HAL
open science

Interférométrie supraconductrice dans un nanotube de carbone

Vincent Bouchiat, Wolfgang Wernsdorfer

To cite this version:

Vincent Bouchiat, Wolfgang Wernsdorfer. Interférométrie supraconductrice dans un nanotube de carbone. Images de la Physique, 2009, pp.93. hal-00994876

HAL Id: hal-00994876

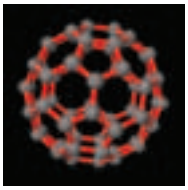
https://hal.science/hal-00994876v1

Submitted on 22 May 2014

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.

Un interféromètre à nanotube de carbone



Les progrès des techniques de nano-fabrication permettent aujourd'hui de connecter électriquement des molécules individuelles avec des contacts faiblement résistifs. Les nanotubes de carbone ont été parmi les premiers objets moléculaires à avoir pu bénéficier de ces avancées. Les circuits obtenus sont des conducteurs unidimensionnels quasi-idéaux. La transmission entre le nanotube et des électrodes supraconductrices, par exemple, est telle qu'à très basse température, un courant supraconducteur peut circuler au travers du nanotube. Dans cet article, nous présentons une expérience d'interférence de deux courants supraconducteurs circulant dans deux portions d'un même nanotube de carbone. Grâce à la miniaturisation ultime apportée par le nanotube, une telle interférométrie quantique permet de sonder avec précision des champs magnétiques à l'échelle nanométrique et ouvre la voie à la magnétométrie d'objets quantiques uniques comportant un petit nombre de spins tels des aimants moléculaires uniques.

Il est aujourd'hui possible de réaliser des contacts électriques reproductibles sur des molécules individuelles, permettant de concrétiser l'idée fondatrice de l'électronique moléculaire, qui consiste à penser la molécule unique comme un composant électronique à part entière. Ces dispositifs, appelés « jonctions moléculaires », constituent la miniaturisation ultime du transistor à effet de champ qui équipe nos ordinateurs : le courant électrique traverse une série de matériaux distincts et son amplitude à tension donnée traduit l'état physique de l'ensemble des matériaux et de leurs interfaces. Le courant mesuré dans une jonction moléculaire fait donc intervenir plusieurs contributions en série à la résistance : celle des fils d'amenée, celle des contacts entre les électrodes métalliques et la molécule et celle de la molécule elle-même. Certains paramètres qui contrôlent la résistance de la jonction sont technologiquement modifiables, en particulier la nature du contact métal/molécule. En optimisant la nature des interfaces, on peut alors espérer diminuer les contributions des contacts par rapport à celle de la molécule. Ces contributions sont liées à la position énergétique des orbitales moléculaires relativement à celles des contacts et au recouvrement entre les orbitales moléculaires et les fonctions d'onde électroniques dans le métal.

Transport quantique et transistor à nanotube

Les nanotubes de carbone sont des cylindres constitués d'une ou plusieurs couches de graphène concentriques. Du fait de leurs propriétés électroniques exceptionnelles (guide d'onde électronique quasi-parfait), les nanotubes de carbone (voir *Images de la Physique* 2003-2004) ont été parmi les premiers objets moléculaires permettant de réaliser des jonctions moléculaires contrôlées.

Lorsque les défauts cristallins au sein du réseau graphitique qui le constitue sont suffisamment distants, le nanotube se comporte vis-à-vis des électrons de façon analogue à une fibre optique vis-à-vis des photons : un guide d'onde qui peut conduire sans diffusion les électrons. Un tel guide d'onde à électrons transmet sans perte et de manière cohé-

Article proposé par :

Vincent Bouchiat, vincent.bouchiat©grenoble.cnrs.fr
Wolfgang Wernsdorfer, wolfgang.wernsdorfer©grenoble.cnrs.fr
Institut Néel, UPR2940, CNRS, Grenoble

rente un petit nombre de modes dits « canaux de conduction » qui ont chacun une conductance électronique e^2/h : le quantum de conductance. Dans un nanotube qui comporte une simple paroi « métallique », les modes de conduction sont au nombre de deux, chacun doublement dégénéré en spin. Dans la mesure où le transport s'effectue sans collisions, la chute de potentiel se produit à l'interface entre les électrodes et le nanotube.

En général, la qualité des contacts entre les électrodes et le nanotube, liée au recouvrement entre les orbitales du nanotube et celles des fonctions d'onde électroniques dans le métal des électrodes, n'est pas parfaite. Il en résulte l'équivalent d'une barrière de potentiel, qui induit une probabilité de transmission entre l'électrode et le nanotube inférieure à l'unité, tout à fait analogue à la probabilité qu'un photon soit transmis lorsqu'il se trouve piégé dans une cavité à 2 miroirs semi-réfléchissants. Le nanotube se comporte alors comme une « boîte quantique » dont l'écart entre niveaux (modes propres) varie proportionnellement à $1/L$ où L est la distance entre les électrodes. La largeur des niveaux est, quant à elle, proportionnelle à la transmission des contacts. On obtient des niveaux discrets lorsque le nanotube est complètement découplé des électrodes (voir *encadré 1*). Ces niveaux s'élargissent un peu lorsque la boîte quantique interagit avec les contacts. La position des niveaux du nanotube vis-à-vis du niveau d'énergie des contacts peut être ajustée en variant la tension électrostatique appliquée à une électrode de grille. La transmission des électrons est maximale lorsque le niveau d'énergie de la boîte quantique coïncide avec celui des contacts, produisant alors un effet tunnel résonnant. On réalise ainsi un transistor moléculaire.

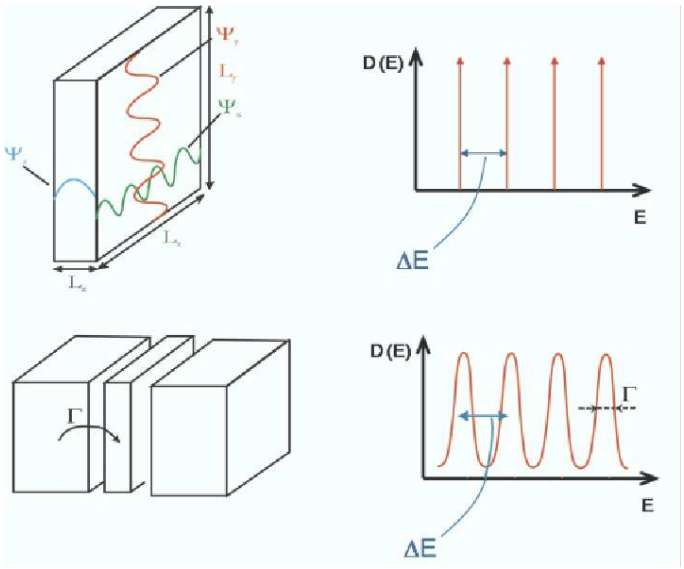
Que se passe-t-il lorsque l'on couple un nanotube à des électrodes supraconductrices ? La résistance des contacts s'annule totalement et les porteurs de charge supraconducteurs d'un des contacts vont pouvoir traverser le nanotube pour être collectés par l'autre contact, donnant lieu à un

Encadré 1 — *Qu'est-ce qu'une boîte quantique*

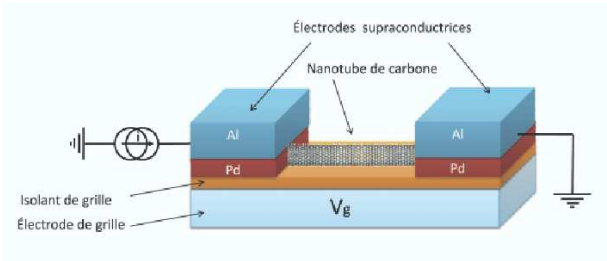
Une boîte quantique peut être vue comme un îlot métallique de taille nanométrique dans lequel quelques électrons sont confinés dans une petite zone de l'espace. Cette boîte quantique peut échanger des électrons avec des électrodes massives par l'intermédiaire de barrières tunnel. Elle est ainsi couplée à deux bains d'électrons en amont et en aval, qui sont l'équivalent du drain et de la source d'un transistor. Une grille, reliée à une source de tension V_G qui permet le contrôle du potentiel chimique de la boîte quantique, complète le dispositif. En l'absence d'interaction, les électrons présents dans les états électroniques sont décrits selon le modèle des électrons dans une boîte. En raison du confinement géométrique, le spectre des niveaux d'énergie est discret. Dans le cas d'une symétrie parallélépipédique, 3 entiers l, m, n décrivent la fonction d'onde dans les 3 directions x, y et z. Dans le cas où la transmission des barrières tunnel est très faible, le spectre d'énergie s'écrit :

$$E_{lnm} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left[\left(\frac{l\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2\right]$$

La densité d'états est un peigne de Dirac centré sur les énergies $\rho(E) \sim \sum_{l,m,n} \delta(E - E_{lmn})$.



Ces niveaux s'élargissent lorsque la transmission des contacts (représentée par le couplage d'énergie Γ sur la figure) augmente et ils forment un continuum lorsque celle-ci est parfaite ($T = 1$). Dans le cas du nanotube, la boîte quantique est fortement anisotrope puisqu'une des dimensions (la longueur) est très grande devant le diamètre du nanotube. On a alors $L_x \gg L_y, L_z$ et par conséquent l'écart entre niveaux se réduit à $\Delta E = \frac{hv_F}{2L_x}$. Une tension électrostatique appliquée sur une électrode de grille couplée à l'îlot permet de décaler le potentiel chimique du point quantique vis-à-vis de ceux des contacts, mettant ainsi en coïncidence les niveaux électroniques discrets du point avec le potentiel des contacts. On observe alors un remplissage des orbitales du point quantique électron par électron. La mesure de l'énergie électrostatique à fournir sur la grille pour peupler la boîte quantique met en évidence les interactions électron/électron notamment liées au spin.



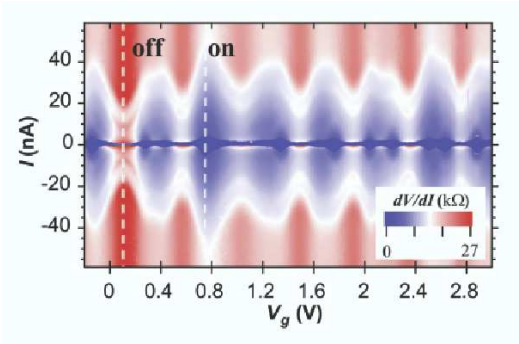


Figure 1 – Gauche : représentation schématique d'un transistor supraconducteur à nanotube de carbone. L'électrode de grille est ici représentée par le substrat de silicium recouvert d'une couche d'oxyde isolant. Droite : carte de la résistance différentielle dV/dI du dispositif à basse température (30 mK), mesurée en fonction de la tension de grille V_g (abscisse) et du courant de polarisation i (ordonnée). Les zones en bleu foncé correspondent à l'état supraconducteur tandis que les zones rouges traduisent la transition vers un état résistif pour lequel la résistance devient de l'ordre du quantum de résistance h/e^2. La modulation observée du maximum de courant supraconducteur, périodique en fonction de la tension appliquée sur la grille, traduit la périodicité de l'alignement des niveaux quantiques du nanotube avec le niveau des contacts (voir *encadré 1*).

courant supraconducteur (un courant fini à tension nulle). On dit que le nanotube devient supraconducteur « par effet de proximité » car, bien qu'il ne soit pas intrinsèquement supraconducteur, il offre un milieu permettant de faire circuler le courant supraconducteur émis par les électrodes. Au-delà de l'absence de résistance, l'état supraconducteur est caractérisé par un ordre à longue distance : l'ensemble des porteurs de charge sont tous condensés dans un état quantique macroscopique cohérent caractérisé par une quantité, homogène à un angle appelé « phase ». En poursuivant l'analogie avec les photons, ce courant supraconducteur peut être vu comme l'analogue d'un faisceau de lumière cohérente issu d'un laser. Il est ainsi possible d'imaginer des expériences nouvelles, qui transposent à l'état solide (et pour des particules chargées) des configurations expérimentales jusqu'ici réservées à l'optique quantique.

En résumé, le dispositif que l'on vient de considérer est donc constitué d'un nanotube connecté à deux électrodes. La résistance de l'interface métal/nanotube est relativement faible à température ambiante, ce qui indique une faible barrière, nécessaire à la propagation de l'état supraconducteur à basse température. De plus, ce nanotube est couplé de manière électrostatique à une troisième électrode de grille (*figure 1*, gauche). En pratique, les électrodes sont constituées d'une très fine couche (3 nanomètres d'épaisseur) de palladium recouverte d'une couche plus épaisse (50 nanomètres d'épaisseur) d'aluminium. Le palladium est un métal connu pour réaliser un contact « transparent » avec les nanotubes de carbone car les électrons de ce métal ont un travail de sortie analogue à celui du carbone. De plus, ce matériau possède de bonnes propriétés de mouillage du nanotube et ses propriétés électroniques lui permettent de distribuer un contact sur toute la largeur de l'électrode. La couche supérieure d'aluminium assure quant à elle la source de supraconductivité (en dessous de 1,2 Kelvin), permettant aux paires de Cooper de diffuser dans le palladium sous-jacent, puis de pénétrer dans le nanotube.

Les niveaux d'énergie de la boîte quantique constituée par le nanotube sont séparés par une énergie ΔE (*figure 1*, droite) donnée par $\Delta E = hv_F/2L$, où v_F est la vitesse de propagation d'une onde électronique au sein d'un nanotube ; l'indice F marque le fait que les électrons itinérants sont à un niveau d'énergie appelé niveau de Fermi. Par une tension électrostatique appliquée au nanotube, il est possible de changer la position de ces niveaux d'énergie par rapport au niveau d'énergie des électrons supraconducteurs dans les contacts (*figure 1*, droite). Lorsque les niveaux coïncident, le supercourant maximum pouvant circuler avant l'obtention d'un état résistif (appelé « courant de saut ») est intense (état passant « ON » marqué par le maximum d'extension de la zone bleue). En revanche, si le niveau se désaligne, ce même courant est minimal (état « OFF » en rouge). Le courant supraconducteur maximal peut ainsi être contrôlé par la tension de grille (*figure 1*, gauche).

Nous utilisons ce transistor dans l'expérience d'interférence décrite ci-dessous.

Magnétométrie par interférométrie supraconductrice

Un interféromètre est un instrument qui permet de mesurer la différence de phase entre deux trains d'onde cohérents. Un interféromètre supraconducteur (appelé dans la suite par son acronyme anglais « SQUID », acronyme de « Superconducting Quantum Interferometer Device »)

réalise une expérience optique de type « fentes d'Young » avec des électrons condensés dans le même état quantique. En optique les ondes lumineuses issues des deux fentes sont déphasées entre elles. Leur superposition produit des interférences résultant de ce déphasage, et donne par projection à l'infini une série de franges alternativement brillantes (interférence constructive) et sombres (interférence destructive). Dans un SQUID, la cohérence de la source d'électrons est assurée par la supraconductivité. Le faisceau d'électrons est séparé en deux branches dans chacune desquelles est placé un « joint faible » (dans notre cas, il s'agira d'un transistor construit à partir d'un nanotube de carbone). Le joint faible joue le rôle d'un élément analogue à une fente de l'expérience d'Young. Il induit en outre un déphasage $\Delta\alpha$ dans la fonction d'onde supraconductrice, fonction de l'intensité du courant supraconducteur qui le traverse. La recombinaison des courants issus des deux branches donne lieu à des interférences.

Le supercourant total s'écrit donc comme la somme des deux courants circulant dans chacune des branches (voir *figure 2*) :

$$I = Ic_1 \sin(\Delta\alpha_1) + Ic_2 \sin(\Delta\alpha_2) \qquad (1)$$

Par ailleurs, un déphasage supplémentaire contrôlé (analogue à une phase géométrique) peut être introduit par l'application d'un flux magnétique ϕ coupé par la boucle qui sépare les deux branches. Le flux magnétique ϕ coupé par la boucle couple les déphasages induits par chacune des jonctions présentes dans les deux branches selon la relation :

$$2\pi\phi/\phi_0 = \Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2 \text{ (modulo } 2\pi) \qquad (2)$$

où ϕ_0 est le quantum de flux magnétique.

En pratique, on polarise le dispositif en courant et on mesure le courant maximum qui peut circuler sans dissipation, c'est-à-dire sous une tension nulle (marqué par une flèche sur la *figure 3* à gauche). Ce courant correspond à la valeur maximale des solutions des équations 1 et 2. Par exemple, si le champ magnétique est nul, la différence de phase est la même à chaque jonction et elle croît avec le courant. Si on impose que le courant de polarisation est égal à $Ic_1 + Ic_2$, la phase s'ajuste alors à la valeur $\pi/2$ (relation (1)) et $Ic_1 + Ic_2$ est le courant non-dissipatif maximum qui peut circuler dans le dispositif. En revanche, si le champ magnétique est tel que le flux est égal à $\phi/2$, la différence de phase de la deuxième jonction est décalée de π par rapport à la première jonction (d'après la relation (2)), et d'après la relation (1) le courant non-dissipatif maximum vaut $Ic_1 - Ic_2$. La relation entre le supercourant et le flux magnétique ϕ est analogue à celle qui lie l'intensité lumineuse résultant de l'interférence de deux ondes à leur déphasage :

$$I_c = \sqrt{(Ic_1 - Ic_2)^2 + 4Ic_1Ic_2 \cos^2(\pi\phi_e/\phi_0)}\,. \qquad (3)$$

L'interférence quantique produit donc bien des oscillations périodiques du courant en fonction du flux magnétique extérieur, analogues aux franges lumineuses observées lors d'une expérience de fentes d'Young.

Très vite, il est apparu que ces interféromètres à SQUID constituaient des magnétomètres d'une précision inégalée. Leurs applications sont aujourd'hui nombreuses, en particulier dans toutes les situations requérant une magnétométrie sensible : médecine (magnéto-encéphalographie et magnéto-cardiographie), géologie, métrologie et science des matériaux. Plus récemment, des versions miniaturisées de ces dispositifs, réalisées par nanolithographie et gravure de couches minces métalliques, ont été utilisées pour implémenter des bits quantiques utilisant le flux magnétique comme support pour l'information quantique, ou encore pour mesurer l'effet tunnel du retournement de l'aimantation de nanoparticules ou d'aimants moléculaires.

La technique du micro-SQUID, développée par Dominique Mailly (LPN/CNRS) et Alain Benoit (CRTBT/CNRS) au début des années 90, a été mise à profit depuis près de 15 ans par notre équipe dans le domaine du magnétisme moléculaire. Elle repose sur le couplage inductif d'un objet magnétique nanométrique placé au voisinage d'une des constrictions de la boucle d'un SQUID. Une variation du flux magnétique, induite par exemple par le renversement de l'aimantation d'un dipôle magnétique,

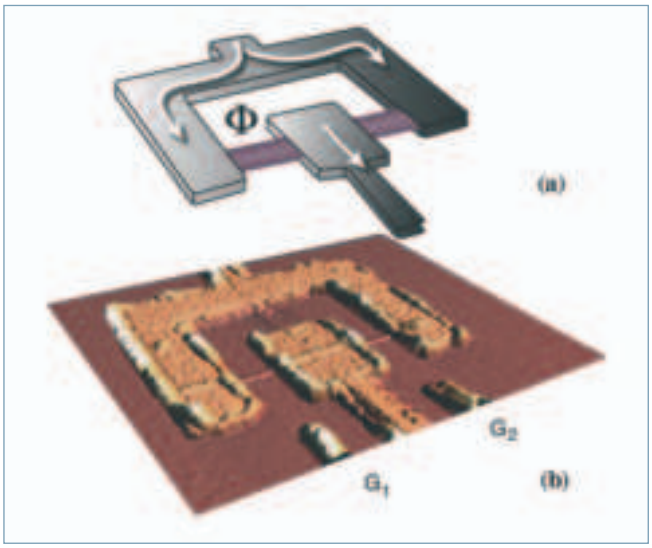


Figure 2a. – Schéma de principe d'un interféromètre à SQUID. Dans le cas particulier présenté ici, les joints dans chacune des branches sont des portions de nanotube de carbone. Le déphasage entre les deux courants circulant dans chacun des bras est ajusté par le flux magnétique Φ qui traverse la surface délimitée par la boucle.

Figure 2b. – Image d'un dispositif réel observé par microscopie à force atomique. Le nanotube est connecté à trois électrodes dans une géométrie en fourche définissant deux portions de nanotube proches et parcourues par deux courants parallèles séparés par une boucle. Les 2 électrodes notées G_1 et G_2 permettent l'application d'une tension pour assurer l'équilibrage du SQUID et varier la conductance des portions de nanotubes selon le principe présenté sur la *figure 1*.

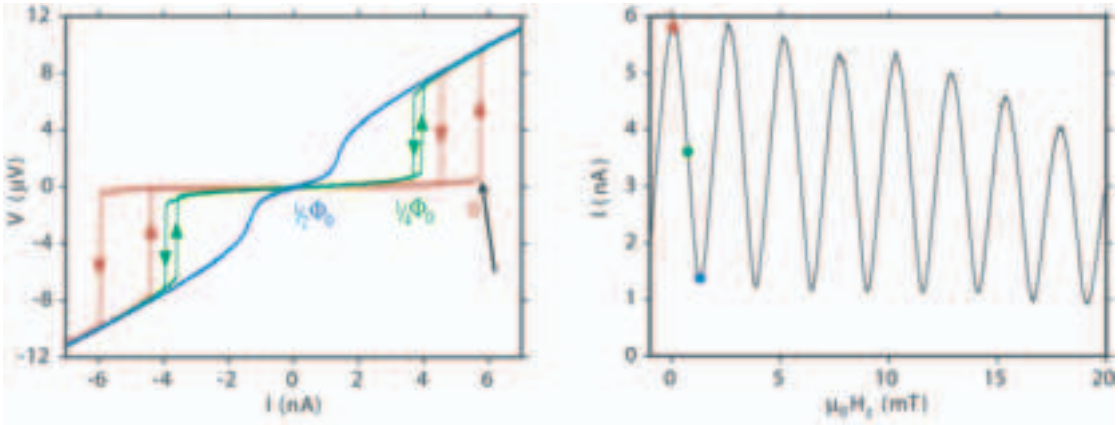


Figure 3 – gauche : caractéristiques tension-courant (V-I) du SQUID nanotube, mesurées à très basse température (0,02 K) pour des flux magnétiques dans la boucle du SQUID respectivement multiples de ϕ_0, (en rouge), $\phi_0/4$ (en vert) et $\phi_0/2$ (en bleu).

À droite : modulation du courant supraconducteur maximal du SQUID (repéré par la flèche noire sur la figure de gauche) avec le champ magnétique appliqué. Chaque point de couleur se rapporte à la courbe V-I correspondante.

peut être détectée par la variation du courant supraconducteur maximum (courant au-delà duquel le régime change). On a pu ainsi explorer la dynamique du renversement d'aimantation de nano-aimants. La sensibilité des systèmes actuels est encore limitée et leur seuil correspond à la détection de quelques milliers de spins élémentaires. La miniaturisation de la partie la plus sensible du SQUID (le joint faible supraconducteur, ici représenté par le nanotube de carbone) semble être une voie prometteuse pour gagner en sensibilité.

Le SQUID à nanotube de carbone

Le dispositif que nous avons réalisé est un SQUID dont les joints faibles sont constitués de deux segments courts d'un même nanotube de carbone mono feuillet. Le dispositif (*figure 2a-c*) peut être assimilé à une boucle constituée de deux bras symétriques, contenant chacun un transistor à nanotube décrit dans le paragraphe précédent (*figure 1*). Son fonctionnement de base est similaire à celui d'un SQUID « standard » à base de jonctions Josephson réalisées par des barrières d'oxyde, où le courant supraconducteur maximal est modulé par le champ magnétique (*figure 3*). Cependant les 2 nanotubes placés en parallèle peuvent être commandés indépendamment par les grilles électrostatiques (G_1 et G_2 sur la *figure 2*). Il est donc possible de moduler l'interférence quantique en réglant indépendamment l'intensité du couplage dans chacune des boîtes quantiques. Ce contrôle électrostatique d'un SQUID est très utile, aussi bien pour optimiser son fonctionnement, son couplage à des champs magnétiques locaux, que pour étudier la physique détaillée d'une jonction Josephson moléculaire. Plus généralement, il s'agit d'un système expérimental modèle pour étudier les variations de la phase des porteurs de charges aux bornes d'une boîte quantique. De nombreux phénomènes physiques, liés par exemple à la parité du nombre d'électrons dans le nanotube (associés notamment à des interactions entre les spins des électrons), ont été prédits et peuvent désormais être étudiés.

De l'histogramme des valeurs maximales du courant supraconducteur circulant dans le SQUID (*figure 4*, gauche), on peut déduire le bruit en courant du SQUID dans la bande passante de la mesure : il équivaut en l'occurrence à 0,15 pA/$\sqrt{\text{Hz}}$. Compte tenu de la sensibilité $dI/d\phi$ du SQUID (*figure 4*, droite), on peut calculer le seuil de détection du magnétomètre, qui équivaut à $5 \cdot 10^{-5}\ \phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette valeur est comparable au bruit des magnétomètres à SQUID de grande taille. Comment alors gagner en sensibilité pour aller vers la détection d'un petit nombre de spins ?

Nous pensons que les SQUIDs dont les jonctions sont constituées de nanotubes de carbone vont constituer une nouvelle génération de magnétomètres ultrasensibles pour l'étude de la spintronique à l'échelle de la molécule unique. En effet, l'exceptionnel rapport d'aspect géométrique du nanotube (quelques nm^2 de section pour une fraction de micron de longueur) permet d'optimiser le couplage magnétique inductif d'un objet de taille moléculaire placé dans son voisinage immédiat (*figure 4*), puisque la section du tube et la dimension de la molécule placée au-dessus deviennent de taille comparable. La sensibilité atteinte permet alors la mesure du retournement de l'aimantation d'une seule molécule-aimant (voir *encadré 2*), dont l'intensité est estimée à $10^{-4}\ \phi_0$ pour un aimant moléculaire de spin $S = 10$. L'optimisation d'un tel couplage suppose la mise au point d'un procédé d'assemblage physico-chimique de la molécule sur le nanotube.

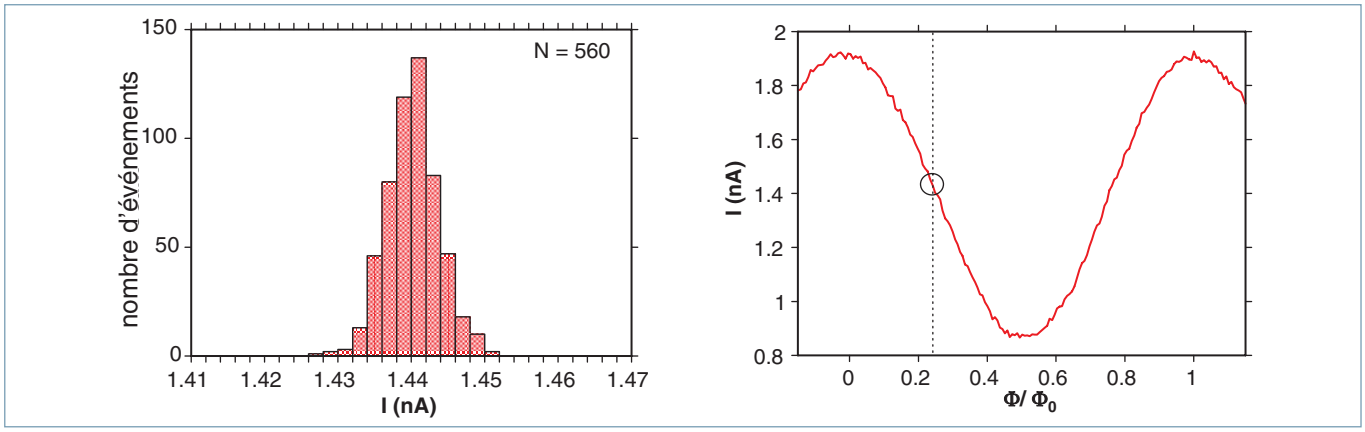
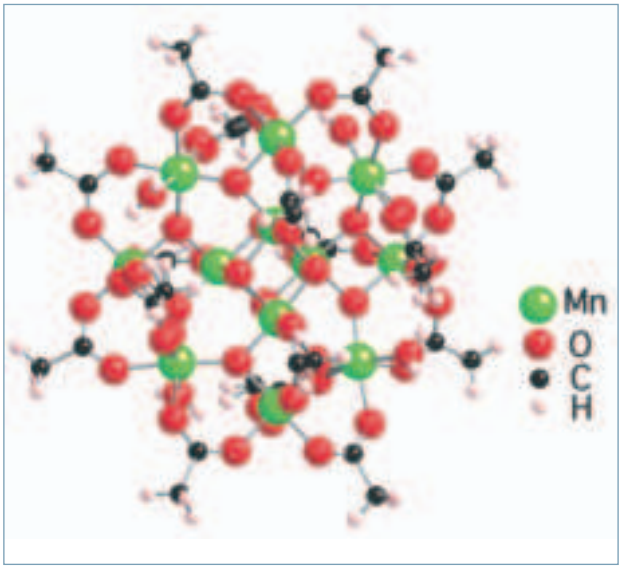


Figure 4 – Gauche : Histogramme des mesures successives de courant de saut prises au point de sensibilité maximale pour une bande passante de 10 kHz. La largeur de l'histogramme vaut 15 pA. Droite : Variation optimale du courant de saut du SQUID nanotube modulé par le flux coupé par la boucle. La pente maximale de la courbe (prise au point encerclé) donne la sensibilité du magnétomètre : 3 nA/ϕ_0.

Encadré 2 — *Qu'est-ce qu'un aimant moléculaire ?*

Les aimants moléculaires constituent une classe de molécules ou d'agrégats organométalliques comportant un certain nombre d'ions magnétiques (de quelques-uns à quelques dizaines). Ces ions interagissent fortement entre eux au sein de l'aimant moléculaire et lui confèrent un comportement magnétique global équivalent à un spin effectif. L'orientation de cet aimant individuel varie en raison des fluctuations thermiques (super-paramagnétisme). À très basse température cependant, au-dessous d'un seuil appelé température de blocage, les aimants moléculaires en interaction dans un cristal peuvent acquérir une aimantation globale « magnéto-cristalline ») dont la dynamique de relaxation est très ralentie et donne lieu à un cycle d'hystérésis détectable par couplage à un micro-SQUID. Du fait de leur nature moléculaire, ces nano-aimants présentent des propriétés magnétiques quantiques qui affectent les mécanismes de renversement de l'aimantation. Un de ces phénomènes caractéristiques du magnétisme moléculaire mis en évidence par la technique du micro-SQUID a été l'effet tunnel du renversement de l'aimantation. Cependant il est nécessaire de s'affranchir des propriétés collectives pour bénéficier des propriétés de cohérence d'un aimant moléculaire unique. D'où l'intérêt d'isoler une molécule unique et de la coupler à un magnétomètre susceptible de détecter son aimantation. L'amélioration de la technique de magnétométrie par micro-SQUID, résultant de l'optimisation du couplage inductif par des jonctions nanotube, amène à un niveau de sensibilité compatible avec la détection du renversement de l'aimantation d'une seule molécule de Manganèse 12.



Représentation tridimensionnelle d'un aimant moléculaire célèbre, communément appelé « Manganèse 12 ». Il s'agit d'un complexe de formule $Mn_{12}O_{12}$ $(CH_3COO)_{16}(H_2O)_4$ comprenant un arrangement cubique central $Mn(IV)_4O_4$ entouré d'un anneau de 8 unités Mn(III) connectés par des ponts de ligands oxo. 16 groupements acétates et 4 ligands d'eau stabilisent l'édifice. Dans l'aimant Mn_{12}, l'état du macrospin vaut $S = 10$ car il implique 20 électrons non appariés dans l'état fondamental.

Nous envisageons donc d'étudier des molécules-aimants à base de métaux de transition et de lanthanides. Les objets étudiés peuvent ne comporter qu'un seul spin (permettant d'obtenir un contrôle d'un spin unique), et vont jusqu'aux plus grosses molécules pour lesquelles on peut sonder le comportement d'une assemblée de spins et leur interaction.

Conclusion et perspectives

La première amélioration à apporter au système des jonctions Josephson nanotube consiste à maîtriser et à optimiser l'environnement électromagnétique aux abords immédiats du nanotube. Il s'agit de comprendre s'il est pos-

sible de réduire tout ou partie de l'écart entre le courant supraconducteur maximum mesuré et le courant critique prévu pour une telle jonction. Dans un deuxième temps, il faudra effectuer le greffage contrôlé d'une molécule aimant sur le nanotube.

L'intégration de ces nanotubes au sein d'électrodes supraconductrices ouvre la voie à la réalisation de circuits supraconducteurs fonctionnant aux radiofréquences, et permettant notamment la mesure de la dynamique de l'aimantation en temps réel. Ceux-ci pourraient permettre d'explorer dans quelle mesure on peut coupler les états quantiques d'aimantation d'une molécule aimant aux états quantiques générés dans un circuit supraconducteur, base des bits quantiques supraconducteurs.

Nous remercions Hélène Bouchiat et Marco Aprili pour la relecture attentive de ce manuscrit.
Ont également participé à ce travail : Jean-Pierre Cleuziou, Thierry Ondarçuhu, Marc Monthioux du CEMES, CNRS-Toulouse, Romain Maurand, Edgar Bonet, Lapo Bogani, Laetitia Marty de l'Institut Néel, CNRS-Grenoble.

POUR EN SAVOIR PLUS

Revue récente sur le transport dans les nanotubes de carbone :

Charlier, J.-C. Blase, X., Roche S., « Electronic and Transport properties of Nanotubes », *Review of Modern Physics*, vol. **79**, (2007).

Revue récente sur les jonctions moléculaires :

Tao , N. J. *Nature Nanotechnology*, **1**, 173, (2006).

Interférométrie Supraconductrice dans un nanotube de carbone :

J.-P. Cleuziou et al., « Carbon nanotube superconducting quantum interference device », *Nature Nanotechnology*, **1**, 53, (2006).

Article introductif sur la spintronique moléculaire :

L. Bogani and W. Wernsdorfer, *Nature Materials* 7, 179-86 (2008).