

Observation des courants permanents dans un anneau mésoscopique

Un courant circulant dans un anneau résistif sans dissipation, voilà de quoi étonner les physiciens. C'est pourtant ce qui a été prédit par la théorie puis observé expérimentalement dans de très petits échantillons. Nous présentons ici un dispositif, qui comprend un anneau et le détecteur, réalisé par les techniques de nanolithographie et dont les dimensions totales sont inférieures à 10 μm . Ce système nous a permis de mettre en évidence ces courants permanents dans un anneau où les électrons se propagent sans collision.

INTRODUCTION

Dans le but d'augmenter toujours plus la densité d'intégration dans les circuits électroniques, les techniques de microfabrication ont fait des progrès considérables depuis le début de la micro-électronique des années 60. Les physiciens ont compris qu'il y avait là des possibilités intéressantes pour étudier la physique à une échelle intermédiaire entre le macroscopique de la physique classique et le microscopique de la physique quantique : c'est la physique des systèmes mésoscopiques.

Les propriétés de transport dans de tels systèmes sont profondément modifiées par les effets d'interférence des trajectoires électroniques lors de leur diffusion dans l'échantillon. Ces effets disparaissent pour des dimensions supérieures à la longueur de cohérence de phase des fonctions d'onde électroniques $L\phi$. Cette lon-

gueur peut être très supérieure au libre parcours moyen élastique, car les chocs élastiques n'ont pas d'effet sur la cohérence de phase. S'il n'y a pas échange d'énergie, le site diffuseur reste dans le même état, et lorsqu'un autre électron rencontre ce site dans les mêmes conditions que le précédent, il sera diffusé de la même façon. Par contre, les chocs inélastiques sont des processus qui détruisent la cohérence de phase. Lorsqu'il y a échange d'énergie, le site et l'électron changent d'état. Deux électrons successifs qui suivent la même trajectoire peuvent donc être diffusés avec une phase différente, et les effets d'interférence sont brouillés. Les fluctuations universelles de conductance et l'effet Aharonov-Bohm (oscillations de la magnétorésistance d'un anneau avec une période égale au quantum de flux $\phi_0 = h/e$) sont des exemples maintenant bien connus du transport dans les systèmes mésoscopiques (voir *Images de la Physique* 1988).

Les propriétés à l'équilibre sont également modifiées par la cohérence de phase. Une anomalie importante de la susceptibilité magnétique d'un disque mésoscopique, par exemple, est prédite par la théorie. Nous allons discuter ici le cas d'un anneau traversé par un flux magnétique représenté sur la figure 1.

Cette géométrie avait inspiré les théoriciens depuis déjà fort longtemps. Hund, dès 1938, avait montré qu'en régime balistique (les électrons se déplaçant sans collision), les

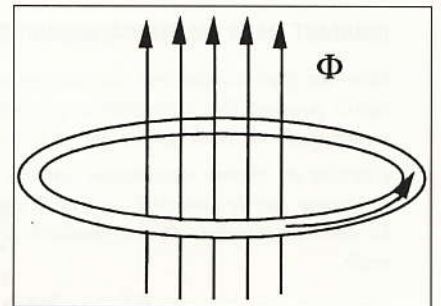


Figure 1 - Dans un anneau traversé par un flux magnétique statique un courant circule à l'équilibre.

niveaux d'énergie électroniques sont des fonctions périodiques du flux. Mais ce n'est qu'en 1983 que Büttiker, Imry et Landauer ont prédit l'existence d'un courant permanent dans un anneau mésoscopique à une dimension, même en présence de désordre, c'est-à-dire lorsque le libre parcours moyen de l'électron ℓ devient plus petit que les dimensions de l'échantillon. Nous allons tout d'abord discuter le cas d'un anneau unidimensionnel sans désordre. C'est un cas simple dont les propriétés sont génériques du problème, puis nous examinerons les modifications qu'entraîne le cas plus réaliste d'un anneau tridimensionnel désordonné.

L'ANNEAU UNIDIMENSIONNEL SANS DÉSORDRE

Lorsque la longueur de cohérence de phase est supérieure au périmètre L de l'anneau, la fonction d'onde qui

- Laboratoire de microstructures et de microélectronique, (UPR 20 CNRS), BP 107, 196 Avenue Henri Ravera, 92225 Bagneux Cedex.

- Centre d'études nucléaires de Grenoble, DRFMC/SPSMS, CEN-G, BP 85X, 38041 Grenoble Cedex.

- Centre de recherches sur les très basses températures, (CRTBT - UPR 5001 CNRS), BP 166X, 25 Avenue des Martyrs, 38042 Grenoble Cedex 9.

Encadré 1

PRINCIPE DU SQUID

Le SQUID est l'acronyme pour Superconducting Quantum Interference Device. Ce dispositif consiste en un anneau supraconducteur interrompu par une ou deux jonctions Josephson. Il permet la mesure du flux magnétique qui pénètre dans l'anneau par l'effet du potentiel vecteur sur les interférences quantiques. Nous présentons ici le SQUID à deux jonctions, appelé aussi SQUID D.C. car il peut être mesuré en courant continu. C'est ce type de SQUID que nous avons utilisé, car c'est celui qui présente les meilleures performances.

COURANT DANS UN SUPRACONDUCTEUR

Dans un supraconducteur, les électrons s'apparient et les paires peuvent être représentées par une fonction d'onde d'amplitude Ψ_0 et de phase φ : $\Psi(r) = \Psi_0 e^{i\varphi}$.

L'action du champ magnétique sur ces paires d'électrons s'exprime par le potentiel vecteur A qui modifie leur phase. Le courant est alors lié au gradient de la phase par la formule :

$$I = \frac{\hbar}{m} \left(\nabla\varphi - \frac{2eA}{\hbar} \right) \Psi_0^2 \quad (1)$$

EFFET JOSEPHSON

Considérons deux supraconducteurs séparés par une barrière isolante suffisamment mince pour que des paires supraconductrices puissent passer au travers par effet tunnel. Josephson a montré qu'il était possible de faire circuler un courant à travers la barrière sans différence de tension à ses bornes. Ce courant est directement relié à la différence de phase entre les deux supraconducteurs par la formule :

$$I = I_0 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2)$$

où I_0 est un courant caractéristique de la transparence de la jonction. Par contre, en appliquant une différence de po-

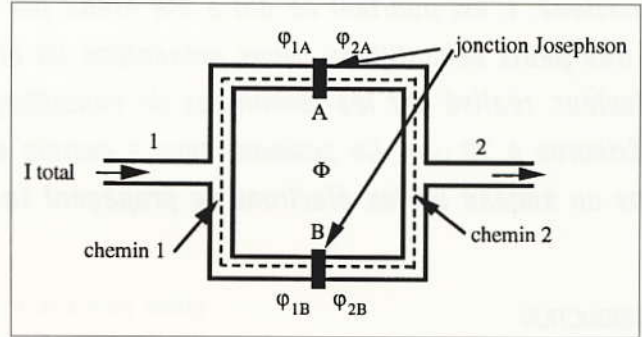


Figure 1

tentiel continue V_0 aux bornes de la jonction, on induit un courant alternatif de fréquence $2eV_0/\hbar$.

INTERFÉROMÈTRE

Considérons maintenant la boucle avec deux jonctions Josephson identiques (voir figure 1). Dans un supraconducteur massif, le courant ne circule qu'à la surface. Il existe donc un chemin à l'intérieur du supraconducteur où le courant est nul et la variation de phase donnée par l'équation (1) s'écrit alors :

$$\nabla\varphi = \frac{2eA}{\hbar}$$

La phase doit être conservée sur un tour de l'anneau (modulo 2π). La variation de phase sur les deux jonctions est alors égale à l'intégrale du potentiel vecteur sur le tour de l'anneau, qui n'est autre que le flux pénétrant le SQUID exprimé en fonction du quantum de flux $\Phi_0 = h/e$:

$$(\varphi_{2A} - \varphi_{1A}) + (\varphi_{1B} - \varphi_{2B}) = \frac{2e}{\hbar} \int A \cdot dl = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}$$

décrit un électron doit obéir à des conditions aux limites périodiques. En effet, après un tour, l'électron doit se retrouver dans le même état : $\psi(x) = \psi(x + L)$ où x la distance mesurée le long du périmètre. Si maintenant, un flux magnétique ϕ traverse l'anneau, l'effet du potentiel vecteur est équivalent à une rotation de la phase de la fonction d'onde, et se ramène à une modification de la condition aux limites qui devient : $\psi(x) = \psi(x + L) e^{2i\pi\phi/\Phi_0}$. Cette condition change la règle de quantification

du vecteur d'onde k , qui dépend alors explicitement du flux magnétique et donc l'énergie d'un électron devient une fonction périodique du flux qui traverse l'anneau. Le cas simple d'un anneau unidimensionnel sans désordre permet un calcul complet et la figure 2 montre les niveaux d'énergie correspondant en fonction du flux. Chaque niveau discret varie continûment, en fonction du flux qui est ici une variable externe. Pour un flux donné, les niveaux seront chacun occupés par un

électron jusqu'au niveau de Fermi (nous négligerons le spin de l'électron dans tout ce qui précède). Précisons qu'à chacun de ces niveaux est associé un courant correspondant à la vitesse de groupe de la fonction d'onde, et donné par la dérivée de l'énergie par rapport au flux. A l'équilibre, le courant total est obtenu en sommant les contributions de tous les niveaux électroniques occupés. Ce courant d'équilibre ne conduit bien sûr à aucune dissipation. Son origine est totalement différente de

Encadré 1 (suite)

Le courant total traversant le SQUID est la somme du courant circulant dans les deux jonctions et s'exprime en fonction des différences de phase. En introduisant un paramètre δ qui dépend des différences de phase, on obtient pour un SQUID symétrique et en négligeant l'inductance du SQUID :

$$I_{total} = I_0 (\sin(\varphi_{2A} - \varphi_{1A}) + \sin(\varphi_{2B} - \varphi_{1B}))$$

$$= I_0 \cos(\delta) \cos\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right)$$

On en déduit le courant critique maximum I_c pouvant traverser le SQUID sans différence de potentiel :

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

La figure 2 de l'encadré 1 montre ce courant critique en fonction du flux pour un SQUID parfait symétrique et pour un SQUID réel en tenant compte de son inductance. Ce courant est périodique en flux avec une période $\Phi_0/2$ et sa mesure permet de connaître le flux traversant l'anneau avec une résolution bien meilleure que Φ_0 . La très faible valeur de Φ_0 ($\Phi_0 = 4 \cdot 10^{-15}$ Wb) fait du SQUID un détecteur de flux extrêmement sensible.

Pour mesurer ce courant critique, on applique une rampe de courant sur le SQUID et on détecte le moment où une tension non nulle apparaît au borne du SQUID. On obtient alors une mesure et il faut ramener le courant à zéro pour la mesure suivante. Ce type de mesure peut être effectué à la fréquence de 10 kHz et permet une résolution en flux de l'ordre de $10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. L'avantage de cette technique est que la mesure se fait avec une tension nulle, c'est-à-dire sans chauffage sur l'échantillon, excepté entre la détection

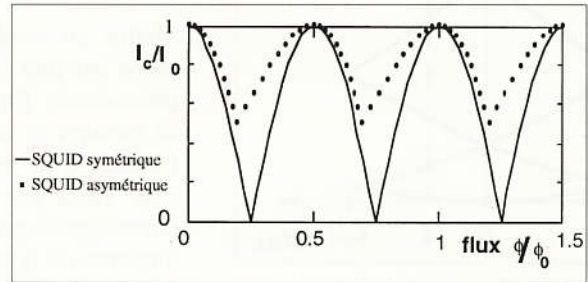


Figure 2

du courant critique et la remise à zéro, soit un intervalle de quelques centaines de nano-secondes pour une période de mesure de $100 \mu\text{s}$.

Pour obtenir une meilleure résolution, la technique couramment utilisée consiste à ajouter une résistance de shunt en parallèle avec chaque jonction. Au lieu d'un saut de tension brutal pour le courant I_c , on obtient une courbe $V(I)$ continue. La mesure peut se faire en polarisant le SQUID avec un courant constant et en détectant les variations de tension induites par le flux magnétique. Avec une modulation pour éliminer le bruit en $1/f$, la résolution d'un tel SQUID shunté peut s'approcher de la limite quantique et atteindre $10^{-8} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Cependant, la mesure induit un chauffage continu de l'ordre de 10^{-9} Watt qui, bien que négligeable devant la puissance frigorifique du cryostat à dilution (typiquement un microWatt), est très difficile à évacuer dans un échantillon de taille micrométrique.

celle d'un courant parcourant un anneau supraconducteur, ici le courant disparaît si on ramène le flux magnétique à zéro. Il est périodique, de période Φ_0 , et à température nulle son amplitude typique est du même ordre que celle du courant associé au dernier niveau occupé : $I_0 = ev_f L$, où v_f est la vitesse de Fermi. On peut s'en convaincre aisément en remarquant sur la figure 2 que deux niveaux adjacents donnent des contributions de signes opposés dont les amplitudes augmentent avec l'énergie. Lorsque

la température devient comparable à l'écart entre niveaux électroniques (typiquement entre 100 mK et 1 K), ce courant décroît par suite du mélange de contributions de signes opposés.

L'ANNEAU DÉSORDONNÉ À TROIS DIMENSIONS

Le cas plus réaliste d'un anneau mésoscopique tridimensionnel avec désordre est plus complexe à traiter, mais conduit essentiellement aux

mêmes prédictions dans le cas d'un désordre faible (voir *Images de la Physique* 1992). Dans ce cas, les électrons ont un parcours diffusif conduisant à une diminution de leur vitesse effective. Le courant permanent est alors obtenu en remplaçant la vitesse de Fermi par la vitesse de diffusion $v_D = v_f \ell / L$ où ℓ est le libre parcours moyen élastique. Pour traiter le système à trois dimensions, on décompose les états électroniques suivant différents «canaux» unidimensionnels correspondant aux ni-

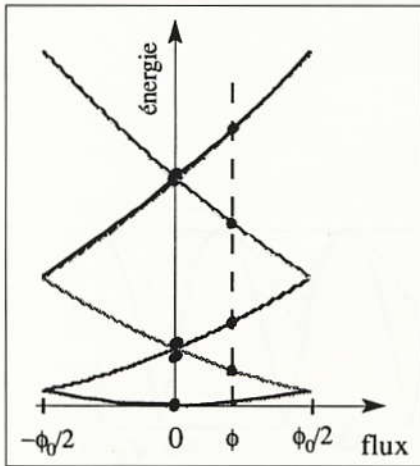


Figure 2 - Représentation en schéma de zone réduite de l'énergie, en fonction du flux d'un anneau unidimensionnel. On a représenté le cas où il y a quatre électrons dans l'anneau, en flux nul et lorsqu'un flux traverse l'anneau.

veaux de quantification de l'énergie transverse des électrons. L'extension spatiale d'un électron étant donnée par la longueur de Fermi λ_f , le nombre de canaux est $M = A/\lambda_f^2$, où A est la section de l'échantillon. Chacun de ces canaux contribue au courant et le résultat dépend de leurs corrélations. En l'absence de corrélations, le courant est une somme de termes aléatoires et augmente comme \sqrt{M} . Cependant, dans le cas diffusif, les corrélations entre les canaux sont essentielles. Tout se passe comme si le courant était celui d'un seul canal diffusant autour de l'anneau.

Pour étudier expérimentalement ces courants, on a le choix entre deux types de systèmes : un métal ou un semiconducteur.

Dans le cas d'un métal, la vitesse de Fermi est grande (10^6 m/s), ce qui permet d'avoir une grande valeur du courant $I_0 = ev_f L$, mais le libre parcours moyen élastique est toujours petit (quelques dizaines de nanomètres). L'effet du désordre est alors très important.

Dans un semiconducteur, la vitesse de Fermi est beaucoup plus faible (10^5 m/s) mais il est possible, en utilisant une hétérojonction (voir encadré 2) d'obtenir de très grandes mobilités correspondant à un libre parcours moyen élastique de l'ordre

de plusieurs microns. L'effet du désordre est alors minimisé et on atteint le régime balistique.

LES DIFFÉRENTES APPROCHES EXPÉRIMENTALES

Mettre en évidence un tel phénomène est une véritable gageure expérimentale. En effet, le seul moyen de mesurer ce courant est de détecter l'aimantation induite, équivalente à celle créée par un millier d'atomes ferromagnétiques. Seuls les magnétomètres de type SQUID (voir encadré 1) ont une sensibilité suffisante. La première expérience réalisée a consisté à mesurer dix millions d'anneaux, en fait des carrés de cuivre de $0,55 \mu\text{m}$ de coté. Dans cette expérience que nous ne détaillerons pas, car elle a fait l'objet d'un article dans *Images de la Physique* 1991, on mesure la moyenne du courant de tous les anneaux dont les propriétés sont très différentes du courant d'un anneau unique. Signalons toutefois que le courant mesuré est de plus d'un ordre de grandeur supérieur aux prédictions théoriques.

La difficulté pour mesurer le courant d'un anneau unique réside principalement dans le couplage entre l'anneau et le SQUID du fait de la petite taille de l'anneau. Un SQUID traditionnel présente une inductance d'entrée de l'ordre du microHenri, alors que l'inductance d'une boucle d'un micromètre de diamètre n'est que de l'ordre du picoHenri. Ce défaut d'adaptation d'impédance réduit fortement le signal. En utilisant un tel SQUID très sensible, une équipe américaine a mesuré l'aimantation d'un anneau d'or et trouvé un courant permanent. Là aussi, l'amplitude mesurée est de deux ordres de grandeur supérieure aux prédictions théoriques.

Notre approche est radicalement différente : pour optimiser le couplage, nous avons réalisé des microsQUID dont la taille est comparable à celle de l'anneau, et qui sont déposés directement par lithographie électronique sur l'anneau. Nous avons choisi d'étudier un anneau se-

miconducteur pour nous situer le plus près possible du cas idéal de l'anneau à une dimension sans désordre.

La réalisation de l'ensemble expérimental ne nécessite pas moins de huit opérations successives de lithographie effectuées à l'aide d'un nanomasqueur électronique.

NANOLITHOGRAPHIE

L'anneau de notre expérience est gravé dans une hétérojonction GaAs/GaAlAs à dopage sélectif (voir encadré 2) dans laquelle nous avons mesuré un libre parcours moyen élastique de $10 \mu\text{m}$ et une longueur de cohérence de phase de $25 \mu\text{m}$. Le diamètre moyen de l'anneau étant de $2,5 \mu\text{m}$, les électrons se trouvent dans un régime quasi-balistique.

La première opération de lithographie consiste à dessiner des marques sur le substrat avec le masqueur électronique. Ces marques qu'on réalise par « lift-off » d'or, procédé que nous détaillerons plus loin, permettront d'aligner les différentes étapes de dessin les unes sur les autres avec une précision de 50 nm .

Ensuite, on réalise l'anneau qui est relié à des contacts ohmiques permettant la mesure de sa résistance électrique. Détaillons cette étape de la fabrication car elle demande deux procédés importants de la nanofabrication : le « lift-off » et la gravure ionique. Les différentes étapes sont schématisées sur la figure 3.

Tout d'abord on recouvre l'échantillon d'une couche de résine organique électro-sensible. Nous utilisons le PolyMéthylMétAcrylate (PMMA) qui est actuellement la résine organique donnant la meilleure résolution. Cette enduction se fait par rotation rapide du substrat ce qui permet d'obtenir une couche homogène dont l'épaisseur est contrôlée par la vitesse de rotation (3a). L'échantillon est ensuite insolé avec le faisceau d'électrons focalisés du masqueur électronique (3b). L'action des électrons est de casser les chaînes de polymère mais pour cela ils doivent

Encadré 2

HÉTÉROJONCTION GaAs-GaAlAs

L'arséniure de gallium est un semiconducteur dont la bande interdite est de 1,52eV à température nulle. L'alliage $Ga_{1-x}Al_xAs$ a la même structure cristalline que GaAs et la différence entre leurs paramètres de maille n'excède pas 0,3%. La bande interdite varie linéairement avec la concentration en Aluminium : $E_g = 1,52 + 1,45 x$ eV. Les techniques de croissance par épitaxie par jets moléculaires (Images de la physique 1987) permettent de faire croître ces deux composés avec un contrôle à la monocouche près et sur de grandes épaisseurs, du fait du très bon accord de maille. À l'interface GaAs/GaAlAs la différence de bande interdite crée une discontinuité de la bande de conduction et de la bande de valence d'amplitude respective $\Delta E_c = 2/3 \Delta E_g$ et $\Delta E_v = 1/3 \Delta E_g$. Ainsi pour un alliage contenant 33% d'aluminium : $\Delta E_c = 320$ meV. Ces discontinuités de bande sont vues par les électrons et les trous comme des marches de potentiel. L'alternance de couches de GaAlAs et de GaAs permet donc de créer une riche panoplie de systèmes à barrières de potentiel.

HÉTÉROJONCTION À MODULATION DE DOPAGE

Pour l'étude des propriétés de transport, il est nécessaire de doper le semiconducteur. Le silicium qui se place en site gallium est le dopant de type n (donneur d'électrons) le plus utilisé dans le système GaAs. La technique de modulation de dopage consiste à introduire le silicium pendant la croissance du GaAlAs. Le saut de potentiel à l'hétérojonction précipite les électrons en excès dans le GaAs. La charge de ces électrons et celle des ions silicium créent un potentiel dipolaire électrique qui, associé à la discontinuité de la bande de conduction, produit un puits de potentiel triangulaire qui confine les électrons à l'interface GaAs/GaAlAs (voir figure 1 encadré). La largeur de ce puits est de l'ordre de 50 Å seulement, ce qui conduit à une quantification des niveaux électroniques dans la direction de croissance des

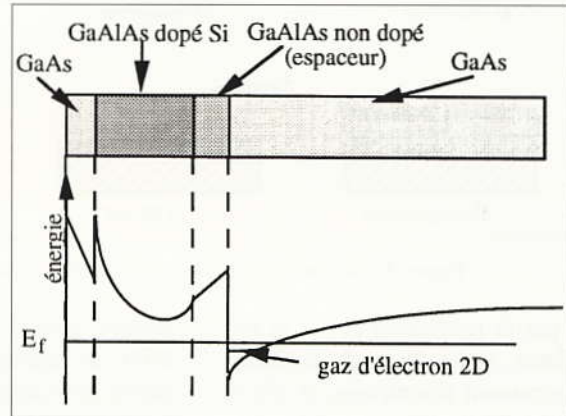


Figure 1 - Alternance des couches déposées et bande de conduction d'une hétérojonction GaAlAs-GaAs.

couches. Pour augmenter la mobilité de ce gaz d'électrons bidimensionnels, on sépare spatialement les électrons des atomes silicium, qui sont des diffuseurs coulombiens très efficaces, par un espaceur en GaAlAs non dopé. On termine généralement la croissance par une couche de GaAs non dopé, pour protéger le GaAlAs très sensible à l'oxygène. On obtient ainsi un système électronique très propre. En effet, il y a 1000 à 10 000 électrons libres dans le canal de GaAs par atome d'impureté non intentionnelle.

Pour une densité électronique inférieure à $6,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, seul le premier niveau du puits est occupé. On évite ainsi les interactions entre électrons qui occupent des niveaux différents du puits et la mobilité du gaz d'électrons peut atteindre plusieurs centaines de $\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à des libres parcourus moyens élastiques de plusieurs dizaines de micromètres.

perdre beaucoup d'énergie. En effet, l'énergie du faisceau incident est de 50 keV qui est une énergie typique pour obtenir un faisceau fin d'électrons dans une colonne électronique (taille de sonde typique : 10 nm) alors que l'énergie nécessaire pour briser une chaîne est de 5eV seulement. Ce sont donc les électrons secondaires qui insolent véritablement la résine. Deux effets importants résultent de la diffusion électronique : l'élargissement du trait et surtout les

effets de proximité. Les électrons rétrodiffusés par le substrat insolent la résine à une distance relativement importante du point d'impact du faisceau (jusqu'à 10 μm , voir figure 3b). Ainsi, la dose en un point dépend du motif qui entoure ce point. La correction de ces effets conduit à des calculs très longs pour des motifs complexes. Cette correction n'est même plus possible si l'on veut rapprocher deux motifs en deçà d'une certaine distance, car cela demande-

rait des doses négatives à certains endroits.

Après insolation électronique du motif, on révèle le dessin en utilisant un solvant faible qui n'agit que sur les chaînes courtes. Seules les régions qui n'ont pas été irradiées subsistent : le PMMA est dit résine positive (voir figure 3c). L'étape suivante consiste à déposer par évaporation sous vide une couche de métal sur l'échantillon. Le métal se dépose sur le substrat dans les régions dé-

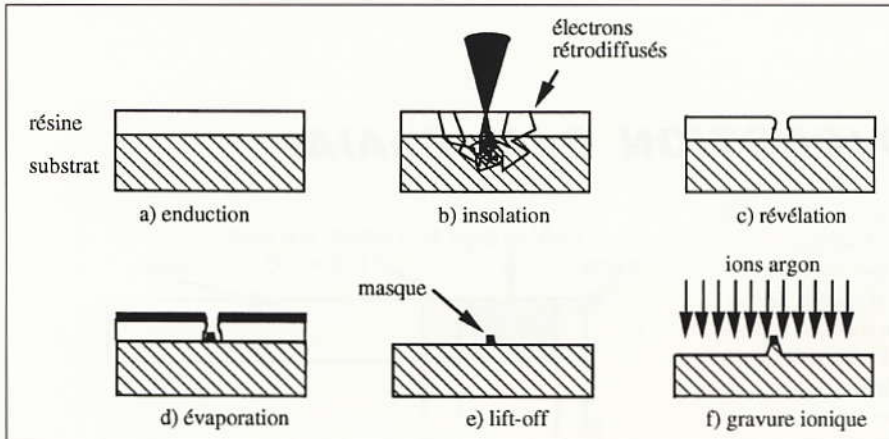


Figure 3 - Schéma des différentes étapes de la fabrication.

gagées par la révélation et sur la résine ailleurs. Si les flancs de la résine sont légèrement ré-entrants, il n'y a pas continuité de la couche métallique (voir figure 3d). Lors de la dissolution de la résine dans un solvant fort il ne subsiste que le métal déposé sur le substrat c'est-à-dire dans les régions insolées : c'est le lift-off (voir figure 3e). Cette opération permet donc de répliquer le motif désiré sous forme d'un dépôt métallique. Si on désire une structure en métal, l'opération est terminée. Dans notre cas, le gaz d'électrons est enterré dans le semiconducteur, nous utilisons alors le motif métallique comme masque de gravure. On soumet donc l'échantillon à un faisceau d'ions argon accélérés à 250V (voir figure 3f). En frappant la surface de l'échantillon, les ions arrachent des atomes et gravent le substrat. Le matériau du masque (ici de l'aluminium) est choisi pour sa résistance à la gravure ionique par rapport à celle du GaAs. Le gaz d'électrons est détruit aux endroits qui ne sont pas protégés par le masque et seul le motif désiré persiste. La dernière opération consiste à retirer le masque par attaque chimique.

L'utilisation de semiconducteur permet également de modifier localement la densité électronique au cours de l'expérience, par application d'un champ électrique. Ainsi, en plaçant une grille sur le semiconducteur, il est possible de bloquer la conduction électronique sous la grille, par application d'un potentiel

négatif comme dans un transistor à effet de champ. Une grille sur les prises de contact de l'anneau permet de découpler l'anneau de ses contacts et d'étudier un anneau isolé. Une autre grille placée en travers de l'anneau a une importance capitale. En effet, elle peut interrompre la conduction autour de l'anneau et supprimer ainsi tous les effets d'interférence liés à la conservation de la phase sur un tour de l'anneau à l'origine de l'effet Aharonov-Bohm et des courants permanents. C'est un moyen unique pour séparer *in situ* le signal qui résulte de la cohérence de phase de tous les signaux parasites

qui sont toujours présents dans une mesure d'aimantation. Ceci constitue un avantage décisif par rapport aux expériences menées sur les métaux.

Les grilles sont ensuite réalisées en or en utilisant la technique de lift-off. La photo n°1 montre l'anneau gravé avec ses deux grilles. Cette image est obtenue avec un microscope à force atomique et indique essentiellement le relief de la structure. À côté de l'anneau, on a également déposé une boucle de même taille pour calibrer le SQUID. On recouvre ensuite l'ensemble d'une couche isolante avant de commencer la réalisation du SQUID.

Il est impératif de pouvoir moduler le flux dans l'anneau pour observer la périodicité du signal avec le flux. Mais d'un autre côté, le SQUID est extrêmement sensible au flux magnétique et doit être très bien couplé à l'anneau. C'est là que réside la difficulté majeure de cette expérience. Nous avons opté pour une géométrie de SQUID très particulière. Celui-ci se présente sous la forme de deux boucles croisées comme celles d'un huit, sans contact électrique au croisement des deux boucles. Le champ magnétique extérieur utilisé pour induire un flux dans l'anneau, crée

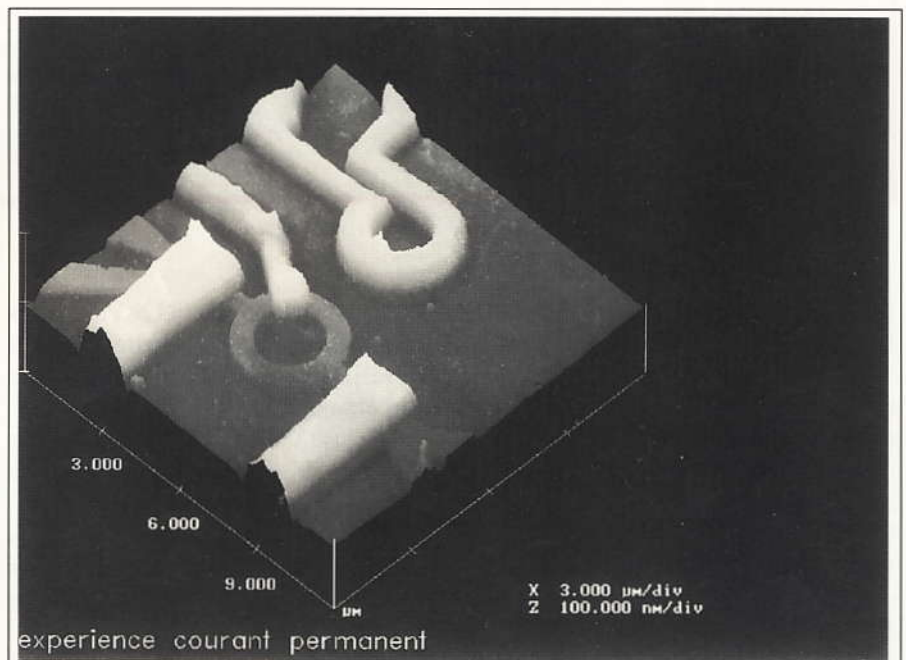


Photo 1

alors un flux égal dans les deux boucles du SQUID. Cependant, comme le courant parcourt les deux boucles du SQUID en sens opposé, le flux global vu par le SQUID est nul. Une boucle est déposée sur l'anneau, l'autre sur la boucle de calibration. Le SQUID n'est donc sensible qu'au déséquilibre entre les deux boucles qui peut provenir soit des courants permanents, soit d'un courant qu'on injecte dans la boucle d'or pour réaliser une calibration directe du signal du SQUID en courant équivalent dans l'anneau. La première étape de fabrication du SQUID comprend deux demi-boucles comme le montre la photo n° 2. Sur la droite, on voit les deux jonctions Josephson qui consistent en de simples constrictions du supraconducteur. Grâce à la lithographie électronique, il est possible de réaliser des constrictions très petites devant la longueur de cohérence du supraconducteur (largeur 40 nm, longueur 300 nm). Ces canaux très étroits ont ainsi des propriétés identiques aux jonctions Josephson. Nous avons utilisé l'aluminium comme matériau supraconducteur, car il possède une grande longueur de cohérence et se

prête bien au procédé de lift-off. L'utilisation du niobium est plus délicate, car pour qu'il conserve de bonnes propriétés supraconductrices, il est nécessaire de chauffer le substrat lors du dépôt, ce qui est incompatible avec le procédé de lift-off à cause du fluage de la résine. Ces jonctions micro-ponts sont très simples à réaliser par rapport aux traditionnelles jonctions à barrière d'oxyde, dès lors que l'on maîtrise la nanolithographie.

Il reste ensuite à refermer le circuit en croisant les deux boucles. On dépose tout d'abord une couche isolante afin d'éviter tout court-circuit au croisement du huit. On dépose ensuite les deux demi-boucles complémentaires toujours par lift-off. Enfin, on réalise le contact électrique entre les deux demi-branches. Pour cela, on ouvre dans de la résine une fenêtre à l'endroit des contacts, on décape par bombardement ionique l'oxyde et on dépose un ruban d'aluminium qui chevauche les deux niveaux.

RÉSULTATS ET CONCLUSION

L'ensemble de notre dispositif expérimental est placé dans un cryostat à dilution pour effectuer des mesures à une température de 10 mK. Grâce à la sensibilité des SQUID ainsi réalisés ($10^{-5} \phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ on obtient un signal suffisant en intégrant les données pendant quelques heures (le courant attendu dans la boucle est de l'ordre de 5 nA). Par un balayage du champ magnétique extérieur correspondant à un flux de $4 \phi_0$ dans la boucle, on mesure les variations du courant permanent avec le flux. La calibration du flux qui traverse l'anneau se fait en mesurant la conductance de l'anneau grâce aux prises de contact. La conductance de l'anneau oscille en effet en fonction du flux magnétique avec une période ϕ_0 , ceci est le résultat de l'interférence de la fonction d'onde électronique qui traverse l'anneau par l'une ou l'autre des deux branches : c'est l'effet Aharonov-Bohm. Nous ne pouvons guère travailler à plus fort champ

magnétique, car le flux pénètre alors dans le matériau supraconducteur du SQUID. Ceci crée des variations brutales d'aimantation qui perturbent la mesure. Le champ maximum utilisable est aussi limité à 20 mT par la dissymétrie des deux boucles du système expérimental qui est de l'ordre de quelques pour-cents.

En effectuant successivement des mesures avec la boucle fermée et avec la boucle ouverte en utilisant la grille qui coupe une branche de l'anneau, on peut soustraire toutes les contributions du substrat. La figure 4 montre un exemple de transformées de Fourier du signal boucle ouverte et boucle fermée, après soustraction d'autres mesures boucle ouverte. Les différentes mesures donnent alors un courant de 4 ± 2 nA avec une périodicité en flux magnétique correspondant à $\phi_0 = h/e$, en très bon accord avec les prédictions théoriques. Le signe du courant est difficile à déterminer car il existe des champs magnétiques parasites (champ terrestre, rémanence) qui décalent l'origine. Néanmoins, nous avons observé, au cours de différentes mesures, des changements significatifs de la phase du signal par rapport au champ magnétique, qui semblent indiquer que le signe du courant est aléatoire. Nous devons moyenner un grand nombre de mesures pour extraire le signal du bruit. Or, l'observation de l'effet Aharonov-Bohm nous a montré que l'anneau n'était pas complètement stable

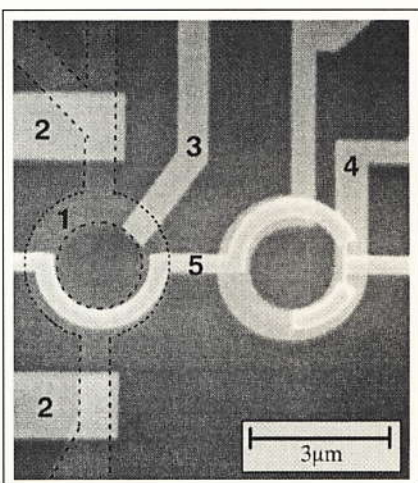


Photo 2 - L'anneau gravé (1) est souligné par des traits pointillés pour plus de clarté. 2 et 3 sont les grilles qui permettent soit d'isoler l'anneau de ces plots de contacts (grille 2), soit de couper l'anneau pour supprimer tout effet d'interférence (grille 3). La boucle (4) permet de calibrer le SQUID. Sur cette photo, seule la première partie du SQUID est présente (5). À droite, placées sur la bobine de calibration, on distingue les deux jonctions Josephson micro-pont.

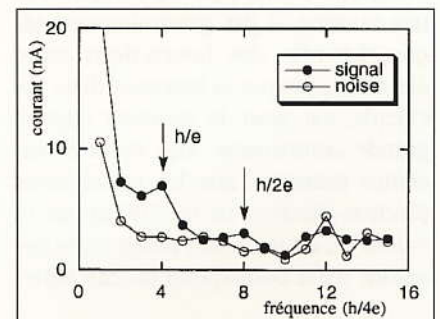


Figure 4 - Transformée de Fourier du signal du SQUID directement convertie en courant dans l'anneau. Les cercles pleins correspondent à la différence entre des mesures faites avec la boucle ouverte et la boucle fermée. Les cercles vides correspondent à des différences entre des mesures faites avec la boucle ouverte.

au cours du temps. Des modifications de la phase ou de l'amplitude des oscillations de conductance ont lieu de temps à autre et indiquent une modification de la configuration microscopique de l'anneau (vraisemblablement due à la relaxation de défauts). Les courants permanents sont également sensibles à cette configuration (le signe du courant peut changer), il est donc extrêmement important de ne moyenner le signal que lorsque l'anneau est stable sous peine de perdre tout signal. C'est effectivement ce que nous avons constaté, ce qui montre une fois de plus l'origine mésoscopique du signal que nous avons détecté. La mesure simultanée de la conductance de l'anneau et de son aimantation est donc fondamentale pour ce type d'échantillon.

La question qui se pose maintenant est de comprendre pourquoi les mesures effectuées sur les métaux indiquent des courants si importants. La différence fondamentale entre le système GaAs/GaAlAs que nous avons utilisé et les métaux est que, dans notre système, le libre parcours moyen des électrons ℓ est comparable aux dimensions L de l'échantillon (désordre faible), alors qu'il est bien plus petit dans les métaux. De même, le nombre de canaux est d'une dizaine dans le cas du semiconducteur, contre plusieurs milliers dans un métal. Deux hypothèses sont envisageables : soit l'effet du désordre est mal compris, soit les contributions des différents canaux ne se compensent pas comme il est généralement admis. Le rôle des interactions entre électrons, jusque-là ignorées dans les calculs, est pour le moment sujet à grande controverse. Des théories récentes montrent que les interactions électron-électron ne modifient pas la valeur du courant en l'absence de désordre (cela correspond au cas balis-

tique). Par contre, dans le cas d'un fort désordre (système diffusif), certaines théories prédisent une augmentation considérable du courant jusqu'à une valeur proche de celle calculée en l'absence de désordre. Néanmoins, certaines simulations numériques indiquent le contraire.

Des expériences complémentaires sont donc nécessaires pour élucider l'amplitude des courants permanents, le rôle du désordre, des canaux de conduction et des interactions. Nous poursuivons ces mesures par des expériences sur des anneaux plus larges (M plus grand) et nous envisageons des échantillons où le libre parcours moyen est plus petit, de façon à nous placer dans le régime diffusif. Des études sont également en cours pour améliorer la sensibilité de nos micro-SQUID (en utilisant des résistances de shunt, voir encadré 1), ce qui nous permettrait également d'étudier l'amplitude des harmoniques et l'effet de la température. Enfin, une meilleure sensibilité nous permettrait de mesurer des anneaux métalliques pour résoudre définitivement le problème du désordre dans ces systèmes.

POUR EN SAVOIR PLUS

Lévy (L.P.), Dolan (G.), Dunsmuir (J.) et Bouchiat (H.) «Magnetization of Mesoscopic Copper Rings: Evidence for Persistent Currents», *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2074, 1990.

Mailly (D.), Chapelier (C.) et Benoît (A.), «Experimental Observation of Persistent Currents in a GaAs-AlGaAs Single Loop», *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2020, 1993.

Images de la physique 1988 : «Interférences quantiques d'électron et fluctuations universelles de conductance».

Images de la physique 1991 «Des courants permanents dans des anneaux métalliques : un effet quantique macroscopique».

Article proposé par Dominique Mailly, Tél. (1) 42.31.77.82, Claude Chapelier, Tél. (16) 76.88.39.05 et Alain Benoît, Tél. (16) 76.88.10.15.