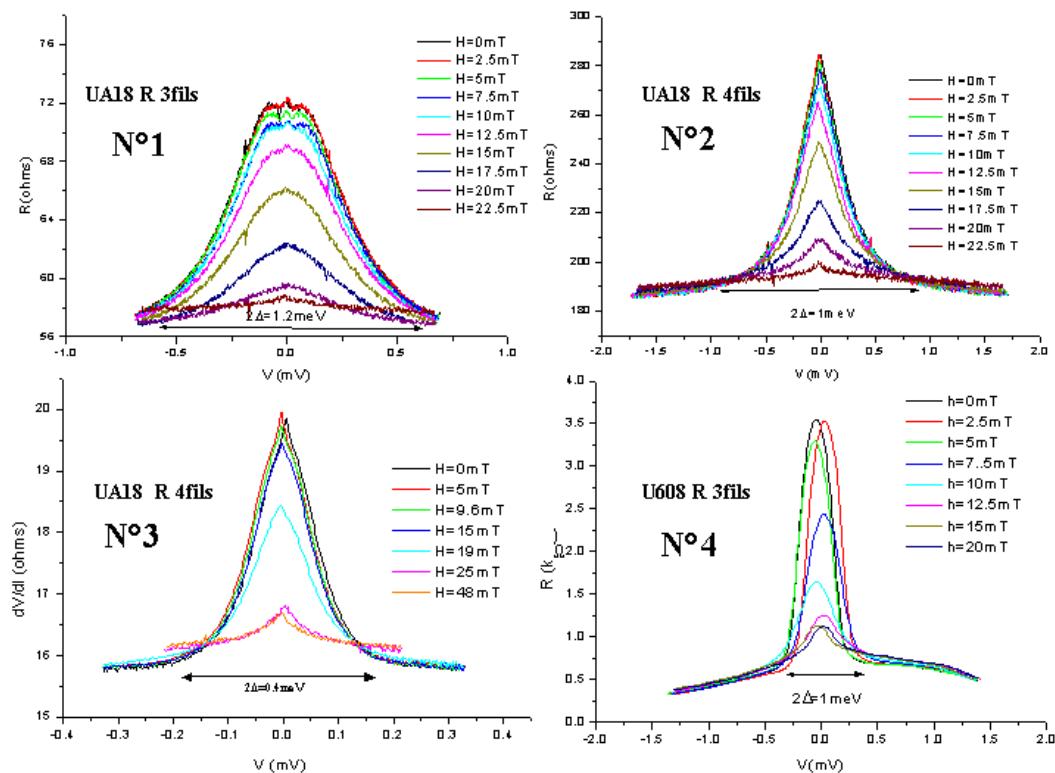


FIG. 4.26: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$ en trois ou quatre fils, en fonction du champ magnétique, pour différents échantillons, dont trois sur l'hétérojonction UA18, et un sur U608. Sur les quatre graphes, l'amplitude du signal diminue avec le champ (de haut en bas), c'est bien un effet de la supraconductivité. Les champs appliqués sur les quatre échantillons sont du même ordre de grandeur.

Nous avons vu au chapitre 1, que la réflexion d'Andreev est un phénomène réversible par inversion dans le temps : l'électron et le trou de la paire d'Andreev sont symétriques par inversion dans le temps. L'application d'un champ magnétique brise cette inversion, et tue les réflexions d'Andreev, ce qui diminue par conséquent l'effet de proximité. Nous pouvons ainsi vérifier que les structures sur les courbes expérimentales sont bien issues de la réflexion d'Andreev. La figure 4.26 indique, pour les mêmes échantillons que dans le paragraphe précédent, des mesures de résistance différentielle $dV/dI(V)$ en 2, 3 ou 4 fils, à différents champ magnétique, appliqués perpendiculairement à la surface de l'échantillon. Les champs appliqués vont de 0 à 48mT. Sur tous les graphes, plus le champ magnétique augmente, plus la résistance à tension nulle diminue (de haut en bas). La diminution de l'amplitude du signal à tension nulle confirme qu'il s'agit bien d'un effet de proximité. Pour des champs de l'ordre de 20mT, l'amplitude du signal à tension nulle chute rapidement, et au delà de 25mT, le comportement de la résistance ne varie plus. Le champ critique de l'indium massif est de 28mT, ici on peut considérer, compte tenu de l'état du matériau¹⁴, que le champ critique est inférieur ou égal à cette valeur : ce qui est en accord avec nos résultats. Cependant, il reste toujours un pic de résistance même au dessus du champ critique, que l'on ne comprend pas.

4.5.3.2 Dépendance en température.

Nous avons vérifié ce résultat précédent en fonction de la température. Ce type de mesure est un peu plus délicat à réaliser, car nous contrôlons mal la température entre 1K et 4K, c'est malheureusement la gamme de température de nos transitions supraconductrices. L'idée est la même : plus la température augmente, plus on tue la supraconductivité, d'où un effet de proximité moins important. La figure 4.27 indique, les courbes $dV/dI(V)$ à différentes températures, pour deux échantillons différents, auxquelles les contributions des résistances en série sont retranchées. A droite, il s'agit du gaz d'électron UA18 (le même que sur les courbes en champ magnétique Fig. 4.26, appelé UA18N°3), et à gauche, c'est un échantillon de la couche U600. Bien que ces échantillons soit différents, l'effet de la température est le même sur les deux courbes : plus la température augmente, plus le pic de résistance diminue. On corrobore ainsi les résultats obtenus jusqu'à présent : il s'agit bien d'un effet de proximité, du à la supraconductivité. Les gap mesurés (échantillon N°1 avec 0.2meV et échantillon N°2 avec 0.5meV) sont du bon ordre de grandeur. L'échantillon U600 est le plus résistif, et présente une légère dissymétrie, dont on ne connaît pas l'origine.

¹⁴A cause des différentes étapes de fabrication

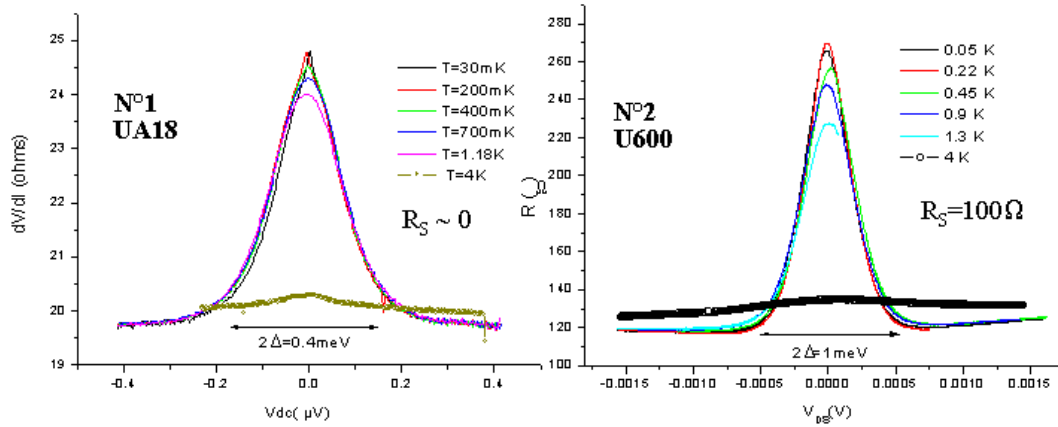


FIG. 4.27: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$ en fonction de la température, pour deux échantillons différents. L'amplitude du signal diminue avec la température, c'est bien un effet de la supraconductivité. Il reste cependant une bosse à 4K qui rappelle celle en champ magnétique fort. Les gaps mesurés sont de 0.2 meV pour l'échantillon N°1 et 0.5meV pour l'échantillon N°2, c'est bien l'ordre de grandeur attendu. On remarque une légère dissymétrie (en tension) sur la courbe N°2 qui est peut être due à la présence d'une barrière Schottky.

4.5.3.3 Mise en évidence d'un "ZBA".

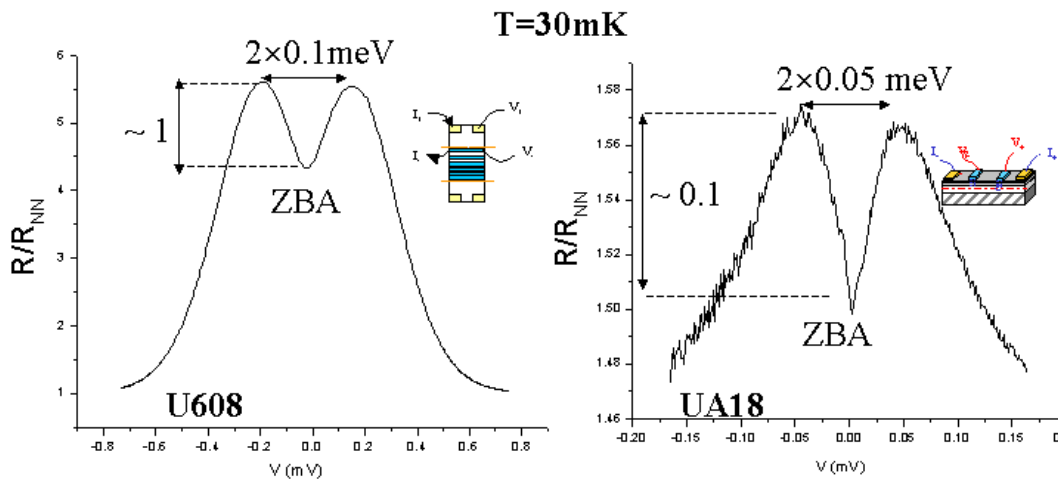
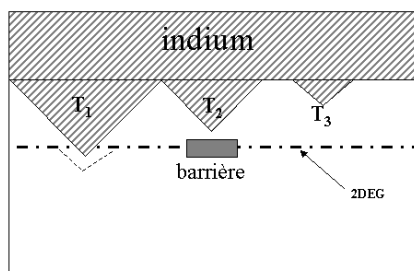


FIG. 4.28: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$, avec une diminution de la résistance à tension nulle qui rappelle le ZBA de l'expérience de Kastalsky [60].

Des mesures $dV/dI(V)$ sur deux échantillons différents, issus des hétérojonctions UA18 et U608 montrent une diminution de la résistance à tension nulle. Ces mesures rappellent le 'Zero Bias Anomaly' ZBA, de l'expérience de Kastalsky [60], faite sur des jonctions Nb/InGaAs (voir figure 1.10) : les électrons passent par effet tunnel sans être réfléchis. Ce que Kastalsky a interprété comme un supercourant, a été réinterprété par Van Wees et al. [61] en tant qu'interférences constructives de paires d'Andreev cohérentes. Un électron normal, arrivant à l'interface SN, avec une énergie inférieure au gap, subit partiellement une réflexion d'Andreev (avec une probabilité en \mathcal{T}^2) d'autant plus petite que la transparence \mathcal{T} est petite, il peut aussi subir une réflexion normale, celle ci ne contribuera pas à la conductance de la jonction. Le point essentiel est lié à la présence du désordre, qui permet par des collisions élastiques, de réfléchir de nouveau les électrons vers l'interface SN, ce qui confine les électrons près de l'interface. Par conséquent, l'électron peut subir encore une fois une réflexion d'Andreev, ou une réflexion normale, et ainsi de suite... Il peuvent subir un grand nombre de réflexions normales, avant de faire une réflexion d'Andreev. Les électrons gardent leur mémoire de phase, ainsi que la symétrie par inversion dans le temps des paires électrons-trous, car les processus de réflexion d'Andreev, de réflexion normale, et les collision élastiques dues au désordre sont des processus cohérents. L'ensemble de ces paires d'Andreev peuvent donc interférer constructivement, c'est ce qui explique le pic de conductance à tension nulle, observé dans l'expérience de Kastalsky. L'application d'un champ magnétique ou d'une tension, change la phase relative de la paire e-h, ce qui détruit les interférences constructives, d'où la diminution rapide du pic dès qu'un de ces paramètres augmente. Dans notre cas il ne s'agit pas, a priori, de jonction SIN diffusive, mais balistiques, pour lesquelles il n'y a aucune raison de voir du reflectionless tunneling. Les courbes de la figure 4.28, donnent la résistance différentielle normalisée par rapport à la résistance normale, en fonction de la tension, sur deux échantillons issus des couches UA18 et U608. A gauche de cette figure, il s'agit de l'échantillon U608, pour lequel les mesures ont été faites, à 30mK, en trois fils, c'est une simple jonction SN, dont le plot normal est à $150\mu m$ du plot supraconducteur. A droite, il s'agit de l'échantillon UA18, dont les mesures, ont été faites à 30mK également, cette fois en en quatre fils, sur une jonction SNS, dont les plots sont espacés de $5\mu m$. Il y a clairement un creux de résistance à tension nulle (ou pic de conductance), qui rappelle le 'ZBA'. Ce résultat sous entend qu'il existe du désordre près de l'interface entre le supraconducteur et le gaz d'électrons bidimensionnel : le recuit de l'indium servant à le faire diffuser jusqu'au 2DEG doit en être la cause, mais il faut que cette région désordonnée reste confinée près de l'interface. La différence essentielle entre les deux courbes de la figure 4.28, réside dans l'ordre de grandeur de l'effet ZBA : sur la courbe de gauche, on a $R_{max}/R_{NN} \sim 1$, alors que sur la courbe de droite $R_{max}/R_{NN} \sim 0.1$. Ces ordres de grandeur différents sont en partie liés à la trans-

parence du contact SN, qui est de 0.17 pour l'échantillon U608, et de 0.35 pour l'échantillon UA18 : on en déduit que plus la transparence est faible, plus l'électron incident subit de réflexions normales, par conséquent l'effet ZBA est plus marqué.

FIG. 4.29: Schéma de diffusion de l'indium proposé par Chaudhuri et al. [26] : l'indium diffuse, dans le GaAs orienté (100) le long d'axes préférentiels qui sont orientés $\{111\}$. Les pics formés déplettent le gaz d'électrons, et la conduction se fait par effet tunnel. Les électrons peuvent être confinés entre le pic T_1 et la barrière formée par le pic T_2 tout en restant cohérents : il peut ainsi y avoir du reflectionless tunneling.



Si on reprend le schéma proposé par Chaudhuri et al. [26] (voir figure 4.29, pour un gaz d'électrons bidimensionnel à 100nm de la surface, la diffusion latérale de l'indium est de l'ordre de la centaine de nm aussi. Sur la figure l'interface SN est caractérisée par les pics qui ont atteint le gaz d'électrons : il y a formation d'une barrière à travers laquelle les électrons passent par effet tunnel (pic T_1). Les pics n'ayant pas atteint le gaz d'électrons (par exemple le pic T_2), et qui sont suffisamment proches de celui ci, forment une barrière : les électrons peuvent être rétro-réfléchi vers l'interface SN, ce qui confine les électrons (entre l'interface SN, et cette barrière) tout en gardant leur cohérence de phase. Ce schéma est équivalent au modèle proposé par Melsen et al. [122] (voir chapitre 1 § 1.3) avec une structure de type SININ balistique : où la première barrière est représentée par la barrière Schottky du pic T_1 , et la deuxième par le pic T_2 .

Dépendance en champ magnétique et analyse.

L'application d'un champ magnétique détruit la symétrie des trajectoires des électrons et des trous des paires d'Andreev. On peut vérifier la valeur du champ critique trouvée précédemment ($H_C \sim 20mT$) au § 4.5.2.1 : les courbes de la figure 4.30, montrent pour les mêmes échantillons, des mesures de $dV/dI(V)$ à différents champ magnétique. On voit clairement que le minimum de résistance à tension nulle disparaît lorsque le champ magnétique augmente : il disparaît totalement à 10mT sur la courbe de gauche, et à 20mT environ sur la courbe de droite. Si

on reprend le schéma de la figure 4.29, on peut expliquer la valeur du champ critique par le fait qu'il y a un quantum de flux qui passe à travers une surface de dimension $l_e \times l_e$, avec l_e la distance entre deux pics (par exemple ici T_1 et T_2). On trouve avec ce raisonnement $l_e \sim 640nm$ pour $H_C = 10mT$, et $l_e \sim 450nm$ pour $H_C = 20mT$. Le modèle de Van Wees et al. [61] considère une jonction S/Sm, et propose l'expression suivante pour le champ critique : $H_C \sim \Phi_0/24l_e^2$, avec l_e , le libre parcours moyen de la zone désordonnée, et le facteur 24 dépend de la transmission de la barrière (dans leur cas $\mathcal{T} = 0.1$). Nous ne connaissons pas la valeur de ce facteur dans notre cas, en prenant le même, on trouve $l_e \sim 130nm$ pour $H_C \sim 10mT$, et $l_e \sim 90nm$ pour $H_C \sim 20mT$.

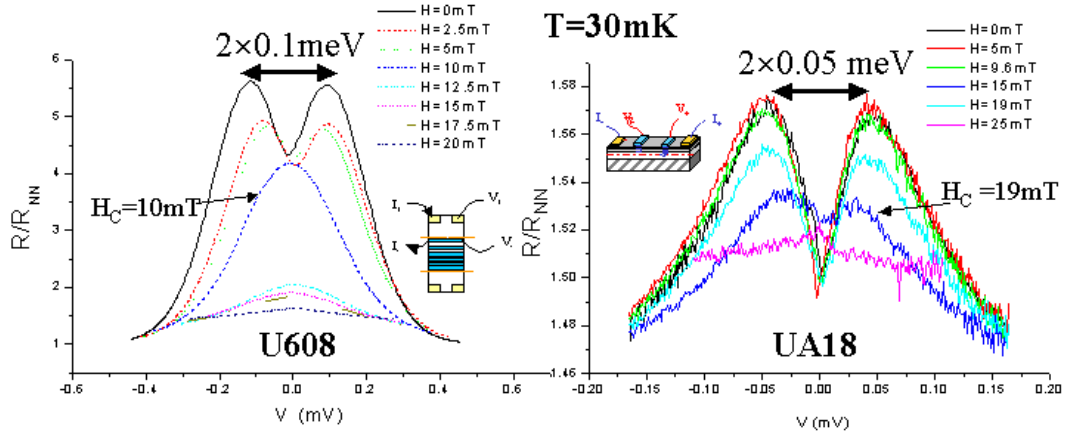


FIG. 4.30: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$, pour une jonction SN, en fonction d'un champ magnétique constant appliqué perpendiculairement à l'échantillon. L'amplitude de l'effet diminue avec le champ magnétique : à 10mT l'effet disparaît.

Marmorkos et al. [121] (voir chapitre 1 § 1.3), considère le cas d'une jonction SIN diffuse, et proposent une énergie caractéristique du reflectionless tunneling donnée par : $\varepsilon_C \sim \hbar v_F l_e / d^2$, avec l_e le libre parcours moyen de la zone désordonnée, et d la distance sur laquelle s'étend la zone désordonnée. Si on reprend le résultat précédent, ie $l_e \sim 130nm$ pour l'échantillon U608, et $\varepsilon_C = 0.1meV$ et $v_F \sim 2.8 \cdot 10^5 ms^{-1}$, alors on trouve $d \sim 0.5\mu m$. Pour l'échantillon UA18 (courbe de droite), on a une énergie caractéristique du même ordre de grandeur $\varepsilon_C = 0.05meV$ et $v_F \sim 1.9 \cdot 10^5 ms^{-1}$, en reprenant le résultat précédent $l_e \sim 90nm$, on trouve aussi $d \sim 0.5\mu m$. Il y a, comme sur nos échantillons, une diffusion de l'indium sur quelques centaines de nanomètres.

Ces données sont résumées dans le tableau suivant avec le libre parcours moyen

associé au modèle de Van Wees et al. tel que $H_C \sim \Phi_0/24l_e^2$, que nous utilisons pour trouver la distance d sur laquelle s'étend le désordre telle que $\varepsilon_C = \hbar v_F l_e / d^2$ d'après le modèle de Marmorkos et al..

	H_C (mT)	ε_C (meV)	v_F (ms^{-1})	l_e VanWees	$d_{Marmorkos}$
U608	10	0.1	$2.8 \cdot 10^5$	130nm	$0.5\mu m$
UA18	20	0.05	$1.9 \cdot 10^5$	90nm	$0.5\mu m$

De nombreuses études, réalisées sur des jonctions supraconducteur (S) semiconducteur (Sm) dégénéré, tridimensionnelles, notamment sur des jonctions Nb/Si [63], W-Ge/Si [62], et SnPb/GaAs [64], ont mis en évidence cet effet de 'reflectionless tunneling', dans le cas des systèmes bidimensionnels balistiques, cet effet a été mis en évidence (avec des MAR), dans des structures SNS courtes Nb/InAs-2DEG/Nb [129], mais l'origine du ZBA n'est pas la même (voir chapitre 2). Dans le cas des jonctions balistiques SN simples, les études sont plus rares, Chaudhuri et al. [26] ont mesuré un 'ZBA' sur des jonctions In/GaAs-2DEG, auxquelles nous pourrions comparer nos résultats. L'avantage des jonctions S/Sm, est qu'elles allient une barrière de transparence moyenne suffisante pour qu'il y ait un grand nombre de réflexions d'Andreev, et une résistance de la partie normale suffisante pour une rétrodiffusion des électrons vers l'interface importante. Ce n'est pas le cas dans les jonctions avec un métal normal, pour lesquelles l'effet est beaucoup moins marqué, à cause d'une transparence moyenne beaucoup plus faible (3 à 4 ordre de grandeur inférieur) et bien que le désordre soit plus important (que dans les semiconducteurs) il reste faible localement, à l'interface SN.

Les courbes de la figure 4.31, d'après [26] indiquent la dépendance en température à gauche, et en champ magnétique à droite de la conductance d'une jonction In/GaAs-2DEG, en fonction de la tension, à T=400mK. La densité d'électrons $n_S = 1.8 \cdot 10^{11} cm^{-2}$, la mobilité est de $\mu = 215000 cm^2/Vs$, $l_e \sim 0.4\mu m$, et ils ont estimé la longueur de cohérence de phase $l_\varphi \sim 1.6\mu m$, à partir de mesure de localisation faible. La mesure est faite entre deux plots d'indium espacés de $L = 4\mu m$, qu'ils considèrent comme deux jonctions SN en série, car $L > L_\varphi$. On voit un pic de la conductance, à tension nulle : la diffusion de l'indium est là aussi à l'origine du désordre¹⁵. L'amplitude du pic à tension nulle, est assez faible, de l'ordre de 1.5% de la résistance normale, en partie à cause des résistances 'parasites' en série, qui diminue l'effet de reflectionless tunneling. La largeur du pic, à T=400mK, et B=0, est du même ordre de grandeur que sur nos mesures : $\Delta \sim 0.2meV$. Pour T=1K (courbe de gauche), ou pour $B_C = 8$ mT (courbe de droite), l'effet a

¹⁵Recuit à T=550°C, pendant 3min

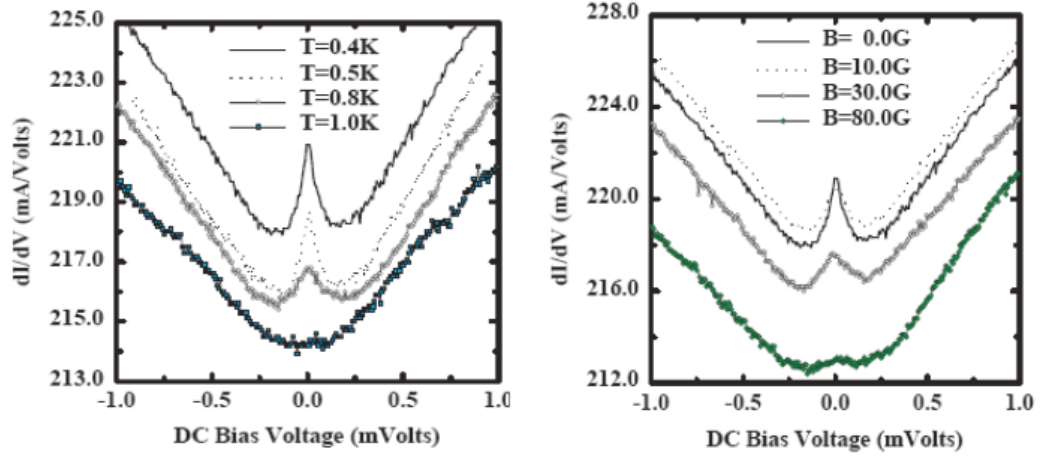


FIG. 4.31: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$, pour une jonction SN d'après Chaudhuri et al.[26], en fonction d'un champ magnétique constant appliqué perpendiculairement à l'échantillon. L'amplitude de l'effet diminue avec le champ magnétique : à 10mT l'effet disparaît.

complètement disparu.

Morpurgo et al. [128, 129] ont également observé une résistance nulle à tension nulle, pour des structures de type Nb/InAs/Nb, qu'ils ont appelé ZBA. La fabrication des contacts Nb/InAs-2DEG, fait appel à une technique largement utilisée de gravure ionique par bombardement d'ions argon, afin d'améliorer la transparence de l'interface S-2DEG, leurs travaux expérimentaux soulignent le fait que cette étape de gravure induit elle aussi du désordre : l'interface SN devient diffuse. Pour les échantillons sans gravure par bombardement ionique, ils n'ont pas observé de ZBA. Dans notre cas, l'origine du désordre est différente : il est dû à la diffusion de l'indium. Des calculs théoriques [132, 131, 133], ont montré qu'il peut y avoir de la rétrodiffusion dans un contact S/2DEG avec une région diffuse : ce confinement donne lieu à ce qu'ils ont appelé une rétrodiffusion 'géante'¹⁶, mais ils n'ont pas estimé l'ordre de grandeur de la longueur sur laquelle s'étend le désordre.

Pour conclure, le reflectionless tunneling observé dans nos systèmes SN balistiques montre qu'il existe une zone de désordre à l'interface SN. Celle ci est due au procédé de fabrication : la diffusion de l'indium dans notre cas et la gravure par bombardement ionique dans le cas des jonctions Nb/InAs. Cette région

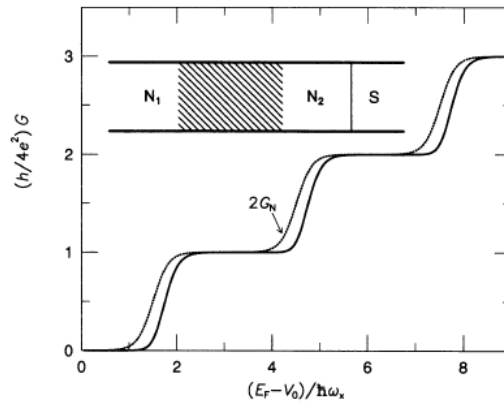
¹⁶Par analogie à l'augmentation du pic de rétrodiffusion à l'origine de la localisation faible dans les métaux diffusifs.

diffusive s'étend sur une distance de l'ordre de quelques centaines de nanomètre ($d \sim 0.5\mu\text{m}$), et son libre parcours moyen est de l'ordre de 100nm environ. Les valeurs de champ critique que nous avons mesuré, sont du même ordre de grandeur (~ 10 à 20 mT) que pour Chaudhuri et al. [26].

4.5.3.4 Utilisation d'une grille.

Une des raisons essentielles de travailler avec un gaz d'électrons à base de GaAs plutôt qu'InAs, est que les grilles sont mieux isolées, grâce à la forte barrière Schottky à l'interface entre le métal et le semiconducteur, qui empêche les courants de fuite. En utilisant une grille coupée, qui forme un Contact Ponctuel Quantique (ou Quantum Point Contact QPC), polarisée négativement, on peut contrôler le nombre de canaux de conduction un à un. L'effet d'une grille sur une jonction SN est intéressant : un de nos objectifs initial, était de mettre en évidence une quantification de la conductance par pas de $(2e)^2/h$, qui montrerait sans ambiguïté la présence de paires d'Andreev. Comme le montre la figure 4.32 avec une étude théorique, d'après Beenakker [31], où la courbe solide est la conductance d'une jonction SN, avec une transparence parfaite (ie $Z=0$), en fonction de la hauteur de la barrière dans un modèle "saddle point" (qui joue le rôle du QPC). La courbe en pointillés représente deux fois la conductance normale, ie lorsque les deux réservoirs sont normaux.

FIG. 4.32: Conductance d'une jonction SN, en fonction de la hauteur de la barrière dans un modèle "saddle point" qui représente ici le QPC, d'après Beenakker [31]. La courbe en pointillés représente deux fois la conductance normale, ie lorsque les deux réservoirs sont normaux.



Ce résultat serait une preuve solide que l'on peut manipuler les paires de Cooper induites dans le gaz d'électrons bidimensionnel. C'est le but du paragraphe suivant, où nous avons réalisé des mesures de la résistance en fonction de la tension de grille $R(V_g)$, pour des systèmes SN où les grilles sont suffisamment proches du plot d'indium.

Mesure de la résistance en fonction de la tension de grille.

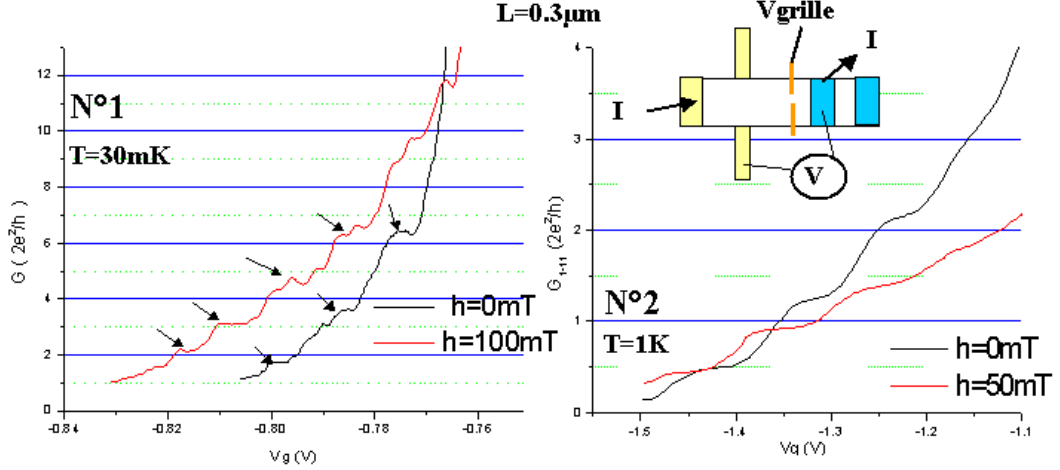


FIG. 4.33: Courbe de la résistance d'une jonction SN à $T=30\text{mK}$ pour les courbes N°1, et $T=1\text{K}$ pour la courbe N°2, avec un QPC proche (de ~ 0.3) du plot d'indium, pour deux échantillons différents, avec et sans champ magnétique. En insert de la courbe N°2 schéma de câblage.

La figure 4.33, indique la conductance $G(V_g)$ à $T=30\text{mK}$ et $i=10\text{nA}$ pour la courbe N°1 et à $T=1\text{K}$ et $i=100\text{nA}$ pour la N°2 (ie sous la température critique), mesurée en trois fils (voir schéma de câblage) sur des jonctions SN, avec des QPC distants de $0.3\mu\text{m}$ du plot d'indium sur *deux échantillons différents* issus de l'hétérojonction U608. Ces courbes tiennent compte de la résistance en série (que nous supposons incohérente), qui correspond à $R(V_g = 0)$. D'après nos mesures, cette résistance varie avec l'énergie : pour l'échantillon N°1, elle est de $2k\Omega$ à champ nul, et de 150Ω à $h=100\text{mT}$, et pour l'échantillon N°2, elle est de $6.5k\Omega$ à champ nul, et de 650Ω à $h=50\text{mT}$. En général sur le GaAs, les grilles (en TiAu) sont bien isolées, mais il apparaît des courants de fuite importants¹⁷ (qui sont peut être liés à la proximité de l'indium), si la tension appliquée est trop élevée $V_g > -2\text{V}$, nous n'avons pas dépassé cette valeur. D'autre part la déplétion des électrons dépend de la densité de porteur, de la distance du gaz d'électrons par rapport à la surface, et de la géométrie du QPC.

Malgré les résonances qui apparaissent sur la courbe N°1 de la figure 4.33, on voit clairement des paliers pour des valeurs proches de $4e^2/h$ à champ nul. Le résultat remarquable est que la hauteur de ces paliers est divisée par deux

¹⁷Nous avons mesuré $I_{fuite} \sim 200\text{nA}$

lorsqu'on applique un champ magnétique de 100mT. Ceci montre que l'origine de ce doublement de quantification est lié à la supraconductivité. L'amplitude et la position de ces plateaux dépend de façon cruciale de la résistance en série que l'on choisit.

Nous avons observé sur ce même échantillon (N°1) du ZBA (cf courbe gauche de la figure 4.30) : ce qui prouve d'une part que la transparence de l'interface SN est bonne, et d'autre part qu'il existe une zone de désordre¹⁸ près de l'interface. Nous avons vu au paragraphe précédent que cette zone s'étend sur une distance de l'ordre de $0.5\mu m$. La position de la grille sur cet échantillon est à 300nm du plot d'indium, elle peut se trouver au dessus de cette région désordonnée, dans laquelle le gaz d'électron bidimensionnel est perturbé : la grille perd alors de son efficacité. C'est peut être une des causes du bruit sur cette courbe. Par la suite il faudrait essayer de placer les grilles plus loin des plots d'indium afin d'éviter la zone de désordre due à la diffusion de l'indium.

Sur la courbe N°2, faite à $T=1K$ sur un échantillon différent, les plateaux, à champ nul, ne sont pas de $4e^2/h$, mais plutôt de l'ordre de $2e^2/h$ et leur hauteur diminue d'un facteur 2 pour un champ magnétique de 50mT¹⁹. Bien que nous ne comprenions pas la hauteur de ces paliers, l'effet du champ magnétique est le même que précédemment : il y a deux fois plus de marches lorsqu'on applique un faible champ magnétique. Encore une fois la résistance en série détermine la hauteur et la position des paliers, nous avons choisit de prendre systématiquement la résistance à $V_g = 0$. Ces résultats sont encourageants et nécessitent d'être confirmés sur d'autres échantillons.

La figure 4.34 indique, cette fois, la résistance en fonction de la tension de grille. La courbe N°1 montre des mesures pour un échantillon différent issus de la couche UA18, avec un QPC distant de $0.5\mu m$ du plot d'indium, à $T=30mK$. Malheureusement, la grille n'est efficace que sur une seule portion. Par conséquent, on ne déplete le gaz d'électron que d'un seul côté : il n'y a plus de QPC. En effet, sur nos mesures, la résistance sature au delà de $-1.5V$, cette valeur correspond à la moitié de la résistance du méso. On observe tout d'abord, une diminution de la résistance lorsque la tension de grille diminue, puis l'effet de dépletion fait remonter la résistance. Cet effet peut être interprété en terme de reflectionless tunneling. L'application d'un champ magnétique supérieur au champ critique tue complètement cet effet.

On peut comparer nos résultats à la courbe N°2 (figure 4.34), qui corres-

¹⁸qui correspond à une diffusion latérale de l'indium

¹⁹les marches sont de $0.5 \times 2e^2/h$

pond à des mesures similaires faites par Takayanagi et al. d'après [14], avec une jonction Nb/InAlAs/InGaAs, la grille (sans QPC) est à $1\mu m$ du plot de Nb, les mesures sont faites à 45mK. Nos résultats ressemblent aux résultats trouvés par Takayanagi et al..

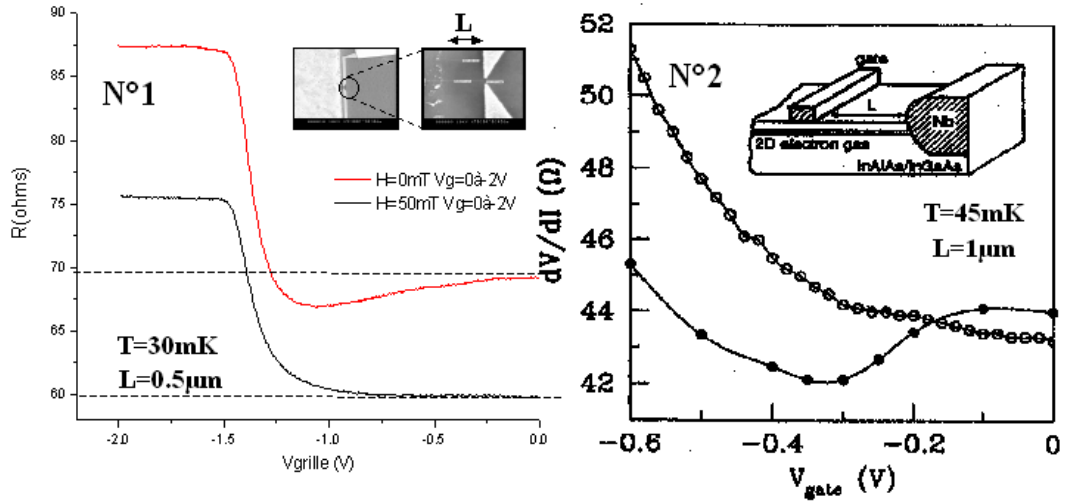


FIG. 4.34: Courbe de la résistance d'une jonction SN à $T=30mK$ pour les courbes N°1, avec un QPC proche (de $\sim 0.5\mu m$) du plot d'indium. la grille n'est efficace que sur une seule portion : il n'y a plus de QPC. A droite, mesure identique d'après [14], avec une jonction Nb/InAlAs/InGaAs, la grille est à $1\mu m$ du plot de Nb, et la mesure est à 45mK. Il y a un effet de reflectionless tunneling visible sur ces deux courbes, avec une résistance qui diminue lorsque la tension augmente : le confinement des électrons augmente la conductance.

Mesure de la résistance différentielle $dV/dI(V)$ à différentes tension de grille.

Cette fois, nous mesurons la résistance différentielle en fonction du courant appliqué à la jonction, à différentes tensions de grille, sur le même échantillon que celui de la figure 4.33. Les courbes en fonction de la tension $dV/dI(V)$ sont obtenues à partir des courbes $dV/dI(i)$, et tiennent compte de la résistance en série. La figure 4.35 indique les mesures faites sur l'échantillon U608 qui présentait du ZBA, à droite il y a un agrandissement des courbes. Les tensions de grille vont jusqu'à $-0.85V$. L'amplitude du creux de résistance diminue lorsque la tension de grille augmente, à partir de $-0.75V$, il n'y a plus de ZBA. A priori la jonction SN et le QPC sont en série de façon non cohérente, car l'échelle en énergie n'est pas définie par $R_{QPC} \times I_{DS}$. Melsen et al.[122] ont établi des calculs théoriques pour les systèmes à double barrière (cf chapitre 1) de type SININ. Sur la courbe de

droite de la figure 1.12, sur laquelle est indiquée la résistance de la jonction SN en fonction de la transmission de la grille, on remarque que : aux faibles transmissions, ie aux fortes tensions de grille, la résistance SN augmente. L'augmentation de la barrière due à la grille correspond dans le cas d'un système diffusif à une augmentation de la zone de désordre : les paires d'Andreev ne sont plus confinées près de l'interface d'où une diminution du 'reflectionless tunneling'. Pour des tensions de grille plus élevées, un pic de résistance apparaît. Nous ne comprenons pas pourquoi celui ci s'élargit de plus en plus lorsque la tension augmente. Normalement, lorsque l'on pince entièrement le gaz d'électrons ('pinch off'), on sonde la densité d'état tunnel du système. Les paires de Cooper induites dans la région normale confèrent à celle ci de véritables propriétés supraconductrices, caractérisées par un 'minigap' ($< \Delta$). Celui ci devrait être de l'ordre de l'énergie de Thouless associée aux trajectoires diffusives ou chaotiques des électrons confinés entre l'interface et la barrière tunnel : ici la longueur entre le plot d'indium et la grille est de 300nm, avec $\epsilon_{Th} = \hbar v_F/L$ dans le cas balistique, ce qui correspond à une énergie $\epsilon_{Th} \sim 0.6meV$. Malheureusement, nous n'avons pas atteint le 'pinch off', car des courants de fuites sont apparus pour $|V_g| > 0.84V$ (peut être à cause de la proximité de l'indium), par conséquent nous n'avons pas pu montrer l'existence d'un minigap. On remarque cependant que la largeur à mi hauteur du pic à $V_g = -0.85V$ est de $2 \times 0.8meV$, c'est une valeur proche de $0.6meV$.

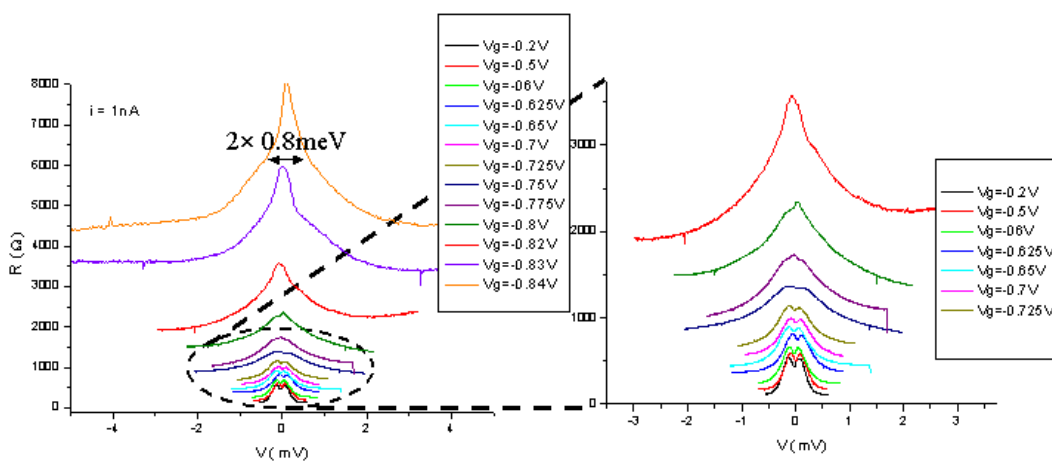


FIG. 4.35: Courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$, pour une jonction SNS, en fonction d'une tension négative appliquée à une grille (à 300 nm) du plot d'indium. Le ZBA diminue lorsque la tension de grille augmente. Nous ne comprenons pas pourquoi le pic central s'élargit : normalement dans le régime tunnel, on s'attend à voir l'ouverture d'un minigap ($< \Delta_0$).

Pour conclure, malgré que nous n'avons pas réussi à mettre en évidence l'ou-

ouverture d'un minigap en régime tunnel, nous avons montré qu'il existe bien des paires d'Andreev cohérentes à l'interface de nos jonctions SN. En effet, nous avons observé du 'reflectionless tunneling', aux faibles tensions de grille, qui correspond aux interférences constructives de ces états cohérents. Nos résultats semblent mettre en évidence une quantification de la conductance par pas de $(2e)^2/h$ grâce à un QPC. C'est un résultat encourageant qui ouvre la voie vers une *manipulation des paires de Cooper*. Une des difficultés principales de cette expérience, est d'éviter de déposer la grille au dessus de la zone de désordre (qui s'étend sur quelques centaines de nanomètre) près de l'interface SN, afin de garder toute son efficacité.

4.6 Jonctions In/2DEG/In courtes.

4.6.1 Mesures de caractéristiques linéaires.

Dans le cas d'une jonction SNS suffisamment courte, on s'attend à observer un supercourant porté par le gaz d'électrons bidimensionnel. Nous avons observé à plusieurs reprises une transition sur de telles jonctions, avec des plots très larges, de dimension $100\mu m \times 100\mu m$, espacés de $0.7\mu m$ (voir figure 4.36). Ces quatre échantillons sont issus du même procédé de fabrication avec l'hétérojonction U608, mais ces courbes $R(T)$ sont différentes : le nombre de transitions supraconductrices (1 ou 2), leur température, leur comportement plus ou moins abrupte, et enfin la variation de résistance entre $T > T_C$ et $T=30mK$. C'est la preuve, encore une fois de la non reproductibilité du procédé, à très faible échelle sur un même gaz d'électron. Sur la figure 4.36, on voit la transition supraconductrice sur une jonction SNS, en 2 fils (cf insert pour le câblage) sur la courbe $R(T)$, avec un courant de polarisation de $0.5\mu A$. Dans les quatre cas la résistance s'annule, c'est bien la preuve d'un *supercourant*, la jonction SNS transite bien. On peut se demander les transitions que l'on observe, correspondent à la transition supraconductrice de l'indium diffusé dans le GaAs, ou aux paires de Cooper induites dans le gaz d'électrons bidimensionnel. Le gaz d'électron est à 100nm de la surface, et les plots d'indium sont espacés de 700nm l'un de l'autre : il faudrait que l'indium diffuse latéralement sur une distance de 350nm au minimum, pour qu'ils se courtcircuient. Dans le cas d'une diffusion filamenteuse et directionnelle de l'indium, il faudrait que les fils forment un léger angle par rapport à la normale à l'interface. Ce qui suppose aussi que l'indium diffuse beaucoup plus loin, en profondeur, que le gaz d'électrons bidimensionnel. Les transitions supraconductrices correspondraient dans ce cas à un court circuit des fils d'indium diffusés dans le GaAs. Nous verrons plus loin, le résultat des mesures en régime Hall (à fort champ magnétique), pour déterminer si le supercourant passe par le gaz d'électrons ou non.

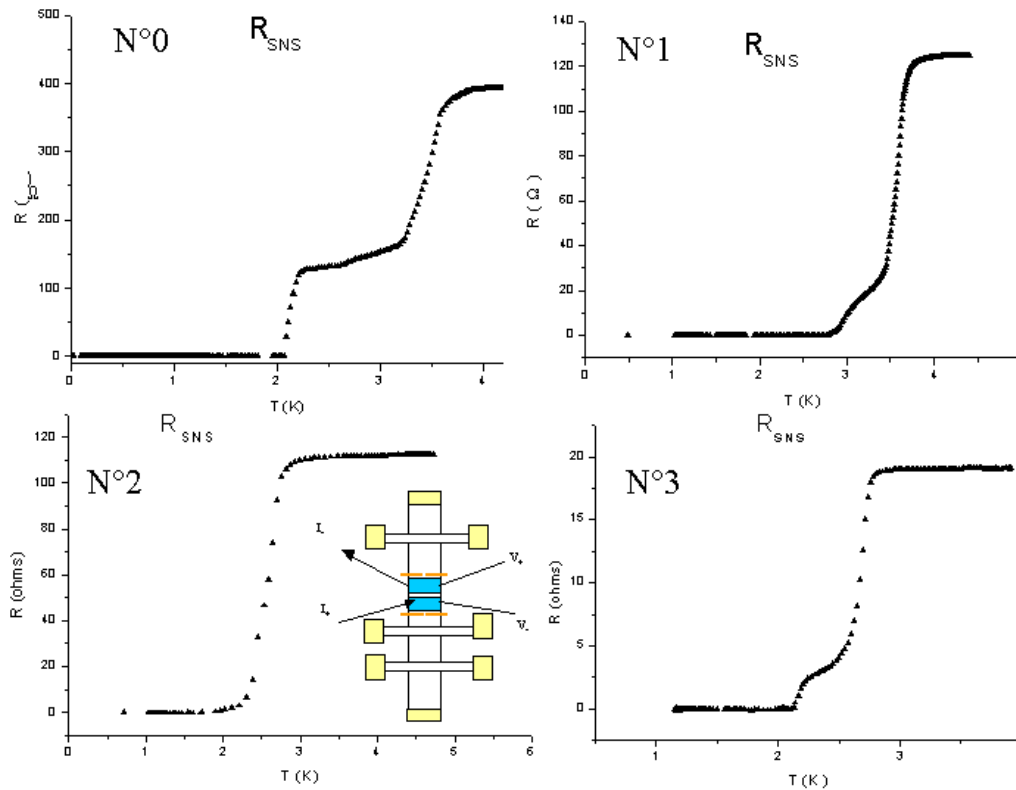


FIG. 4.36: Transitions supraconductrices sur une jonction SNS, en 2 fils (cf insert pour le câblage), pour quatre échantillons de même géométrie, fabriqués en même temps. Les plots de dimension $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, sont espacés de $0.7\mu\text{m}$. C'est une mesure $R(T)$, avec un courant de polarisation de $\sim 0.5\mu\text{A}$.

Ces transitions supraconductrices traduisent la présence d'un supercourant. Les différences observées dans le comportement de ces transitions laissent supposer que les caractéristiques du supercourant seront différentes également. On peut le vérifier, par exemple, avec l'étude du courant critique, c'est le but de la section suivante avec des mesures de conductance différentielle.

4.6.2 Mesures de caractéristiques différentielles.

Il s'agit de mesures faites sur les mêmes échantillons que sur la figure 4.36, tous fabriqués en même temps, pour lesquels nous avons observé des transitions supraconductrices (avec des mesures $R(T)$ ²⁰).

²⁰chaque échantillon garde le même numéro tout le long de la section

4.6.2.1 Mise en évidence d'un supercourant.

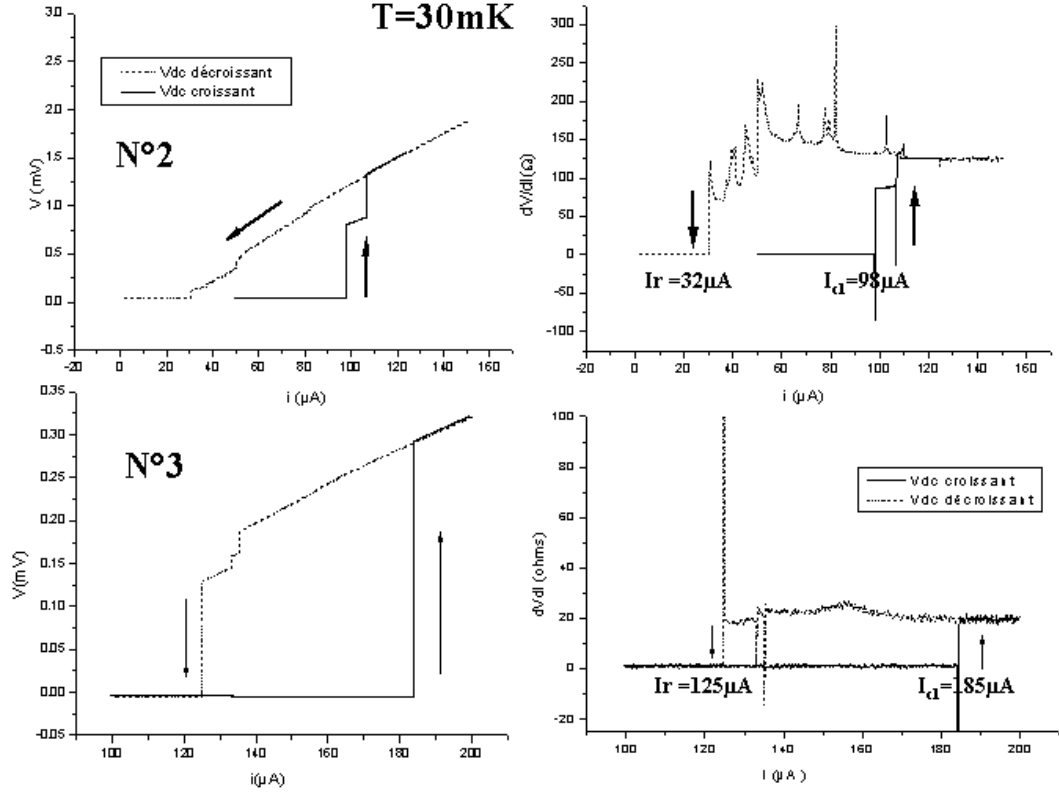


FIG. 4.37: Mise en évidence d'un supercourant sur une courbe de la résistance différentielle $dV/dI(V)$, pour une jonction SNS, avec une mesure 2 fils. Hystérésis en tension V_{dc} .

La figure 4.37, indique des mesures en deux fils, $V(I)$ à gauche et $dV/dI(I)$ à droite, avec une polarisation en courant de 100nA à $T=30mK$, pour deux échantillons différents. De façon générale, lorsqu'on augmente le courant, la tension reste nulle, sur les caractéristiques $V(I)$ jusqu'à un courant seuil, appelé courant critique, noté i_C , ensuite la tension augmente avec le courant, jusqu'à atteindre une valeur asymptotique qui correspond à la caractéristique normale, ie $V = R_{NN}i$, avec R_{NN} la résistance pour $T > T_C$. Pour les courbes de résistance différentielle, la résistance est nulle jusqu'au courant critique où elle augmente brusquement, jusqu'à atteindre la résistance normale aux forts courants de polarisation. D'autre part, on constate qu'il y a un effet d'hystérésis en courant²¹, pour toutes ces courbes : on note alors i_R , le courant de retour à l'équilibre, avec

²¹Avec un courant croissant, ou décroissant.

$i_R < i_C$. En revanche ce qui est étonnant c'est la différence d'ordre de grandeur du courant critique (de $98\mu A$ à $185\mu A$), car ces échantillons sont issus du même procédé de fabrication et ont la même géométrie. Nous avons mesuré également des courants critiques de $5\mu A$ (sur l'échantillon N°1 des courbes R(T)).

On note cependant des sauts de tension plus ou moins marqués, sur les courbes $V(I)$, en d'autres termes il y aurait plusieurs transitions supraconductrices, ce qui serait en accord avec les différentes transitions observées sur les courbes R(T) : en effet, les températures de transition de l'indium diffusé dans le GaAs sont aussi variées que la diffusion de l'indium est inhomogène, ce qui expliquerait les différentes transitions, sur les courbes $V(I)$. On note aussi des pics sur les courbes différentielles $dV/dI(I)$, qui doivent être liés aux discontinuités sur les courbes $V(I)$, créées par les sauts de tension.

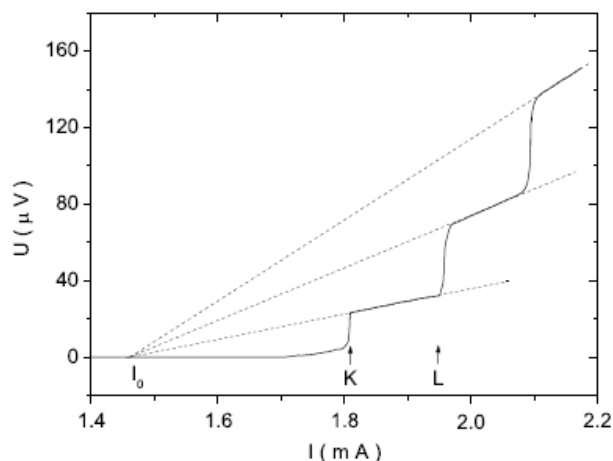


FIG. 4.38: Caractéristique $V(I)$, pour un film mince supraconducteur d'étain d'après [124] : on observe des sauts de tensions qui correspondent à différentes transitions dues aux 'phases slip lines'. Ces lignes où la phase change brusquement sont converties en domaines résistifs.

Ces sauts de tension font également penser aux 'Phase Slip Center' (PSC) que l'on observe dans les caractéristiques $V(I)$, dès qu'une dimension au moins est inférieure à la longueur de cohérence supraconductrice ξ : pour des fils supraconducteurs ou des films minces avec des 'Phase Slip Line' (PSL) [124, 125, 126](voir figure 4.38). Sans entrer dans les détails de ces phénomènes (ce n'est pas le but ici), on peut essayer d'expliquer rapidement ces caractéristiques $V(I)$ avec des structures en marches : il apparaît des zones résistives dans le supraconducteur,

lorsque le paramètre d'ordre varie dans le temps, ainsi il y a une augmentation de la tension dès que la phase varie. Le volume minimal susceptible de fluctuer est de ξ^D , avec D la dimension du système. Dans un système à 3 dimensions, il existe toujours des zones non fluctuantes qui court circuitent le courant, c'est pour cela qu'il n'y a pas de PSC (contrairement aux systèmes 1D et 2D). Lorsque le courant augmente, des phase-slip se produisent de façon périodique toujours au même point du filament formant ce qu'on appelle un 'Phase Slip Center'. Ainsi un courant supérieur au courant critique ne détruit pas complètement la supraconductivité dans un système de basse dimension. A mesure que le courant augmente d'autre phase-slip apparaissent, donnant lieu à des sauts successifs dans les caractéristiques $V(I)$, jusqu'à atteindre l'état normal : ceux ci correspondent à l'augmentation du nombre de région résistives. Normalement dans le cas d'un seul filament supraconducteur, les sauts de tensions sont égaux, car tous les PSC ajoutent la même contribution à la résistance. Pour une diffusion filamenteuse de l'indium dans le GaAs, les fils peuvent être à l'origine de ce type de caractéristiques $V(I)$. On remarque notamment que la hauteur des marches sur nos courbes n'est pas la même, il peut y avoir un effet de moyennage de la contribution de fils de diamètres différents. De plus, si les paires de Cooper pénètrent dans le gaz d'électrons bidimensionnel, nous aurions par conséquent un supraconducteur à deux dimensions, dans lequel se formeraient des Phase Slip Line, qui donnent le même type de caractéristiques $V(I)$.

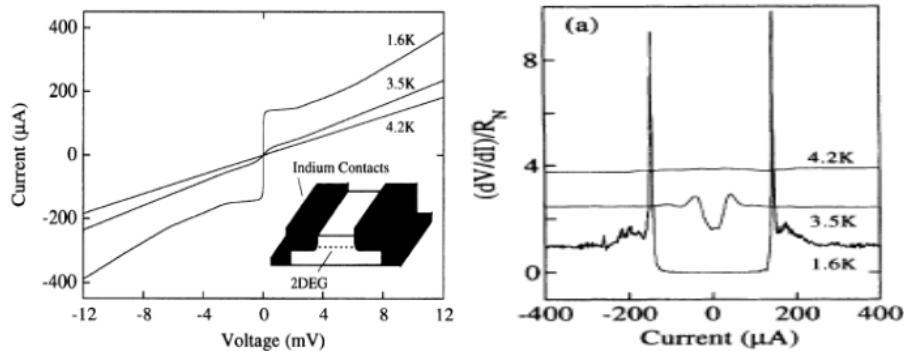


FIG. 4.39: A gauche, caractéristique I-V à trois températures différentes d'après Marsh et al. [20], avec un schéma de l'échantillon en insert. A droite résistance différentielle en fonction de la température.

Pour ce qui est de l'état de l'art, une seule étude a également observé un supercourant sur des contact In/GaAs-2DEG/In : il s'agit de Marsh et al. [20]. Ils ont utilisé des plots d'indium espacés de $1\mu m$, et un recuit à $420^\circ C$ pendant

2mn. Les caractéristiques du gaz d'électrons sont à peu près identiques à celles que nous avons utilisées. Le courant critique mesuré est de l'ordre de $100\mu A$ à $T=1.6K$, il n'y a plus de supercourant à $T=4.2K$. Ces résultats sont comparables à ceux des échantillons U608N°2 et U608N°3, pour lesquels $i_C \sim 100\mu A$. Mais il n'y a pas de sauts de tension (PSC) sur leurs courbes I-V.

Pour conclure, nous avons bien mis en évidence un supercourant dans des structures de type SNS courtes. Les différentes valeurs de courant critique (de $5\mu A$ à $185\mu A$) corroborent le fait qu'il y a une distribution de gap, en effet il existe une relation qui lie le courant critique au gap : $I_C \propto Ne\Delta_0(T)/\hbar$. Les sauts de tensions dans les caractéristiques $V(I)$ montrent qu'il s'agit de structures de basse dimensionalité : à une dimension dans le cas de fils d'indium diffusé dans le GaAs, à deux dimensions dans le cas de paires de Cooper induites dans le gaz d'électrons bidimensionnel.

4.6.2.2 Dépendance en champ magnétique.

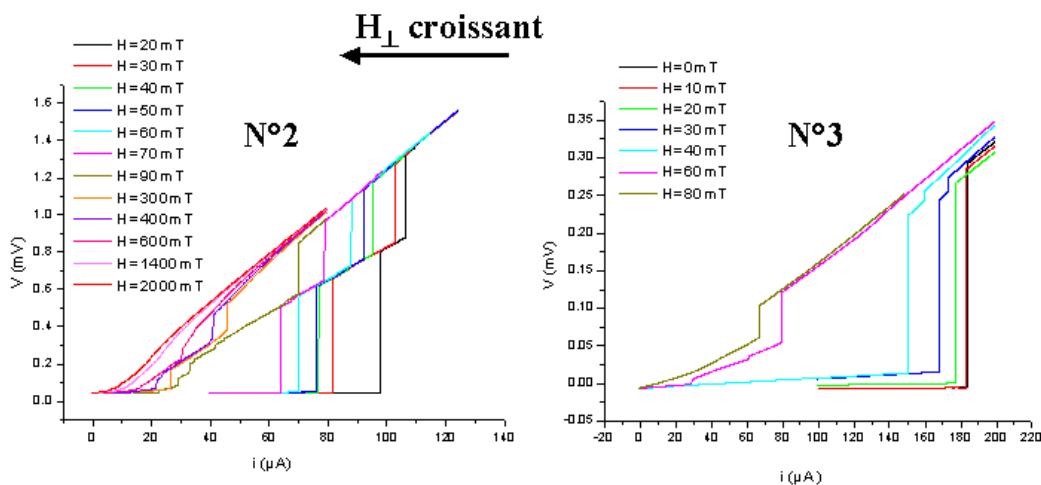


FIG. 4.40: Dépendance du supercourant en fonction du champ magnétique perpendiculaire à l'échantillon, pour les caractéristiques $V(I)$, pour une jonction SNS, avec une mesure 2 fils, pour un courant I_{dc} croissant.

Nous allons maintenant caractériser le supercourant, ici en fonction du champ magnétique. Nous avons fait des mesures sur les mêmes échantillons que précédemment, en distinguant les courbes, à I_{dc} croissant (cf figure 4.40), et I_{dc} décroissant (cf figure 4.41). Sur toutes ces courbes, plus le champ magnétique augmente, et plus le courant critique diminue. L'ordre de grandeur des champs

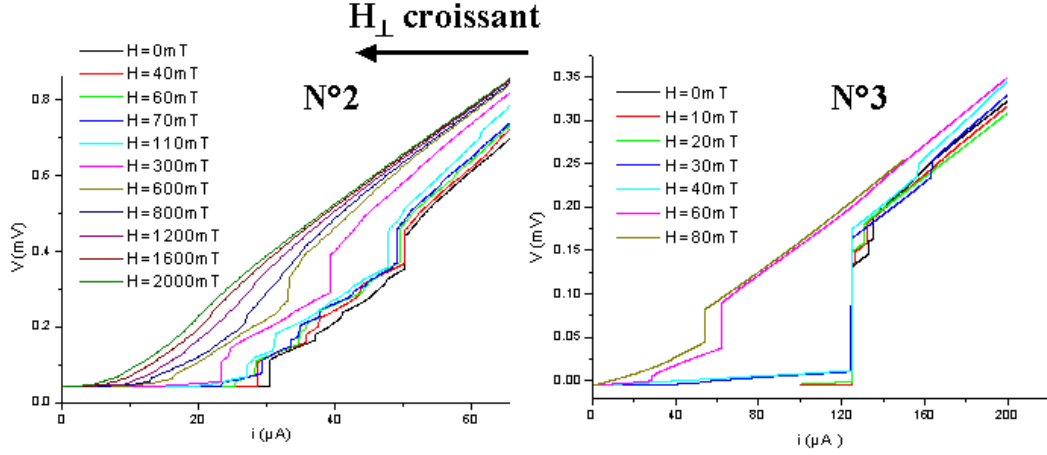


FIG. 4.41: Dépendance du supercourant en fonction du champ magnétique perpendiculaire à l'échantillon, sur les courbes $V(I)$, pour une jonction SNS, avec un courant I_{dc} décroissant, pour des échantillons issus de la même hétérojonction.

magnétiques appliqués n'est pas le même sur tous les échantillons. Pour les courants croissants : sur l'échantillon N°2, à 2 tesla, il reste encore du supercourant, avec un courant critique très faible (de l'ordre de quelques μA , alors que pour l'échantillon N°3, à 80mT, il n'y a plus de supercourant, bien que le courant critique de cet échantillon soit plus important que le précédent ($180\mu A \gg 100\mu A$).

Ce qui est surprenant, c'est que le champ critique de l'indium massif est de 28mT, il y a donc deux ordres de grandeur de différence pour l'échantillon N°2. En revanche, pour l'échantillon N°3, le courant critique décroît lentement jusqu'à 30mT (c'est le même ordre de grandeur) et ensuite plus rapidement jusqu'à s'anuler à 80mT. On déduit de ces mesures la dépendance en champ magnétique du courant critique (voir figure 4.42).

Hsiang et Finnemore [136] ont étudié la dépendance en champ magnétique de la densité de courant critique, dans des structures SNS dans la limite propre, ils proposent des formules empiriques qui montrent qu'il y a une décroissance exponentielle en fonction du champ. Ce qui n'est pas notre cas, bien qu'il y ait une décroissance. Mais on peut noter que pour l'échantillon N°3, les comportements du courant de retour à l'équilibre noté i_R et du courant critique i_C sont les mêmes. Nous avons eu d'autres échantillons qui présentaient le même ordre de grandeur de champ critique, ainsi que le même comportement pour $i_{C,R}(H)$, avec des ordres de grandeur du champ magnétique comparables au champ critique de l'indium massif (28mT). En revanche pour l'échantillon N°2, i_R et i_C n'ont pas

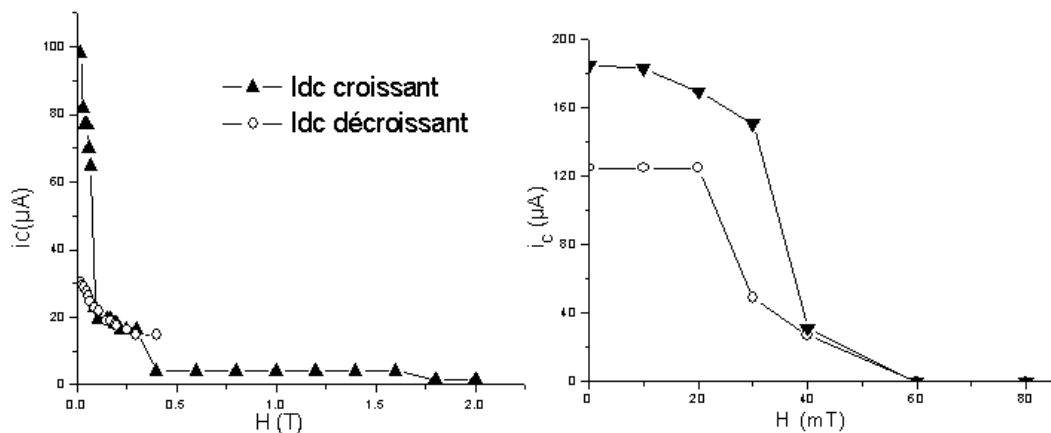


FIG. 4.42: Dépendance du courant critique (resp. de retour à l'équilibre) en fonction du champ magnétique pris pour I_{dc} croissants (resp. I_{dc} décroissants).

les mêmes variations : elles sont plus abruptes pour i_C , et stagne ensuite jusqu'à des champ magnétiques très élevés $\sim 2T$, ie deux ordres de grandeur de plus que le champ critique de l'indium massif. Pour les courants d'excitation décroissants, nous n'avons pas pu faire les mesures jusqu'à 2T.

Si on considère des fils d'indium (après diffusion), on peut expliquer ce résultat : en effet dans le cas de fils supraconducteurs, le champ critique est très nettement augmenté, par rapport au matériau massif, lorsque le champ est appliqué parallèlement aux fils : on a $H_{C\parallel} \propto \lambda_L/r$ [28], avec r , le rayon du fil, et λ_L la longueur de pénétration de London. Pour l'indium $\lambda_L(T=0) \sim 40\text{nm}$ [105], pour des fils très fins tel que $d \ll \lambda_L$, on peut effectivement avoir $H_{C\parallel} \gg H_C$: il faudrait des fils d'indium de l'ordre du nanomètre pour avoir un champ magnétique de l'ordre de 2T.

4.6.3 Mesures de magnétorésistance.

Il est intéressant d'observer le comportement de la résistance des jonctions SNS en fonction du champ magnétique. A fort champ, en régime Hall quantique, on peut caractériser le 2DEG qui se trouve entre les deux plots supraconducteurs. On pourra enfin répondre à la question : est ce que le supercourant passe par le gaz d'électrons bidimensionnel ?

4.6.3.1 A champ faible.

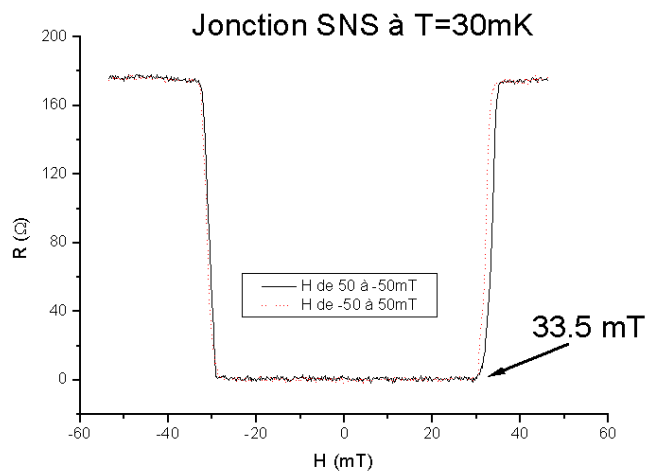


FIG. 4.43: Courbe de magnétorésistance pour une jonction SNS, à $T=30\text{mK}$, symétrisée en tenant compte du champ rémanent. On en déduit un champ critique de $H_C = 33.5\text{mT}$, ce qui est du même ordre de grandeur que les champs critiques déjà trouvés.

La figure 4.43, montre deux courbes de résistance en fonction du champ magnétique pour la jonction SNS U608N°1, en quatre fils, avec un champ croissant et décroissant, à $T=30\text{mK}$. Il y a un léger effet d'hystérésis en champ magnétique de l'ordre de 1 à 2 mT. Nous avons symétrisé les courbes en tenant compte du champ rémanent. On voit une résistance nulle jusqu'à $H_C = 33.5\text{mT}$, ensuite il y a une variation abrupte de la résistance jusqu'à une valeur de 180 ohms, qui est la résistance normale de la jonction. On en déduit un champ critique de $H_C = 33.5\text{mT}$, c'est effectivement le même ordre de grandeur que sur nos mesures $i_C(H)$ pour cet échantillon.

Cette mesure en champ magnétique, montre bien la transition supraconductrice de la jonction SNS, ce qui corrobore les résultats des mesures $R(T)$ et $V(I)$. Cependant, les caractéristiques $R(H)$ ne sont identiques sur tous nos échantillons. Nous avons vu, avec nos mesures $i_C(H)$, que les champs critiques peuvent varier de 2 ordre de grandeur d'un échantillon à l'autre. C'est ce que nous allons vérifier au paragraphe suivant. D'autre part, il est dommage, que nous n'ayons pas fait de mesures à fort champ pour cet échantillon, car nous ne connaissons pas l'état du gaz d'électrons entre les plots d'indium de cette jonction SNS.

4.6.3.2 A fort champ.

La figure 4.44 montre des mesures de résistance en fonction du champ magnétique, en deux fils, à deux température différentes, pour l'échantillon U608 N°2 à $T=100\text{mK}$. Nous n'avons pas du tout de transition abrupte de la résistance, comme pour l'échantillon précédent (N°1), la transition est lente, et surtout les champs magnétiques atteints sont 2 ordres de grandeur plus grands : on monte jusqu'à 8T avant d'atteindre la résistance normale. On vérifie que les résistances à fort champ sont du même ordre de grandeur que celle que l'on a mesuré avant. Cette transition supraconductrice lente corrobore l'hypothèse des Phase Slip Center : en effet l'état normal n'est pas complètement atteint tant qu'il reste des zones supraconductrices. On retrouve, en revanche le même ordre de grandeur de champ magnétique qu'avec les mesures $I_C(H)$.

Dans cette configuration de mesure en deux fils, la magnétorésistance comporte une composante longitudinale, et une composante transverse, on a alors : $\rho_{xx} = \sigma_{yy}/(\sigma_{xx}\sigma_{yy} + \sigma_{xy}^2)$. Ce type de mesure en deux points a été étudié [145] et montre des plateaux de Hall avec des oscillations de Shubnikov de Hass superposées dont l'allure est fortement sensible à la géométrie du système : par exemple l'espacement entre les plots et la longueur des plots.

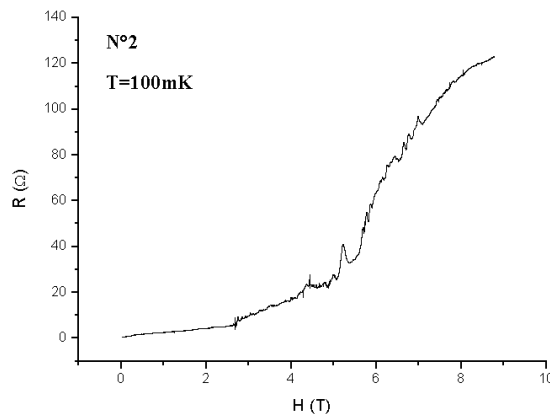


FIG. 4.44: Résistance d'une jonction SNS courte, en fonction du champ magnétique, en deux fils, pour l'échantillon U608N°2 à $T=100\text{mK}$. La transition est très lente, les champ magnétiques atteints sont deux ordres de grandeur supérieurs aux champ critiques de l'échantillon précédent (U608N°1). Mais l'ordre de grandeur est le même que pour les courbes $i_C(H)$, ie \sim quelques Tesla.

Sur la courbe de la figure 4.44, il n'y a ni oscillations ni plateaux de Hall. Nous avons vu que l'indium diffusait latéralement sur quelques centaines de na-

nomètres, on peut supposer que pour l'échantillon N°2, il n'y a plus de gaz d'électrons, car les plots d'indium sont espacés de 700nm uniquement, d'où l'absence de structures sur la magnétorésistance. Dans ce cas le supercourant observé ne passe pas par le 2DEG, mais par l'indium diffusé dans le GaAs. Il faudrait faire des mesures sur des jonctions dont les plots sont un peu plus espacés (plus de $1\mu m$) afin d'être sûr de préserver une partie du gaz d'électrons.

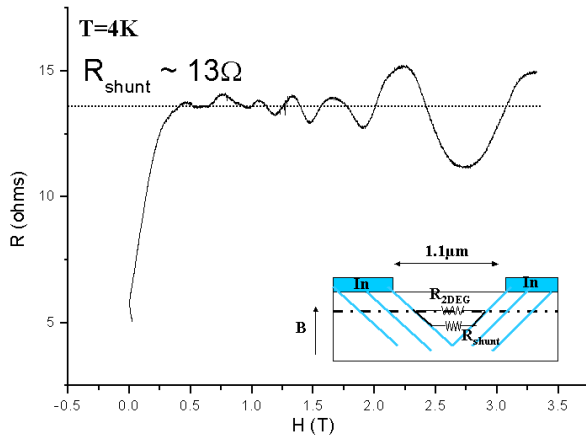
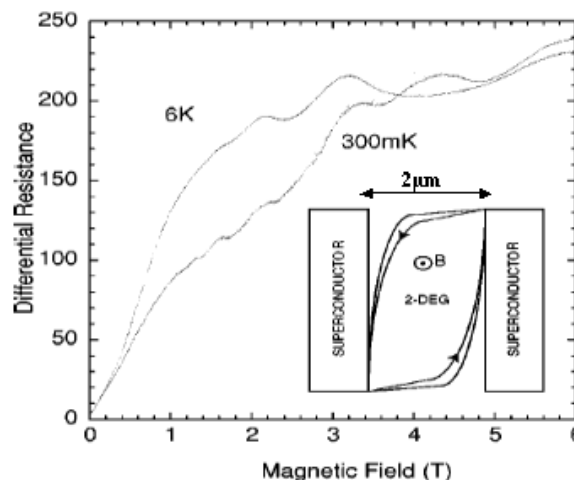


FIG. 4.45: Mesures de magnétorésistance de contacts In/GaAs-2DEG/In, les plots sont espacés de $1.1\mu m$, mesures prises à 4K. Cet échantillon présentait une transition supraconductrice à $T < 4K$. On peut extraire la valeur de la résistance de shunt faite par les fils d'indium diffusés dans le GaAs avec $R_{SNS} = R_{Hall} R_{shunt}/R_{Hall} + R_{shunt}$: la résistance sature pour $R_{Hall} \gg R_{shunt}$. On en déduit R_{shunt} aux forts champ magnétique.

La figure 4.45 indique des mesures de magnétorésistance prises à 4K, de contacts In/GaAs-2DEG/In, les plots sont espacés de $1.1\mu m$. Cet échantillon présentait une transition supraconductrice à $T < 4K$. On peut extraire la valeur de la résistance de shunt faite par les fils d'indium diffusés dans le GaAs avec $R_{SNS} = R_{Hall} R_{shunt}/R_{Hall} + R_{shunt}$: la résistance sature pour $R_{Hall} \gg R_{shunt}$. On en déduit $R_{shunt} \sim 13\Omega$ aux forts champs magnétique. On voit clairement des oscillations, mais l'ordre de grandeur de la résistance (15 ohms environ) ne correspond pas à celui d'une mesure de résistance Hall en 4 points ($\sim k\Omega$). On en déduit que le gaz d'électrons bidimensionnel n'est pas totalement détérioré, mais qu'il est dans une région faiblement désordonnée par la diffusion de l'indium.

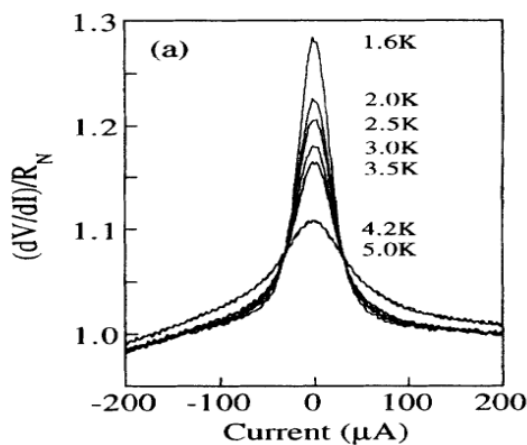
Un cas similaire a été étudié avec des contacts Sn/GaAs-2DEG/Sn [147], dont les plots sont espacés de $2\mu m$. Ils n'ont pas mesuré de supercourant dans cette structure. L'étain diffuse également de façon très directive en formant des filaments [22], en supposant qu'il ait diffusé de quelques centaines de nanomètres, il reste toujours une zone du gaz d'électrons non désordonnée. La figure 4.46 montre la magnétorésistance de l'échantillon à 300mK et à 6K, avec en insert un schéma des lignes de courant, à travers l'échantillon, à un champ fini. Les deux courbes divergent au départ, et convergent lorsque le champ augmente. On voit la

FIG. 4.46: Mesures de magnéto-résistance de contacts Sn/GaAs-2DEG/Sn d'après [147], les plots sont espacés de $2\mu m$, à 300mK et à 6K. Les deux courbes divergent au départ, et convergent lorsque le champ augmente. En insert schéma des lignes de courant, à travers l'échantillon, à un champ fini.



superposition de plateaux et d'oscillations, avec un nombre inférieur de structures à 6K. L'ordre de grandeur de la résistance (0 à 250 ohms) ne correspond pas à celui d'une mesure de résistance Hall en 4 points. La conclusion est la même que pour notre échantillon : le gaz d'électrons bidimensionnel est dans une région faiblement désordonnée par les filaments d'étain.

FIG. 4.47: Résistance différentielle d'une structure In/GaAs-2DEG/In d'après [20], montrant une résistance à tension nulle importante après avoir réduit la mobilité des porteurs du gaz d'électrons en irradiant l'échantillon avec un faisceau d'électrons.



Marsh et al. [20] ont vérifié autrement, si le supercourant qu'ils ont observé dans les jonctions In/GaAs-2DEG/In, passait bien par le gaz d'électrons : en réduisant la mobilité de porteurs, ils peuvent voir si le transport à travers la jonction SNS est lié au caractère balistique de la jonction ou non. Pour ce faire, ils ont irradié l'échantillon à l'aide d'un faisceau d'électrons²² : des études [149, 150, 151] ont montré que cette technique permet de réduire suffisamment la mobilité de porteurs sans complètement changer significativement la densité du gaz d'électrons,

²²Avec un faisceau d'énergie 10keV, et une dose de $10^{-8} C\mu m^2$

tout en préservant la qualité des interfaces SN²³. Sur des mesures de résistances différentielles (voir figure 4.47), les mêmes jonctions SNS, n'indiquent plus de supercourant, mais une résistance importante à tension nulle, qui diminue lorsque la température augmente : cette augmentation ne peut être due qu'à la diminution de la mobilité, car la densité de porteurs n'a pas changée. Cette étude conclue alors que le supercourant passe bien par le gaz d'électrons. Mais il manque tout de même une mesure de magnétorésistance en régime Hall, qui serait une preuve irréfutable de la caractérisation du gaz d'électrons.

4.7 Conclusion.

Pour conclure, nous avons caractérisé l'interface In/GaAs-2DEG, l'inhomogénéité de la diffusion de l'indium est un des problèmes principaux que nous avons rencontré. Nos résultats sont en accord avec une diffusion de l'indium de façon directionnelle : ce sont les mesures TEM qui nous permettront de savoir si il s'agit de filaments ou de pics [26]. Nous avons montré par différents types de mesures, que nous avons bien un effet de proximité entre le supraconducteur et le gaz d'électrons bidimensionnel. Pour les mesures $R(T)$, nous avons montré que les jonctions SN étaient ni diffusives, ni sales, en revanche elles peuvent être caractériser par une barrière tunnel de transmission moyenne $T=\mathcal{T}$ pour un nombre effectifs de canaux de conduction. On peut expliquer ce résultat, en considérant que le nombre de canaux de conduction est proportionnel aux 'pics' (ou 'fils') d'indium ayant atteint le gaz d'électrons, car eux seuls contribuent à la résistance. Nous avons obtenu des transparences moyennes $0.17 < \mathcal{T} < 0.52$, ce qui est encourageant. Les mesures de résistances différentielles $dV/dI(V)$ nous ont permis de montré que le champ magnétique et la température diminue l'effet de proximité : les champ critiques mesurés sont de l'ordre de quelques dizaines de mT (résultat confirmé par les mesures de magnétorésistances $R(H)$), ce qui reste du même ordre de grandeur que le champ critique de l'indium (qui est de 28mT).

Nous avons mis en évidence un effet surprenant de reflectionless tunneling sur des jonctions SN censées être balistiques, qui prouve qu'il existe une zone de désordre près de l'interface (probablement due à la diffusion de l'indium), et des quasiparticules cohérentes qui peuvent interférer constructivement. Nous avons montré que cette zone s'étend sur quelques centaines de nanomètres. Nous avons également observé du reflectionless tunneling en polarisant une grille placée près de l'interface SN. Nos résultats ont montré, à l'aide d'un QPC, ce qui semble être une quantification de la conductance par pas de $(2e)^2/h$: ce qui correspond

²³Il n'y a pas de rearrangement atomique pendant l'irradiation, et les interfaces SN sous la surface sont protégées de la pénétration des électrons par des électrodes métalliques à la surface.

au passage de paires de Cooper via le gaz d'électron bidimensionnel à travers le QPC. La résistance en série détermine la hauteur et la position des paliers, nous avons choisit de prendre systématiquement la résistance à $V_g = 0$. Ces résultats sont encourageants et nécessitent d'être confirmés sur d'autres échantillons. Malgré le doute c'est un résultat encourageant pour ce qui est de *la manipulation d'états cohérents*. En revanche, nous n'avons pas réussi à montrer, en régime tunnel, l'ouverture d'un 'minigap' : nous n'avons pas atteint le 'pinch off', à cause de l'apparition de courants de fuite, peut être dus à la proximité de l'indium.

Nous avons observé des transition supraconductrices sur des structures SNS courtes (dont les plots supraconducteurs sont espacés de $0.7\mu m$), toutes fabriquées en même temps. Les températures de transition sont très variées, on en déduit qu'il existe sûrement une distribution de gap : c'est encore une conséquence de l'inhomogénéité de la diffusion de l'indium. Les caractéristiques $V(I)$ montrent qu'il y a bien un supercourant à travers les jonctions SNS : les courants critiques observés sont également très différents. Mais les mesures de magnéto-résistance en régime Hall quantique ont montré que le supercourant ne passait pas par le gaz d'électrons, mais par les filaments d'indium diffusés dans le GaAs, qui se court circuitent sous le gaz d'électrons. Nous n'avons pas réussi à induire de la supraconductivité via le gaz d'électrons bidimensionnel. Marsh et al. [20] ont également mis en évidence un supercourant dans des structures In/GaAs-2DEG/In (espacés de $1\mu m$), mais ils n'ont pas fait de mesures de magnéto-résistance en régime Hall, afin de confirmer que le supercourant passe par le gaz d'électrons : il reste donc un doute sur ce point. Compte tenu de la diffusion latérale de l'indium sur quelques centaines de nanomètres, il faudra donc par la suite utiliser des structures SNS avec des plots espacés de plus d'un micron, en espérant voir de nouveau un supercourant.

Conclusion et perspectives

Au cours de cette thèse nous avons étudié l'effet de proximité sur des jonctions hybrides SN, entre de l'indium et un gaz d'électrons bidimensionnel GaAs/GaAlAs. Cette étude a été la première étape d'un projet, dont le but à long terme, est de réaliser des bits quantiques, à partir d'une source naturelle d'intrication dans des systèmes S/N-2D balistiques. Malgré des résultats tardifs, nous avons réussi à faire aboutir plusieurs points de nos objectifs initiaux.

Nous avons mis au point un procédé de fabrication de contacts ohmiques In/GaAs/AlGaAs, de bonne transparence, par diffusion d'In. L'étape qui a le plus retardé cette partie technologique, est celle du recuit de l'indium : la forte tension de surface à l'état liquide de l'indium rend sa diffusion d'autant plus inhomogène, et la géométrie des structures de dimensions inférieures au micron est difficile à contrôler. Afin de préserver les propriétés supraconductrices de l'indium, nous avons utilisé, un polyimide thermorésistant, le victrex, qui nous oblige à utiliser une technique de tricouche, et par conséquent des méthodes de transfert de motifs par gravure RIE. Ce sont des processus qui perturbent le gaz d'électrons, l'ajout d'une fine couche d'aluminium a donc été nécessaire. L'étape de dépôt par évaporation par effet joule de l'indium, pourrait être améliorée en utilisant un bâti dont le vide est meilleur ($< 10^{-7} mbar$).

Nous avons caractérisé l'interface SN : nos résultats sont en accord avec une diffusion de l'indium de façon directionnelle : ce sont les mesures TEM (qui sont en cours) qui nous permettront de savoir si il s'agit de filaments ou de pics [26] : pour cela de fines tranches d'échantillons, sont actuellement préparées par Faisceau d'Ions Focalisés. Nous avons montré par différents types de mesures, que nous avons bien un effet de proximité entre le supraconducteur et le gaz d'électrons bidimensionnel. Les mesures $R(T)$ ont montré que les jonctions SN étaient ni diffusives, ni sales, en revanche elles peuvent être caractérisées par une barrière tunnel de transmission moyenne $T=\mathcal{T}$ pour un nombre effectifs de canaux de conduction. Nous avons obtenu des transparences moyennes $0.17 < \mathcal{T} < 0.52$, même pour des échantillons fabriqués en même temps, ce qui montre bien l'inhomogénéité de la diffusion de l'indium. D'autre part, le recuit de l'indium semble

être à l'origine d'une zone de désordre autour de l'interface qui s'étend sur une distance de quelques centaines de nanomètres : ainsi nous avons mis en évidence un effet de 'reflectionless tunneling' sur deux jonctions SN différentes. En utilisant un QPC, nous avons réussi à mettre en évidence, une quantification de la conductance par pas de $(2e)^2/h$: c'est une preuve que nous avons transféré des paires de Cooper dans la partie normale, via le gaz d'électrons bidimensionnel. Ces résultats sont encourageants et nécessitent d'être confirmés sur d'autres échantillons. C'est une première étape en ce qui concerne la manipulation des états cohérents. En revanche, nous n'avons pas mis en évidence l'ouverture d'un minigap, car nous n'avons pas atteint la limite tunnel : un courant de fuite est apparu aux fortes polarisations de grille, peut être à cause de la proximité de l'indium. Il faudrait donc éloigner les grilles des plots d'indium de façon à éviter la zone de désordre créée par la diffusion de l'indium.

Pour ce qui est des structures de type SNS courtes, nous avons observé sur des échantillons (avec des plots supraconducteurs espacés de $0.7\mu m$), fabriqués en même temps, un supercourant. Cependant les caractéristiques de ces échantillons présentent des différences notables, bien qu'ils aient la même géométrie et qu'ils soient issus de la même série d'échantillons : les températures critiques et les résistances $R_{T>T_c}$ sont différentes, ainsi que les courants critiques mesurés, ces derniers varient de 5 à $185\mu A$. Malheureusement les mesures de magnétorésistance en régime Hall, ont montré que le supercourant ne passe pas par le gaz d'électrons bidimensionnel, mais par les filaments d'indium diffusés dans le GaAs. Il faudra utiliser, à l'avenir, des plots espacés de plus de $1\mu m$, afin d'éviter la zone de désordre dû à la diffusion de l'indium. Un supercourant a déjà été observé dans des systèmes identiques (In/GaAs-2DEG/In) par Marsh et al. [20], avec des plots d'indium espacés de $1\mu m$, mais il n'ont pas vérifié que le supercourant passait bien par le gaz d'électrons avec des mesures en régime Hall. Il y a par conséquent, un doute quant à leurs résultats.

Nous avons en partie caractérisé l'effet de proximité à l'interface SN, mais il reste à faire des mesures de bruit afin de déterminer la statistique des porteurs : pour une jonction SN, un doublement du bruit de grenaille du courant montre la présence d'un processus à deux électrons [39], en effet le bruit est proportionnel à la charge. Ce résultat a déjà été mis en évidence dans des structures diffusives [43, 19]. Mais ces mesures ne sont pas suffisantes pour affirmer l'existence d'intrication.

On peut faire, par exemple, des mesures de bruit en corrélations croisées, dans un schéma de type Hanbury-Brown et Twiss électronique comme le propose le groupe de T.Martin [6, 7, 8]. Il faut mettre au point une géométrie en fourche afin de pouvoir séparer spatialement les électrons intriqués : deux bras du métal normal sont alors connectés au même réservoir supraconducteur via une zone

normale commune. Une paire de Cooper émise par le supraconducteur a alors le choix entre emprunter l'un des deux bras ou se séparer en deux électrons empruntant chacun un bras de la fourche. En effet, en forçant la paire d'électrons jumeaux à se séparer dans deux régions distinctes du métal normal, on sépare deux électrons hautement intriqués : c'est le but de cette expérience. Le courant issu de deux électrons d'une même paire, qui empruntent deux branches différentes, donnera un bruit en corrélation positif, caractéristique d'une statistique de Bose-Einstein. Pour des paires qui empruntent le même bras, le bruit sera négatif, caractéristique d'une statistique de Fermi (anti-regroupement). Ce résultat est dû à la symétrie de la fonction d'onde orbitale, pour l'échange de deux électrons de spins opposés [7].

Pour estimer la distance sur laquelle s'étendent les états intriqués, nous pouvons réaliser une expérience de type Aharonov-Bohm : il faut recombinaison des deux bras via l'équivalent électronique d'une lame semi réfléchissante. En introduisant sur le trajet intermédiaire, une phase arbitraire via un faible champ magnétique, la corrélation des fluctuations du courant devrait osciller avec cette phase tant qu'il y a une cohérence de phase.

En ce qui concerne l'état de l'art, dans le domaine des jonctions S/2DEG, nous pouvons dire actuellement, que nous avons eu des résultats intéressants et encourageants : c'est une avancée sur l'étude des systèmes à base de GaAs. Bien qu'il reste encore beaucoup de points à mettre en évidence, ce sont de sérieux concurrents aux systèmes à base d'InAs bien plus exploités à ce jour.

Conclusion et perspectives.

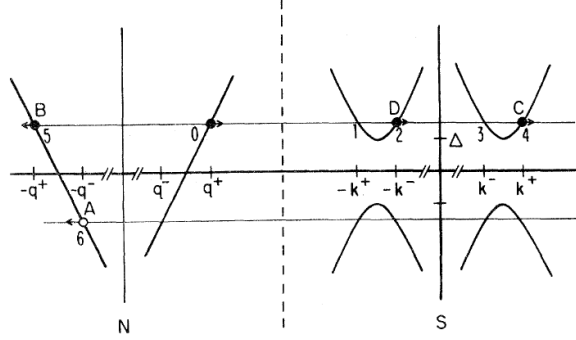
Annexe A

Le modèle BTK.

En 1982, Blonder, Thinkam et Klapwijk [27] ont établi un modèle permettant de calculer le courant à travers une jonction N/S monocanale, quelque soit la hauteur de la barrière : de la limite tunnel à la limite métallique. Cette théorie est basée sur les équations de Bogoliubov de Gennes. Dans ce modèle, les processus de diffusions ont lieu uniquement à l'interface, représentée par une barrière de potentiel répulsif $H\delta(x)$ localisée, qui modélise par exemple une fine barrière due à la présence d'un contact ponctuel, ou une couche d'oxyde dans la limite tunnel. Pour plus de commodité on introduit un paramètre sans dimension pour décrire la hauteur de la barrière : $Z = k_F H / 2\varepsilon_F = H / \hbar v_F$. Dans l'état normal les coefficients de transmission et de réflexion sont donnés respectivement par : $\mathcal{T} = 1/(1 + Z^2)$ et $\mathcal{R} = Z^2/(1 + Z^2)$. On a donc la limite sans barrière, avec $Z = 0$ et la limite tunnel avec $[Z^2(u^2 - v^2)] \gg 1$. Si on considère les électrons qui arrivent de la partie normale et qui vont vers le supraconducteur, le courant est déterminé à partir des événements suivants : $A = |r_{ee}|^2$, qui correspond à la probabilité de réflexion normale, $B = |r_{eh}|^2$, la probabilité de réflexion d'Andreev, $C = |t_+|^2$, la transmission d'une paire de Cooper et $D = |t_-|^2$, la réflexion d'une paire. Tous ces événements sont schématisés dans la figure A.1 et permettent de calculer le courant du réservoir normal au réservoir supraconducteur.

On normalise ces probabilités avec la relation suivante : $A + B + C + D = 1$. Ces termes dépendent de l'énergie et de Z (ie de la barrière), on a les expressions des fonctions d'ondes :

FIG. A.1: Schéma du diagramme d'énergie en fonction du vecteur d'onde, à l'interface SN d'après [27], ce diagramme inclue les états dégénérés. Les cercles pleins représentent les électrons et les cercles creux les trous, les flèches représentent la vitesse de groupe. En 0, il y a un électron incident, les particules transmises en 2 et 4, et les particules réfléchies en 5 et 6, avec en A le trou de la paire d'Andreev réfléchi.



$$\begin{aligned}
 \Psi_{inc} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_N^+ x} \\
 \Psi_{ref} &= r_{ee} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_N^+ x} + r_{eh} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-ik_N^- x} \\
 \Psi_{trans} &= t_+ \begin{pmatrix} \tilde{u}e^{i\varphi} \\ \tilde{v} \end{pmatrix} e^{ik_S^+ x} + t_- \begin{pmatrix} \tilde{v}e^{i\varphi} \\ \tilde{u} \end{pmatrix} e^{-ik_S^- x}
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

Les conditions aux limites en $x=0$, c'est-à-dire la continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée sont données par :

$$\begin{aligned}
 \Psi_S(0) - \Psi_N(0) &= 0 \\
 \frac{\hbar}{2m} \left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_N}{\partial x} \right) &= H\Psi(0)
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

On en déduit les coefficients A, B, C et D quelque soit la valeur de l'énergie et la force de la barrière. On a la forme générale de ces termes, quelque soit la hauteur de la barrière Z :

$$A = \frac{\Delta^2}{E^2 + (\Delta^2 - E^2)(1 + 2Z^2)^2} \text{ pour } E < \Delta \quad \text{et } A = \frac{u_0^2 v_0^2}{\gamma^2} \text{ pour } E > \Delta \tag{A.3}$$

$$B = 1 - A \text{ pour } E < \Delta \quad \text{et } B = \frac{(u_0^2 - v_0^2)^2 Z^2 (1 + Z^2)}{\gamma^2} \text{ pour } E > \Delta \tag{A.4}$$

$$C = 0 \text{ pour } E < \Delta \quad \text{et } C = \frac{u_0^2 (u_0^2 - v_0^2) (1 + Z^2)}{\gamma^2} \text{ pour } E > \Delta \tag{A.5}$$

$$D = 0 \text{ pour } E < \Delta \quad \text{et } D = \frac{v_0^2(u_0^2 - v_0^2)Z^2}{\gamma^2} \text{ pour } E > \Delta \quad (\text{A.6})$$

Avec :

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= [u_0^2 + Z^2(u_0^2 - v_0^2)]^2 \\ u_0^2 &= 1 - v_0^2 = 1/21 + [(E^2 - \Delta^2)/E^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

On remarque que pour $E < \Delta$, quelque soit la hauteur de la barrière, $C=D=0$, il n'y a pas de transmission vers le supraconducteur. Pour une transmission parfaite (ie $Z=0$), et $E < \Delta$, $A=1$ et $B=0$, seule la réflexion d'Andreev contribue au courant. Pour une barrière intermédiaire, la réflexion d'Andreev diminue, alors que la réflexion normale augmente : il y a une compétition entre ces deux processus. Pour des barrières très importantes ($Z \gg 1$), l'effet de proximité diminue fortement, $A \rightarrow 0$, la probabilité de réflexion d'Andreev est faible. Pour $E > \Delta$, C et D sont non nuls, et les quasiparticules peuvent être transmises dans le supraconducteur, quelque soit la hauteur de la barrière, et la jonction tend vers un comportement entre deux métaux normaux. L'expression du courant est donnée par :

$$I_{NS} = 2N(0)e v_F \mathcal{A} \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] [1 + A(E) - B(E)] dE \quad (\text{A.8})$$

$N(0)$ étant la densité d'état supraconducteur à une particule au niveau de Fermi, \mathcal{A} étant l'aire effective de l'interface S/N, $f_0(E - eV)$ étant la fonction de distribution de Fermi Dirac des électrons arrivant du métal normal, et $f_0(E)$ celle des électrons arrivant du côté supraconducteur. On remarque que les termes $A(E)$ et $-B(E)$ sont en compétition : la réflexion d'Andreev, qui correspond au transfert de deux électrons dans le supraconducteur à partir d'un électron normal, augmente le courant, alors que la réflexion normale le diminue. Dans le cas d'une jonction entre deux métaux normaux, il n'y a pas de réflexion d'Andreev, on a $1 - B(E) = (1 + Z^2)^{-1}$, on définit la résistance de Sharvin par :

$$I_{NN} = \frac{2N(0)e^2 v_F \mathcal{A}}{1 + Z^2} V \equiv \frac{V}{R_N} \quad (\text{A.9})$$

On remarque que la conductance est doublée sous le gap pour une transmission parfaite ie dans la limite balistique. Pour de mauvaises transmissions, la conductance est faible sous le gap, la réflexion d'Andreev disparaît, on retrouve les résultats de la théorie de l'hamiltonien tunnel.

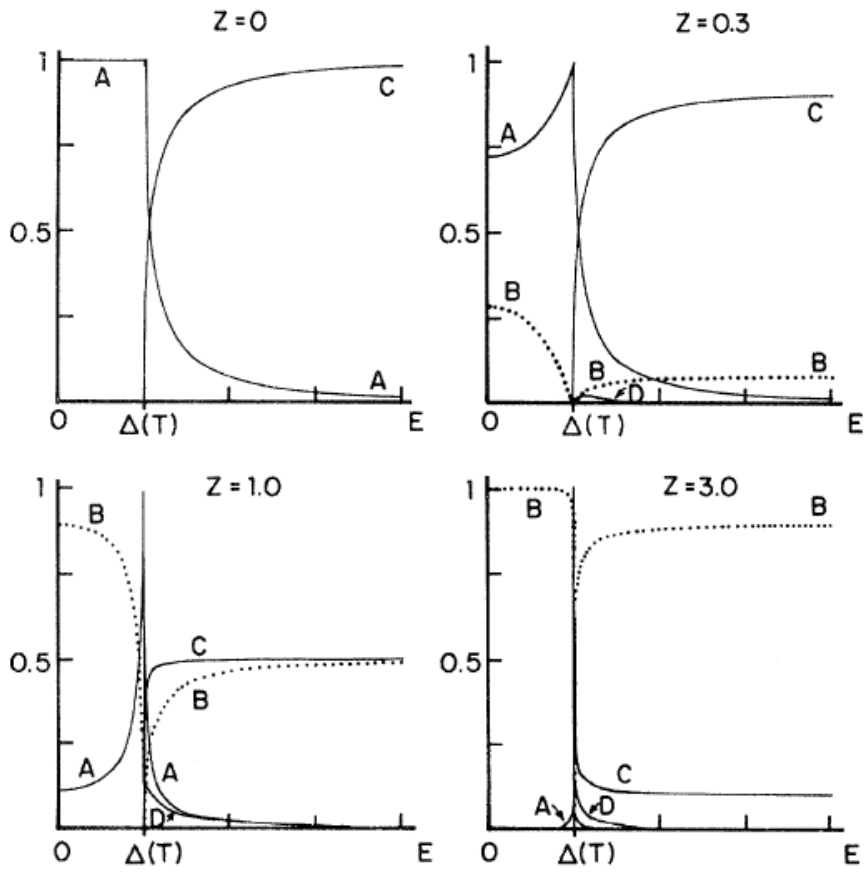


FIG. A.2: Courbes théoriques des coefficients de transmission et de réflexion à l'interface SN, en fonction de l'énergie d'après [27], pour différentes barrières : $Z=0, 0.3, 1,$ et 3 .

Annexe B

Calcul du courant dans une jonction SNS.

Le but est de calculer le courant dans une jonction Josephson SNS, dans le cas général d'une jonction longue, dont la partie normale possède un désordre quelconque. Beenaker et van Houten [35, 36] ont considéré le problème à partir de la théorie de scattering, basée sur le formalisme de Bogoliubov de Gennes (cf chapitre 1 : équations 1.11 à 1.14). On considère dans ce modèle que le seul processus de diffusion aux interfaces SN est la réflexion d'Andreev (interfaces parfaites), et qu'il existe du désordre dans la région normale. Le supercourant est relié à la matrice de diffusion de la partie normale. On considère une jonction SNS, avec une région normale pour $|x| < L/2$, où le potentiel de paire est défini comme :

$$\begin{aligned}\Delta(x) &= \Delta_0 e^{i\phi/2} \text{ si } x < -L/2 \\ \Delta(x) &= 0 \text{ si } |x| < L/2 \\ \Delta(x) &= \Delta_0 e^{-i\phi/2} \text{ si } x > L/2\end{aligned}\tag{B.1}$$

On reprend les équations 2.2 à 2.6, pour décrire les fonctions d'onde du système. Si on désigne par c_N^{in} (resp. c_N^{out}), les états entrants dans la partie normale (les états sortants dans la partie normale), sont donnés, dans la base des vecteurs propres $(\Psi_{n,e}^\pm(N), \Psi_{n,h}^\pm(N))$, par les vecteurs :

$$\begin{aligned}c_N^{in} &\equiv (c_e^+(N_1), c_e^-(N_2), c_h^-(N_1), c_h^+(N_2)) \\ c_N^{out} &\equiv (c_e^-(N_1), c_e^+(N_2), c_h^+(N_1), c_h^-(N_2))\end{aligned}\tag{B.2}$$

Ces deux vecteurs vérifient la relation : $c_N^{out} = s_N c_N^{in}$, avec s_N , la matrice de diffusion dans la partie normale, donnée par :

$$s_N(\epsilon) = \begin{pmatrix} s_0(\epsilon) & 0 \\ 0 & s_0(\epsilon) \end{pmatrix}, \text{ avec } s_0 = \begin{pmatrix} r_{11} & t_{12} \\ t_{21} & r_{22} \end{pmatrix}\tag{B.3}$$

C'est une matrice unitaire et symétrique, qui ne couple pas les électrons aux trous. Les termes r et t sont des matrices $N \times N$. pour la partie supraconductrice, si on s'intéresse au spectre discret pour les énergies $0 < \epsilon < \Delta_0$, il n'y a pas de modes qui se propagent dans les électrodes supraconductrices, on définit une matrice pour les réflexions d'Andreev aux interfaces, avec $c_N^{in} = s_A c_N^{out}$, on a :

$$s_A = \alpha \begin{pmatrix} 0 & r_A \\ r_A^* & 0 \end{pmatrix}, \text{ avec } r_A = \begin{pmatrix} e^{i\phi/2} \mathbf{1} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi/2} \mathbf{1} \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

$\alpha = e^{-i \arccos(\epsilon/\Delta_0)}$. Pour le spectre discret, la condition $c_N^{in} = s_A s_N c_N^{in}$ pour un état de bord implique que $Det(\mathbf{1} - s_A s_N) = 0$, d'où en utilisant les expressions 2.8 et 2.9, et la relation suivante :

$$Det \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = det(ad - aca^{-1}b) \quad (\text{B.5})$$

$$Det[\mathbf{1} - \alpha(\epsilon_p)^2 r_A^* s_0(\epsilon_p) r_A s_0^*(-\epsilon_p)] = 0 \quad (\text{B.6})$$

ϵ_p étant les valeurs propres du spectre discret. Si on s'intéresse au spectre continu d'énergie, pour $\epsilon > \Delta_0$, les états entrants dans les électrodes supraconductrices et les états sortants sont donnés, dans la base des vecteurs propres $(\Psi_{n,e}^\pm(S), \Psi_{n,h}^\pm(S))$, par les vecteurs :

$$\begin{aligned} c_S^{in} &\equiv (c_e^+(S_1), c_e^-(S_2), c_h^-(S_1), c_h^+(S_2)) \\ c_S^{out} &\equiv (c_e^-(S_1), c_e^+(S_2), c_h^+(S_1), c_h^-(S_2)) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

on peut définir une matrice qui lie les états entrants (c_S^{in}) aux états sortants (c_S^{out}), telle que $c_S^{out} = s_{SNS} c_S^{in}$, avec :

$$\begin{aligned} s_{SNS} &= U^{-1}(\mathbf{1} - M)^{-1}(\mathbf{1} - M^\dagger) s_N U \\ \text{avec } U &= \begin{pmatrix} r_A & 0 \\ 0 & r_A^* \end{pmatrix}^{1/2}, \text{ et } M = \alpha s_N \begin{pmatrix} 0 & r_A \\ r_A^* & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Le spectre d'excitation continu est relié à la matrice s_{SNS} par la relation générale [111] :

$$\rho = \frac{1}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \ln(Det s_{SNS}) + cste \quad (\text{B.9})$$

Le terme constant est indépendant de ϕ , en utilisant les expressions 2.10 et 2.12, on obtient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial \phi} = -\frac{1}{\pi} \frac{\partial^2}{\partial \phi \partial \epsilon} \text{Im}[\ln Det[\mathbf{1} - \alpha(\epsilon)^2 r_A^* s_0(\epsilon) r_A s_0^*(-\epsilon)^*]] \quad (\text{B.10})$$

A l'équilibre, une différence de phase entre les deux électrodes supraconductrices crée un courant continu à travers la jonction : c'est l'effet Josephson continu. Il existe une relation thermodynamique entre le courant à l'équilibre et l'énergie libre F , donnée par :

$$I = \frac{2e}{\hbar} \frac{dF}{d\phi} \quad (\text{B.11})$$

L'énergie libre a été dérivée des équations de Bogoliubov de Gennes [36] :

$$F = -2k_B T \sum_{\epsilon > 0} \ln[2\cosh(\epsilon/2k_B T)] + \int dr |\Delta|^2 / |g| + Tr \mathcal{H}_0 \quad (\text{B.12})$$

g étant le coefficient d'interaction donné par la théorie BCS, et \mathcal{H}_0 l'hamiltonien à un électron. Le premier terme correspond à l'énergie libre des électrons sans interaction à l'énergie de Fermi. le second terme est une correction à une contribution double donnée par le modèle semiconducteur, pour la bande de conduction et la bande de valence. Le troisième terme correspond à la somme des énergies propres à un électron, et compense la divergence du premier terme aux fortes énergies. En utilisant les équations A.2 et A.3, on en déduit l'expression générale du courant :

$$I = -\frac{2e}{\hbar} \sum_p \tanh(\epsilon_p/2k_B T) \frac{d\epsilon_p}{d\phi} - \frac{2e}{\hbar} 2k_B T \int d\epsilon \ln[2\cosh(\epsilon/2k_B T)] \frac{d\rho}{d\phi} + \frac{2e}{\hbar} \frac{d}{d\phi} \int dr |\Delta|^2 / |g| \quad (\text{B.13})$$

Annexe C

Le cryostat à dilution ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$.

Nous avons utilisé un cryostat à dilution ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ dont la température de base est de 30mK. Nous allons rapidement rappeler son principe de fonctionnement [92] qui est basé sur le diagramme binaire des deux liquides cryogéniques l' ${}^3\text{He}$ et l' ${}^4\text{He}$. En dessous du point tricritique il y a apparition de deux phases :

- une phase liquide dite diluée, pauvre en ${}^3\text{He}$ et riche en ${}^4\text{He}$.
- une phase gazeuse dite concentrée, riche en ${}^3\text{He}$ et pauvre en ${}^4\text{He}$, qui flotte sur le liquide.

Dans un cryostat à dilution les deux phases coexistent dans la chambre de mélange. Dès 1951, London a prédit que la passage de l' ${}^3\text{He}$ de la phase riche à la phase pauvre produirait des basses températures : il s'agit de diluer l' ${}^3\text{He}$ dans l' ${}^4\text{He}$, on a l'équivalent d'une évaporation adiabatique d'un liquide (ici l' ${}^3\text{He}$). En effet, on force les atomes d' ${}^3\text{He}$ de la phase concentrée à migrer vers la phase diluée où leur enthalpie est plus faible : les atomes d' ${}^3\text{He}$ empruntent de la chaleur à un système extérieur d'où la diminution de température. Le fonctionnement du cryostat s'effectue sur un cycle fermé. Le cryostat comporte quatre éléments essentiels : le bouilleur, les échangeurs, la boîte à mélange et le porte échantillon (cf figure). Au départ le mélange ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ est dans un réservoir (le bidon) à l'état gazeux (à température ambiante) il faut le condenser ce qui nécessite de descendre à 4.2K. Pour atteindre cette température plus rapidement, on introduit du "gaz d'échange" (${}^4\text{He}$) dans le calorimètre (qui était préalablement isolé thermiquement) afin de le thermaliser avec le vase interne contenant de l' ${}^4\text{He}$ liquide. Le gaz d'échange est ensuite pompé suffisamment longtemps pour se débarrasser du gaz résiduel par cryopompage sur les surfaces les plus froides. On injecte le mélange par des capillaires en inox où il est thermalisé à 4.2K. Le mélange injecté se condense vers 1.5K, mais le refroidissement, sera assuré si l'on fait circuler de l' ${}^3\text{He}$ continûment en retirant de l' ${}^3\text{He}$ de la phase diluée. Le passage du liquide dans une impédance, permet après détente, de former un mélange liquide-gaz dans la chambre de mélange et les échangeurs. On refroidit ainsi le système en

pompant la partie gazeuse du mélange qui devient de plus en plus riche en 3He , alors que la partie liquide s'en appauvrit, sans qu'il y ait séparation de phases. C'est à 800mK que la dilution commence dans le bouilleur : la partie riche en 4He (ie diluée en 3He) formée dans les régions hautes, tombe de part sa densité élevée en accélérant ainsi le refroidissement. Le bouilleur sert à réinjecter de l' 3He le plus pur possible en créant un gradient de pression osmotique dans la phase diluée, en chauffant légèrement c'est l' 3He qui s'évapore majoritairement et qui est pompé. Les échangeurs relient la boîte à mélange au bouilleur dans les deux sens par des capillaires concentriques : le liquide 'chaud' qui va vers la chambre à mélange est refroidit par celui qui remonte au bouilleur. Il est donc nécessaire d'avoir un bon contact thermique au niveau des échangeurs. Enfin dans la boîte à mélange se fait la dilution de l' 3He de la phase riche (région haute) à la phase pauvre (région inférieure). Le retour de l' 3He se fait par diffusion à travers l' 4He dans le capillaire de pompage jusqu'au bouilleur où il se vaporise. Un mélange non équilibré d' $^3He/^4He$ peut limiter la performance du cryostat : l'interface des phases riche et pauvre en 3He peut être repoussée hors de la boîte à mélange (jusqu'au tube de dilué) et empêcher l'effet frigorifique. La température minimale du cryostat dépend fortement de la proportion du mélange sans oublier les fuites thermiques et les vibrations (pompes à vide). Les constructeurs de ce genre de cryostat annonce une température de base de 10mK, pour nos expériences nous avons atteint 30mK.

Annexe D

Résumé du procédé de fabrication

Etape préliminaire : En général, les hétérojonctions nous sont données avec une couche d'In en face arrière, qui sert à coller l'échantillon lors de la croissance épitaxiale. Cette couche peut être gênante pendant les étapes de recuit, il faut donc l'enlever : on protège la surface de l'échantillon, en le collant par sa face avant sur une plaque de verre, avec de la cire chauffée. On le trempe ensuite, ainsi collé, dans une solution de $HgCl_2$ qui attaque l'In, on peut frotter avec un coton tige pour nettoyer efficacement. On rince ensuite abondamment à l'eau déionisée. Pour enlever la cire, on trempe la plaque de verre dans du trichloroéthylène chaud (à réaliser deux fois) enfin on rince l'échantillon décollé dans de l'acétone puis de l'isopropanol.

1^{er} niveau : Croix d'alignement et contacts ohmiques, on peut faire ces deux motifs à la fois pour gagner une étape de lithgraphie.

- enduction de PMMA 50g/L 3000 tours/mn 30s (6000 Å)avec un recuit à 175°C 10 mn.
- insolation des croix de 5 μ m de large, et du niveau contact ohmique Au-GeNi, durée \approx 2h00, pour un courant de 10nA : on insole environ 50 échantillons sur une hétérojonction de 1cm².
- révélateur MIBK/Ipa (1/3) 60s + arrêt à l'Ipa.
- dépôt AuGeNi (\approx 45mn)+ lift off au trichloroéthylène.
- recuit à 450°C pendant 1mn.

2^{ime} niveau : Mesa.

- Enduction avec une résine négative (afin de faire une gravure chimique) le NaN (c'est aussi une résine optique) pour 4000 tours/mn pendant 30s, un recuit sur plaque chauffante de 60° à 120°C avec 1mn à 120°C.
- insolation du niveau méssa avec un courant de 10nA, durée \approx 40mn.
- révélateur MIF pur 30s + arrêt à l'eau déionisée (EDI).
- gravure chimique de 1000 Å de GaAs dans un mélange de $H_2O/H_3PO_4/H_2O_2$ (120/9/3) 1mn à température ambiante.

- retirer le NaN restant avec de l'acétone.

3^{ème} niveau : Croix d'alignement fine : nous avons fait les croix en deux étapes car le recuit à 450°C des contacts AuGeNi abîme les croix et lorsqu'on a besoin de s'aligner avec précision, à faible courant, par la suite (surtout avec le tricouche) il est capital d'avoir des croix parfaitement définies.

- enduction de PMMA 50g/L 3000 tours/mn 30s (6000 Å)avec un recuit à 175°C 10 mn.
- insolation des croix et 'L-mark', durée \approx 10mn, pour un courant de 10nA.
- révélateur MIBK/Ipa (1/3) 60s + arrêt à l'Ipa.
- dépôt Ti/Au (200/2000 Å) + lift off au trichloroéthylène.

4^{ème} niveau : L'Indium (+cuivre).

- Réalisation du 'tricouche' sans oublier la couche de 100 Å d'Al pour protéger le 2DEG.
- insolation des motifs supra à deux courants différents pour les petits motifs 180pA (15mn) et les grands à 10nA (1h30).
- révélateur MIBK/Ipa (1/3) 60s + arrêt à l'Ipa.
- gravure RIE (SF_6 30s + O_2 8mn) pour transférer le motif.
- attaque de l'Al au HF à $^\circ/\infty$ 40s. On désoxyde ainsi le GaAs.
- dépôt par évaporation de l'In/Cu (4000 Å , 500 Å)
- lift off au pyrrollydon chauffé à 100°C.
- attaque chimique de l'Al restant avec NaOH à 0.25mol/L pendant 2mn rinçage à l'EDI.
- recuit 320°C 1mn30s.

5^{ème} niveau : Connection AuGeNi/In par des ponts en Ti/Au. En effet on ne peut pas directement relier le niveau In à celui AuGeNi car le recuit forme un alliage In-Au qui a une tension de surface importante formant ainsi une couche non uniforme (amas de billes).

- enduction de PMMA 50g/L 3000 tours/mn 30s (6000 Å)avec un recuit à 175°C 10 mn.
- insolation des ponts pour le Ti/Au, durée \approx 1h00, pour un courant de 10nA.
- révélateur MIBK/Ipa (1/3) 60s + arrêt à l'Ipa.
- dépôt Ti/Au (200/2000 Å) + lift off au trichloroéthylène.

6^{ème} niveau : Les QPC.

- enduction de PMMA 30g/L 3000 tours/mn 30s (2000 Å)avec un recuit à 175°C 10 mn.
- insolation des QPC, durée \approx 1h30, pour un courant de 50pA.
- révélateur MIBK/Ipa (1/3) 50s + arrêt à l'Ipa.
- dépôt Ti/Au (100/500 Å) + lift off au trichloroéthylène.

Ensuite il reste à connecter l'échantillon à la céramique qui permet de faire les mesures à très basses température (avec le cryostat à dilution). Pour cela on

fait des microsoudure, par thermocompression, avec des fils d'or de $25 \mu m$. La canne de mesure possède 12 connections.

Bibliographie

- [1] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**, 1175, (1957).
- [2] P.G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
- [3] P.G. de Gennes, E. Guyon, *Phys. Lett.* **3**, 168 (1963).
- [4] P.G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Advanced Book program (1966).
- [5] A.F. Andreev, *Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964).
- [6] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, *Nature*, **177** :27, 1956.
- [7] J. Torrès, T. Martin and G. Lesovik, *Phys. Rev. B* **63**, 134517 (2001).
- [8] G. Lesovik, T. Martin and G. Blatter *Eur. Phys. Journal B***24**, 287 (2001).
- [9] H. Takayanagi, and T. Kawakami *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2449, (1985).
- [10] A. Furusaki, H. Takayanagi, and M. Tsukuda *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 132, (1991).
- [11] H. Takayanagi, T. Akazaki and J. Nitta, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3533, (1995).
- [12] H. Takayanagi, J.B. Hansen and J. Nitta, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 162, (1995).
- [13] H. Takayanagi, T. Akazaki and J. Nitta, *Phys. Rev. B*, **51**, 1374, (1995).
- [14] H. Takayanagi, E. Toyoda, and T. Akazaki, (1996, unpublished).
- [15] H. Takayanagi, and T. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 4552, (1995).
- [16] T. Akazaki, H. Takayanagi, J. Nitta and T. Enoki *Appl. Phys. Lett.* **68**, 418 (1996).
- [17] A. Furusaki, and M. Tsukuda, *Solid State Comm.*, **78**, 299, (1991).
- [18] A. Furusaki, H. Takayanagi, and M. Tsukuda, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 132, (1991).
- [19] P. Roche, H. Perrin, D.C. Glattli, H. Takayanagi, and T. Akazaki, *Physica C*, **352**, 73, (2001).
- [20] A.M. Marsh, D.A. Williams, and H. Ahmed, *Phys. Rev. B***50**, 8118 (1994).
- [21] A.M. Marsh, D.A. Williams, and H. Ahmed, *Physica B***203**, 307 (1994).
- [22] A.M. Marsh, and D.A. Williams, *J. Vac. Sci. Technol. A***14**, 2577 (1996).

BIBLIOGRAPHIE

- [23] A.M. Marsh, D.A. Williams, and H. Ahmed, *J. Vac. Sci. Technol.***10**, 1694 (1995).
- [24] K-M. Lensen, M. Matters, C.J.P.M. Harmans, J.E. Mooij, M.R. Leys, W. van der Vleuten and J. H; Wolter, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2079 (1993).
- [25] K-M. Lensen, M.R. Leys, and J. H. Wolter, *Phys. Rev. B* **58**, 4888 (1998).
- [26] S. Chaudhuri, P.F. Bagwell, D. McInturff, J.C.P. Chang, T.M. Pekarek, B.C. Crooker *cond-mat/9904241* Apr (1999).
- [27] G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, 4515 (1982).
- [28] M. Tinkham *Introduction to superconductivity*, second edition.
- [29] Y. Takane, and H. Ebisawa, *J. Phys. Soc. Japan*, **61**, 3466 (1992).
- [30] C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. B*, **48**, 2811 (1993).
- [31] C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. B*, **46**, 12841 (1992).
- [32] C.W.J. Beenakker, *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 3 (1997).
- [33] C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3836 (1991).
- [34] C.W.J. Beenakker, and M. Buttiker, *Phys. Rev. B*, **43**, 1889 (1992).
- [35] C.W.J. Beenakker, *cond-mat.*, **0406127**, publié dans *Transport Phenomena in Mesoscopic Systems*(2004).
- [36] C.W.J. Beenakker, and H. Van Houten, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 3056 (1991).
- [37] C.W.J. Beenakker, *cond-mat.*, **9909293**,(1999).
- [38] Y.M. Blanter, and M. Buttiker, *Phys. Rep. 1*, **336**, (2000).
- [39] M.J.M. de Jong, and C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. B*, **49**, 16070 (1994).
- [40] O.N. Dorokhov, *Solid State Commun.*, **51**, 381 (1984).
- [41] Y. Imry, *Europhys. Lett.*, **1**, 249 (1986).
- [42] Y.V. Nazarov, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 134 (1994).
- [43] X. Jehl, M. Sanquer, R. Calemczuk, and D. Mailly *Nature*, **405**, 50(2000).
- [44] B.D. Josephson, *Phys. Lett.*, **1**, 251 (1962).
- [45] B.D. Josephson, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 216 (1964).
- [46] J.B. Johnson, *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 97 (1928).
- [47] H. Nyquist, *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 110 (1928).
- [48] K.K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.*, **51**, 1 (1979).
- [49] G. Eilenberger, *Z. Phys.*, **214** : 195 (1968).
- [50] A.I. Larkin and Y.N. Ovchinnikov, *Sov. Phys. JETP* **26** : 1200 (1968).
- [51] K.D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.*, **25** : 507 (1970).

-
- [52] H. Kamerlingh-Onnes, *Leiden Comm.*, **120b**(1911).
- [53] N.N. Bogoliubov, *Sov. Phys. JETP*, **7**, 41 (1958).
- [54] N.N. Bogoliubov, *Nuevo Cimento*, **7**, 794 (1958).
- [55] J.G. Valatin, *Nuevo Cimento*, **7**, 843 (1958).
- [56] L.P. Gor'kov, *Sov. Phys. JETP*, **9** : 1364 (1960).
- [57] I. Giaver, *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 147 (1960).
- [58] J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 57 (1961).
- [59] M. Cohen, L.M. Falicov, J.C. Phillips, *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 316 (1962).
- [60] A. Kastalsky, A.W. Kleinsasser, L.H. Greene, R. Bhat, F.P. Milliken, J.P. Harbisson, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3026 (1991).
- [61] B.J. Van Wees, P. de Vries, P. Magnée, T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 510 (1992).
- [62] S.J.M. Bakker, E. Van der Drift, T.M. Klapwijk, H.M. Jaeger, S. Radelaar, *Phys. Rev. B*, **49**, 13275 (1994).
- [63] P.H.C. Magnée, N. van der Post, P.H.M. Kooistra, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **50**, 4594 (1994).
- [64] W. Poirrier, D. Mailly, M. Sanquer, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2105 (1997).
- [65] W. Poirrier, *Thèse de doctorat*, (1997).
- [66] B.D. Josephson, *Phys. Lett.*, **1** : 251, 1962.
- [67] K.K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.*, **51**, 101, 1979.
- [68] P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier, F.K. Wilhelem, A.D. Zaikin, G. Schön, *Phys. Rev. B*, **63**, 064502, 2001.
- [69] P. Dubos, H. Courtois, O. Buisson, and B. Pannetier, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 206801, 2001.
- [70] V.L. Ginzburg, and L.D. Landau, *JETP***20**, 1064, 1950.
- [71] J. Clarke, U. Eckern, A. Schimid, G. Schön, and M. Thinkham, *Phys. Rev. B*, **20**, 3933, 1979.
- [72] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.*, **1**, 223, (1957).
- [73] R. Landauer, *Phylos. Mag.*, **21**, 863, (1970).
- [74] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.*, **32**, 306, (1988).
- [75] M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1761, (1986).
- [76] M. Büttiker, *IBM J. Res. Dev.*, **32**, 317, (1988).
- [77] M. Büttiker, *Phys. Rev. B*, **46**, 12985, (1992).
- [78] T. Martin, R. Landauer, *Phys. Rev. B*, **45**, 1742, (1992).

BIBLIOGRAPHIE

- [79] R. de Picciotto, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West, *Nature*, **411** :51, (2001).
- [80] Y.P. Li, D.C. Tsui, J.J. Hermans, J.A. Simmons, G.W. Weiman, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 774, (1990).
- [81] M. Reznikov, M. Heiblum, H. Shtrikman, D. Mahalu, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3340 (1995).
- [82] A. Kumar, L. Saminadayar, D.C. Glattli, Y. Jin, B. Etienne, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2778 (1996).
- [83] H.E. Van der Brom, J.M. Van Ruitenbeek, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1526 (1999).
- [84] G.B. Lesovik, *JETP Lett.*, **49**(9) : 592, (1989).
- [85] G.D. Mahan, *Many Particle Physics*, Indiana University.
- [86] *Hand Book of Microlithography*.
- [87] R. Landauer, *Philosophical Magazine* **21**, 863 (1970).
- [88] B.J. Wees, H. van Houten, C. Beenaker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C.T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [89] B.J. van Wees, K-M.H. Lenssen, and C.J.P.M. Harmans, *Phys. Rev. B* **44**, 470 (1991).
- [90] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, and G. Jones, *Journal of Physics C : Solid States Physics* **21**, L209 (1988)
- [91] P. Dubos *Ph. D. Thesis* CNRS-Grenoble 2000
- [92] P. Pari *Cours technique sur la réfrigération $^3\text{He}/^4\text{He}$* CEA-Saclay 1997.
- [93] P.J. Paniez, J.A. Guinot, B. Mortini, C. Rosilio, *Microelectronic Engineering***41/42**, 367 (1998); See also P.J. Paniez, CNET DTM/MAD/97-35 internal report (1997).
- [94] I.O. Kulik, and A.N. Omel'yanchuk, *Sov. J. Low. Temp. Phys.* **3**, 459 (1977).
- [95] I.O. Kulik, and A.N. Omel'yanchuk, *Sov. J. Low. Temp. Phys.* **4**, 142 (1978).
- [96] C. Ishii, *Prog. Theor. Phys.* **44**, 1525 (1970).
- [97] B. K. Nolic, J.F. Freericks, and P. Miller, *Phys. Rev. B*, **64**, 212507, (2001).
- [98] U. Ledermann, A. L. Fauchère, and G. Blatter, *cond-mat./9902134*, (1999).
- [99] N.A. Mortensen, A.P. Jauho, K. Flensberg, H. Schomerus, *cond-mat./9903205*, (1999).
- [100] U. Günsenheimer, and A.D. Zaikin, *Phys. Rev. B*, **50**, 9, (1997).
- [101] A. Bardas, and D.V. Averin, *Phys. Rev. B*, **56**, 14, (1994).
- [102] W. Belzig, F.K. Wilhem, C. Bruder, G. Schön, and A.D. Zaikin, *cond-mat./9812297*, (2004).

-
- [103] T.Y. Hsiang, and D.K. Finnemore, *Phys. Rev. B*, **22**, 1, (1980).
- [104] T.Y. Hsiang, and D.K. Finnemore, *Phys. Rev. B*, **30**, 3, (1984).
- [105] R.A. Anderson, and D.M. Ginsberg *Phys. Rev. B*, **5**, 4421, (1972).
- [106] F. Zhou, P. Charlat, B. Spivak, and B. Pannetier, *J. Low Temp. Phys.*, **110**,841, (1998).
- [107] T.M. Klapwijk, G.E. Blonder, and M. Tinkham, *Physica*, **109**,1657, (1982).
- [108] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **27**, 6739, (1983).
- [109] T. Hoss, C. Strunk, T. Nussbaumer, R. Huber, U. Staufer, and C. Schönenberger, *Phys. Rev. B*, **62**, 4079, (2000).
- [110] M.Yu. Kupriyanov, and V. F. Lukichev, *Sov. J. Low. Temp. Phys.* **8**, 526 (1982).
- [111] E. Akkermans, A. Auerbach, J.E. Avron, and B. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 76, (1991).
- [112] E.N. Bratus, V.S. Shumeiko, and G. Wendin, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2110, (1995).
- [113] D. Averin, and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1831, (1982).
- [114] P. Charlat, H. Courtois, P. Gandit, D. Mailly, A.F. Volkov, and B. Pannetier *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4950, (1996).
- [115] V.T. Petrashov, R.S. Shaikhidarov, P. Delsing, and T. Cleason, *JETP*, **67**, 513, (1998).
- [116] A.A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf, and D.E. Prober, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3398, (2000).
- [117] S.G. Den Hartog, C.M.A. kapteyn, B.J. Van Wees, T.M. Klapwijk, and G. Borghs, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4954, (1996).
- [118] S.G. Den Hartog, B.J. Van Wees, T.M. Klapwijk, Y.V. Nazarov, and G. Borghs, *Phys. Rev. B*, **56**, 13738, (1997).
- [119] E. Toyoda, H Takayanagi, and H. Nakano, *Phys. Rev. B*, **59**, 11653, (1999).
- [120] S.G. Lachenmann, I. Friedrich, A. Förster, D. Uhlisch, and A.A. Golubov, *Phys. Rev. B*, **56**, 114108, (1997).
- [121] I.K. Marmoros, C.W. Beenaker, and R.A. Jalabert, *Phys. Rev. B*, **48**, 2811, (1993).
- [122] J.A. Melsen, and C.W. Beenaker, *Physica B*, **203**, 219, (1994).
- [123] B.R. Choi, A.E. Hansen, T. Kontos, C Hoffmann, S. Oberholzer, W. Belzig, C. Schonenberger, T. Akazaki, and Takayanagi, *Phys. Rev. B*, **72**, 024501, (2005).

BIBLIOGRAPHIE

- [124] E.V. Il'ichev, V.I. Kuznetsov, and V.A. Tulin, *cond-mat/0305584* v2, (2004).
- [125] A.G. Sivakov, A.M. Glukhov, A.N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Müller, and A.V. Ustinov, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 26, (2003).
- [126] X. Yang, and R. Tidecks, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 21, (1991).
- [127] W.J. Skocpol, M.R. Beasley, and M. Tinkham *J. Low Temp. Phys.*, **16**, 145, (1974).
- [128] A.F. Morpurgo, B.J. Van Wees, T.M. Klapwijk, and G. Borghs, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2636, (1997).
- [129] A.F. Morpurgo, B.J. Van Wees, T.M. Klapwijk, and G. Borghs, *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 1435, (1997).
- [130] A. Chrestin, T. Matsuyama, and U. Merkt, *Phys. Rev. B*, **55**, 8457, (1997).
- [131] Y. Takagi, and H. Takayanagi, *Phys. Rev. B*, **53**, 14530, (1996).
- [132] C.W.J. Beenakker, J.A. Melsen, and P.W. Brouwer, *Phys. Rev. B*, **51**, 13883, (1995).
- [133] A.F. Volkov, and A.V. Zaitsev, *Phys. Rev. B*, **53**, 9267, (1996).
- [134] O.N. Dorokhov, *Solid State Commun.*, **51**, 381, (1984).
- [135] K.M. Schep, G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3015, (1997).
- [136] T.Y. Hsiang, and D.K. Finnemore, *Phys. Rev. B*, **22**, 154, (1980).
- [137] H.C. Yang, and D.K. Finnemore, *Phys. Rev. B*, **30**, 1260, (1984).
- [138] S.B. Lee, D.G. Hasko, and H. Ahmed, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2295, (2000).
- [139] S. Nagata, H.C. Yang, and D.K. Finnemore, *Phys. Rev. B*, **25**, 6012, (1982).
- [140] F.W.J. Hekking, and Y.V. Nazarov, *Phys. Rev. B*, **49**, 6847, (1994).
- [141] T. Hoss, C. Strunk, T. Nussbaumer, R. Huber, U. Staufer, and C. Schonenberger, *Phys. Rev. B*, **62**, 4079, (2000).
- [142] T. Schäpers, J. Malindretos, K. Neurohr, S. Iachenmann, A. Van der Hart, G. Crecelius, H. Hardtdegen, H. Lüth, A.A. Golubov, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2348, (1998).
- [143] V. Ambegaokar, and A. Bratoff, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 486, (1963).
- [144] J.J.A. Baselmans, A.F. Morpurgo, B.J. Van Wees, T.M. Klapwijk, *Superlattices and Microstructures*, **25**, 973, (1999).
- [145] G.L.J.A. Rikken, J.A.M.M. van Haaren, W. Van der Wel, A.P. van Gelder, H. van Kempen, P. Wyder, J.P. André, K. Ploog, and G. Weiman, *Phys. Rev. B*, **37**, 6181, (1988).
- [146] R. Woltjer, M.J.M. de Blank, J.J. Harris, C.T. Foxon, and J.P. André, *Phys. Rev. B*, **38**, 13297, (1998).

- [147] T.D. Moore, and D.A. Williams, *Phys. Rev. B*, **59**, 7308, (1999).
- [148] A.Y. Zyuzin, *Phys. Rev. B*, **50**, 323, (1999).
- [149] D.C. Tsui, A.C. Gossard, and G.J. Dolan, *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 180, (1983).
- [150] T. Fink, D.D. Smith, and W.D. Braddock, *IEEE Trans. Electron Devices*, **37**, 1422, (1990).
- [151] B. Das, S. Subramanian, and M.R. Melloch, *Semicond. Sci Technol.*, **8**, 1347, (1993).
- [152] S. Michotte, *Thèse de doctorat*, Université Catholique de Louvain (2005).
- [153] Y. Takagaky, *Phys. Rev. B*, **57**, 4009, (1998).