Transport quantique dans des nanostructures hybrides

Takis Kontos

▶ **To cite this version:**

Takis Kontos. Transport quantique dans des nanostructures hybrides. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. tel-00528940

HAL Id: tel-00528940
https://theses.hal.science/tel-00528940

Submitted on 22 Oct 2010

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.

Mémoire pour l'habilitation à diriger des recherches intitulé :

Transport quantique dans des nanostructures hybrides

T. Kontos

15 avril 2009

Table des matières

Introduction **7**

1 Transport quantique dans les nanotubes de carbone. **9**
1.1 Implémentation physique de trois systèmes hybrides. 9
1.1.1 Nanovanne de spin multi-contacts. 10
1.1.2 Lame séparatrice à paires de Cooper. 11
1.1.3 Impureté Kondo artificielle. 12
1.2 Approche théorique simplifiée des dispositifs à deux terminaux. 13
1.2.1 Formules de Landauer-Büttiker appliquées au cas des nanotubes de carbone. 13

2 Nanospintronique à base de nanotubes de carbone. **15**
2.1 Contacts ferromagnétiques sur des nanotubes de carbone. 15
2.1.1 Les différents types de contacts ferromagnétiques utilisés. 16
2.1.2 Les effets de contact non reliés à l'injection de spin. 20
2.2 Contrôle du transport de spin par un champ électrique. 21
2.3 Vers une électronique de spin cohérente de phase. 27

3 Bruit quantique dans les nanotubes de carbone. **29**
3.1 Mesures de bruit. 30
3.2 Observation de la suppression du bruit dans le régime Fabry-Pérot. 30
3.3 Le bruit d'une impureté Kondo. 34
3.4 Développements directs des mesures de bruit. 41
3.4.1 Test de la théorie liquide de Fermi de l'effet Kondo. 41
3.4.2 Corrélations croisées dans des structures multi-terminal. 41

Conclusion **43**

Table des figures

1.1 Nanovanne de spin multi-contacts 10
1.2 Lame séparatrice à paires de Cooper 11
1.3 Impureté Kondo artificielle. 12

2.1 Photo MEB d'un nanotube multi-parois à deux contacts ferromagnétiques. . 18
2.2 Courbes de magnétorésistance d'un nanotube mono-paroi connecté à deux contacts ferromgnétiques. 19
2.3 Oscillations de la magnétorésistance dans des nanotubes multi-parois. . . . 23
2.4 Oscillations de la magnétorésistance dans une boîte quantique. 26
2.5 Mesures de transport de spin non-locales. 27

3.1 Bruit de grenaille dans un interféromètre de Fabry-Perot électronique 31
3.2 Suppression du bruit de grenaille dans un nanotube de carbone dans le régime de rétrodiffusion faible. 32
3.3 Dépendance anormale du bruit d'équilibre d'une impureté Kondo à l'apparition de l'effet Kondo. 35
3.4 Exaltation du bruit d'une impureté Kondo unique. 36
3.5 Les deux cas limites pour l'effet Kondo dans les nanotubes de carbone. 38
3.6 Invariant du bruit pour l'effet Kondo. 40
3.7 Dispositif de mesures de corrélations croisées 42

Introduction

Ce mémoire illustre les recherches que j'ai menées pendant les sept dernières années. Depuis ma thèse, mon activité a visé à explorer le transport quantiques dans différents types de nanostructures hybrides. Dans ces structures, il s'agit de combiner des conducteurs comportant différents ordres électroniques ou bien différentes dimensionalités. Une des idées principales qui ont guidé mes recherches est d'implémenter des expériences de pensée de transport quantique en utilisant de tels systèmes. Mon travail s'est décliné autour de trois thématiques distinctes : la coexistence entre l'ordre ferromagnétique et l'ordre supraconducteur, l'électronique de spin moléculaire et l'effet Kondo dans les boîtes quantiques.

L'expérience de pensée correspondant à la première thématique est l'injection d'une paire de Cooper dans un métal ferromagnétique. La combinaison de l'ordre supraconducteur et de l'ordre ferromagnétique est intéressante car ce sont deux ordres antagonistes, les paires de Cooper étant dans l'état singulet de spin. Les expériences que j'ai réalisées pendant ma thèse et mon premier séjour postdoctoral m'ont permis de mettre en évidence l'existence d'oscillations du paramètre d'ordre supraconducteur induit dans le métal ferromagnétique, par effet de proximité. Ces oscillations sont dues à l'impulsion finie qu'acquiert une paire de Cooper lorsqu'elle pénètre dans la région ferromagnétique, où le champ d'échange décale les énergies des spins up et down. Elles sont similaires aux oscillations prédites par Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov dans des composés massifs, il y a 40 ans, mais jamais observées sans ambiguïté. Cette thématique constitue une partie importante de mes recherches à mes débuts mais je ne la détaillerai pas d'avantage ici par manque de place. En outre, ce travail m'a amené à m'intéresser de manière générale aux structures hybrides supraconductrices. Ceci se retrouve notamment dans mon étude récente de l'injection et de la séparation de paires de Cooper dans les nanotubes de carbone.

Lors de mon séjour postdoctoral à l'université de Bâle, j'ai étudié l'injection de spin dans des guides d'onde électroniques moléculaires, les nanotubes de carbone. Le cadre dans lequel s'est inscrit mon travail est l'électronique de spin ou la spintronique [1]. Dans ce domaine important de la physique de la matière condensée, on cherche à contrôler le transport électronique par l'intermédiaire du degré de liberté de spin des porteurs de charge. Une des briques élémentaires de ces circuits est la vanne de spin [2, 3], qu'on peut former en séparant deux électrodes ferromagnétiques par une fine couche d'isolant. Dans un tel composant, la résistance R dépend de l'orientation relative des aimantations des électrodes. Elle est généralement plus élevée dans la configuration antiparallèle que dans la configuration parallèle. La différence relative de R, la magnétorésistance MR est alors positive. Cependant, la MR peut devenir anormale si la probabilité de transmission à travers le dispositif devient dépendante du spin ou de l'énergie. Cette propriété ouvre la voie vers la réalisation de composants o l'on peut contrler MR par l'intermédiaire du champ électrique appliqué par une grille. En utilisant des nanotubes de carbone connectés à un nouveau type d'électrodes

ferromagnétiques (à base de l'alliage PdNi), j'ai mis en évidence un comportement de type transistor de spin à effet de champ pour lequel l'amplitude et le signe de la MR sont réglables à l'aide d'une électrode de grille.

Enfin, je me suis intéressé aux phénomènes de fluctuations de courant dans des dispositifs à nanotube de carbone. Ici, l'expérience de pensée est l'injection d'un électron "physique" dans un fluide d'électrons où, à cause des interactions, les excitations de basse énergie ne ressemblent pas forcément aux excitations électroniques usuelles que l'on trouve dans la plupart des métaux tridimensionnels. Les nanotubes de carbone mono-paroi peuvent être considérés dans une large mesure comme des systèmes modèles pour étudier différents aspects du transport quantique dans des fluides électroniques fortement corrélés. Deux limites sont particulièrement intéressantes. La limite de fluide unidimensionnel et la limite de boîte quantique. C'est cette dernière limite que j'ai principalement étudié et notamment l'effet Kondo, un des archétypes de la physique des fermions fortement corrélés. Le bruit en courant permet une étude détaillée des processus de diffusion à travers ces systèmes. J'ai notamment mis en évidence une exaltation de ce bruit dans le régime Kondo. Ces mesures donnent un banc d'essai la théorie de l'effet Kondo dans un régime hors équilibre.

Le premier chapitre a pour but de mettre en exergue la richesse des nanotubes de carbone pour l'élaboration de structures hybrides. Au chapitre 2, je présente l'expérience d'injection de spin dans les nanotubes et la replace dans son contexte général. Dans le chapitre 3, je détaille les expériences de mesures de bruit que j'ai menées récemment. Les chapitres 1, 2 et 3 sont indépendants. A la fin des chapitres 2 et 3, je détaille les développements immédiats des études présentées. Je conclue enfin en indiquant les perspectives de mon travail, essentiellement reliées à la mesure directe des aspect dynamiques de nano-circuits hybrides.

Chapitre 1

Transport quantique dans les nanotubes de carbone.

Les nanotubes de carbone sont des conducteurs moléculaires qui peuvent être utilisés pour explorer différents aspects du transport quantique. L'étude du transport électrique amène à les coupler à différents type de métaux qui sont en général d'une nature très différentes. Les nanotubes de carbone sont naturellement des conducteurs unidimensionnels avec quatre canaux de conduction (en incluant le spin) pour les nanotubes mono-paroi alors que les életrodes utilisées pour les contacter sont des métaux tridimensionnels. Dans ces derniers, les électrons peuvent s'ordonner de différents manières (état supraconducteur ou ferromagnétique) et peuvent être considérés comme interagissant faiblement. Ceci n'est pas le cas dans les nanotubes de carbone où des déviations importantes de la physique d'électrons sans interaction ont été mises en évidence ces dernières années. On peut noter le blocage de Coulomb [5], la physique de l'effet Kondo [4] ou bien du liquide de Luttinger [8, 7]. Un nanotube de carbone connecté à des électrodes métalliques peut donc être considéré comme l'archétype de la structure hybride qui permet de combiner différentes dimensionalités et/ou ordres électroniques.

1.1 Implémentation physique de trois systèmes hybrides.

Dans le but d'illustrer le potentiel des nanotubes de carbone pour implémenter différentes structures hybrides correspondant à des "expériences de pensée" du transport quantique, je décris ici quelques nanostructures sur lesquelles j'ai travaillé récemment. La première structure, la nanovanne de spin multi-contact a été réalisée dans le cadre de la thèse de Chéryl Feuillet-Palma. La deuxième, la lame séparatrice de paire de Cooper, a été réalisée dans le cadre de la thèse de Lorenz Herrmann (en cotutelle avec Regensburg, Allemagne). La dernière a été réalisée dans le cadre de la thèse de Thomas Delattre. Je détaillerai plus ce dernier travail dans le dernier chapitre du présent mémoire.

L'étude des trois systèmes hybrides décrits ci-après repose sur l'élaboration d'échantillons à base de nanotubes de carbone mono-parois avec des contacts électriques présentant des ordres électroniques ferromagnétiques, supraconducteurs, ou bien présentant des transparences élevées. Les méthodes de nanofabrication utilisées sont la lithographie électronique, la croissance par déposition de vapeurs chimiques (CVD) et le dépôt de films métalliques en couches minces.

1.1.1 Nanovanne de spin multi-contacts.

Les structures de vanne de spin réalisent, dans une certaine mesure, l'analogue électronique d'une expérience polariseur/analyseur en optique. Cette analogie est notamment au coeur du fonctionnement de la proposition de Datta et Das [9] pour le transistor de spin à effet de champ mais peut être transposé à tout type de composant d'électronique de spin. Nous montrerons dans le prochain chapitre comment on peut utiliser cette analogie pour contrôler le transport de spin par un champ électrique. Les analogies optiques sont également particulièrement fructueuses dans le domaine du transport dans les conducteurs mésoscopiques dans lesquels la phase de la fonction d'onde électronique est conservée.

Essentiellement du fait du faible nombre de canaux de conduction dont ils sont composés, les nanotubes de carbone offrent la possibilité d'étudier à la fois le transport polarisé en spin et le transport cohérent de phase. Cette propriété est déjà indirectement utilisées dans l'étude du chapitre 2, mais est particulièrement manifeste dans des dispositifs multi-contacts.

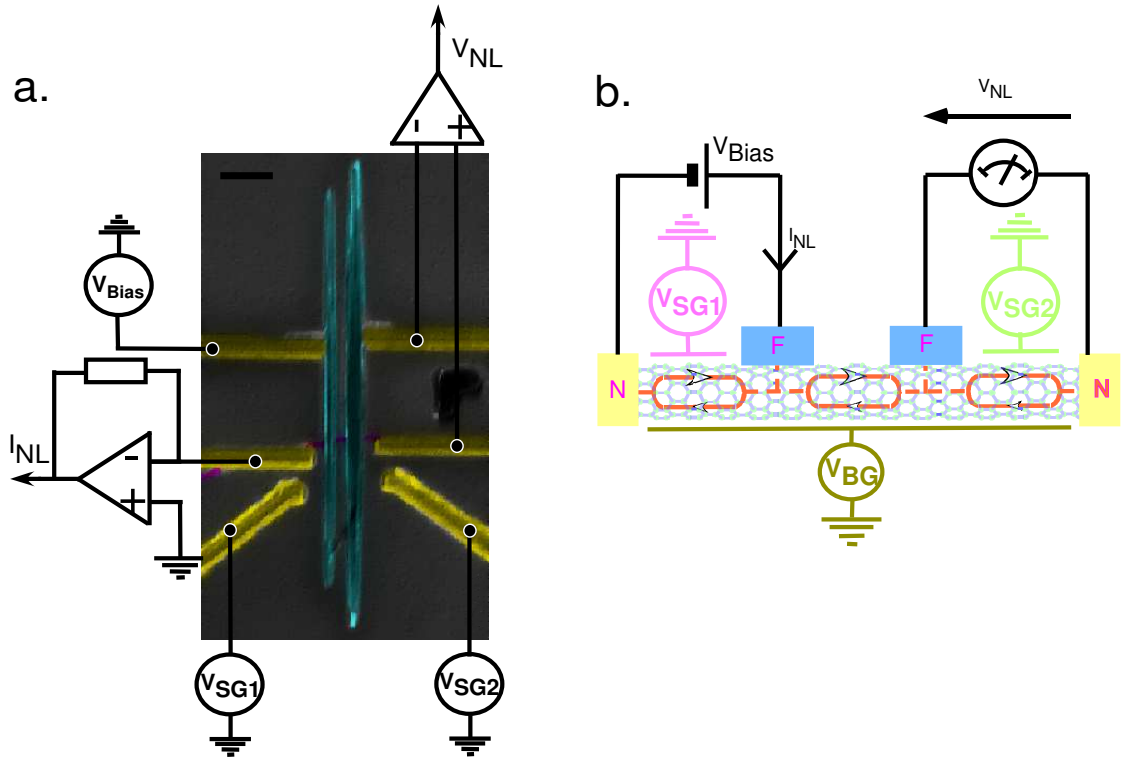

FIG. 1.1 – a. Photo MEB d'une nanovanne de spin multi-contacts à nanotube de carbone (réalisée par Chéryl Feuillet-Palma, LPA). Les contacts ferromagnétique (alliage NiPd) sont en bleu et les contacts non-magnétiques sont en jaune. La distance typique entre chaque électrode est de 500nm. Le nanotube de carbone mono-paroi est surligné en pourpre. b. Schéma correspondant à la structure du médaillon a. Il s'agit de trois interféromètres de Fabry-Perot électroniques connectés à deux électrodes ferromagnétiques et deux électrodes normales.

Pour étudier ces phénomènes, nous avons réalisé avec Chéryl Feuillet-Palma, dans le cadre de sa thèse de doctorat, des structures du type 1.1a. en utilisant des contacts de NiPd séparés d'une distance de l'ordre de $500nm$ au centre, et des contacts de Pd aux deux

extrémités. Pour des températures inférieures à $10K$, ce type de dispositif peut être considéré dans un large mesure comme une triple boîte quantique connectée à quatre reservoirs, deux ferromagnétiques et deux non-magnétiques. Dans le but d'utiliser le contrôle du transport électronique par le champ électrique local, nous avons implémenté des grilles latérales pour pouvoir "régler" indépendamment les deux boîtes des extrémités [46]. Si l'on peut négliger les interactions électroniques, cette structure se réduit à la mise en série d'interféromètres de Fabry-Perot électroniques, comme schématisé figure 1.1b par les traits rouges flechés. Je détaillerai succintement sa phénoménologie à la fin du chapitre 2.

1.1.2 Lame séparatrice à paires de Cooper.

Dans cette partie, je présente un dispositif qui implémente physiquement une lame séparatrice à paires de Cooper. L'optique quantique est devenue une source importante d'inspiration pour beaucoup d'expériences récentes dans des nanocircuits électriques. Un des objectifs principaux est la génération d'états électroniques intriqués dans des systèmes à l'état solide. Les supraconducteurs ont été suggérés comme une source naturelle pour de tels états en vertu de l'état singulet d'appariement des paires de Cooper [10, 11]. Un étape importante pour la conduite d'expériences utilisant cette propriété est l'élaboration d'une "lame séparatrice à paire de Cooper" qui devrait "couper" en deux parties leur état singulet dans deux orbitales électroniques diffférentes. Le type de dispositifs de la figure 1.2a., schématisés figure 1.2b., réalise un tel processus de séparation. Pour ce faire, nous avons utilisé avec Lorenz Herrmann, dans le cadre de sa thèse de doctorat en cotutelle avec l'université de Regensburg, Allemagne, la répulsion Coulombienne et la quantification de taille.

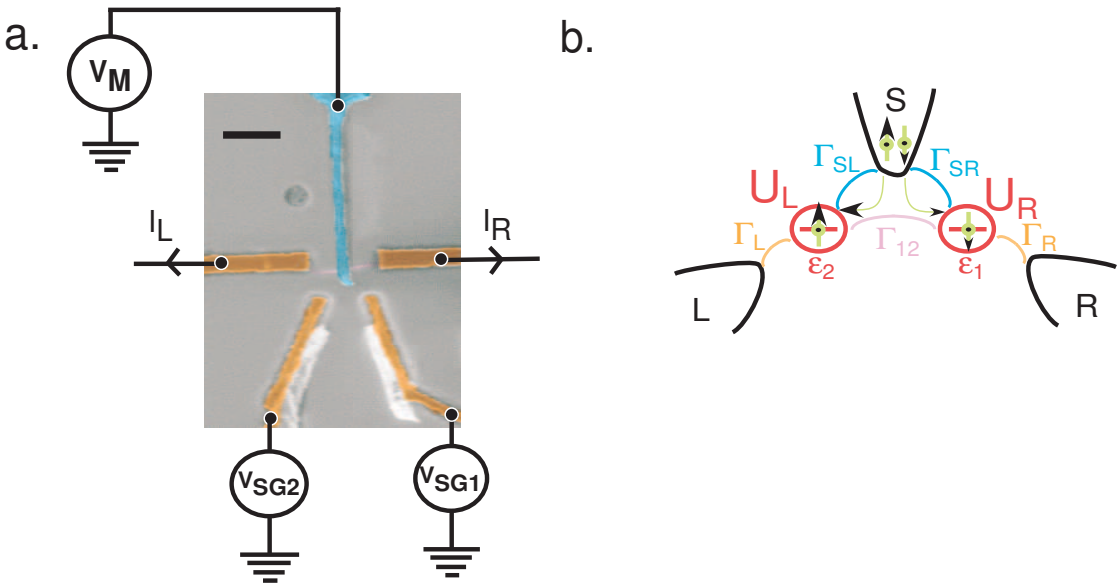

FIG. 1.2 – a. Photo MEB d'une lame séparatrice à paire de Cooper implémentée à l'aide d'un nanotube de carbone mono-paroi (en rose) (réalisation Lorenz Herrmann, LPA/Regensburg). L'électrode supraconductrice est en bleu et les électrodes normales sont en orange. Des électrodes de grille latérales (en orange aussi) sont également implémentées pour contrôler indépendamment. b. Schéma de principe du dispositif du médaillon a. Les éléments importants de ce dispositif sont une forte répulsion sur site $U_{L,R}$ et des états discrets $\epsilon_{1,2}$.

Le dispositif de la figure 1.2a. est une double boîte quantique fabriquée dans un nanotube de carbone mono-paroi, connectée à une électrode centrale supraconductrice (une bicouche $Al(200nm)/Pd(3nm)$) et deux électrodes non-supraconductrices latérales de Au/Ti ou bien de Pd. Cette structure est en quelque sorte "la moitié" du NanoSQUID récemment mis en évidence [12]. Ce dispositif est "piloté" comme une lame séparatrice en polarisant l'électrode supraconductrice centrale et en mesurant le courant qui passe dans le bras de gauche et le bras de droite. A basse énergie, le processus de base qui contrôle ces courant est la réflexion d'Andreev dans lequel un paire de Cooper se "désintègre" dans un conducteur normal à l'interface entre ce dernier et un supraconducteur. Ce processus n'est en général pas très efficace pour coupler deux orbitales séparées dans l'espace puisqu'il couple des états renversés dans le temps. Ici, nous utilisons le processus de réflexion d'Andreev croisée qui est permis du fait de l'étroitesse de l'électrode supraconductrice par rapport à la taille caractéristique des paires de Cooper. Nous avons récemment mis en évidence ces processus par des mesures de conductance en comparant l'assymétrie du transport quand l'électrode centrale est supraconductrice ou quand elle ne l'est pas.

1.1.3 Impureté Kondo artificielle.

L'élaboration d'une structure hybride est, dans un certaine mesure, la manière naturelle d'étudier le transport électronique à travers des molecules. Il s'agit souvent en effet de connecter des électrodes métalliques, tridimensionnelles par essence, à des objets 0D ou 1D. Ce fait se retrouve dans le transport dans les nanotubes de carbone où les régimes 1D et 0D peuvent être observés suivant le régime d'énergie considéré. Un des intérêts des fluides électroniques confinés à 0D ou 1D est que les effets d'interactions électroniques y sont en général exaltés.

Un phénomène particulièrement important pour la physique de la matière condensée est l'effet Kondo qui est un des archétype de la physique électronique "à N corps". Initialement l'apanage des alliages magnétiques dilués [86], ce phénomène s'est avéré générique de tout état électronique localisé comme l'ont montré les travaux récents concernant les adatomes magnétiques sur des surfaces métallique [88] ou bien sur le boîtes quantiques [4, 89].

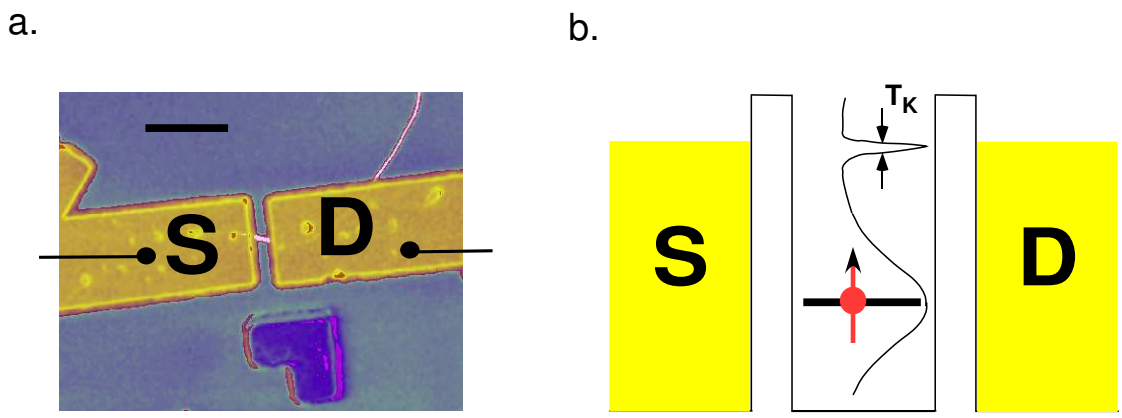

FIG. 1.3 – a. Photo MEB d'un nanotube de carbone mono-paroi connecté à deux électrodes de Pd. Ce dispositif implémente une impureté Kondo artificielle (réalisation Thomas Delattre, LPA). b. Schéma de principe du dispositif du médaillon a. Une résonance "à N corps" se forme au niveau de Fermi des électrodes et contrôle le transport.

Un des intérêts principaux des ces nouveaux systèmes est la possibilité d'étudier l'effet Kondo dans des situations inédites par rapport à celles accessibles dans les alliages magnétiques, et notamment dans des situations hors équilibre. Une grandeur particulièrement pertinente pour l'étude d'une telle physique est le bruit de grenaille qui est l'objet de l'étude présentée au chapitre 3. Cette étude est l'objet de la thèse de doctorat de Thomas Delattre.

1.2 Approche théorique simplifiée des dispositifs à deux terminaux.

Bien que nous ayions mentionné des dispositifs multi-contacts dans ce qui précède, les études sur lesquelles je m'étendrai dans la suite concernent le transport électrique à deux contacts. Aussi présentons-nous ici les grandes lignes d'une approche théorique simplifiée du transport dans les nanotubes mono-paroi à deux contacts, à basse température.

Il n'existe à l'heure actuelle aucune théorie complète du transport dans les nanotubes de carbone. Ceci est lié à la grande richesse de comportement observé dans ces conducteurs depuis leur découverte. Lorsque l'on conduit des expériences de transport quantiques dans les nanotubes, il est néanmoins utile d'avoir comme point de départ un modèle théorique particulier, ne serait-ce que pour évaluer ce qui dément ce modèle dans les mesures.

Un approche particulièrement intéressante est l'approche de diffusion quantique qui permet de rendre compte du transport cohérent et est particulièrement pratique dans le cas balistique. Elle est néanmoins en principe essentiellement valable dans le cas où le transport électronique peut être décrit par une théorie sans interactions. Elle peut être utilisée dans certains cas pour rendre compte de manière effective des interactions comme dans le cas de l'effet Kondo (théorie de champ moyen sur les bosons esclaves) comme nous le verrons au dernier chapitre.

1.2.1 Formules de Landauer-Büttiker appliquées au cas des nanotubes de carbone.

L'approche de diffusion quantique générale pour un nanotube de carbone mono-paroi est de considérer qu'il y a quatre canaux caractérisés par les probabilités de transmission qui dépendent de l'énergie ϵ $D_{i,\sigma}(\epsilon)$, les indices $i \in \{1,2\}$ correspondant au degré de liberté orbital et l'indice σ correspondant au spin. D'aprés la théorie de la diffusion quantique [15], le courant moyen et le bruit associé à $D_{i,\sigma}(\epsilon)$ ont pour expression :

$$I(V_{sd}) = \frac{e}{h} \sum_{i=1,2;\sigma=\uparrow,\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} D_{i,\sigma}(\epsilon)(f_L - f_R)d\epsilon \tag{1.1}$$

$$S_I(V_{sd}) = \frac{2e^2}{h} \sum_{i=1,2;\sigma=\uparrow,\downarrow} \int d\epsilon \{D_{i,\sigma}(\epsilon)[f_L(1-f_L) + f_R(1-f_R)] + D_{i,\sigma}(\epsilon)[1 - D_{i,\sigma}(\epsilon)](f_L - f_R)^2\} \tag{1.2}$$

où $f_L = f(eV_{sd}/2+\epsilon)$ et $f_R = f(-eV_{sd}/2+\epsilon)$, $f(\epsilon)$ étant la fonction de Fermi à la temperature T.

Nano-vanne de spin à nanotube de carbone.

Le modèle le plus simple pour considérer un nanotube cohérent connecté à des électrodes ferromagnétiques est d'utiliser la description de diffusion quantique ci-dessus en introduisant une dépendance en spin des transmissions. Dans ce cas, on a affaire à un système double barrière dépendant du spin. En sommant sur tous les chemins correpondant aux réflexions multiples aux interfaces de gauche (L) et de droite (R), on obtient l'expression :

$$D_\sigma^{P[AP]} = \frac{D_{L,\sigma} D_{R,\sigma}}{\left|1 - [(1-D_{L,\sigma})(1-D_{R,\sigma})]^{1/2} e^{i(\varphi_L^\sigma + \varphi_R^\sigma + 2\delta_0)}\right|^2} \tag{1.3}$$

C'est la probabilité de transmission d'un électron de spin σ. Ici, nous avons introduit la phase orbitale $\delta_0 = \ell k_{Fw}^n(V_g)$ acquise par l'électron pendant sa traversée du fil de longueur ℓ. Pour prendre en compte la levée de dégénérescence de spin, on introduit une polarisation de la transmission tunnel $P_l \neq 0$ et un paramètre de dépendance en spin des interface (ou SDIPS) $\Delta\varphi_l^n \neq 0$. Les expressions de D_l^σ et φ_l^σ sont alors :

$$D_l^\sigma = D_l(1 + \eta_l \sigma P_l)$$

$$\varphi_l^\sigma = \varphi_l + \eta_l \sigma \frac{\Delta\varphi_l}{2}.$$

pour $l \in \{L, R\}$. Ici, $\eta_l \in \{+1, -1\}$ est relié à la direction de l'aimantation de l'électrode l. L'expression (1.3) se simplifie en une formule de Breit-Wigner dépendant du spin que nous utiliserons dans le chapitre 2 dans la limite $D_l \ll 1$ lorsque l'on se place autour d'une seule résonance.

Chapitre 2

Nanospintronique à base de nanotubes de carbone.

Le degré de liberté de spin de l'électron est maintenant largement exploité pour contrôler le transport dans des dispositifs électroniques[1]. Cependant, une fonctionalité qui reste à explorer est le contrôle du spin par un champ électrique. Dans le contexte de l'électronique de spin, une telle propriété permettrait à terme de fabriquer le pendant du transistor à effet de champ, le transistor de spin à effet de champ ou SpinFET, qui permettrait de contrôler le transport de spin par l'intermédiaire d'une grille électrostatique [9, 13]. Dans des dispositifs utilisant des spins 1/2 pour encoder l'information quantique, cette propriété permettrait d'effectuer des opérations à un bit quantique en utilisant des champs magnétiques effectifs contrôlables électrostatiquement de manière locale.

2.1 Contacts ferromagnétiques sur des nanotubes de carbone.

Cette partie retrace essentiellement la référence [28].

Connecter les nanotubes de carbone à des électrodes métalliques est un point délicat depuis le début de l'étude de leurs propriétés électroniques. La plupart des mesures de transport ont été effectuées dans une géométrie à deux contacts. Dans le cas des électrodes non-magnétiques, la transmission des contacts détermine le régime de transport. L'utilisation de métaux ferromagnétiques pour connecter les nanotubes de carbone pose d'autres problèmes en principe, comme l'efficacité de l'injection de spin par exemple. Ainsi, le choix du métal ferromagnétique n'est pas seulement crucial vis à vis du couplage moyen des électrodes avec les nanotubes, mais aussi vis à vis de la fiabilité de l'injection de spin. On peut noter que le contrôle de l'anisotropie magnétique des couches minces magnétiques utilisées est très important également.

Quelques mesures à multi-contacts (essentiellement quatre) ont été conduites avec des contacts non-magnétiques[41, 42, 43]. Elles apportent des informations nouvelles sur le transport quantique dans les nanotubes de carbone. On peut donc s'attendre à ce que des mesures similaires utilisant des contacts ferromagnétiques nous permettent de mieux comprendre les phénomènes de transport de spin dans les nanotubes de carbone [44, 47]. En particulier, on peut s'attendre à observer des phénomènes de non-localité liés à la fois à la partie orbitale et à la partie spin de la fonction d'onde électronique. Nous évoquerons brièvement les résultats obtenus dans le cadre de la thèse de Chéryl Feuillet-Palma [45] à la fin de ce chapitre. Nous

nous focaliserons cependant sur les mesures à deux terminaux ici, car elles concernent la plus grande majorité des études et correspondent à celle que j'ai menées lors de mon séjour post-doctoral à l'université de Bâle en Suisse.

La principale signature que l'on peut relier à de l'injection de spin dans les nanotubes de carbone connectés à deux électrodes ferromagnétiques est l'observation d'une magnétorésistance MR hystérétique lorsque le champ magnétique extérieur est balayé dans deux directions opposées. Un point délicat est le contrôle du basculement des aimantations des électrodes de contact. Il s'avère assez difficile de maîtriser la mise en domaine d'électrodes ferromagnétiques qui contactent un nanotube de carbone. Ceci explique pourquoi aucune les courbes de MR ont souvent une structure complexe en fonction du champ magnétique.

2.1.1 Les différents types de contacts ferromagnétiques utilisés.

Contacts au Co.

Dans le travail pionnier de K. Tsukagoshi et collaborateurs, des contacts au Co ont été utilisés pour étudier le transport de spin dans des nanotubes de carbone multi-parois (MWNTs) [48]. La résistance "à deux points" des dispositifs obtenus s'étendait de $8k\Omega$ à $250k\Omega$ [49]. A $4.2K$, les auteurs ont observé une MR hystérétique qu'ils ont attribué à du transport de spin à travers la relativement courte section de MWNT concernée ($300nm$). Le champ magnétique était appliqué dans le plan des couches magnétiques, ces dernières ayant la même géométrie et étant toutes deux constituées de Co. La configuration anti-parallèle (AP) était donc *a priori* difficile à identifier. L'amplitude de l'hystérésis observée était de $+9\%$ au plus. Cette valeur réduite a été attribuée à un effet de relaxation de spin et la longueur correspondante a été estimée à $l_s = 260nm$ environ. Cette méthode fût par la suite étendue aux nanotubes de carbone mono-paroi (SWNTs)[49]. Quelques expériences utilisant plus de deux contacts au Co ont été également conduites pour des SWNTs [44, 47]. Dans ce cas, les résistances "à deux points" s'étendaient de $12k\Omega$ à quelques $M\Omega$. Les MR à deux terminaux observées allaient de 2% à 6%. Dans la référence [47], l'anisotropie de forme a été utilisée pour contrôler sélectivement le basculement des électrodes de Co (largeur typique environ 100nm). Des expériences avec contacts au Co ont également été conduites par Zhao et collaborateurs [50] mais une MR négative de -36% a été observée.

Il est important de noter que les expériences mentionnées ci-dessus ont été réalisées sans électrode de grille. En l'absence de tout dopage, ceci impliquerait que le point de fonctionnement des nanotubes de carbone était au niveau du point de neutralité. Cependant, il a été mis en exergue que les nanotubes de carbone sont très sensibles à leur environnement, et notamment à leur environnement chimique. Le potentiel chimique E_{Fw} d'un nanotube peut être fortement modifié par des adsorbats tels que les molécules d'eau, des molécules de gaz ou bien des ions[29, 51, 52]. Nous verrons dans la suite que le signe et l'amplitude de la MR dépendent fortement de E_{Fw}. Ceci implique que le signal de spin va dépendre en général de l'environnement du nanotube. On peut également anticiper que le signal de spin pourra être sensiblement différent pour un même échantillon lors de deux refroidissements différents, comme il a été observé parfois [53]. Ces résultats sur des échantillons de type Co/nanotube/Co appellent donc un étude systématique en fonction d'une tension de grille, dans une géométrie de transistor. Ceci a constitué une partie essentielle de mon travail dans ce domaine.

Matériau	SWNT ($k\Omega$)	MWNT ($k\Omega$)	Max $\mid MR \mid$ (%)	MR (signe)	Grille (contrôle)	F-NT-N $\Delta G/G$ (%)	Références
Co	15	8	36	+ et -	non	N	[44, 47] [48, 49] [50]
Fe	80	N	100	+ et -	oui	~ 0	[53, 54]
Ni	N	N	15	+ et -	oui	N	[55]
NiPd	11	5.6	17	+ et -	oui	< 1.4	[34, 57] [58]
(Ga,Mn)As	N	N	150	+ et -	oui	< 10	[53, 54]
LSMO	N	1000	37	+	non	N	[60]

TAB. 2.1 – Résumé des différents types de matériaux utilisés et de leur propriétés de contact. Les colonnes 2 and 3 donnent la résistance "à deux points" minimum pour des SWNTs et des MWNTs contactés à l'aide du matériau indiqué en colonne 1 (N=Non mentionné). La colonne 4 donne la MR maximum measurée à basse température. La colonne 5 répertorie les signes de MR observés. La colonne 6 indique si le contrôle par une électrode de grille pu être réalisé. La colonne 7 indique le signal magnétique $\Delta G/G$ mesuré pour des nanotubes contactés avec une électrode ferromagnétique et une électrode non-magnétique. La colonne 8 indique les références correspondantes.

Contacts en Fe

Fe est un autre choix possible pour réaliser des contacts ferromagnétiques sur des nanotubes. Il n'y a essentiellement qu'une étude où des contacts de Fe ont été réalisés sur des SWNTs par A. Jensen et collaborateurs [53, 54]. Dans ce cas, les résistances à deux terminaux observées allaient de $80k\Omega$ à $1M\Omega$, la méthode de fabrication des nanotubes mono-paroi étant la déposition de vapeur chimiques (CVD). Un premier type de contacts se faisait directement entre le nanotube et les plots de catalyseur qui avaient une taille typique de $6\mu m \times 8\mu m$. Un second type de contacts consistait à réaliser des électrodes rectangulaires de Fe avec deux rapports d'aspect différent : typiquement $10\mu m \times 300nm$ et $10\mu m \times 200nm$ dans le but d'utiliser l'anisotropie de forme pour contrôler le basculement des aimantations. Cependant, les deux méthodes de contact ont donné des courbes d'hystérésis similaire pour un champ extérieur appliqué dans le plan. La différence essentielle avec les travaux précédents est l'utilisation d'une électrode de grille. Les auteurs de ce travail ont pu observer que le signe de la MR pouvait être changé en changeant la tension de grille. Les valeurs de MR s'étendaient de -50% à 100%. Malheureusement, aucune étude détaillée de la MR en fonction de V_g n'a été menée dans ce travail.

Contacts de Ni.

Le Ni pur a également été utilisé pour implémenter des électrodes ferromagnétiques sur des SWNTs [55, 56]. Dans la référence [55], un changement de signe continu de $+10\%$ à -15% a été observé, mais aucun lien avec le spectre du nanotube connecté ne pu être établi. Plus récemment, des contacts au Ni ont été utilisés pour étudier l'effet Kondo en présence de contacts ferromagnétiques [56]. Même si les basculements des électrodes de Ni présentent encore des structures complexes, l'observation d'un champ magnétique effectif, révélé par un dédoublement de la résonance Kondo à champ magnétique nul, permet de conclure en

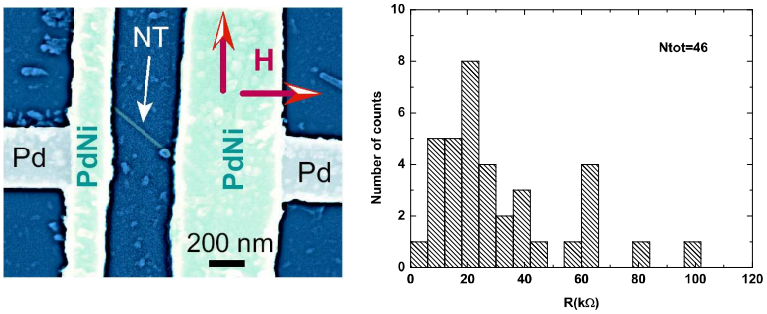

FIG. 2.1 – A gauche : Photo MEB d'un échantillon typique de type F-nanotube-F de Sahoo *et al.* [34]. Des contacts au NiPd sont utilisés pour injecter et détecter des spins de manière électrique dans un MWNT ayant une séparation de contacts d'environ 400nm. Le champ magnétique extérieur est appliqué dans le plan, soit perpendiculairement, soit parallèlement à l'axe des pistes de NiPd. A droite : Histogramme des propriétés de contact du NiPd sur des MWNTs. La résistance "à deux points" typique à température ambiante est de $20k\Omega$.

la faveur d'un effet d'injection de spin dépendant du spectre discret de la boîte quantique formée dans le nanotube mono-paroi.

Contacts au NiPd.

En principe, tout type d'alliage ferromagnétique peut être utilisé pour améliorer la fiabilité de l'injection de spin et/ou du basculement de l'aimantation des contacts. Les alliages basés sur le Pd sont particulièrement intéressants. En effet, les alliages tels que $Ni_{1-x}Pd_x$ avec $x \sim 0.5$ ont été utilisés dans les études les plus avancées jusqu'à ce jour de transport de spin dans les nanotubes de carbone [57, 58, 34]. Ce choix est basé sur l'observation que le Pd permet de réaliser des contacts quasi-adiabatiques sur les MWNTs ainsi que sur les SWNTs comme nous le verrons dans le prochain chapitre sur l'étude du bruit [59]. De plus, le Pd est proche de l'instabilité ferromagnétique, avec un facteur de Stoner de l'ordre de 10. Ainsi, une faible concentration en impuretés magnétiques est suffisante pour faire basculer l'alliage dans l'état ferromagnétique. Il est donc possible par ce biais de combiner les bonnes propriétés de contact du Pd et une polarisation de spin finie pour les contacts.

Lors de mon séjour post-doctoral à l'université de Bâle, j'ai inauguré cette méthode de contact [58, 34] pour la thèse de Sangeeta Sahoo. L'image MEB d'un dispositif typique est représentée sur la figure 2.1. Deux pistes ferromagnétiques de $Pd_{0.3}Ni_{0.7}$ sont utilisées pour contacter indifféremment un MWNT ou bien un SWNT. Elles ont des rapports d'aspect différents, typiquement 14 $\mu m\times$ 0.2 μm et 3 $\mu m\times$ 0.5 μm pour l'électrode de gauche et de droite respectivement. Ces géométries étaient initialement prévue pour utiliser l'anisotropie de forme pour produire des champs coercitifs différents pour chaque électrode. Une étude récente que j'ai menée en collaboration avec S. Rohart et A. Thiaville montre que la mise en domaine dans ces couches est plus complexe que ce qu'on pourrait attendre. Pour des couches telles que celles présentes sur la figure 2.1, l'anisotropie magnétique est perpendiculaire à l'axe vertical et semble être déterminée par la nanostructuration. Ceci est corroboré par le fait que les courbes d'hystérésis sont toujours beaucoup plus "carrées" lorsque le champ extérieur est appliqué perpendiculairement à la longueur des pistes magnétiques.

La dispersion des valeurs de résistance "à deux points" à température ambiante pour des

dispositifs à MWNT que nous avons étudiés dans le cadre de la thèse de Sangeeta Sahoo [58], à Bâle, est résumée sur la partie droite de la figure 2.1. Comme on peut le constater, la distribution des résistances est piquée autour de $20k\Omega$, ce qui montre la fiabilité de la méthode de contact. Le minimum, de $5.6k\Omega$, est la valeur la plus faible observée pour des MWNTs à ma connaissance. Pour les SWNTs, la transparence des contacts est plus faible en général, mais des probabiliés de transmissions de 0.84 ont été observées par H.T. Man et al. [57].

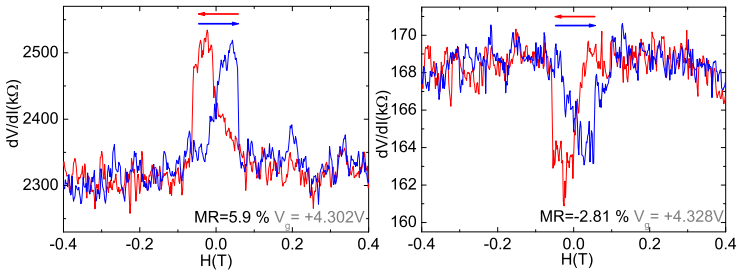

FIG. 2.2 – Exemple de courbes de magnetorésistance pour les mesures sur des dispositifs à SWNT de la référence [34]. En fonction de la tension de grille, les deux signes de la MR peuvent être observés. A gauche : la MR est positive ($MR = 5.89\%$), pour la tension de grille $V_g = 4.302V$. A droite : la MR est négative ($MR = -2.81\%$), pour le même dispositif mais une tension de grille différente, $V_g = 4.328V$.

A des températures en dessous de $10K$, une MR est régulièrement observée lorsque le champ magnétique extérieur est balayé dans les deux directions opposées. En fonction de la tension de grille, une MR positive ou bien negative peut être observée, comme on peut le voir sur la figure 2.2. L'amplitude de cet effet est d'environ 5% pour des MWNTs et des SWNTs dans le régime Fabry-Perot. Elle augmente vers $10-15\%$ pour des SWNTs dans le régime de blocage de Coulomb. Par ailleurs, le signe de la MR est contrôlé par V_{sd} pour les deux types de nanotubes [34, 57].

Autres types de contacts.

Jusqu'à maintenant, nous n'avons considéré que des contacts ferromagnétiques métalliques. Ce choix est en général dicté par la simplicité de la combinaison du dépôt en couches minces de ces derniers avec les méthodes standard de lithographie électronique. Les deux inconvénients de cette méthode sont la faible polarisation de spin des électrodes et l'éventuel désaccord de conductivité entre le métal et le nanotube.

Ce dernier problème peut être résolu en principe par l'utilisation de semiconducteurs ferromagnétiques. Cette approche a été relativement récemment mise au point par *Jensen et al.* qui ont choisi des électrodes de (Ga,Mn)As [53]. Dans cette étude, la température de Curie des contacts est d'environ $70K$. Ainsi, les contacts sont bien ferromagnétiques aux températures pertinentes pour le transport quantique dans les nanotubes de carbone, mais ne peuvent pas être utilisées pour d'éventuelles applications à température ambiante. L'amplitude maximum observée pour la MR à $300mK$ est assez élevée, d'environ 150%, et les deux signes de MR

sont possibles. Enfin, le signe et l'amplitude de la MR dependent en général de V_g et de V_{sd}.

Assez récemment, Hueso *et al.* [60] ont utiliser du LSMO pour connecter des MWNTs. Ces matériaux sont très intérssants car ils ont une polarisation de 100% dans la masse. Une MR de 37% a été observée à $5K$, et le signal de spin persiste jusqu'à 100K. Néanmoins, cette approche semble ne donner que des résistances "à deux points" assez élevées, de l'odre de $1M\Omega$ à $300K$.

2.1.2 Les effets de contact non reliés à l'injection de spin.

Le transport de spin induit un effet de MR. Cependant, un comportement de type vanne de spin n'implique pas automatiquement que de l'injection de spin a lieu dans le nanotube. Cela signifie uniquement que la résistance du nanotube connecté à des électrodes ferromagnétiques dépend de l'orientation relative des aimantations. Bien que ce phénomène soit suffisant pour fabriquer des dispositifs d'électronique de spin [61], il est essentiel, d'un point de vue fondamental, de séparer les effets d'injection de spin des autres. Dans cette partie, nous décrivons des effets de MR qui ne sont pas directement reliés au transport de spin dans le nanotube.

Champs parasites

Les électrodes ferromagnétiques n'induisent pas seulement de la diffusion dépendant du spin à leur interface avec d'autres matériaux, mais génèrent également des champs magnétiques parasites qui peuvent atteindre dans certaines circonstances jusqu'à $1T$. Ainsi, deux électrodes ferromagnétiques telles que les micropistes représentée sur la figure 2.1 peuvent en principe générer un champ magnétique local H_{loc} qui présentera une hystérésis reliée au basculement des aimantations. Puisque les conducteurs de basse dimensionalité son trés sensibles aux champs magnétiques extérieurs, surtout dans le régime cohérent, il est possible qu'une MR soient observée dans les nanotubes simplement en raison du couplage de la charge des porteurs au potentiel vecteur. Il est important de noter d'emblée qu'un tel mécanisme est indépendant du nombre de contacts ferromagnétiques contrairement à l'injection et la détection électrique de spin qui nécessite la présence d'au moins deux électrodes ferromagnétiques.

En pratique un MWNT connecté à des électrodes ferromagnétiques présente une magnétorésistance finie à fort champ, qui se superpose à la partie hystérétique. La dépendance en fonction du champ magnétique extérieur de cette partie non-hystérétique permet de quantifier la sensibilité S en $\%/T$ de la résistance au champ local. Cette sensibilité est typiquement de moins de $1\%/T$ et peut changer de signe pour différentes V_g. D'après sa valeur, on peut calculer la variation du champ local ΔH_{loc} requise pour obtenir la MR hystérétique. On obtient typiquement des ΔH_{loc} de l'ordre de $15T$, ce qui est au delà ce que peuvent produire des micropistes magnétiques. Enfin, on observe souvent que le signe de la MR et de S ne sont pas corrélés. Ceci achève de démontrer que les effets dus aux champs parasites ne sont pas dominants en général. Enfin, on peut noter que dans le cas des SWNTs S est en général un ordre de grandeur plus faible que pour les MWNTs, ce qui rend l'effet des champs parasites encore plus faibles [55, 34, 57].

Effets de Magneto-Coulomb (MC)

Ici, nous décrivons un mécanisme qui est pertinent dans la mesure où la MR est déterminée souvent par une mesure à champ magnétique fini. Le champ magnétique extérieur utilisé

pour contrôler l'aimantation des électrodes ferromagnétiques peut en effet induire un effet de MR indépendemment de toute injection de spin. Cet effet de magneto-Coulomb (MC) [64] est basé sur le fait que la conductance du nanotube dépend de sa tension de grille V_g. Le champ magnétique décale l'énergie des spins $\uparrow$ ($\downarrow$) dans chaque contact l d'une quantité égale à l'énergie de Zeeman $\pm g\mu_B H/2$. Du fait que la densité d'états $N_{l,\sigma} = N_l(1 + \sigma\eta_l p_l)$ de chaque contact $l \in \{L, R\}$ dépend du spin ($p_l \neq 0$), ce décalage Zeeman doit être compensé par un changement de potentiel chimique $\Delta\mu_l = -p_l g\mu_B H/2$ pour l'énergie de Fermi de chaque contact. Ceci modifie donc le profile électrostatique du cicruit, ce qui implique que la conductance doit dépendre d'un tension de grille renormalisée comme $\widetilde{G}(V_g) = G(V_g - C_L\Delta\mu_L/e - C_R\Delta\mu_R/e)$. Dans ce cadre, il est possible de comprendre comment le balayage du champ magnétique peut induire une hystérésis lors du basculement des aimantations. L'amplitude du signal de magnétorésistance induite par l'effet MC est :

$$MR = -\frac{1}{G}\frac{dG}{dV_g}\frac{g\mu_B\left(p_L C_L H_{cL} + p_R C_R H_{cR}\right)}{eC_g} \tag{2.1}$$

L'expression exacte de G à utiliser (2.1) depend des échelles d'énergie mises en jeu. Pour un dispositif présentant des pics de conductance, l'effet MC induit un effet de MR avec un signe oscillant en fonction de V_g, puisqu'il est proportionnel à la dérivée de $G(V_g)$. Il est important de noter que l'équation (2.1) prédit une MR en présence d'un seul contact ferromagnétique et l'annulation de la MR au niveau des extréma de la conductance en fonction de V_g.

Comparaison des géométries à un ou deux contacts ferromagnétiques.

Le mécanisme induisant une MR finie relié aux champs parasites ainsi que celui basé sur l'effet MC sont important déjà en présence d'un seul contact ferromagnétique en principe. Il est donc utile de fabriquer des dispositifs à un seul contact ferromagnétique et de mesurer $\Delta G/G$. De telles expériences ont été conduites par Jensen *et al.* avec des dispositifs de type et aucune MR n'a pu être observée [54]. Avec les contacts (Ga,Mn)As, Jensen *et al.* ont mesuré une MR finie d'environ 10% pour un seul contact ferromagnétique alors que le maximum observé pour deux contacts ferromagnétique est de 150%. Nous avons également étudié des dispositifs similaires, de type NiPd-SWNT-Pd, dans le cadre de la thèse de Sangeeta Sahoo[34]. Le maximum de signal hystérétique mesuré est de 1.4%, ce qui est un ordre de grandeur plus faible que ce que nous avons mesuré à deux contacts de NiPd. Ainsi, toutes les études menées jusqu'à maintenant tendent à montrer que les effets de contact ne sont pas dominants en général pour des nanotubes connectés à des électrodes ferromagnétiques.

2.2 Contrôle du transport de spin par un champ électrique.

Cette partie retrace essentiellement la référence [34]

La spintronique est une approche de l'électronique dans laquelle le spin de l'électron est exploité pour contrôler la résistance électrique R de dispositifs [1, 2, 3]. Un des composants élémentaires de ce domaine est la vanne de spin , que l'on peut réaliser en séparant par une fine couche d'isolant [14, 16, 17] deux métaux ferromagnétiques. Dans de tels dispositifs, la MR est d'ordinaire *positive*. Elle peut néanmoins devenir anormale (*negative*)[18], si la probabilité de transmission des électrons à travers la barrière dépend du spin ou bien de l'énergie . Ceci offre une voie intéressante pour des composants où la MR pourrait être contrôlée par une électrode de grille (c'est à dire des transistors de spin à effet de champ [9, 13]) car il est

possible aisément de modifier la probabilité de transmission dans beaucoup de dispositifs et notamment, dans beaucoup de dispositifs utilisant des nanoconducteurs. De tels circuits n'avaient pas encore vu le jour lorsque j'ai commencé cette étude à Bâle. Dans ce travail, j'ai utilisé des nanotubes de carbone dans le régime cohérent pour mettre en évidence la possibilité de contrôler la MR à l'aide d'une grille dans des nano vannes de spin. L'amplitude *et* le signe de la MR y sont réglables d'une manière particulièrement simple.

Dans cette partie je présente des mesures de magnéto-transport conduites dans des nanotubes multi- et mono-paroi connectés à deux électrodes ferromagnétiques et couplés de manière capacitive à une grille arrière [58]. Du fait de l'effet tunnel résonant, nous observons des oscillations de l'amplitude et du signe de la MR en fonction de la tension de grille. Ces mesures ont été initialement conduites sur 9 échantillons différents (7 MWNTs et 2 SWNTs) comportant différentes longueurs de nanotube L entre les électrodes ferromagnétiques. Les résultats présentés dans cette partie ont été mesurés sur un MWNT et un SWNT.

Nous présentons dans un premier temps les résultats du MWNT. Les variations de la MR sur la région de tension de grille $-5 \ldots 2\,\mathrm{V}$ à $T = 1.85K$ sont représentées figure 2.3. La MR oscille de manière relativement régulière entre -5% et $+6\%$ avec une échelle d'oscillations de $\Delta V_g^{TMR} = 0.4 - 0.75\,\mathrm{V}$. Deux mécanismes peuvent expliquer de telles oscillations du transport de spin : des interférences quantiques [13] et une précession de spin dépendant de la tension de grille via le couplage spin-orbite Rashba comme proposé par Datta et Das [9]. Dans ce dernier cas, l'interaction spin-orbite engendre une précession de spin qui est visible à la fois dans la MR et dans la conductance. Notons également que Egger et De Martino ont montré que le mélange de sous-bandes, qui peut être important pour les MWNTs, ne détruit pas ce mécanisme grâce à la structure particulière du couplage spin-orbite dans les nanotubes[62]. A l'ordre le plus bas, la précession de spin donnerait $MR \propto \cos(2mL\beta_R eV_g/\hbar^2)$, où L est la longueur du MWNT, m (e) la masse(la charge) de l'électron et β_R le paramètre de couplage spin-orbite de Rashba. L'amplitude $\Delta V_g^{TMR} \sim 1\,\mathrm{V}$ nécessaire à une "période" d'oscillation de MR implique une forte valeur pour le paramètre Rashba $\beta_R \sim 10^{-12}\,\mathrm{m}$. Bien qu'une telle valeur de β_R ne soit pas irréaliste pour des hétérostructures semiconductrices, il semblait difficile à l'époque de ce travail d'atteindre une telle amplitude pour des nanotubes de carbone. Les mesures récentes de Kuemmeth et al. [63] de couplage spin orbite dans les nanotubes monoparoi montrent la nécessité de réévaluer la pertinence de ce mécanisme pour le transport de spin. Il est néanmoins très probable que la mécanisme principal aboutissant à l'oscillation de la MR soit plus relié à des interférences quantiques, comme nous le montrons plus bas.

Dans le but d'étayer cette hypothèse, on peut comparer ΔV_g^{TMR} avec l'échelle ΔV_g^e nécessaire à l'addition d'un électron. Pour résoudre les états à un électron, l'échantillon a été mesuré à plus basse température, c'est à dire à $T = 300\,\mathrm{mK}$ dans un cryostat différent dans lequel il n'était pas possible d'effectuer des mesures de MR. Une mesure de la conductance différentielle dI/dV en fonction de la tension source-drain V_{sd} et de la tension de grille V_g à $T = 300\,\mathrm{mK}$ est représenté figure 2.3b pour une région de grille relativement étroite. On constate l'apparition de "diamants de Coulomb" caractéristiques de l'effet tunnel à un électron dans une boîte quantique. Les "diamants" ont une taille qui varie entre 0.5 et 0.75 meV, ce qui est en accord avec les travaux précédents sur des boîtes quantiques dans des MWNTs avec électrodes non-magnétiques. On constate néanmoins que l'espacement moyen des niveaux, qui correspond à $\Delta V_g^e = 25\,\mathrm{mV}$, est beaucoup plus petit que l'échelle d'oscillation de la MR ΔV_g^{TMR}, mesurée à $1.85K$. Cette dernière correspond à l'addition de 16 électrons plutôt qu'un seul.

Une échelle de tension de grille qui est comparable à ΔV_g^{TMR} devient visible si l'on observe

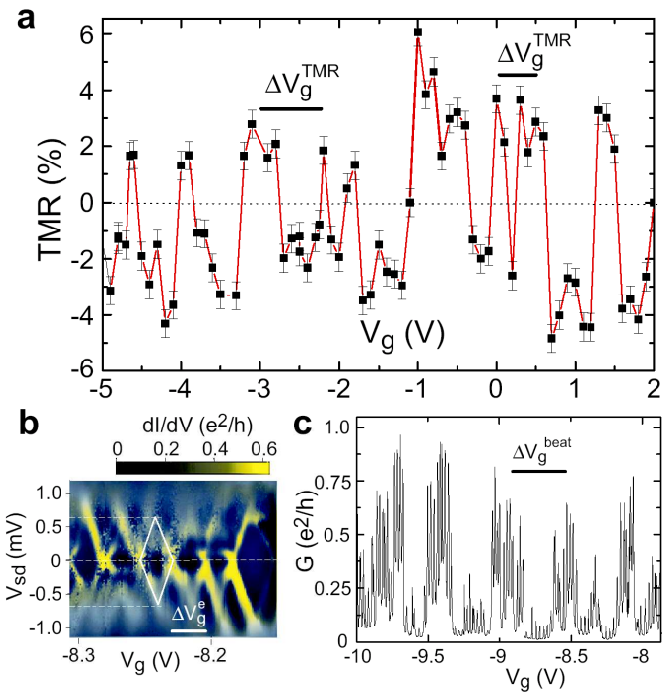

FIG. 2.3 – **a** MR en fonction de la tension de grille V_g à $T = 1.85\,\mathrm{K}$ pour un dispositif à MWNT. L'échelle de grille caractéristique ΔV_g^{TMR} des modulations de MR varie entre 0.4 et 0.75 V. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur sur la détermination de MR d'après les courbes $R(B)$.
b,c Les données sont mesurées à 300 mK : **b** Conductance différentielle dI/dV en fonction de la tension source-drain V_{sd} et de la tension de grille V_g dans une région étroite de V_g, correspondant à l'addition de 6 électrons. **c** La conductance linéaire G sur une grande région de V_g.

la dépendence de la conductance linéaire G à basse température sur une plus grande région de grille, comme représenté figure 2.3c. La hauteur des pics "à un électron" est fortement modulée, induisant des battements ayant la bonne échelle de variation $\Delta V_g \approx 0.4\,\mathrm{V}$. Seuls les écarts relatifs peuvent être comparés ici car il y a eu un cyclage thermique entre les mesures de la figure 2.3a et celles de la figure 2.3b et 2.3c.

Des battements de la hauteur des résonances à un électron sont souvent observés dans le boîtes quantiques et sont attribués au désordre. Ici, l'effet du désordre est déjà visible sur la figure 2.3b car les "diamants" n'alternent pas de façon régulière. Dans un modèle d'effet tunnel résonant, on s'attend à ce que chaque pic à une particule contribue de manière négative à la MR à suffisemment basse température. Cependant, comme nous avons mesuré la MR à $T = 1.85\,\mathrm{K}$, température à laquelle les pics subissent un fort élargissement thermique, la MR n'est sensible qu'à la moyenne de ces pics et suit par conséquent leur enveloppe.

Le point final à la preuve que les interférences quantiques induisent les oscillations de la MR observées vient de l'étude des SWNTs. La conductance G et la MR d'un SWNT sont représentés figure 2.4. Le comportement de boîte quantique est déjà présent à 1.85 K, alors que ce n'était clair qu'à 0.3 K dans le dispositif à MWNT. Ceci est lié au fait que les échelles d'énergie (l'espacement des niveaux et l'énergie de charge) est plus élevée dans les SWNTs que dans les MWNTs. En effet, comme on peut le constater sur la figure 2.4b, l'échelle d'énergie caractéristique pour l'addition d'un électron est de l'ordre de $\sim 5\,\mathrm{meV}$, alors qu'elle était un ordre de grandeur inférieure pour l'échantillon à MWNT.

Sur la figure 2.4a, les variations de la conductance linéaire G et de la MR sont représentées simultanément pour deux résonances. Tout d'abord, on observe que la MR change de signe sur chaque pic. De plus, on peut constater que la forme des résonances de conductance est symétrique alors que les anti-résonances de la MR sont dissymétriques. Le saut dans les mesures $G(V_g)$ à $V_g = 4.325$ n'est pas reproductible. De tels sauts, qui sont aussi observés dans des boîtes quantiques semiconductrices, sont dûs à des charges piégées dans l'environnement du nanotube. Ils rendent difficile la mesure simultanée de G et de la MR. Sur cet exemple, le nombre de sauts de grille était suffisemment faible pour permettre de comparer les deux dépendances en fonction de la tension de grille. La valeur de la MR s'étend de $-7\,\%$ à $+17\,\%$, ce qui, en valeur absolue, est plus élevé que pour le MWNT. Ceci est probablement dû au fait que l'énergie de charge est plus élevée dans le SWNT [30].

La probabilité de transmission à travers une boîte quantique près d'une résonance peut être décrite phénoménologiquement par la formule de Breit-Wigner qui est le cas limite de la formule (1.3). Si le niveau discret de la boîtes est couplé à deux continua ayant une densité d'états qui dépend du spin, comme c'est la cas pour des métaux ferromagnétiques, le temps de vie d'un électron sur la boîte quantique dépend du spin de cet électron. Ceci implique que la largeur de la résonance est différente pour de porteurs ayant un spin up ou un spin down. Par ailleurs, les niveaux d'énergie E_n de la boîte quantique à nanotube deviennent polarisés en spin à cause de la SDIPS que nous avons introduite au chapitre précédent [27] [28].

La formule de Breit-Wigner qui décrit la probabilité de transmission pour un électron d'énergie E et de spin σ s'écrit comme :

$$T_\sigma = \frac{\Gamma_L^\sigma \Gamma_R^\sigma}{(E - E_0^\sigma)^2 + (\Gamma_L^\sigma + \Gamma_R^\sigma)^2/4} \tag{2.2}$$

où $\Gamma_{L(R)}^\sigma = \gamma_{L(R)}(1 + \sigma P_{L(R)})$ sont les couplages dépendant du spin ($\sigma = \pm 1$) de l'électrode ferromagnétique de gauche (de droite) et E_0^σ est le niveau discret dépendant du spin sur

la boîte quantique. Notons que la polarisation de spin des électrode $P_{L(R)}$ définit l'axe de quantification du spin de l'électron.

Le changement de signe de la MR est prédit par l'équation (2.2) à condition que les couplages gauche/droite soient différents. En dehors de la résonance, c'est à dire si $|E-E_0| \gg (\Gamma_L^\sigma+\Gamma_R^\sigma)$, T_σ est faible et $\propto \Gamma_L^\sigma\Gamma_R^\sigma$, ce qui implique une MR de $+2P^2/(1-P^2)$ (on suppose la cas de polarisations symétriques $|P_L| = |P_R| = P$). A la résonance, on a $T_\sigma \propto \Gamma_L^\sigma/\Gamma_R^\sigma$, (si, par exemple, $\Gamma_R^\sigma \gg \Gamma_L^\sigma$), ce qui implique une MR anormale de $-2P^2/(1+P^2)$. Ce mécanisme a déjà été suggéré pour expliquer les MR anormale observées dans des nanojonctions de Ni/NiO/Co [22]. Contrairement à ce travail antérieur, nous pouvons ici suivre lévolution de la conductance et de la MR en ajustant la position du niveau d'énergie E_0 à l'aide de la tension de grille V_g et comparer au modèle. Alors que l'apparition d'une MR négative peut être comprise grâce à l'argument décrit plus haut, la forme exacte de la MR en fonction de V_g et en particulier sa forme assymétrique nécessite d'imposer une dépendence en spin pour le niveau d'énergie E_0^σ. ce dernier dépend en effet de la tension de grille *et* de la direction de spin : $E_0^\sigma = E_0 - \epsilon_\sigma - \alpha e V_g$, où α est une constante proportionnelle à la capacité de grille, e la charge élémentaire, et ϵ_σ la partie dépendant du spin du niveau. Dans la limite de faible polarisation de spin $P_{L(R)} \ll 1$, on peut utiliser la forme suivante pour la partie dépendant du spin : $\epsilon_\sigma = \kappa\sigma(P_L + P_R)$. Le terme κ est ici considéré comme un paramètre d'ajustement qui est obtenu d'après l'expérience. κ contrôle l'assymétrie du signal de MR.

Les lignes continues rouges dans la figure 2.4a sont les ajustement théoriques de G et de la MR réalisés en utilisant l'équation (2.2). Comme ces deux résonances sont bien séparées en énergie, il est possible des les ajuster séparément. Pour obtenir la conductance à température finie, nous avons convolué T_σ avec la dérivée de la fonction de Fermi-Dirac à 1.85 K et sommé sur les spins σ d'après la formule (1.1). Les différents paramètres utilisés sont : $P = 0.2$ et $\kappa = 0.32$ meV. $\gamma_{L,R}$ sont différents pour les deux résonances : $\gamma_L = 0.014$ (0.028) meV et $\gamma_R = 0.5$ (0.85) meV pour la résonance de gauche (de droite) respectivement. En utilisant ces paramètres, nous trouvons un très bon accord entre le modèle et l'expérience. L'assymétrie dans la dépendance en fonction de la tension de grille est cohérente avec l'existence d'un niveau d'énergie polarisé en spin et donc avec de l'injection de spin dans la boîte quantique. Le champ effectif que l'on peut déduire de ϵ_σ est de ± 0.13 meV, ce qui correspond à un champ magnétique de $B = 2.2$ T. Notons que de tels champs magnétiques ont été observé très récemment par Hauptmann et al.[56]. Ils sont capables de dédoubler une résonance Kondo à champ magnétique extérieur nul. Ils sont par ailleurs contrôlables en grille grâce aux interférences quantiques et aux interactions électroniques [27, 25, 28, 56].

Finalement, il est important de remarquer que le modèle développé plus haut ne tient pas compte du blocage de Coulomb qui est visible dans la spectroscopie représentée en niveaux de couleurs figure 2.4b. Il est donc important de savoir si les changements de signe et l'existence d'un champ effectif dépendent de l'existence ou non d'interactions électroniques. La théorie en présence de blocage de Coulomb dans le régime où la largeur des pics est déterminée par le couplage aux électrodes a été faite récemment par Cottet et Choi. Ils ont montré qu'en présence d'interactions, le changement de signe lui-même nécessite l'existence d'un champ effectif[25].

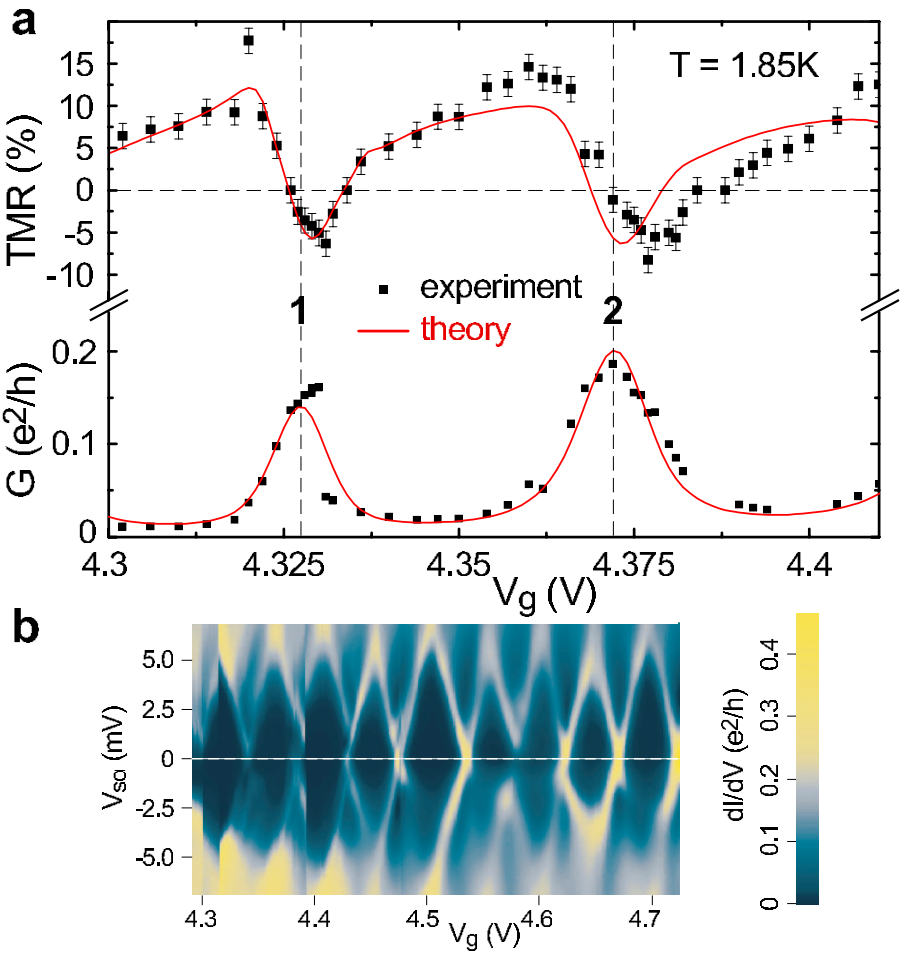

FIG. 2.4 – Résultats pour un dispositif à SWNT ayant une séparation de $L = 500\,\text{nm}$ entre les contacts ferromagnétiques, mesuré à $T = 1.85\,\text{K}$.
a Mesure (■) de la conductance linéaire G et de la MR sur deux résonances et ajustement théorique (trait continu rouge) utilisant l'équation (2.2) avec $P = 0.2$, $\kappa = 0.32\,\text{meV}$, $\gamma_L = 0.014\,(0.028)\,\text{meV}$ et $\gamma_R = 0.5\,(0.85)\,\text{meV}$ pour la résonace de gauche (de droite) respectivement. Les barres d'erreur de la Fig. 3a correspondent à l'erreur sur la détermination de MR d'après les courbes $R(B)$.
b Représentation en niveaux de couleur de la conductance différentielle dI/dV en fonction de la tension source-drain V_{sd} et de la tension de grille V_g.

2.3 Vers une électronique de spin cohérente de phase.

Dans la partie précédente, nous avons vu comment le transport polarisé en spin à travers un état discret unique était qualitativement différent par rapport au cas du continuum que l'on retrouve par exemple dans les métaux. Un aspect important qu'offre les nanotubes de carbone, comme d'autres conducteurs de basse dimensionalité, est la possibilité d'utiliser un champ électrique local pour moduler la conduction qui est liée ici à la modification de l'énergie du niveau discret par l'intermédiaire d'une électrode de grille.

L'existence même de niveaux discrets est liée au caractère cohérent de phase des ondes électroniques à basse température, la présence de champs effectifs reliés au confinement pouvant notamment s'interpréter comme la dépendance en spin de phase électroniques aux interfaces(SDIPS)[27]. Une question légitime est donc l'influence de la cohérence de phase électronique sur la détection et la manipulation de l'information de spin.

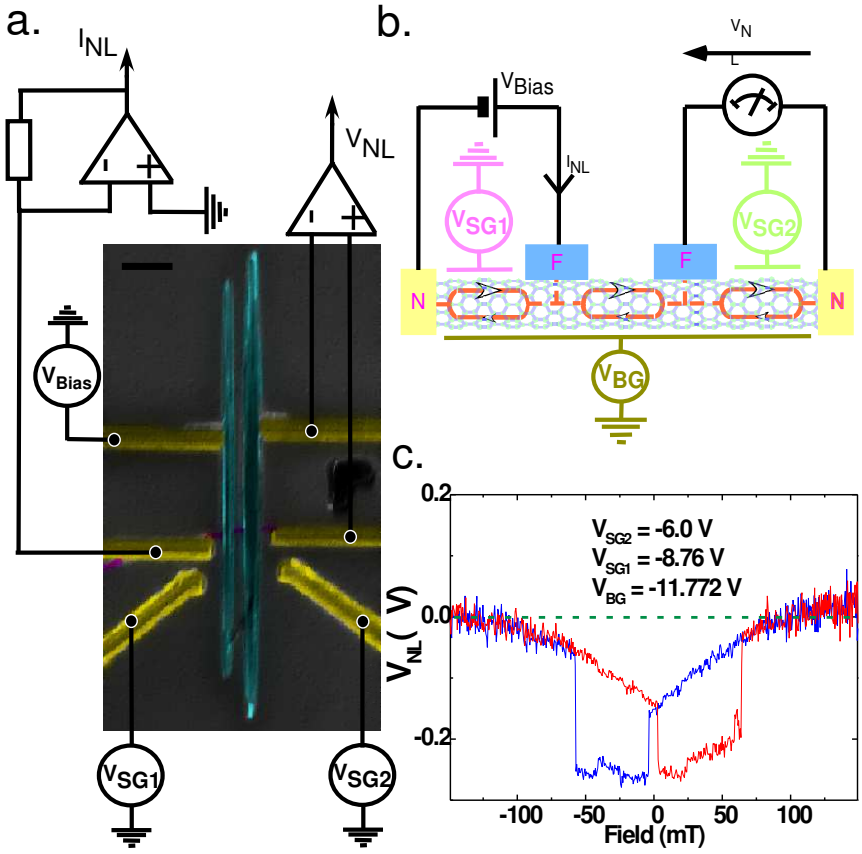

FIG. 2.5 – a. Image MEB du dispositif de la figure 1.1a. et dispositif de mesure. La barre correspond à $1\mu m$. b. Représentation schématique du médaillon a. c. Dépendance de la tension non-locale qui se développe aux bornes des électrodes flottantes en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan, perpendiculairement aux électrodes.

Dans le but de répondre à cette question, nous avons réalisé, dans le cadre de la thèse de Chéryl Feuillet-Palma, le type de structure dont l'image MEB est représentée figure 2.5a. Il s'agit, comme nous l'avons vu dans le chapitre introductif, d'une nanovanne de spin multi-

électrodes formée sur un nanotube de carbone. Un grandeur particulièrement sensible à la fois à la cohérence de phase et à l'information de spin est la tension non-locale qui se développe aux bornes des électrodes flottantes, que l'on peut mesurer à l'aide du dispositif indiqué figure 2.5a, schématisé figure 2.5b. Cette géométrie est assez similaire à celle utilisée initialement dans le travail pionnier de Johnson et Silsbee [19] et récemment revisitée par le groupe de B. van Wees [20] dans les métaux. Cependant, dans les nanotubes de carbone, contrairement à ces travaux antérieurs, le transport met en jeu un nombre fini de canaux de conduction (4 en comptant la dégénérescence de spin) et des ondes électroniques cohérentes délocalisées sur toute la structure.

La tension non-locale V_{NL} typique observée dans ce genre de structures est représentée figure 2.5c en fonction du champ magnétique extérieur appliqué ici, dans le plan, perpendiculairement à l'axe principal des électrodes. On constate l'apparition d'un signal hystérétique similaire à ceux de la figure 2.2. Notons cependant que les champs de retournement des aimantations sont mieux définis dans le cas présent du fait du basculement plus "abrupt" et que leur valeur est environ 2 à 5 fois plus petite. Ceci est dû aux progrès que nous avons effectués dans le contrôle de l'anisotropie magnétique des couches de NiPd. La figure 2.5c illustre d'emblée une différence qualitative avec le cas des structures métalliques ou bien semiconductrices incohérentes. Alors que le "signal de spin" y est dominant, il existe en général un valeur moyenne non-nulle dans le cas des nanotubes qui peut être du même ordre de grandeur, voire excéder le signal de spin lui-même. Une telle propriété n'est pas accessible aux modèles usuels basés sur un réseau de résistances et est une conséquence naturelle de la quantification transverse [46]. Enfin, le signal est contrôlé par la grille locale V_{GS2} par exemple. Cette action de type "transistor de spin" est également une conséquence de la cohérence quantique, ce qui nous permet d'envisager d'élaborer des dispositifs d'électronique de spin qui exploitent, sur un pied d'égalité, la phase et le spin de la fonction d'onde des porteurs de charge.

Chapitre 3

Bruit quantique dans les nanotubes de carbone.

Les nanotubes de carbone sont des systèmes modèles qui peuvent être utilisés pour explorer différents régimes du transport électronique à basse dimension. Le transport y est généralement contrôlé par l'intermédiaire d'une électrode de grille couplée capacitivement au circuit. Le conductance des nanotubes dans les régimes d'interféromètre électronique de type Fabry-Perot et celui d'impureté Kondo contrôlable a fait l'objet d'études détaillées récemment. Cette grandeur ne reflète que le courant moyen qui traverse un conducteur. Il est apparu relativement récemment que les fluctuations du courant pouvaient donner des informations cruciales sur le transport électronique dans les nanostructures.

Lorsqu'un nanotube est très bien couplé aux électrodes métalliques utilisées pour le contacter, il se comporte comme un interféromètre de Fabry-Perot électronique. La mesure du bruit du courant qui traverse ce diffuseur quantique contrôlable permet de déterminer directement la transmission de chacun des deux canaux de conduction du nanotube de carbone. L'existence des ces deux canaux, qui sont dégénérés dans les cas simples, provient de la structure de bande du graphene. Lorsque la transmission du diffuseur s'approche de 1, le bruit en courant est fortement atténué, ce qui apporte un nouvel exemple de source fermionique non-bruyante, en plus des contacts ponctuels quantiques[99].

Lorsqu'un nanotube est très bien couplé aux électrodes métalliques utilisées pour le contacter, mais que des effets de blocage de Coulomb persistent, une résonance Kondo s'y développe, à l'énergie du niveau de Fermi des électrodes. Nous avons étudié le bruit que génère une telle 'impureté' avec la technique décrite ci-dessus. De manière surprenante, nous avons mesuré un bruit plus fort que celui attendu dans un cas sans interactions. Ce phénomène est du à la quantification de la charge et à l'existence de deux orbitales électroniques quasi-dégénérées. Il en resulte que la transmission effective des deux canaux qui constituent la résonance Kondo est plus proche de 1/2 que de 1, ce qui augmente sensiblement la partition du flux d'électrons qui traversent le nanotube. Nous avons développé un modèle théorique basé sur la technique des bosons esclaves pour rendre de compte de manière quantitative de nos mesures [85].

3.1 Mesures de bruit.

Le schéma électrique simplifié du circuit utilisé pour effectuer les mesures de bruit est indiqué figure 3.3b. Les fluctuations de courant dans le nanotube induisent des fluctuations de tension aux bornes des résistances (de 200Ω) qui l'entourent. Ces deux signaux sont transmis par deux lignes coaxiales et sont amplifiés à température ambiante par deux chaînes d'amplification ultra-bas bruit indépendantes (gains pour l'expérience sur l'effet Kondo : $G_1 = 7268 \pm 10$, $G_2 = 7304 \pm 10$, amplificateurs NF SA-220F5). Nous utilisons la technique des correlations croisées pour éliminer le bruit en tension des amplificateurs. Le spectre de correlations est calculé à l'aide d'un analyseur de spectre. Chaque point de bruit correspond à un nombre de l'ordre de 10 procédures de moyenne sur environ 40000 spectres ayant une extension en fréquence de $78.125kHz$ (1601 points de fréquence) et une fréquence centrale de $1.120MHz$ ou $2.120MHz$. La sensibilité du dispositif est limitée par le fait que nous utilisons des résistances de 200Ω et est de l'ordre de $3 \times 10^{-28} A^2/Hz$. Les données brutes caractérisées par spectre croisé $S_{cross}(V_{sd}, V_G, T)$ sont corrigées par un terme de corrélations résiduelles $S_{off}(D(V_{sd}, V_G), T)$ qui vient de la structure en pont du dispositif de mesure. La densité spectrale d'autocorrélations est :

$$S_I(V_{sd}, V_G, T) = -\Big(S_{cross}(V_{sd}, V_G, T) - S_{off}(D(V_{sd}, V_G), T)\Big)$$

On peut noter que les correlations croisées sont opposées aux autocorrélations, au terme résiduel près. Ceci explique leur signe sur la figure 3.1 et est réminiscent du fait que la conservation du courant favorise l'apparition de correlations négatives.

3.2 Observation de la suppression du bruit dans le régime Fabry-Pérot.

Cette partie retrace essentiellement la référence [99].

Le caractère quantique du transport dans des conducteurs mésoscopiques modifie qualitativement le comportement de la valeur moyenne ainsi que celui des fluctuations (ou bruit) du courant qui les traverse. Si l'on peut négliger les interactions entre les porteurs de charge, une description précise de tels conducteurs est donnée par son "code mésoscopique" c'est à dire l'ensemble des probabilités de transmission $\{D_n\}$ qui caractérise la diffusion des porteurs. Cette description a été testée avec succès pour le bruit dans différents types de conducteurs, allant du contact ponctuel quantique [73] aux structures Supraconducteur/Normal/Supraconducteur [74, 75, 76]. Dans des conducteurs double-barrière cohérents, il a été démontré que les interférences quantiques pouvaient moduler la transmission [77]. Cependant, le bruit dans de tels interféromètres de Fabry-Perot n'a pas été étudié jusqu'à maintenant. Ce phénomène d'interférences générique est particulièrement intéressant car il permet en principe d'ajuster la transmission de tout type de conducteur et d'y tester la suppression du bruit dans le régime de rétrodiffusion faible.

Les nanotubes de carbone mono-paroi (SWNTs) exhibent le comportement de Fabry-Perot lorsque leur couplage a des électrodes métalliques est suffisamment élevé. Les modes orbitaux K et K', reminiscents de la structure de bande du graphene, constituent la base naturelle pour les canaux de conduction du nanotube. Ils sont en général couplés et ont des phases de réflexion aux interfaces différentes. Ils peuvent être réduits aux transmissions

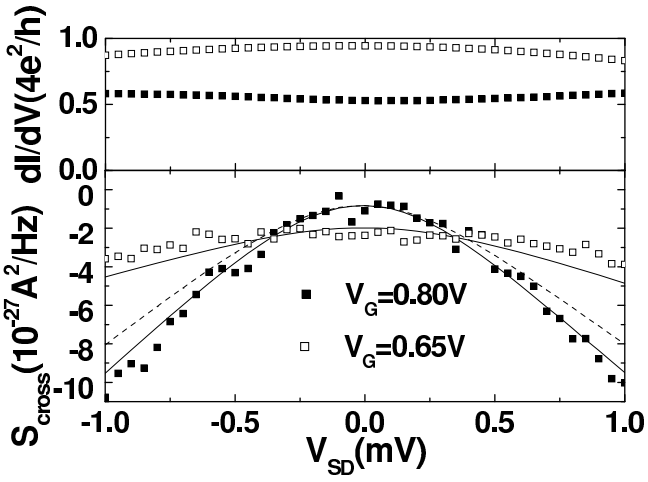

FIG. 3.1 – Haut : Conductance différentielle en fonction de V_{SD} pour les tensions de grille $V_G = 0.65V$ and $V_G = 0.80V$ pour l'échantillon A. Les carrés pleins correspondent à $V_G = 0.65V$ et les carrés vides à $V_G = 0.80V$. Bas : Densité spectrale correspondante en fonction de V_{SD}. Le trait plein correspond à la formule (3.2) utilisée dans le cas dégénéré pour $D = 0.542$ et $D = 0.95$ qui sont les valeurs à tension nulle de dI/dV pour $V_G = 0.65V$ et $V_G = 0.80V$ en unité de $4e^2/h$.

$\{D_1, D_2\}$ dans la base propre des canaux. La donnée du bruit et de la conductance d'un nanotube de carbone mono-paroi permet donc en principe de le caractériser complètement.

Les premières mesures de bruit dans des nanotubes de carbone étaient dominées par du bruit extrinsèque en $1/f$ en dessous de $100kHz$[50]. C'est pour cette raison que peu de mesures de bruit de grenaille dans les nanotubes de carbone existent, même à l'heure actuelle. Dans la référence [78], la régime du blocage de Coulomb a été étudié grâce à une méthode de détection du bruit "sur puce". Les résultats s'écartent sensiblement des prédictions de la théorie sans interaction. Dans la référence [79], un bruit de grenaille très faible a été mesuré dans un fagot de nanotubes de carbone mono-paroi fortement couplé à des réservoirs métalliques. Ce résultat est cohérent avec du transport balistique. Récemment, le bruit à haute polarisation a été étudié. Dans ce dernier cas, des signatures de lois de puissance réminiscentes de la physique unidimensionelle ont été observées.

Lorsque j'ai commencé ce travail, il n'existait aucune mesure démontrant la suppression du bruit dans le régime de rétrodiffusion faible et établissant un test direct de la théorie quantique du bruit sans interactions dans les nanotubes de carbone mono-paroi dans le régime de Fabry-Perot. Un tel test est présenté ici.

La figure 3.1 représente la dépendance en tension source drain V_{sd} de la conductance et des corrélations croisées pour des tensions de grille V_G telles que l'interféromètre électronique est hors résonance (conductance de 0.542 en unité de $4e^2/h$, $V_G = 0.65V$) ou bien en résonance (conductance de 0.95 en unité de $4e^2/h$, $V_G = 0.80V$). Dans les deux cas, on constate que la densité spectrale d'autocorrélations augmente quand la tension V_{sd} augmente jusqu'à la tension maximum appliquée, $1mV$. Cette augmentation est linéaire pour des tensions supérieures à environ $250\mu V$ qui correspondent à l'arrondi thermique attendu. On constate néanmmoins que l'augmentation est environ 4 fois moins grande pour $V_G = 0.80V$ que pour $V_G = 0.65V$.

La conductance étant très faiblement non-linéaire en fonction de V_{sd}, on peut considérer

que la conductance est déterminée essentiellement par la transmission à énergie nulle et appliquer les formules (1.1) et (1.2). Celles-ci se simplifient comme suit :

$$\frac{dI}{dV} = \frac{2e^2}{h} \sum_{1,2} D_n \tag{3.1}$$

$$S_I = 4k_B T \frac{dI}{dV} + \frac{2e^2}{h} \sum_{1,2} D_n(1 - D_n)\chi(eV_{sd}, k_B T) \tag{3.2}$$

avec $\chi(eV_{sd}, k_B T) = 2eV_{sd}\coth(\frac{eV_{sd}}{2k_B T}) - 4k_B T$. L'application des deux formules ci-dessus est représentée en ligne continue sur la figure 3.1. Ici, on a considéré que les deux transmissions $D_{1,2}$ sont identiques (cas dégénéré). Cette hypothèse permet de déterminer la transmission D du nanotube qui est l'unique paramètre du problème. Comme on peut le voir sur la figure 3.1, la théorie quantique du bruit permet de rendre compte de manière quantitative des mesures de bruit *sans paramètre ajustable.*

Pour tester de façon complète la dépendance en transmission de la formule (3.2), il est commode de se placer à tension source drain V_{sd} finie et de mesurer la dépendance de la densité spectrale de bruit en fonction de la tension de grille V_G. La figure 3.2 représente une telle mesure pour $V_{sd} = -0.7mV$, V_G allant de $0.65V$ à $1.25V$. On constate que le bruit, représenté par des carrés pleins, oscille et présente deux minima en dessous de $0.1 \times 2eI$, où I est le courant qui passe à travers le nanotube. La courbe continue est le facteur de Fano $S_I/2eI = 1 - D$ avec $D = \frac{h}{4e^2}\frac{dI}{dV}|_{V_{sd}=0}$. C'est le facteur de Fano attendu dans le cas où les deux orbitales sont dégénérées. Comme on peut le constater sur la figure 3.2, la théorie du cas dégénéré est en très bon accord avec les mesures [99].

Le régime de rétrodiffusion faible est atteint pour deux valeurs de la tension de grille, $V_G = 0.80V$ et $V_G = 1.05V$. Le bruit de grenaille est très fortement réduit pour ces deux valeurs de grille, en accord avec la prédiction de suppression de bruit attendue. Après les contacts ponctuels quantiques[73], les nanotubes de carbone fournissent un deuxième exemple de conducteur non-bruyant. Il est intéressant de tester de quelle manière le bruit tend à s'annuler, ce que nous avons fait en détail pour $V_G = 0.80V$ où le régime de rétrodiffusion faible est le mieux établi (la transmission D est égale à 0.95). La densité spectrale de bruit en fonction de $2eI_{BS}\coth(\frac{eV_{sd}}{2k_B T}) - \frac{4k_B T(1-D)h}{4e^2}$ où $I_{BS} = \int_0^{V_{sd}} dV(4e^2/h - dI/dV)$ est représentée en médaillon dans la figure 3.2. I_{BS} est le courant de rétrodiffusion déduit du courant total traversant le nanotube. Nous observons une pente de $F_{BS} = 0.59 \pm 0.15$ (en trait continu), en contradiction avec la théorie sans interactions en régime linéaire, qui prédit un coefficient F_{BS} de 0.95 (en trait pointillé). Les raisons du désaccord ne sont pas encore complètement identifiées.

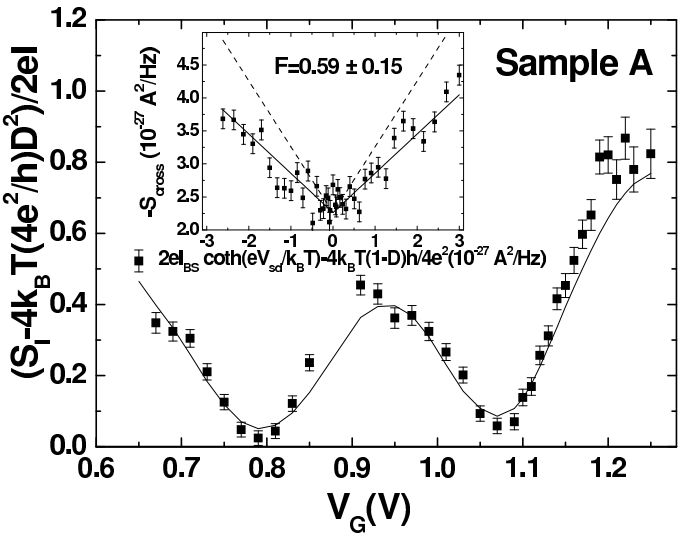

FIG. 3.2 – Densité spectrale de bruit (carré noirs pleins) à $V_{SD} = -0.7mV$ normalisée par le bruit de Schottky $2eI_{SD}$ en fonction de V_G pour un nanotube de carbone (échantillon A). Le terme constant $4e^2/h \times D^2$ a été soustrait pour permettre une comparaison directe avec la théorie. Ce terme est directement déterminé via la conductance *mesurée*. La ligne est la théorie du cas où les orbitales sont dégénérées. Médaillon : La densité spectrale de bruit en fonction du courant de rétrodiffusion. En trait continu, l'ajustement linéaire qui donne une pente de $F = 0.59 \pm 0.15$. En trait pointillé, la théorie à deux reservoirs sans interactions. $(F = 1)$

3.3 Le bruit d'une impureté Kondo.

Cette partie retrace essentiellement la référence [85].

Le couplage antiferromagnétique d'une impureté magnétique portant un spin avec le spin des électrons de conduction d'un métal dans lequel elle est diluée est le mécanisme fondamental qui explique le remontée de la résistance à basse température d'un alliage tel que $Cu_{0.998}Fe_{0.002}$, comme l'a suggéré initialement Kondo. Ce couplage est en fait un propriété générique d'un état électronique localisé couplé à un continuum. Il a été observé dans beaucoup de systèmes différents, allant d'un atome adsorbé sur une surface métallique à des boîtes quantiques fabriquées dans des gaz bidimensionnels d'électrons, en passant par les nanotubes de carbone ou certaines molécules. La possibilité de fabriquer des impuretés magnétiques artificielles à l'aide de conducteurs nanoscopiques a ouvert le champ à l'étude de situations inédites et, en particulier, de situations hors équilibre. Le courant moyen passant dans de telles impuretés a été l'objet central des études menées jusqu'à présent. Dans le travail qui suit, nous nous sommes focalisés sur le bruit de courant, en étudiant des boîtes quantiques formées à partir de nanotubes de carbone mono-paroi. Nous observons une exaltation du bruit qui est en contradiction avec la théorie sans interactions. Cette exaltation est reproduite quantitativement par une théorie en interaction basée sur la technique des bosons esclaves. Enfin, nous mesurons un invariant du bruit pour l'effet Kondo. Ce dernier devrait être particulièrement utile pour tester la théorie de l'effet Kondo, qui est une des plus importantes théories " à N corps " de la physique de la matière condensée, dans un régime hors équilibre.

La signature caractéristique de l'effet Kondo dans les boîtes quantiques est une augmen-

tation de la conductance en dessous de la température Kondo T_K jusqu'à la limite unitaire $2e^2/h$ à très basse température et basse tension. Lorsqu'un seul spin 1/2 participe à cette résonance "à N corps", ceci correspond à l'ouverture d'un canal dégénéré de spin de transmission 1 au niveau de Fermi des électrodes. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, la théorie sans interaction prédit la suppression du bruit pour un tel diffuseur quantique, en raison de la nature fermionique des électrons. En est-il de même pour une impureté Kondo dans le cas général ?

Ici, nous montrons que, contrairement à ce que prédit la théorie sans interactions, un conducteur dans le régime Kondo peut être bruyant même si sa conductance est très proche de $2e^2/h$. Nous utilisons pour ce faire des nanotubes de carbone mono-paroi bien couplés à des électrodes métalliques. Les nanotubes de carbone mono-paroi sont particulièrement bien adaptés à l'étude du bruit dans le régime Kondo. Ils peuvent présenter des températures Kondo jusqu'à $10 - 15K$, ce qui permet de leur appliquer des courants relativement importants, de l'ordre de $10nA$ tout en préservant la résonance Kondo. Ceci est un avantage par rapport aux boîtes quantiques plus traditionnelles, faites à partir de gaz bidimensionnels d'électrons, où les températures Kondo sont un à deux ordres de grandeur plus petites. Les mesures de bruit y sont donc beaucoup plus difficiles [95]. Par ailleurs, les nanotubes de carbone peuvent en principe être utilisés pour étudier une large gamme d'effets Kondo différents et, en particulier, l'effet Kondo de spin 1/2 [4] (le plus simple), l'effet Kondo à deux particules [96], l'effet Kondo orbital [97] et l'effet Kondo SU(4)[100].

Les signatures de l'effet Kondo sont déjà présentes dans le bruit à l'équilibre. En vertu du théorème de fluctuation-dissipation, la densité spectrale du bruit de courant est donnée par la formule de Johnson-Nyquist : $S_I(V_{sd} = 0) = 4k_BTG(T, V_{sd} = 0)$, où $G(T, V_{sd}) = dI/dV$ est la conductance différentielle à température T et tension source-drain V_{sd}. Du fait des corrélations Kondo, $G(T, V_{sd} = 0)$ présente un augmentation rapide lorsque l'on baisse T comme on peut le voir figure 3.3c dans le médaillon de gauche, en courbe bleue pointillée. D'après la formule de Johnson-Nyquist, une augmentation de $G(T, V_{sd} = 0)$ tend à engendrer une augmentation de S_I lorsque l'on réduit la température. Cependant, à température nulle, S_I doit s'annuler. Ainsi, un maximum inusuel peut se produire dans la dépendance de S_I en fonction de la température pour une boîte quantique dans le régime Kondo. Comme on peut le voir dans le médaillon de gauche de la figure 3.3c (carrés pleins), nous observons un tel maximum autour de $3K$ pour "l'arête Kondo" SAR1. Il atteint une valeur de 7 à $9 \times 10^{-27}A^2/Hz$ ici. Notons cependant que la formule de Johnson-Nyquist est bien vérifiée, comme en atteste le médaillon de droite de la figure 3.3c.

La dépendence en tension de $G(1.4K, V_{sd})$ pour SAR1 et SAR2 est représentée sur la figure 3.4. On peut constater la présence du pic de conductance à énergie nulle caractéristique de l'effet Kondo. Dans les deux cas, la conductance à tension nulle est proche de $2e^2/h$ (respectivement $0.997 \times 2e^2/h$ et $0.865 \times 2e^2/h$). La demi-largeur de ces résonances, d'environ $0.2meV$, donne une estimation de la température Kondo de l'ordre de $2.5K$, en accord avec la dépendance en température de la figure 3.3c, médaillon de gauche. Comme on le voit sur la figure 3.4a and b (carrés noirs), la densité spectrale du bruit *total* S_I augmente de $5 \times 10^{-27}A^2/Hz$ à environ $8 \times 10^{-27}A^2/Hz$ ($7 \times 10^{-27}A^2/Hz$) pour respectivement SAR1(SAR2), lorsqu'une tension source-drain de $0.84mV$ est appliquée. Le rapport entre S_I et le bruit de Schottky $2eI_{sd}$, I_{sd} étant le courant traversant le nanotube à $V_{sd} = 0.84mV$, est d'environ $0.84 \pm 0.09(0.89 \pm 0.1)$ pour SAR1(SAR2) respectivement. Ainsi, le bruit reste sous-poissonnien.

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, les propriétés de bruit des nanotubes

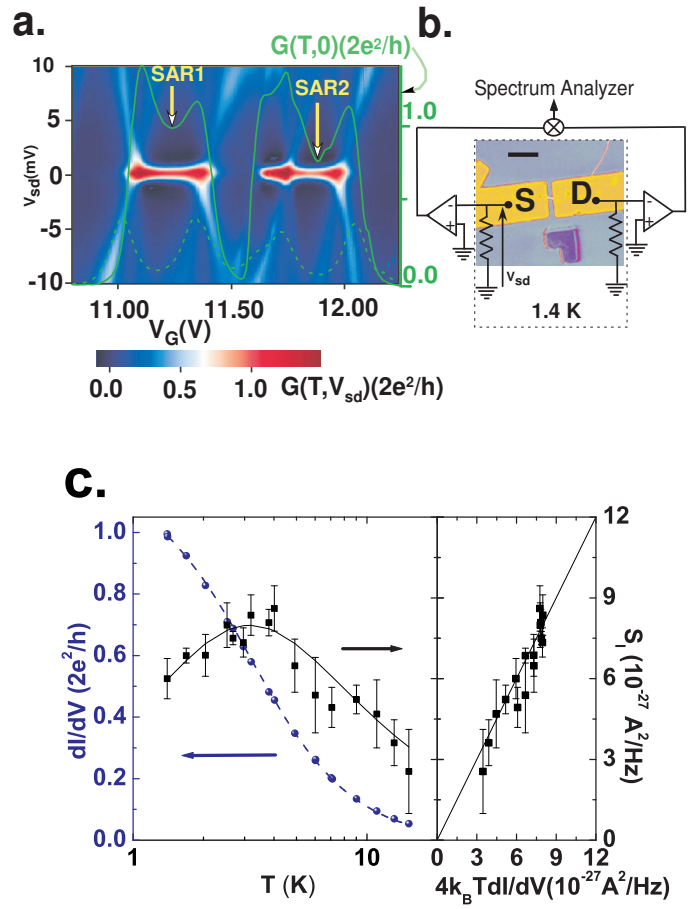

FIG. 3.3 – a. Diagramme en niveau de couleur de la conductance différentielle en fonction de la tension de grille V_G et de la tension source-drain V_{sd} à $T = 1.4K$. Nous observons les lignes horizontale au milieu des "diamants" de Coulomb, caractéristiques de l'effet Kondo. Les courbes vertes représentent la conductance linéaire à $T = 1.4K$ (trait continu) et à $T = 12K$ (trait pointillé). b. Schéma simplifié du dispositif de mesure de bruit et photo MEB d'un échantillon typique. La barre d'échelle correspond à $1\mu m$. c. Médaillon de gauche : la dépendence non-monotone du bruit à l'équilibre pour "l'arête Kondo" SAR1 ($V_G = 11.26V$ (carrés noirs pleins)). Les points bleus représentent la variation correspondante de $G(T, V_{sd} = 0)$. En trait plein, la dépendance attendue de S_I d'après la formule de Johnson-Nyquist. Médaillon de droite : S_I en fonction de $4k_BTG(T, V_{sd} = 0)$. La ligne correspond à la pente attendue de 1. Les barres d'erreur correspondent à la moyenne quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur systématique due aux fluctuations du fond du bruit.

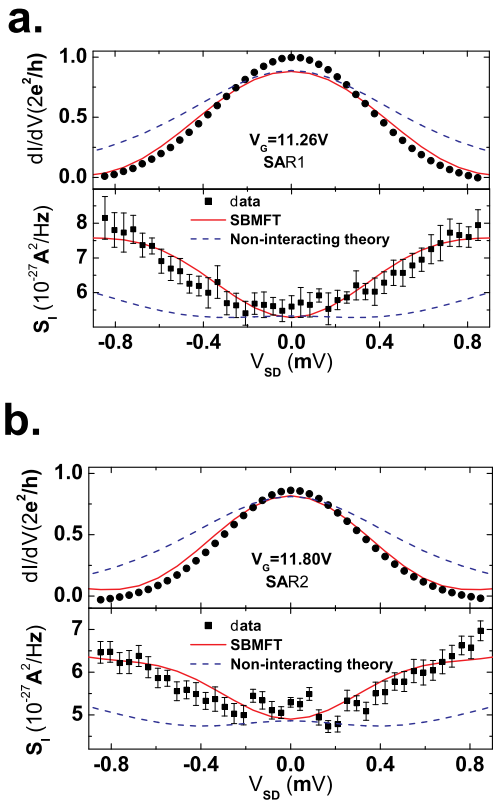

FIG. 3.4 – a. Conductance et bruit mesurés (points noirs et carrés noirs respectivement) pour "l'arête Kondo" 1 de l'échantillon A ($V_G = 11.26V$) à $1.4K$. En ligne rouge continue, le résulat de la théorie de bosons esclaves en champ moyen. b. Mesures similaires pour "l'arête Kondo" 2 de l'échantillon A ($V_G = 11.80V$). La température Kondo de cette arête est légèrement différente de SAR1. Dans les deux cas, les traits pointillés bleus correspondent à la théorie de l'effet tunnel résonant sans interactions. Les barres d'erreur corrspondent à la moyenne quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur systématique due aux fluctuations du fond du bruit.

de carbone mono-paroi mettent en jeu la dégénérescence orbitale qui provient de la structure de bande du graphene. Ainsi, une première approche pour rendre compte des mesures de la figure 3.4 est de généraliser l'approche de la partie précédente à l'effet tunnel résonant à deux canaux (le transport est maintenant fortement non-linéaire). Pour ce faire, on utilise les formules (1.1) et (1.2) du chapitre 2 avec la transmission $\widetilde{D}_{i,res}(\epsilon) = d_i/(1+\epsilon^2/\Gamma^2)$, d_i étant les transmissions des canaux d'indice $i \in \{1,2\}$, Γ étant la largeur en énergie du niveau global et ϵ étant l'énergie. Les ajustements théoriques de dI/dV d'après l'équation (1.1) utilisant $\widetilde{D}_{i,res}$, représentés en ligne pointillée bleue sur la figure 3.4, dans les panneaux a.(b.), donnent $d_1 = d_2 = 0.95$ ($d_1 = d_2 = 0.99$) et $\Gamma = 0.11meV$ ($\Gamma = 0.09meV$) respectivement. Ces ajustements ne sont pas satisfaisants car la forme lorentzienne avec Γ constant qui a été supposée pour $\widetilde{D}_{i,res}$ ne permet pas de rendre compte à la fois de la hauteur et de l'étroitesse de dI/dV en fonction de V_{sd}. Enfin, la variation du bruit obtenue d'après la formule (1.2) en utilisant les valeurs de d_1, d_2 et Γ données plus haut, en lignes bleues pointillées 3.4, est d'un ordre de grandeur inférieure à nos mesures. Ainsi, une théorie sans interactions simple ne permet de comprendre ni les mesures de conductance, ni celles de bruit.

Dans le régime Kondo, la règle de somme de Friedel dicte que le maximum de la résonance doit être à une distance T_K au dessus du niveau de Fermi des électrodes dans le cas où une seule charge occupe un niveau quatre fois dégénéré. Cette situation est décrite schématiquement figure 3.5b. On peut donc en conclure que, si les couplages du niveau vers l'électrode de gauche Γ_L et vers l'électrode de droite Γ_R sont identiques (cas symétrique), la conductance différentielle qui sature à $2e^2/h$ correspond à *deux canaux de transmission 1/2* (ou bien $\frac{1}{2} \times \frac{4\Gamma_L\Gamma_R}{(\Gamma_L+\Gamma_R)^2}$ dans le cas général). Ceci correspond à l'effet Kondo dit "SU(4)" où le degré de liberté de spin *et* le degré de liberté orbital jouent un rôle équivalent [101, 102] dans l'effet d'écran responsable de l'effet Kondo.

Il n'existe malheureusement aucune théorie complète de l'effet Kondo hors équilibre. Comme nous le verrons plus loin, les expériences présentées ici sont menées dans un régime tel que $T \sim T_K/3$ et $eV_{sd} \lesssim 3k_BT_K$. Il est donc nécessaire d'invoquer une théorie de basse énergie pour les comprendre. Essentiellement trois approches peuvent être utilisées : la théorie de Liquide de Fermi (FL), la théorie de champ moyen de bosons esclaves (SBMF) et l'approximation de non-croisement (NCA)[103]. Les deux théories SBMF et FL sont exactes à énergie nulle ($k_BT = eV_{sd} = 0$). Les théories FL disponibles actuellement [104, 105, 106, 107] ne donnent une description correcte qu'à très basse énergie et donnent des résultats non-physiques pour la température et les valeurs de tension source-drain de nos expériences. Par ailleurs, la théorie SBMF s'avère beaucoup plus robuste dans le gamme d'énergie pertinente [103]. Enfin, la NCA est une bonne approximation à plus haute énergie et devient inexacte à des températures beaucoup plus faibles que T_K. Elle donne des résultats similaires à SBMF à des énergies comparables à T_K [103]. Nous utilisons donc la théorie SBMF qui a l'avantage d'être la plus simple disponible. Pour prendre en compte la dégénérescence orbitale, nous utilisons une théorie de symétrie SU(4). Cette approche doit être considérée comme le modèle minimal pour rendre compte de nos expérience et il est important de garder à l'esprit que les échantillons que nous avons étudiés peuvent être dans un régime où cette dégńérescence n'est qu'approximativement satisafaite. La théorie SBMF a été largement utilisée dans le cas dégénéré de spin (SU(2)) pour calculer le bruit dans le régime Kondo[108] et dans le cas SU(4) pour étudier la conductance [101]. Nous avons généralisé cette approche pour le bruit. Dans la théorie SBMF, on utilise encore les formules (1.1) et (1.2) mais on remplace $\widetilde{D}_{i,res}(\epsilon)$ par $\widetilde{D}_{SBMF}(\epsilon, V_{sd})$ qui prend en compte les interactions de manière auto-cohérente. Plus précisément, la transmission est donnée par une formule de Breit-Wigner dont le niveau

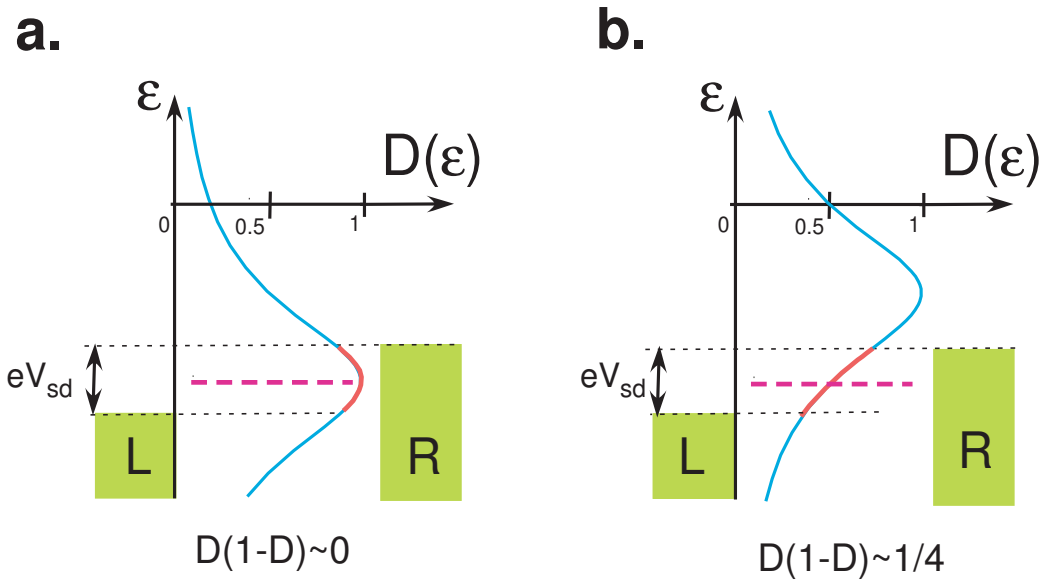

FIG. 3.5 – La ligne bleue représente la dépendance en énergie de la transmission de la résonance Kondo. La ligne rouge correspond à la partie de la résonance qui participe au transport, localisée dans la "fenêtre de transport" eV_{sd}. La ligne pointillée rose est la position du niveau de Fermi des réservoirs pour $V_{sd} = 0$. a. Dans le cas dégénéré deux fois, la transmission effective par canal est proche de 1 et un seul canal participe au transport, ce qui mène à un suppression du bruit ($D(1-D)$ proche de 0). b. Dans le cas dégénéré deux fois, la transmission effective par canal est proche de 1/2 et il y a deux canaux, ce qui mène à une exaltation du bruit de grenaille ($D(1-D)$ proche de 1/4).

$\widetilde{\epsilon_0}$ et la largeur $\widetilde{\Gamma}$ dépendent explicitement de V_{sd} et T. Dans la limite SU(4) , on a, dans le cas symétrique :

$$\widetilde{D}_{SBMF}(\epsilon, V_{sd}, T) = \frac{\widetilde{\Gamma}^2}{(\frac{\epsilon}{k_B T_K} - \widetilde{\epsilon_0})^2 + \widetilde{\Gamma}^2} \tag{3.3}$$

avec $\widetilde{\Gamma}^2 \approx -\frac{t^2}{6} - \frac{x^2}{8} + \sqrt{1 + (\frac{t^2}{6} + \frac{x^2}{8})^2}$ et $\widetilde{\epsilon_0}^2 \approx \frac{t^2}{6} + \frac{x^2}{8} + \sqrt{1 + (\frac{t^2}{6} + \frac{x^2}{8})^2}$, où $x = eV_{sd}/k_B T_K$, $t = \pi T/T_K$.

En vertu de la formule (3.3), $\widetilde{D}_{SBMF}(\epsilon = 0, V_{sd} = 0, T = 0) = 1/2$. Ceci est sensiblement différent de $\widetilde{D}_{i,res}(\epsilon)$ pour laquelle la transmission à énergie nulle peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1. Par ailleurs, $\widetilde{\epsilon_0}$ et $\widetilde{\Gamma}$ sont des fonctions universelles de $x = eV_{sd}/k_B T_K$ et $t = \pi T/T_K$. Les deux faits sus-mentionnés proviennent des interactions électroniques. D'après les équations (1.1) et (3.3), la conductance ne dépend que d'*un seul* parametètre, $k_B T_K$. Le résultat de la combinaison de (1.1), (1.2) et (3.3) est représenté en trait rouge dans la figure 3.4a et la figure 3.4b pour $k_B T_K = 0.305meV$ et $k_B T_K = 0.26meV$ respectivement. Nous trouvons un bon accord entre nos mesures et cette théorie SU(4). L'accord est quantitatif pour le bruit de SAR1 et la conductance de SAR2. La conductance de SAR1 présente un pic qui atteint une valeur plus élevée que la prédiction de la théorie SBMF, bien que celle-ci corresponde au cas symétrique. Ceci est probablement dû au fait que l'échantillon a des paramètres qui font que le régime de mélange de valence [110] est presque atteint pour SAR1. En effet, on peut remarquer pour la dépendance en fonction de la tension de grille de la conductance linéaire, en vert sur la figure 3.3a., que le pics de charge se recouvrent légèrement à $V_G = 11.26V$. Le bruit de SAR2 est proche de la prédiction théorique dans sa partie la plus hors équilibre (la plus importante) c.à.d. $\mid V_{sd} \mid > 0.2meV$. A basse tension, un décalage intempestif d'environ $0.4 \times 10^{-27} A^2/Hz$, qui correspond à 10% du bruit total, se produit. Il provient probablement d'une variation systématique du fond du bruit pour $V_G = 11.80V$. D'une manière générale, la théorie SBMF SU(4) rend beaucoup mieux compte des mesures que la théorie d'effet tunnel résonant sans interactions. La conductance *et* le bruit sont déterminés par *une seule* échelle d'énergie, $k_B T_K$, bien que les deux résonance Kondo étudiées ici aient des températures Kondo qui diffèrent de 15%.

L'invariance d'échelle est une propriété bien établie de l'effet Kondo [110]. Elle n'a été testée que très récemment dans une boîte quantique latérale pour la dépendance en tension de la conductance dans le cas SU(2) [94]. Les mesures présentées ici correspondent à quatre arêtes de l'échantillon A and une de l'échantillon B. Pour le cinq arêtes Kondo étudiées, nous observons une loi d'échelle pour $G(T, 0)$ en fonction de T/T_K et pour $G(1.4, V_{sd})$ en fonction de $eV_{sd}/k_B T_K$, comme on peut le voir sur la figure 3.6a et b. En ce qui concerne les dépendances en fonction de la température et en fonction de la tension source-drain, les mesures sont bien ajustées à l'aide des formules empiriques $G = C_0/(1 + (2^{1/s} - 1)(T/T_K)^2)^s$ [94, 100] avec $s = 1.02 \pm 0.04$ et $G = G(1.4K, 0) \times \exp[-2(\frac{eV_{sd}}{2.3 k_B T_K})^2]$ respectivement. Indépendemment de la théorie de basse énergie utilisée, on s'attend à un comportement similaire pour le bruit[103, 104, 105, 107, 106] car l'invariance d'échelle est un aspect essentiel de la physique de l'effet Kondo, reliée au fait qu'il n'y a qu'une seule échelle d'énergie, T_K, qui contrôle le système électronique. On introduit pour ce faire $I_0 = \frac{2e^2}{h} \times 2D_0 V_{sd}$ et $S_0 = \frac{4e^2}{h}(4k_B T {D_0}^2 + 2eD_0(1 - D_0)V_{sd} \coth(\frac{eV_{sd}}{2k_B T}))$ qui correspondent à l'ordre zero pour le courant et le bruit pour $T/T_K, eV_{sd}/k_B T_K \to 0$ dans la théorie. Pour chaque résonance Kondo, les paramètres D_0 ($D_0 = \frac{h}{4e^2} G(T = 0, V_{sd} = 0) = 2\frac{\Gamma_L \Gamma_R}{(\Gamma_L + \Gamma_R)^2}$) et T_K sont obtenus en ajustant la conductance à l'aide de la théorie SBMF. Nous obtenons ainsi les ensembles de

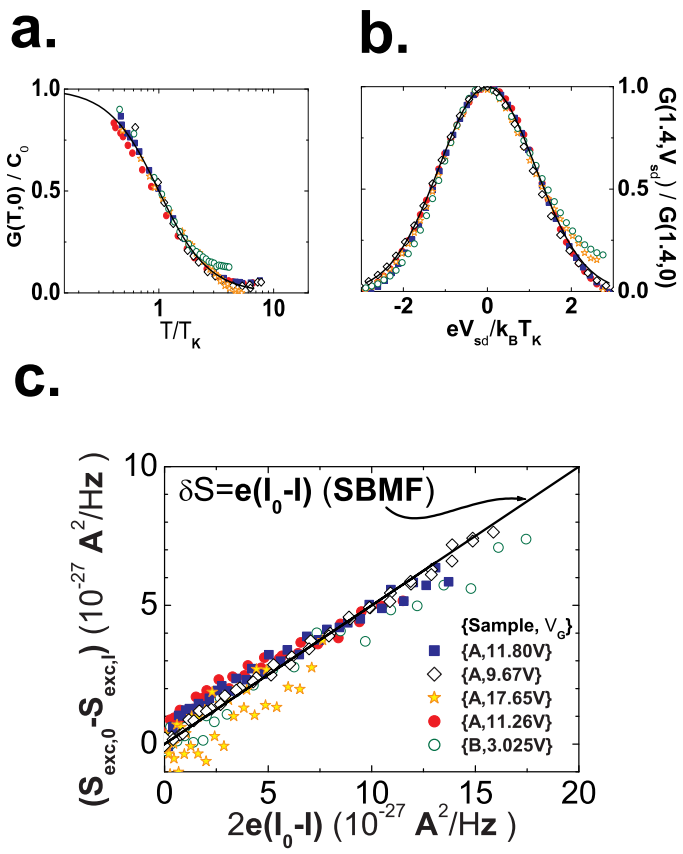

FIG. 3.6 – a. Invariance d'échelle pour la dépendance en température à tension nulle b. Invariance d'échelle pour la dépendance en tension de la conductance à $1.4K$. Pour la température (médaillon a.) et la tension (médaillon b.), les données sont bien ajustées par les formules empiriques $G = C_0/(1 + (2^{1/s} - 1)(T/T_K)^2)^s$ with $s = 1.02$ and $G = G(1.4K, 0) \times \exp[-2(\frac{eV_{sd}}{2.3k_B T_K})^2]$ respectivement (en trait continu). c. Invariance d'échelle pour les différentes 'impuretés Kondo' étudiées. La droite de pente 1/2 correspond à a prédiction de la théorie de SBMF. En médaillon : les différents symboles utilisés dans cette figure et leur 'impureté Kondo' correspondante.

paramètres
$\{Echantillon, Grille, k_BT_K/e, 2D_0\}$ suivants : $\{A, 11.80V, 0.26mV, 1\}$, $\{A, 9.67V, 0.181mV, 0.94\}$, $\{A, 17.65V, 0.26mV, 0.58\}$, $\{A, 11.26V, 0.305mV, 1\}$ et $\{B, 3.025V, 0.29mV, 0.99\}$. Pour tester l'invariance d'échelle pour le bruit, il est commode de représenter $\delta S = S_{exc,0} - S_{exc,I}$ en fonction de $\delta I = I_0 - I$ comme sur la figure 3.6c, $S_{exc,(0,I)}$ étant le bruit en excès défini comme $S_{exc,(0,I)} = S_{(0,I)}(V_{sd}) - S_{(0,I)}(V_{sd} = 0)$. Nous observons le même comportement pour les cinq arêtes étudiées. Il est ajusté par $\delta S = (0.45 \pm 0.05) \times 2e\delta I + 0.2 \pm 0.2$. La valeur de la pente est le résultat *quantitatif* principal de cette étude. Elle est proche de 1/2 qui est le nombre prédit par la théorie SBMF. Dans le cas symétrique, cette valeur est exacte à $T = 0$ et est un très bonne approximation jusqu'à $T = T_K/2$. Ainsi, bien que T_K et/ou D_0 varient jusqu'à 40%, les propriétés de bruit de l'impureté Kondo restent invariantes.

3.4 Développements directs des mesures de bruit.

Les mesures de bruit présentées dans ce chapitre ouvrent la voie vers un grand nombre d'études reliées aux interactions électroniques dans les nanotubes de carbone en tant que boîte quantique (limite 0D) ou en tant que fil quantique (limite 1D). Voici deux pistes qui, à mon sens, sont dans le prolongement logique des travaux que je viens de présenter.

3.4.1 Test de la théorie liquide de Fermi de l'effet Kondo.

Nous avons utilisé plus haut une approche de basse énergie pour appréhender le bruit dans le régime Kondo. Les températures accessibles expérimentalement étaient de l'ordre de $T_K/3$. D'un point de vue théorique, ce régime est proche d'un régime de transition. En effet, à des températures inférieures à $T_K/10$, on s'attend à observer une physique de type liquide de Fermi, dont le cadre théorique est bien défini[104, 107, 106]. Il parait particulièrement intéressant de tester expérimentalement les prédictions de ce modèle car, comme plus haut, une telle étude mettrait à l'épreuve dans un régime nouveau les aspects hors équilibre de la théorie.

3.4.2 Corrélations croisées dans des structures multi-terminal.

Jusqu'à maintenant, dans ce chapitre, nous avons uniquement considéré les autocorrélations du courant traversant des dispositifs à deux réservoirs. Notons cependant que la technique des corrélations croisées utilisées pour effectuer ces mesures est aisément transposable pour déterminer les corrélations de courant dans des dispositifs multi-électrodes comme celui de la figure 1.2 ou bien de la figure 3.7. Dans le premier cas, il s'agit de mieux déterminer la manière dont les paires de Cooper sont séparées dans la structure double boîte. Dans le deuxième cas, il s'agit de sonder la nature exotique des excitations dans le nanotube dans le régime 1D. Ce dernier dispositif implémenterait une expérience de type Hanbury-Brown et Twiss pour des fermions fortement corrélés à une dimension.

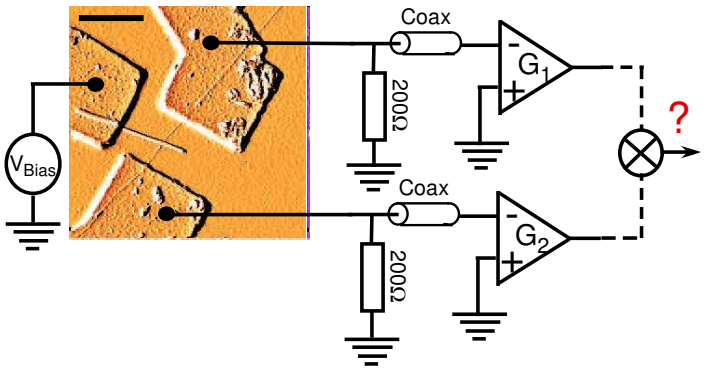

FIG. 3.7 – Dispositif pour la mesure de corrélations croisées. Un nanotube de carbone multi-paroi est couplé faiblement à un nanotube mono-paroi de manière non-invasive.

Conclusion

Dans les études que je viens de présenter, l'élaboration de systèmes électroniques hybrides quantiquement cohérents nous a permis d'implémenter différentes expériences de pensée du transport quantique. Un aspect largement inexploré de ces systèmes est la dynamique qui, en principe, contiendrait des signatures particulièrement claire de la nature fortement corrélée des fluides électroniques à 1D et 0D. Les progrès dans les techniques de nanofabrication et les mesures électriques haute fréquence laissent notamment entrevoir la possibilité de détecter directement ou bien de contrôler la dynamique de charge et de spin dans les conducteurs de basse dimensionalité tels que les nanotubes de carbone, les nanofils de semi-conducteurs et les boîtes quantiques. L'expérience détaillée au chapitre 2 constitue un volet important vers le contrôle et la détection directe de spins uniques piégés dans des boîtes quantiques formées dans des nanotubes de carbone par exemple. Un élément important du développement ultérieur des expériences de transport dépendant du spin sera la détermination des champs effectifs ressentis par les spins électroniques du fait des interférences quantiques et des interactions électroniques. Cette étape va s'avérer cruciale pour la manipulation des spins uniques sur la sphère de Bloch.

Un aspect qui reste à développer est l'étude du transport de charge à fréquence finie (GHz) dans des nanotubes de carbone. C'est l'étape intermédiaire avant l'étude directe de la dynamique de spin. Les effets d'interactions étant particulièrement prononcés dans les nanotubes de carbone, on peut s'attendre à les sonder directement par des mesures de conductance ou bien de bruit à fréquence finie[111]. Une grandeur particulièrement intéressante est la capacité quantique d'un nanotube de carbone en regard avec une plaque de condensateur de taille sub-micronique car on s'attend à ce qu'elle soit directement sensible aux excitations élémentaire du gaz d'électrons. En combinant les méthodes électriques de détection et de manipulation de spin, on pourrait enfin envisager de réaliser des expériences de type résonance paramagnétique électronique (RPE) sur spin unique dans des nanocircuits.

Bibliographie

[1] G.A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998).

[2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau and F. Petroff, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

[3] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).

[4] Nygard, J., Cobden, D.H. and Lindelof, P.E. *Nature* **408,** 342 (2000).

[5] S. J. Tans, M.H. Devoret, J. A. Groeneveld and C. Dekker, *Nature* **394**, 761 (1998).

[6] W. Liang, M. Bockrath, D. Bozovic, J.H. Hafner, M. Tinkham and H. Park, *Nature* **411**, 665 (2001).

[7] Z. Yao, H. W. Ch. Postma, L. Balents, C. Dekker, *Nature* **402**, 273 (1999).

[8] M. Bockrath, D. H. Cobden, J. Lu, A.G. Rinzler, R.E. Smalley, L. Balents, and P.L. McEuen, *Nature* **397**, 598 (1999).

[9] S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).

[10] Bena C., Vishveshwara S., Balents L. and Fisher M.P.A.,*Phys. Rev. Lett.* **89**, 037901 (2002).

[11] Bouchiat V., Chtchelkatchev N., Feinberg D. *et al.*, *Nanotechnology* **14**, 77 (2003).

[12] Cleuziou J.-P., Wernsdorfer W., Bouchiat V., Ondarçuhu T. and Monthioux M., *Nature Nanotech.* **1**,53 (2006).

[13] Th. Schäpers, J. Nitta, H. B. Heersche, and H. Takayanagi, Phys. Rev. B **64**, 125314 (2000).

[14] M. Jullière, Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).

[15] Ya. M. Blanter and M. Büttiker, Phys. Rep. **336**, 1 (2000).

[16] Slonczewski, J. C. *Phys. Rev. B* **39**, 69957002 (1989)

[17] Moodera, J. S., Kinder, L. R., Wong, T. M. & Meservey, R. Large Tunnel Junctions *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273-6 (1995).

[18] George, J. M., Pereira, L. G., Barthelemy, A. *et al. Phys. Rev. Lett.* **72**, 408-11 (1994).

[19] M. Johnson and R.H. Silsbee, Phys. Rev. Lett. **55**, 1790 (1985).

[20] F.J. Jedema, A. T. Filip and B. J. van Wees, Nature **410**, 345 (2001).

[21] S. Sapmaz, P. Jarillo-Herrero, J. Kong, C. Dekker, L. P. Kouwenhoven, and H. S. J. van der Zant, Phys. Rev. B **71**, 153402 (2005).

[22] E. Y. Tsymbal, A. Sokolov, I. F. Sabirianov, and B. Doudin, Phys. Rev. Lett. **90**, 186602 (2003).

[23] A. Brataas, Yu. V. Nazarov, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **84**, 2481 (2000) ; D. H. Hernando, Yu. V. Nazarov, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **62**, 5700 (2000) ; A. Brataas, Y.V. Nazarov and G.E.W. Bauer, *Eur. Phys. J.* B **22**, 99 (2001).

[24] W. Wetzels, G. E. W. Bauer, and M. Grifoni, Phys. Rev. B **72**, 020407 (R) (2005).

[25] A. Cottet and M.-S. Choi, Phys. Rev. B, **74**, 235316 (2006).

[26] L. Balents and R. Egger, Phys. Rev. Lett. **85**, 3464 (2000) ; Phys. Rev. B **64**, 035310 (2001).

[27] A. Cottet, T. Kontos, W. Belzig, C. Schönenberger and C. Bruder, *Europhys. Lett.* **74**, 320 (2006).

[28] A. Cottet, T. Kontos et al. ,Semicond. Sci. and Technol. **21**, S78 (2006).

[29] M. Krüger, M. R. Buitelaar, T. Nussbaumer and C. Schönenberger, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1291 (2001) ; M. Krüger, I. Widmer, T. Nussbaumer, M. Buitelaar and C. Schönenberger, *New J. Phys.* **5**, 138 (2003).

[30] J. Barnas and A. Fert, Phys. Rev. Lett. **80**, 1058 (1998) ; A. Braatas, Yu. V. Nazarov, J. Inoue and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **59**, 93 (1999) ; H. Imamura, S. Takahashi and S. Maekawa, Phys. Rev. B **59**, 6017 (1999).

[31] I. Weymann, J. König, J. Martinek, J. Barnas, and G. Schön, Phys. Rev. B **72**, 115334 (2005).

[32] J. König and J. Martinek, Phys. Rev. Lett. **90**, 166602 (2003) ; M. Braun, J. König and J. Martinek, Phys. Rev. B **70**, 195345 (2004) ; J. König, J. Martinek, J. Barnas, and G. Schön, in "*CFN Lectures on Functional Nanostructures*", Eds. K. Busch et al., *Lecture Notes in Physics*, Springer, **658**, 145 (2005).

[33] B. R. Bulka, Phys. Rev. B **62**, 1186 (2000) ; A. Cottet, W. Belzig, and C. Bruder, Phys. Rev. Lett. **92**, 206801 (2004) ; Phys. Rev. B **70**, 115315 (2004).

[34] S. Sahoo, T. Kontos, J. Furer, C. Hoffmann, M. Gräber, A. Cottet and C. Schönenberger, *Nature Phys.* **1**, 99 (2005).

[35] A. Pasupathy, R. C. Bialczak, J. Martinek, J. E. Grose, L. A. K. Donev, P. L. McEuen, and D. C. Ralph, *Science* **306**, 86 (2004).

[36] I. Zutic, J. Fabian and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

[37] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, Phys. Rev. B **62**, 4790(R) (2000).

[38] E.I. Rashba, Phys. Rev. B **62**, R16267 (2000).

[39] A. Fert and H. Jaffrès, Phys. Rev. B **64**, 184420 (2001).

[40] C.-M. Hu and T. Matsuyama, Phys. Rev. Lett. **87**, 066803 (1998).

[41] Beryazdin and C. Dekker Phys. Rev. Lett. **92**, 216804 (1997).

[42] B. Gao, Y. F. Chen, M. S. Fuhrer, D. C. Glattli and A. Bachtold, Phys. Rev. Lett. **95**, 196802 (2005).

[43] A. Makarovski, A. Zhukov, J. Liu, and G. Finkelstein, Phys. Rev. B **76**, 161405 (2007).

[44] J.R. Kim, H.M. So, J.J. Kim and J. Kim, Phys. Rev. B **66**, 233401 (2002).

[45] C. Feuillet-Palma et al., en préparation.

[46] A. Cottet, C. Feuillet-Palma and T. Kontos, *Phys. Rev. B* **77**, 125422 (2009).

[47] N. Tombros, S.J. van der Molen and B.J. van Wees, Phys. Rev. B **73**, 233403 (2006).

[48] K. Tsukagoshi, B.W. Alphenaar and H. Ago, *Nature* **401**, 572 (1999).

[49] K. Tsukagoshi and B.W. Alphenaar, *Superlatt. and Microstr.*, **27**, 565 (2000).

[50] B. Zhao, I. Mönch, T. Mühl, H. Vinzelberg and C. M. Schneider, *J. Appl. Phys.* **91**, 7026 (2002).

[51] J. Kong, N.R. Franklin, C. Zhou, M. G. Chapline, S.Peng, K. Cho, and H. Dai, *Science* **287**, 622 (2000) ; P. G. Collins, K. Bradley, M. Ishigami, and A. Zettl, *Science* **287**, 1801 (2000) ; S.-H. Jhi, S. G. Louie, and M. L. Cohen, Phys. Rev. Lett. **85**, 1710 (2000).

[52] W. Kim, A. Javey, O. Vermesh, Q.Wang, Y. Li, H. Dai, *Nano Lett.* **3**, 193 (2003).

[53] A. Jensen, J.R. Hauptmann, J. Nygård and P.E. Lindelof, Phys. Rev. B **72**, 035419 (2005).

[54] A. Jensen, PhD thesis, Technical University of Denmark, Copenhagen (2003).

[55] B. Nagabhirava, T. Bansal, G.U. Sumanasekera, B.W. Alphenaar and L. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 023503 (2006).

[56] J.R. Hauptmann et al. *Nature Phys.* **3**, 99 (2008).

[57] H.T. Man, I.J.W. Wever and A.F. Morpurgo, Phys. Rev. B **73**, 241401(R) (2006).

[58] S. Sahoo, T. Kontos, C. Schönenberger and C. Suergers, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 112109 (2005).

[59] A. Javey, J. Guo, Q. Wang, M. Lundstrom, and H. Dai, *Nature* **424**, 654 (2003). See also B. Babic, T. Kontos and C. Schönenberger, Phys. Rev. B **70**, 235419 (2004).

[60] L.E. Hueso et al. *Nature* (2007).

[61] J. Wunderlich, T. Jungwirth, B. Kaestner et al. *Phys. Rev. Lett.* (2007).

[62] A. De Martino and R. Egger, *J. Phys. Cond. Matter* **17**, 5523 (2005).

[63] Kuemmeth et al., *Nature* **411**, 665 (2008).

[64] H. Shimada,K. Ono, and Y. Ootuka, J. Phys. Soc. Jap. **67**, 1359 (1997) ; K. Ono, H. Shimada and Y. Ootuka, J. Phys. Soc. Jap. **67**, 2852 (1998).

[65] S.J. van der Molen, N. Tombros, and B.J. van Wees, Phys. Rev. Lett. B **73**, 220406(R) (2006).

[66] M. R. Buitelaar, A. Bachtold, T. Nussbaumer, M. Iqbal and C. Schönenberger, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 156801 (2002).

[67] S. Sahoo, *PhD thesis*, University of Basel, Basel (2005).

[68] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees *Nature* **416**, 713 (2002).

[69] A. Bachtold, M. de Jonge, K. Grove-Rasmussen, P.L. McEuen, M. Buitelaar and C. Schönenberger, Phys. Rev. Lett. **87**, 166801 (2001).

[70] F. J. Jedema, A. T. Filip and B. J. van Wees, *Nature* **410**, 345 (2001).

[71] T. Ando, J. Phys. Soc. Jap. **69**, 1757 (2000).

[72] I. Zutic and M. Fuhrer *Nature Phys.*, **1**, 85 (2005)

[73] A. Kumar, L. Saminadayar, D. C. Glattli et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2778 (1996) ; M. Reznikov, M. Heiblum, H. Shtrikman, and D. Mahalu, *ibid* **75**,3340 (1995).

[74] X. Jehl et al., Nature (London) **405**, 50 (2000).

[75] R. Cron, M. F. Goffman, D. Esteve, and C. Urbina Phys. Rev. Lett. **86**, 4104 (2001)

[76] T. Hoss, C. Strunk, T. Nussbaumer et al. Phys. Rev. B **62**,4079 (2000).

[77] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, C. J. P. M. Harmans et al. Phys. Rev. Lett. **62**, 2523 (1989).

[78] E. Onac, F. Balestro, B. Trauzettel et al. Phys. Rev. Lett. **96**, 026803 (2006).

[79] P.-E. Roche et al. Eur. Phys. J. B **28**, 217 (2002).

[80] N. Y. Kim, P. Recher, W. D. Oliver et al. Phys. Rev. Lett. **99**, 036802 (2007).

[81] P. Jarillo-Herrero, J. Kong, H. S. J. van der Zant et al. Phys. Rev. Lett. **94**, 156802 (2005) ; S. Moriyama, T. Fuse, M. Suzuki et al. Phys. Rev. Lett. **94**, 186806 (2005).

[82] L. Saminadayar, D. C. Glattli, Y. Jin, and B. Etienne, Phys. Rev. Lett. **79**, 2526 (1997), R. de Picciotto et al., Nature (London) **389**, 162 (1997).

[83] V.V. Ponomarenko and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **60**, 16865 (1999).

[84] B. Trauzettel et al. Phys. Rev. Lett. **88**, 116401 (2002).

[85] T. Delattre, L. G. Herrmann et al. *Nature Phys.* **5** 208 (2009).

[86] Kondo, J. *Prog. Theor. Phys.***32,** 37 (1964)

[87] Li, J., Schneider, W.-D., Berndt, R. and Delley, B. *Phys. Rev. Lett.* **80,** 2893 (1998).

[88] Madhavan, V., Chen, W., Jamneala, T., Crommie, M.F. and Wingreen, N.S. *Science* **280,** 567 (1998).

[89] Goldhaber-Gordon, D., Shtrikman, H., Mahalu, D., Abusch-Magder, D., Meirav, U. and Kastner, M. A. *Nature* **391,** 156 (1998).

[90] Park, J. et al. *Nature* **417,** 722 (2002).

[91] Liang, W., Shores, M.P., Bockrath, M., Long, J.R. and Park, H. *Nature* **417,** 725 (2002).

[92] De Franceschi, S. et al.*Phys. Rev. Lett.* **89,** 156801 (2002).

[93] Paaske, J., Rosch, A., Wölfle, P. *Nature Phys.* **2,** 460 (2006).

[94] Grobis, M., Rau, I.G., Potok, R.M., Shtrikman, H. and Goldhaber-Gordon, D. *Phys. Rev. Lett.* **100,** 246601 (2008).

[95] Zarchin, O., Zaffalon, M., Heiblum, M., Mahalu, D., and Umansky, V. *Phys. Rev. B* **77,** 241303 (2008).

[96] Babic, B., Kontos, T. and Schönenberger, C. *Phys. Rev. B* **70,** 195408 (2004).

[97] Jarillo-Herrero, P., Kong, J., van der Zant, H.S.J., Dekker, C., Kouwenhoven, L. P. and De Franceschi, S. *Nature* **434,** 484 (2005).

[98] Makarovski, A., Liu, J. and Finkelstein, G. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 066801(2007).

[99] L.G. Herrmann, T. Delattre et al. *Phys. Rev. Lett.* **99,** 156804 (2007).

[100] Sasaki, S., Amaha, S., Asakawa, N., Eto, M. and Tarucha, S. *Phys. Rev. Lett.* **93,** 017205 (2004).

[101] Lim, J.S., Choi, M.-S., Choi, M.Y., López, R. and Aguado R. *Phys. Rev. B* **74,** 205119 (2006).

[102] Le Hur, K., Simon, P. and Loss, D. *Phys. Rev. B* **75,** 035332 (2007).

[103] Meir, Y., and Golub, A. *Phys. Rev. Lett.* **88,** 116802 (2002).

[104] Gogolin, A.O. and Komnik, A. *Phys. Rev. Lett.* **97,** 016602 (2005).

[105] Sela, E., Oreg, Y., von Oppen, F. and Koch, J. *Phys. Rev. Lett.* **97,** 086601(2006).

[106] Mora, C., Leyronas, X. and Regnault, N. *Phys. Rev. Lett.* **100,** 036604 (2008).

[107] Vitushinsky, P., Clerk, A.A., and Le Hur, K. *Phys. Rev. Lett.* **100,** 036603 (2008).

[108] Lopez, R. and Sanchez, D. *Phys. Rev. Lett.* **90,** 116602 (2004).

[109] Lopez, R., Aguado, R. and Platero, G.*Phys. Rev. B* **69,** 235305 (2004).

[110] Haldane, F.D.M *Phys. Rev. Lett.* **40,** 416 (1978).

[111] voir par exemple B. Trauzettel et al. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 226405 (2004).