

THÈSE D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

**APPROCHE DE DIRAC
POUR L'EFFET HALL ANORMAL
ET FLUCTUATIONS HORS-EQUILIBRE
DANS LES LIQUIDES DE LUTTINGER**

Adeline Crépieux

Centre de Physique Théorique
et Université de la Méditerranée
163, avenue de Luminy, Case 907
13288 Marseille cedex 9

Soutenue le 13 mai 2005

COMPOSITION DU JURY :

ALBERT FERT (président)
PATRICK AZARIA (rapporteur)
LAURENT LEVY (rapporteur)
ANDRÈS SAUL (rapporteur)
THIERRY MARTIN

Table des matières

1	Remerciements	5
2	Avertissement	7
3	Théorie de l'effet Hall anormal	9
3.1	Introduction	9
3.2	Approches de Pauli et de Dirac	11
3.3	Calcul de la résistivité de Hall anormale pour un composé ferromagnétique . . .	14
3.4	Calculs numériques	18
3.5	Conclusion	20
4	Injection d'électrons dans un nanotube de carbone	23
4.1	Introduction	23
4.2	Calcul du courant pour un nanotube de longueur infinie	24
4.3	Pourquoi s'intéresse-t-on aux fluctuations de courant ?	28
4.4	Bruit, corrélations croisées et intrication	29
4.5	Effet des contacts de mesure	33
4.6	Conclusion	37
5	Bruit photo-assisté dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire	39
5.1	Introduction	39
5.2	Courant et bruit photo-assistés pour une faible rétro-diffusion	41
5.3	Résultats à température finie	45
5.4	Régime de forte rétrodiffusion	46
5.5	Conclusion	47
6	Perspectives	49
6.1	Statistique complète de courant en présence d'interactions coulombiennes	49
6.2	Comment relier le bruit quantique que l'on calcule à la mesure ?	50
6.3	Bruit de courant de spin dans un nanotube de carbone	52
6.4	Effets inélastiques dans les nanotubes de carbone	53
	Bibliographie	54
A	Liste complète des publications	59
A.1	Publications dans des revues internationales avec comité de lecture	59
A.2	Publications dans le cadre de conférences internationales	60

Chapitre 1

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury, Patrick Azaria, Albert Fert, Laurent Levy, Thierry Martin et Andrès Saul d'avoir accepté d'en faire partie.

Mes remerciements vont ensuite à Patrick Bruno qui m'a proposé en 1998 de venir travailler en tant que postdoctorante dans son groupe nouvellement créé à l'institut Max-Planck de Physique des Microstructures à Halle en Allemagne. J'ai bénéficié dans ce cadre d'un environnement de travail à la fois motivant et très international. De cette époque, plusieurs amitiés demeurent : Simona Bodéa, Vitali Dugaev, Joseph Kudrnovský, Pierre Lavéant, Yonko Millev, Tribu Pa-reek, Gen Tatara et Jörg Wunderlich qui m'ont aidée à mieux supporter une certaine froideur du climat.

Je ne pourrais jamais assez remercier Thierry Martin qui m'a permis de déménager vers une région plus ensoleillée. En 2001, j'ai rejoint son groupe au Centre de Physique Théorique en tant que maître de conférences à l'université de la Méditerranée. Le travail réalisé depuis lors a été le fruit de différentes collaborations avec Marjorie Creux, Pierre Devillard, Rodolphe Guyon, Ken Ichiro Imura, Thibaut Jonckheere, Andrei Lebedev et Vladimiro Mujica.

Une partie importante de mon activité professionnelle se déroule dans les amphis et salles de classe du campus de Luminy en compagnie d'enseignants-chercheurs venant de différents horizons, que je souhaite remercier : George Bigot, Françoise Chabre, Pierre Chiappetta, Fernand Didier, Christian Duval, Elisabeth Godbert, Jacek Goniakowski, Jacques Guizol et Hubert Klein.

Je remercie également Benoît Campion et Eve-Marie Verhasselt, correcteurs non spécialistes, qui ont bien voulu consacrer un peu de leur temps et beaucoup de leur patience à la relecture de ce manuscrit.

Je termine mes remerciements avec une pensée pour Nathan et Maëlle, deux petites boules d'énergie qui font relativiser bien des choses.

Chapitre 2

Avertissement

Ce manuscrit est formé de quatre parties indépendantes :

- Théorie de l'effet Hall anormal
- Injection d'électrons dans un nanotube de carbone
- Bruit photo-assisté dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire
- Perspectives

J'ai fait le choix de traiter les trois thématiques séparément avec leur propre introduction et leur propre conclusion. En effet, entre la première thématique (effet Hall anormal) et les seconde et troisième thématiques (bruit dans les nanotubes et dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire), il n'existe pas de lien direct. La raison est que lors de mon embauche à l'université de la Méditerranée, j'ai effectué un changement de thématique afin de m'insérer dans le groupe de nanophysique dirigé par Thierry Martin au Centre de Physique Théorique de Marseille.

Les résultats présentés dans ce manuscrit sont tous le fruit de calculs analytiques parfois assez longs avec pour certains d'entre eux une représentation graphique. Le détail des calculs n'est pas présenté dans ce manuscrit afin de ne pas en alourdir la lecture. Les aspects les plus techniques figurent dans les publications listées ci-dessous et dont les copies sont données en annexe D :

- *Theory of the anomalous Hall effect from the Kubo formula and the Dirac equation*
A. Crépieux et P. Bruno, **Phys. Rev. B** **64**, 014416 (2001)
- *Relativistic corrections in magnetic systems*
A. Crépieux et P. Bruno, **Phys. Rev. B** **64**, 094434 (2001)
- *Electron injection in a nanotube : noise correlations and entanglement*
A. Crépieux, R. Guyon, P. Devillard et T. Martin, **Phys. Rev. B** **67**, 205408 (2003)
- *Photo-assisted current and noise in the fractional quantum Hall effect*
A. Crépieux, P. Devillard et T. Martin, **Phys. Rev. B** **69**, 205302 (2004)
- *Electron injection in a nanotube with leads : finite frequency noise cross-correlations and anomalous charges*
A.V. Lebedev, A. Crépieux et T. Martin, **Accepté à Phys. Rev. B** (2005)

Chapitre 3

Théorie de l'effet Hall anormal

3.1 Introduction

Dans les matériaux magnétiques, la résistivité de Hall présente une contribution supplémentaire, proportionnelle à l'aimantation M :

$$\rho_H = R_0 B + 4\pi R_S M , \quad (3.1)$$

où B est le champ magnétique, R_0 , le coefficient de Hall normal et R_S , le coefficient de Hall anormal. L'origine physique de ces deux contributions est distincte : l'effet Hall normal est dû à la force de Lorentz tandis que l'effet Hall anormal résulte de la présence simultanée du couplage spin-orbite et d'une polarisation de spin. Expérimentalement, les contributions normales et anormales peuvent être séparées par une mesure de la résistivité de Hall en fonction du champ magnétique. A champ magnétique élevé, lorsque la saturation magnétique est atteinte, nous obtenons une variation linéaire de la résistivité de Hall avec une pente égale à R_0 et une ordonnée à l'origine proportionnelle à R_S comme indiqué sur la Fig. 3.1.

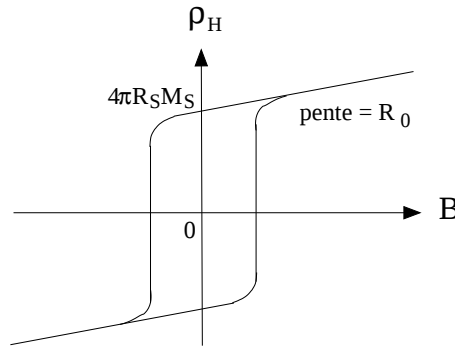


FIG. 3.1 – Cycle d'hystérésis de la résistivité de Hall pour un matériau magnétique.

Dans les années 60, des théories ont été développées afin d'expliquer l'effet Hall anormal. Deux mécanismes conduisant à l'effet Hall anormal ont été identifiés : le skew-scattering, proposé par Smit[1], et le side-jump, proposé par Berger[2]. Nous utiliserons dans ce chapitre les dénominations *diffusion asymétrique* pour skew-scattering et *saut latéral* pour side-jump. Ces

deux mécanismes peuvent être expliqués de la façon suivante : soit une onde plane incidente de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ qui subit une diffusion par un potentiel central induit, par exemple, par une impureté. En présence du couplage spin-orbite, l'amplitude du paquet d'onde après diffusion est anisotrope dans le sens où elle dépend des directions relatives de l'onde incidente et de l'onde diffusée. Elle dépend également de la direction du spin. Après une succession de diffusions, la trajectoire moyenne des électrons est déviée d'un angle qui dépend du spin. Ce premier mécanisme, représenté sur la Fig. 3.2a, correspond au mécanisme de *diffusion asymétrique*. Le second mécanisme provient d'un déplacement latéral dépendant du spin du centre du paquet d'onde durant la diffusion. Ce mécanisme est représenté sur la Fig. 3.2b, il correspond au *saut latéral*. Pour les deux mécanismes, l'effet est asymétrique et différent pour chacun des états de spin à cause du couplage spin-orbite. Les courants de spin up et de spin down seront donc différents. Dans les matériaux magnétiques, cela induit une composante transverse au courant de charge (voir Fig. 3.3d). C'est cet effet qui donne la résistivité de Hall anormale.

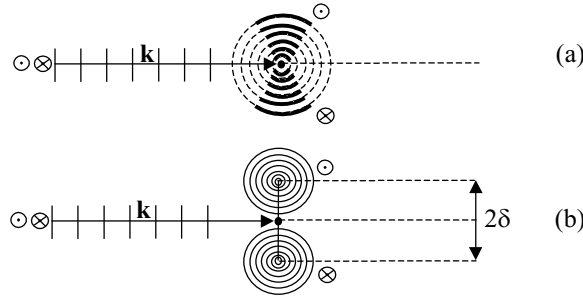


FIG. 3.2 – Représentation schématique (a) du mécanisme de *diffusion asymétrique* et (b) du mécanisme de *saut latéral*. $\odot$ désigne un spin up et $\otimes$ désigne un spin down. Les traits en gras représentent l'augmentation anisotrope de l'amplitude du paquet d'onde due au couplage spin-orbite.

Pour différentes raisons, il y a actuellement un regain d'intérêt pour l'effet Hall anormal. Ce n'est pas seulement lié au développement des études de transport dépendant du spin mais aussi du fait des comportements intéressants de la résistivité de Hall anormal observés dans les alliages granulaires[3], les films magnétiques[4] et les multicouches[5]. De plus, l'effet Hall anormal est de plus en plus utilisé comme un outil de mesure pour détecter, par exemple, l'aimantation[6], la dynamique des domaines magnétiques[7] ou l'anisotropie perpendiculaire[8]. Par ailleurs, un nouvel effet, proche de l'effet Hall anormal, a été récemment découvert par Hirsch : l'effet Hall de spin [9, 10] et fait l'objet de travaux actuels tant sur le plan théorique[11, 12, 13] qu'expérimental[14]. Ce mécanisme est illustré sur la Fig. 3.3b.

La méthode standard de calcul de la résistivité de Hall anormale consiste à inclure le couplage spin-orbite d'une part, dans la probabilité de transition (cela conduit à la contribution de *diffusion asymétrique* à condition d'aller au-delà de l'approximation de Born[15, 16]) et d'autre part, dans la vitesse (cela ajoute une vitesse anormale qui donne la contribution de *saut latéral*). Les calculs de la résistivité de Hall anormale sont généralement basés sur les équations de Boltzmann et utilisent une large gamme d'approximations, notamment en ce qui concerne la contribution de *saut latéral*. Certains calculs[17] de la contribution de *diffusion asymétrique* ont été réalisés dans le cadre du formalisme de Kubo. Cependant, il n'existait pas de formalisme général permettant de calculer simultanément les contributions de *diffusion asymétrique* et de *saut latéral*. L'objectif de notre travail était de combler ce déficit.

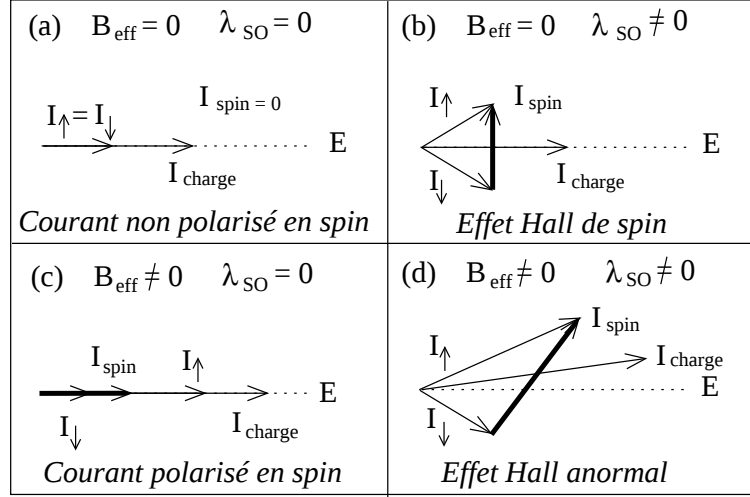


FIG. 3.3 – Représentation des courants up, down, de charge et de spin pour (a) $B_{\text{eff}} = 0$ et $\lambda_{\text{SO}} = 0$, (b) $B_{\text{eff}} = 0$ et $\lambda_{\text{SO}} \neq 0$, (c) $B_{\text{eff}} \neq 0$ et $\lambda_{\text{SO}} = 0$ et (d) $B_{\text{eff}} \neq 0$ et $\lambda_{\text{SO}} \neq 0$ où B_{eff} est le champ d'échange et λ_{SO} est l'amplitude du couplage spin-orbite. Ces différentes figures montrent dans quels cas les courants de charge et de spin peuvent acquérir une composante transverse par rapport au champ électrique $\mathbf{E}$ appliqué. Ils permettent également d'identifier les cas où l'effet Hall de spin et l'effet Hall anormal se produisent.

3.2 Approches de Pauli et de Dirac

Les calculs de la conductivité de Hall anormale sont en général basés sur l'Hamiltonien de Pauli. Cependant, dans notre modélisation, c'est-à-dire dans le cadre du formalisme de Kubo, il apparaît plus simple d'adopter une approche relativiste basée sur l'équation de Dirac. Pour justifier cela, nous allons tout d'abord rappeler la façon dont on calcule les contributions des mécanismes de *diffusion asymétrique* et de *saut latéral* dans l'approche de Pauli. En présence d'un potentiel V et d'un couplage d'échange faisant intervenir le champ $\mathbf{B}_{\text{eff}}$, l'Hamiltonien de Pauli est égal à $\tilde{H} + H_{rc}$, où $\tilde{H}$ est l'Hamiltonien non-relativiste :

$$\tilde{H} = \frac{p^2}{2m} - \mu_B (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{\text{eff}}) + V, \quad (3.2)$$

et H_{rc} est la correction relativiste à l'Hamiltonien à l'ordre $1/c^2$:

$$H_{rc} = -\frac{p^4}{8m^3c^2} + \frac{\hbar}{4m^2c^2}(\boldsymbol{\sigma} \times \nabla V) \cdot \mathbf{p} + \frac{\hbar^2}{8m^2c^2}\Delta V + H_{rxc}. \quad (3.3)$$

Les termes qui apparaissent dans l'éq. (3.3) sont par ordre d'apparition : la correction relativiste de masse, le couplage spin-orbite, le terme de Darwin et la correction relativiste du couplage d'échange H_{rxc} . La vitesse peut être calculée à partir de l'Hamiltonien : $\mathbf{v} = \partial H / \partial \mathbf{p}$. Dans l'approche de Pauli, elle est composée de deux parties : la première qui provient de l'Hamiltonien non-relativiste $\tilde{\mathbf{v}} = \partial \tilde{H} / \partial \mathbf{p}$ et la seconde qui résulte des corrections relativistes :

$$\mathbf{v}_{rc} = \frac{\partial H_{rc}}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{p^2 \mathbf{p}}{2m^3c^2} + \frac{\hbar}{4m^2c^2}(\boldsymbol{\sigma} \times \nabla V) + \mathbf{v}_{rxc}, \quad (3.4)$$

où $\mathbf{v}_{rxc}$ est la vitesse issue de H_{rxc} . Nous n'explicitons pas ces quantités ici, car nous sommes uniquement intéressés par les effets induits par le couplage spin-orbite. Leurs expressions sont

données dans la Réf. [18]. Le second terme dans le membre de droite de l'éq. (3.4) est la contribution du couplage spin-orbite à la vitesse, appelée vitesse anormale. Lorsque nous l'insérons dans la formule de Kubo, elle donne la contribution de *saut latéral*. Il est également possible d'isoler la contribution du couplage spin-orbite dans la fonction de Green G associée à l'Hamiltonien total H en effectuant le développement :

$$G = \tilde{G} + \tilde{G}H_{rc}\tilde{G} + \tilde{G}H_{rc}\tilde{G}H_{rc}\tilde{G} + \dots, \quad (3.5)$$

où $\tilde{G}$ est la fonction de Green non relativiste associée à $\tilde{H}$. Lorsque l'on reporte ce développement dans la formule de Kubo et effectuons le calcul au-delà de l'approximation de Born, nous obtenons la contribution de diffusion anormale.

Ainsi, dans l'approche de Pauli, nous obtenons les contributions des deux mécanismes de l'effet Hall anormal séparément : la *diffusion asymétrique* est obtenue lorsque le couplage spin-orbite est inclus dans la fonction de Green tandis que le *saut latéral* est obtenu lorsque la vitesse est corrigée par le couplage spin-orbite. Un problème important qui survient lorsqu'on utilise l'approche de Pauli est le traitement du désordre qui apparaît dans le terme du gradient ∇V . En effet, le couplage spin-orbite ajoute un terme qui dépend du désordre dans la vitesse, par l'intermédiaire de la vitesse anormale. Il est alors difficile de faire un calcul des corrections de vertex dans ce cas. Pour éviter ce problème, nous avons choisi comme point de départ l'équation de Dirac plutôt que l'Hamiltonien de Pauli.

L'équation de Dirac en présence d'un potentiel V et d'un champ magnétique effectif $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ s'écrit[19] :

$$H = c(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}) + \beta mc^2 + V - \mu_B \beta (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{\text{eff}}), \quad (3.6)$$

où $\boldsymbol{\alpha}$ et β sont les matrices de Dirac qui s'expriment respectivement à l'aide de la matrice de Pauli $\boldsymbol{\sigma}$ et de la matrice unité :

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

La vitesse associée à l'éq. (3.6) s'écrit simplement :

$$\mathbf{v} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}} = c\boldsymbol{\alpha} = c \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

A ce niveau, il y a une apparente contradiction entre les deux approches, car contrairement à l'approche de Pauli, il n'y a pas de contribution du couplage spin-orbite à la vitesse dans l'approche de Dirac : il n'est pas clair que le mécanisme de *saut latéral* apparaisse dans cette approche. Nous allons néanmoins montrer que, même si le couplage spin-orbite n'apparaît pas explicitement dans l'approche de Dirac, il est proprement pris en compte et la conductivité va contenir simultanément les contributions de la *diffusion asymétrique*, du *saut latéral* ainsi que les contributions d'ordres supérieurs en $1/c^2$.

Afin de vérifier cela, nous avons calculé formellement la limite faiblement relativiste de la conductivité à partir de l'équation de Dirac et l'avons comparé à la conductivité obtenue à partir de l'équation de Pauli. Nous avons utilisé le formalisme de Kubo qui permet d'exprimer la conductivité comme un produit d'opérateurs, plus précisément, un produit de fonctions

de Green et d'opérateurs vitesse. Il faut savoir que les expressions de la formule de Kubo données dans la littérature sont souvent fausses[20, 21, 22] pour ce qui concerne les éléments non-diagonaux du tenseur conductivité. Ces erreurs viennent d'une généralisation abusive de la formule de Kubo-Greenwood[23]. La formulation correcte des éléments diagonaux et non-diagonaux a été donnée par Streda[24], elle s'obtient à partir de la formule originale de Kubo[25]. Nous avons présenté la dérivation complète dans la Réf. [26], elle permet d'exprimer la conductivité comme la somme de deux termes $\tilde{\sigma}_{ij} = \tilde{\sigma}_{ij}^I + \tilde{\sigma}_{ij}^{II}$ avec :

$$\tilde{\sigma}_{ij}^I = \frac{e^2 \hbar}{4\pi\Omega} \text{Tr} \langle v_i (G^+ - G^-) v_j G^- - v_i G^+ v_j (G^+ - G^-) \rangle_c, \quad (3.9)$$

$$\tilde{\sigma}_{ij}^{II} = -\frac{e^2}{4i\pi\Omega} \text{Tr} \langle (G^+ - G^-) (r_i v_j - r_j v_i) \rangle_c, \quad (3.10)$$

où i et j sont les indices de direction x, y ou z , Ω est le volume de l'échantillon, $\langle \dots \rangle_c$ désigne la moyenne sur les configurations du système, G^+ et G^- sont les fonctions de Green avancée et retardée au niveau de Fermi : $G^\pm = G(\varepsilon_F \pm i0) = (\varepsilon_F \pm i0 - H)^{-1}$. Nous avons calculé ces fonctions de Green dans la Réf. [18].

Nous reportons les expressions de la vitesse de Dirac donnée par l'éq. (3.8) et de la fonction de Green de Dirac donnée par l'éq. (A3) de la Réf. [18] dans les éqs. (3.9) et (3.10) et nous effectuons un développement de la conductivité dans la limite faiblement relativiste pour la comparer à la conductivité obtenue dans l'approche de Pauli. Les détails de ce calcul sont présentés dans la Réf. [26]. A l'ordre 0 en $1/c$ (limite non relativiste), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{ij}^{(0)} &= \frac{e^2 \hbar}{4\pi\Omega} \text{Tr} \left\langle \frac{p_i}{m} (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) \frac{p_j}{m} \tilde{G}^- - \frac{p_i}{m} \tilde{G}^+ \frac{p_j}{m} (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) \right\rangle_c \\ &\quad - \frac{e^2}{4i\pi\Omega} \text{Tr} \left\langle (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) (r_i \frac{p_j}{m} - r_j \frac{p_i}{m}) \right\rangle_c, \end{aligned} \quad (3.11)$$

qui correspond exactement à la conductivité que l'on obtient lorsqu'on reporte l'expression de la vitesse non relativiste $\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{p}/m$ et la fonction de Green non relativiste $\tilde{G}$ dans les éqs. (3.9) et (3.10).

A l'ordre 2 en $1/c$, nous montrons que la conductivité s'écrit comme la somme de trois termes : $\tilde{\sigma}_{ij}^{(2)} = \tilde{\sigma}_{ij}^{SS} + \tilde{\sigma}_{ij}^{SJ} + \tilde{\sigma}_{ij}^{or}$. Le premier terme correspond à la *diffusion asymétrique* :

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{ij}^{SS} &= \frac{e^2 \hbar}{4\pi\Omega} \text{Tr} \left\langle \frac{p_i}{m} (\tilde{G}^+ H_{rc} \tilde{G}^+ - \tilde{G}^- H_{rc} \tilde{G}^-) \frac{p_j}{m} \tilde{G}^- + \frac{p_i}{m} (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) \frac{p_j}{m} \tilde{G}^- H_{rc} \tilde{G}^- \right. \\ &\quad \left. - \frac{p_i}{m} \tilde{G}^+ H_{rc} \tilde{G}^+ \frac{p_j}{m} (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) - \frac{p_i}{m} \tilde{G}^+ \frac{p_j}{m} (\tilde{G}^+ H_{rc} \tilde{G}^+ - \tilde{G}^- H_{rc} \tilde{G}^-) \right\rangle_c, \end{aligned} \quad (3.12)$$

le second terme correspond au *saut latéral* :

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{ij}^{SJ} &= \frac{e^2 \hbar}{4\pi\Omega} \text{Tr} \left\langle (\mathbf{v}_{rc})_i (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) \frac{p_j}{m} \tilde{G}^- - (\mathbf{v}_{rc})_i \tilde{G}^+ \frac{p_j}{m} (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) \right. \\ &\quad \left. + \frac{p_i}{m} (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) (\mathbf{v}_{rc})_j \tilde{G}^- - \frac{p_i}{m} \tilde{G}^+ (\mathbf{v}_{rc})_j (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) \right\rangle_c, \end{aligned} \quad (3.13)$$

et le dernier terme est égal à :

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{ij}^{or} &= -\frac{e^2}{4i\pi\Omega} \text{Tr} \left\langle (\tilde{G}^+ - \tilde{G}^-) (r_i (\mathbf{v}_{rc})_j - r_j (\mathbf{v}_{rc})_i) \right. \\ &\quad \left. + (\tilde{G}^+ H_{rc} \tilde{G}^+ - \tilde{G}^- H_{rc} \tilde{G}^-) \left(r_i \frac{p_j}{m} - r_j \frac{p_i}{m} \right) \right\rangle_c. \end{aligned} \quad (3.14)$$

En plus des contributions de *diffusion asymétrique* et de *saut latéral*, nous identifions une nouvelle contribution à l'effet Hall anormal, $\tilde{\sigma}_{ij}^{or}$, qui est reliée au moment orbital $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$. Dans la suite du calcul, nous ne tiendrons pas compte de cette contribution, en effet, pour les métaux de transition (pour lesquels nous avons un magnétisme itinérant), le moment orbital est bloqué donc nul. Néanmoins, pour d'autres types composés, il faudrait tenir compte de cette contribution orbitale.

L'expression de la conductivité $\tilde{\sigma}_{ij}^{(2)}$, donnée par les éqs. (3.12) à (3.14), est identique à celle que l'on obtient à partir des éqs. (3.9) et (3.10) lorsqu'on reporte les corrections relativistes à l'ordre le plus bas ($1/c^2$) de la vitesse $\mathbf{v}_{rc}$ et de la fonction de Green $\tilde{G}H_{rc}\tilde{G}$. Nous avons donc montré la coïncidence des conductivités obtenues dans les deux approches dans la limite faiblement relativiste jusqu'à l'ordre $1/c^2$.

En résumé, les contributions de *diffusion asymétrique* et de *saut latéral* sont obtenues séparément dans l'approche de Pauli tandis qu'elles sont obtenues simultanément dans l'approche de Dirac. Ainsi, il est difficile de distinguer entre les deux contributions lorsqu'on adopte une description en terme d'équation de Dirac. Cependant, cette approche possède un avantage dans le sens où le désordre n'apparaît qu'au niveau des fonctions de Green, contrairement à l'approche de Pauli pour laquelle le désordre apparaît à la fois au niveau de la vitesse et au niveau des fonctions de Green. Il est alors possible dans le calcul de sortir les opérateurs vitesse de la moyenne sur les configurations et ainsi de calculer les corrections de vertex à la conductivité. Pour cette raison, l'approche de Dirac est plus appropriée pour calculer la résistivité de Hall anormale.

Dans les parties suivantes, nous présentons des applications directes de notre modèle. Dans la section 3.3, nous nous limitons au cas faiblement relativiste : les calculs sont alors complètement analytiques et les résultats obtenus dans les approches de Dirac et de Pauli coïncident. Dans la section 3.4, nous présentons des résultats numériques obtenus avec l'approche de Dirac pour des valeurs variables de la concentration de désordre et de l'amplitude de couplage spin-orbite.

3.3 Calcul de la résistivité de Hall anormale pour un composé ferromagnétique

Nous considérons un composé ferromagnétique massif de symétrie cubique soumis à un potentiel V que nous allons traiter en perturbation. L'Hamiltonien décrivant ce système est $H = H_0 + W$ où H_0 désigne l'Hamiltonien non perturbé et W est la perturbation qui diffère selon l'approche utilisée :

- dans l'approche de Dirac : $W = V$;
- dans l'approche de Pauli : $W = V + H_{SO}$ où H_{SO} est le couplage spin-orbite.

Nous définissons l'axe z comme étant l'axe d'aimantation du composé. Le tenseur conductivité possède alors la symétrie suivante :

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_{xx} & \tilde{\sigma}_{xy} & 0 \\ -\tilde{\sigma}_{xy} & \tilde{\sigma}_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\sigma}_{zz} \end{pmatrix} . \quad (3.15)$$

Nous nous limitons au calcul des corrections relativistes des éléments non-diagonaux. Remarquons néanmoins que les corrections relativistes aux éléments diagonaux correspondent à l'anisotropie de magnéto-résistance (AMR) qui conduit à une différence à l'ordre $1/c^4$ entre $\tilde{\sigma}_{xx}$ et $\tilde{\sigma}_{zz}$. Dans cette étude, les éléments diagonaux sont calculés à l'ordre $1/c^0$ et sont donc tous égaux entre eux tandis que les éléments non-diagonaux sont calculés à l'ordre $1/c^2$.

Dans la Réf. [26], nous montrons que, dans la limite d'une faible diffusion, les éléments du tensor conductivité donnés par les éqs. (3.9) et (3.10) se réduisent à :

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \frac{e^2 \hbar}{2\pi\Omega} \text{Tr} \langle v_i G^+ v_j G^- \rangle_c , \quad (3.16)$$

où $G^\pm = (\varepsilon_F \pm i0 - H)^{-1}$ est la fonction de Green de l'Hamiltonien total au niveau de Fermi. Nous introduisons un certain nombre de quantités qui vont nous permettre de réécrire l'éq. (3.16) en terme de la fonction de Green moyennée sur l'ensemble des configurations. Nous définissons l'énergie auto-cohérente Σ , la matrice T et la fonction de Green moyennée sur l'ensemble des configurations $\underline{G}$ comme suit :

$$\Sigma = \langle W G_0 W \rangle_c + \langle W G_0 W G_0 W \rangle_c + \dots , \quad (3.17)$$

$$T = W + W \underline{G} T , \quad (3.18)$$

$$\underline{G} = \langle G \rangle_c = (\varepsilon_F - H_0 - \Sigma)^{-1} , \quad (3.19)$$

où $G_0 = (\varepsilon_F - H_0)^{-1}$ est la fonction de Green de l'Hamiltonien non perturbé au niveau de Fermi. A ce niveau, nous faisons un certain nombre d'approximations :

- nous négligeons les corrections de localisation faible, cela signifie que nous ne prenons pas en compte les diagrammes de Feynman croisés, seuls les diagramme en échelles sont retenus (nous avons, dans un autre travail, calculé les corrections de localisation faible, les résultats sont présentés dans la Réf. [27]) ;
- nous faisons l'approximation du potentiel cohérent[28, 29] qui impose $\langle T \rangle_c = 0$.

Dans ces conditions, l'éq. (3.16) devient :

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \frac{e^2 \hbar}{2\pi\Omega} \text{Tr} \langle v_i \underline{G}^+ v_j \underline{G}^- \rangle_c + \frac{e^2 \hbar}{2\pi\Omega} \text{Tr} \langle v_i \underline{G}^+ T \underline{G}^+ v_j \underline{G}^- T \underline{G}^- \rangle_c . \quad (3.20)$$

Le premier terme dans cette expression correspond au diagramme “bulle” (voir Fig. 3.4) tandis que le second terme correspond aux corrections de vertex (voir Figs. 3.5 et 3.6). Ainsi, nous avons réduit notre problème au calcul de deux quantités : la valeur moyenne de la fonction de Green (c'est-à-dire le calcul de l'énergie auto-cohérente) et le calcul des corrections de vertex. Pour cela, nous nous plaçons dans la limite d'une faible diffusion et retenons uniquement l'ordre le plus bas dans le développement de l'énergie auto-cohérente $\Sigma = \langle W G_0 W \rangle_c$ et dans la matrice $T = W + W \underline{G} W$. Nous faisons par ailleurs l'approximation des électrons libres et considérons une bande d'énergie parabolique.

En ce qui concerne les éléments diagonaux, nous avons à calculer :

$$\tilde{\sigma}_{ii}^{bulle} = \frac{e^2 \hbar}{2\pi\Omega} \sum_{kss'} \langle k, s | v_i | k, s' \rangle \langle k, s' | \underline{G}^+ | k, s' \rangle \langle k s' | v_i | k, s \rangle \langle k, s | \underline{G}^- | k, s \rangle . \quad (3.21)$$

Les éléments de matrice de l'opérateur vitesse se calculent directement à partir de son expression. Les éléments de matrice des fonctions de Green font apparaître les éléments de matrice de l'énergie auto-cohérente. Dans le cadre des approximations que nous faisons, la partie imaginaire de l'énergie auto-cohérente s'écrit comme l'inverse d'un temps de vie :

$$\frac{\hbar}{2\tau_k^s} = -\text{Im}\langle k, s | \Sigma^+ | k, s \rangle = -\text{Im}\langle k, s | \langle V G_0^+ V \rangle_c | k, s \rangle = \pi \Omega_0 \mathcal{N}_s(\varepsilon_k^s) \langle V^2 \rangle_c, \quad (3.22)$$

où $\mathcal{N}_{\uparrow(\downarrow)}$ est la densité d'états pour les électrons de spins up (down).

A l'issue de ce calcul, nous obtenons la relation d'Einstein avec deux canaux de spin :

$$\tilde{\sigma}_{xx} = e^2 \frac{n_{\uparrow} \tau_F^{\uparrow}}{m} + e^2 \frac{n_{\downarrow} \tau_F^{\downarrow}}{m}, \quad (3.23)$$

où $n_{\uparrow(\downarrow)} = m \mathcal{N}_{\uparrow(\downarrow)}(\varepsilon_F) (v_F^{\uparrow(\downarrow)})^2 / 3$ est la densité d'électrons pour les spins up(down).



FIG. 3.4 – Diagramme “bulle” contribuant à la conductivité diagonale uniquement (à l'ordre 0 en $1/c$).

Pour calculer les éléments non-diagonaux, il nous a fallu identifier les diagrammes de Feynman qui contribuent à l'effet Hall anormal pour chacun des deux mécanismes. En ce qui concerne le mécanisme de *diffusion asymétrique*, il n'y a que les deux diagrammes de la Fig. 3.5 à considérer : le potentiel intervient une fois à l'ordre $1/c^2$ et deux fois à l'ordre $1/c^0$. Ils sont identiques dans l'approche de Pauli et de Dirac faiblement relativiste et conduisent pour la *diffusion asymétrique* à l'expression suivante :

$$\tilde{\sigma}_{xy}^{SS} = -\frac{e^2 \lambda^2}{2\hbar} \frac{\pi \Omega \langle V^3 \rangle_c}{\hbar \langle V^2 \rangle_c} (n_{\uparrow}^2 \tau_F^{\uparrow} - n_{\downarrow}^2 \tau_F^{\downarrow}), \quad (3.24)$$

où $\lambda = \hbar/mc$ est la longueur d'onde de Compton renormalisée par les effets de structure de bande.

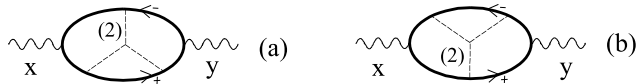


FIG. 3.5 – Diagrammes contribuant à la conductivité non-diagonale selon le mécanisme de diffusion asymétrique, que ce soit dans l'approche de Dirac ou de Pauli. Le nombre entre parenthèses indique l'ordre par rapport à $1/c$ des éléments de matrice de la vitesse (trait ondulé), de la fonction de Green moyenne (trait plein) ou du potentiel (trait pointillé). Il est omis à l'ordre 0 en $1/c$.

Les diagrammes de Feynman qui contribuent au terme de *saut latéral* sont différents selon que l'on prend comme point de départ l'approche de Dirac (colonne de gauche de la Fig. 3.6) ou l'approche de Pauli (colonne de droite de la Fig. 3.6) :

- dans l’approche de Dirac, ils font intervenir une vitesse à l’ordre c , un potentiel à l’ordre $1/c$ et une fonction de Green à l’ordre $1/c^2$, ce qui s’interprète comme une transition virtuelle avec retournement de spin vers la bande inférieure présente dans l’approche relativiste (voir Fig. 3.7);
- dans l’approche de Pauli, ils font intervenir une vitesse à l’ordre $1/c^2$. Ils ne peuvent pas, comme dans l’approche de Dirac, correspondre à des transitions virtuelles entre la bande supérieure et la bande inférieure pour la simple raison qu’il n’y a pas de bande inférieure dans l’approche de Pauli. En revanche, nous avons, dans cette approche, une contribution supplémentaire à la vitesse (la vitesse anormale) qui est à l’ordre $1/c^2$ et qui donne précisément la contribution de *saut latéral*.

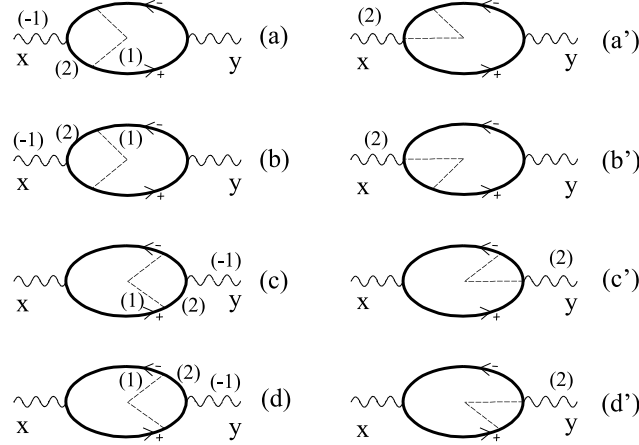


FIG. 3.6 – Diagrammes contribuant à la conductivité non-diagonale selon le mécanisme de saut latéral dans l’approche de Dirac (colonne de gauche) et dans l’approche de Pauli (colonne de droite). Le nombre entre parenthèses indique l’ordre par rapport à $1/c$ des éléments de matrice de la vitesse (trait ondulé), de la fonction de Green moyenne (trait plein) ou du potentiel (trait pointillé). Il est omis à l’ordre 0 en $1/c$.

Malgré le fait que les diagrammes de Feynman diffèrent, nous obtenons dans la limite faiblement relativiste la même expression, dans les deux approches, pour la contribution de *saut latéral* à la conductivité non-diagonale :

$$\tilde{\sigma}_{xy}^{SJ} = -\frac{e^2 \lambda^2}{2\hbar} (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) . \quad (3.25)$$

A l’aide de ces résultats, nous pouvons maintenant discuter de l’influence de la diffusion par les impuretés et de la diffusion par les phonons sur la résistivité longitudinale et sur la résistivité de Hall anormale qui, dans la limite $\tilde{\sigma}_{xy} \ll \tilde{\sigma}_{xx}$, s’expriment en fonction de $\langle V^2 \rangle_c$ et $\langle V^3 \rangle_c$:

$$\begin{cases} \tilde{\sigma}_{xx} \propto 1/\langle V^2 \rangle_c \\ \tilde{\sigma}_{xy}^{SS} \propto \langle V^3 \rangle_c / \langle V^2 \rangle_c^2 \\ \tilde{\sigma}_{xy}^{SJ} \text{ independant de } \langle V^n \rangle_c \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tilde{\rho}_{xx} \simeq 1/\tilde{\sigma}_{xx} \propto \langle V^2 \rangle_c \\ \tilde{\rho}_{xy}^{SS} \simeq \tilde{\sigma}_{xy}^{SS} / \tilde{\sigma}_{xx}^2 \propto \langle V^3 \rangle_c \\ \tilde{\rho}_{xy}^{SJ} \simeq \tilde{\sigma}_{xy}^{SJ} / \tilde{\sigma}_{xx}^2 \propto \langle V^2 \rangle_c^2 \end{cases} . \quad (3.26)$$

Dans le cas de la diffusion par les impuretés d’un alliage binaire $A_x B_{1-x}$, nous avons :

$$\langle V^2 \rangle_c = x(1-x)(\varepsilon_A - \varepsilon_B)^2 , \quad (3.27)$$

$$\langle V^3 \rangle_c = x(1-x)(1-2x)(\varepsilon_A - \varepsilon_B)^3 , \quad (3.28)$$

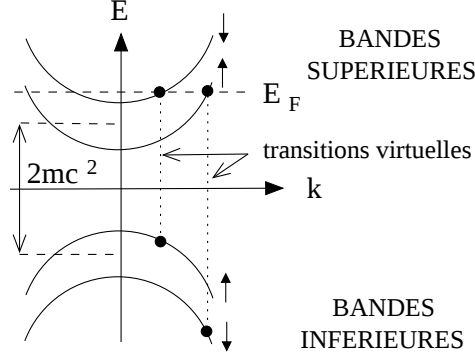


FIG. 3.7 – Le mécanisme de saut latéral correspond à une transition virtuelle entre la bande supérieure et la bande inférieure de l'Hamiltonien de Dirac. Cette transition virtuelle s'accompagne d'un retournement de spin.

où $\varepsilon_{A(B)}$ est la valeur du potentiel V sur le site $A(B)$ et x est la concentration de sites A . Dans la limite d'un faible désordre ($x \ll 1$), nous obtenons :

$$\begin{cases} \tilde{\rho}_{xx} \propto x \\ \tilde{\rho}_{xy}^{SS} \propto (x - 3x^2) \\ \tilde{\rho}_{xy}^{SJ} \propto x^2 \end{cases}, \quad (3.29)$$

qui est en accord avec la relation empirique : $\tilde{\rho}_H = \tilde{\rho}_{yx} = a\tilde{\rho}_{xx} + b\tilde{\rho}_{xx}^2$ [1, 2]. Néanmoins, ce résultat montre que le terme quadratique trouve son origine, non seulement dans le mécanisme de *saut latéral* mais aussi dans le mécanisme de *diffusion asymétrique*.

Dans le cas de la diffusion par les phonons, le troisième moment $\langle V^3 \rangle_c$ est très petit à cause des fluctuations de signe du potentiel diffusif généré par les phonons. En conséquence, la contribution de la *diffusion asymétrique* est négligeable [30] et nous avons :

$$\begin{cases} \tilde{\rho}_{xx} \propto \langle V^2 \rangle_c \\ \tilde{\rho}_{xy}^{SS} \simeq 0 \\ \tilde{\rho}_{xy}^{SJ} \propto \langle V^2 \rangle_c^2 \end{cases}, \quad (3.30)$$

ce qui conduit à la relation $\tilde{\rho}_{xy} \propto \tilde{\rho}_{xx}^2$, qui est en accord avec les résultats expérimentaux [31].

3.4 Calculs numériques

Les expressions analytiques données par les éqs. (3.24) et (3.25) ont été obtenues dans la limite d'une faible diffusion et dans l'approximation des électrons libres. Pour nous affranchir de ces hypothèses, nous avons effectué des calculs numériques dans le cadre du modèle des liaisons fortes en utilisant l'approximation du potentiel cohérent afin de traiter le désordre pour un alliage binaire $A_x B_{1-x}$.

Le point de départ est l'Hamiltonien effectif $\underline{H}$ qui est obtenu à partir de l'Hamiltonien de Dirac de l'éq. (3.6) en remplaçant le potentiel désordonné et le couplage d'échange par l'énergie

auto-cohérente Σ définie par l'éq. (3.17) :

$$\underline{H} = H_0 + \Sigma = c(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}) + \beta mc^2 + \Sigma, \quad (3.31)$$

où H_0 est l'Hamiltonien de Dirac non perturbé. La fonction de Green moyennée sur les configurations $\underline{G}$ s'obtient à partir de l'Hamiltonien effectif dont la représentation matricielle dans la base des grandes et petites composantes de l'équation de Dirac est, dans l'approximation des liaisons fortes :

$$\underline{H}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \Sigma_{11} & \Sigma_{12} & \Sigma_{13} - P_z & \Sigma_{14} - P_x + iP_y \\ \Sigma_{21} & \Sigma_{22} & \Sigma_{23} - P_x - iP_y & \Sigma_{24} + P_z \\ \Sigma_{31} - P_z & \Sigma_{32} - P_x + iP_y & \Sigma_{33} - 2mc^2 & \Sigma_{34} \\ \Sigma_{41} - P_x - iP_y & \Sigma_{42} + P_z & \Sigma_{43} & \Sigma_{44} - 2mc^2 \end{pmatrix}, \quad (3.32)$$

où nous avons introduit la notation : $P_j = (2i\hbar c/a_0) \sin(k_j a_0)$ avec $j = x, y$ et z . L'origine des énergies a été déplacée de $-mc^2$. Pour calculer $\underline{G}$, il fallait déterminer numériquement l'énergie auto-cohérente. C'est ce que nous avons fait en utilisant une procédure itérative. Pour calculer les corrections de vertex, nous avons introduit la fonction de vertex $\Gamma_j = \langle T \underline{G} v_j \underline{G} T \rangle$. Nous l'avons déterminé numériquement par résolution d'un système d'équations. Ce principe de calcul de la fonction de vertex ne s'applique que pour les diagrammes en échelle (voir Fig. 3.8). Les diagrammes croisés ont donc été négligés dans ce calcul numérique.

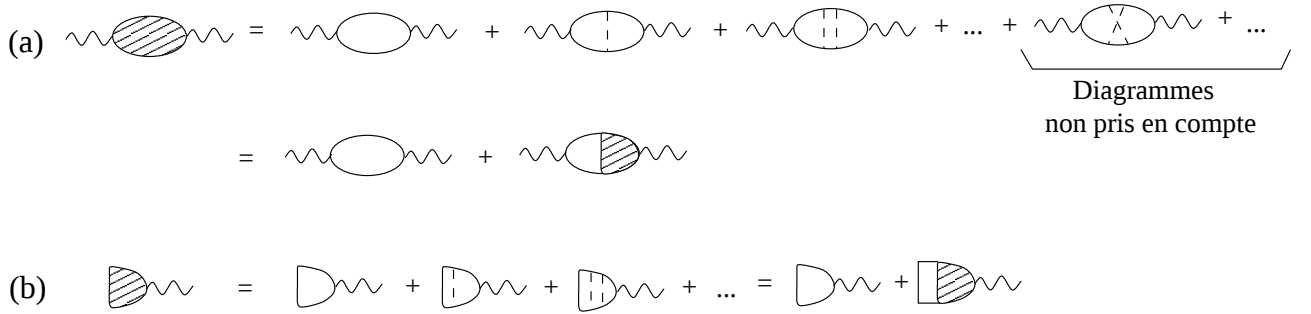


FIG. 3.8 – (a) Représentation schématique des diagrammes de Feynman qui contribuent à la conductivité. Le diagramme en grisé signifie qu'une somme sur tous les diagrammes a été effectuée. Les diagrammes croisés ne sont pas pris en compte dans le calcul. (b) Représentation schématique de l'équation vérifiée par la fonction de vertex, dans l'hypothèse où seuls les diagrammes en échelle contribuent.

La variation de la résistivité de Hall $\tilde{\rho}_H \approx \tilde{\sigma}_{xy}/\tilde{\sigma}_{xx}^2$ en fonction de la concentration x et du couplage spin-orbite est représentée sur la Fig. 3.9. Nous obtenons une inversion du signe de la résistivité de Hall anormale pour une valeur particulière de la concentration qui correspond à une compensation exacte entre les contributions de *diffusion asymétrique* et de *saut latéral*. Un tel changement de signe a été observé expérimentalement dans les alliages de PdCo et PdNi[32, 33].

La variation de la résistivité de Hall anormale en fonction du couplage spin-orbite est consistante avec les relations d'Onsager, car la courbe numérique ne peut être décrite que si l'on considère les puissances impaires du couplage spin-orbite. Un très bon accord est obtenu avec les expressions analytiques données par les éqs. (3.24) et (3.25) qui s'appliquent dans la limite faiblement diffusive ($x \approx 0$ ou $x \approx 1$) et dans la limite faiblement relativiste ($\lambda_{SO} \approx 0$).

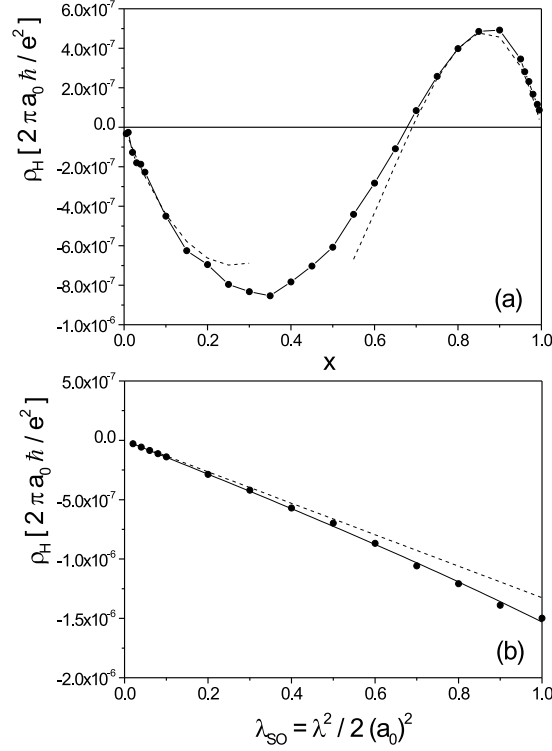


FIG. 3.9 – Variation de la résistivité de Hall anormale en fonction (a) de la concentration pour $\lambda_{SO} = 0,5$ et (b) du couplage spin-orbite pour $x = 0,2$. Les autres paramètres sont $\varepsilon_F/t = 0,2$, $\varepsilon_A/t = 0,1$ et $\varepsilon_B/t = 0$. Les traits et cercles pleins correspondent aux résultats numériques tandis que les traits pointillés correspondent aux eqs. (3.24) et (3.25).

3.5 Conclusion

Nous avons développé un modèle basé sur l'équation de Dirac et le formalisme de Kubo qui permet de calculer sur la même base la conductivité de Hall anormale due au mécanisme de la *diffusion asymétrique* et au mécanisme du *saut latéral*. Nous avons étudié en détail la cohérence de cette approche avec celle basée sur l'Hamiltonien de Pauli dans la limite faiblement relativiste. Nous avons appliqué notre modèle au traitement d'un composé ferromagnétique désordonné dans l'approximation des électrons libres et dans la limite faiblement relativiste et faiblement désordonné. Par ce moyen, nous avons obtenu des expressions explicites de la conductivité de Hall anormale. Nous avons également identifié les diagrammes de Feynman qui donnent les mécanismes de *diffusion asymétrique* et de *saut latéral* et avons montré qu'en ce qui concerne le mécanisme de *saut latéral*, les diagrammes diffèrent selon que l'on prend comme point de départ l'Hamiltonien de Pauli ou bien l'Hamiltonien de Dirac.

Ces résultats ont été appliqués à différents cas de figure, notamment au cas d'un alliage binaire A_xB_{1-x} pour lequel nous pouvons exprimer les moyennes $\langle V^2 \rangle_c$ et $\langle V^3 \rangle_c$ en fonction de la concentration x . Dans la limite d'un alliage faiblement désordonné, nous avons montré que, tandis que la résistivité diagonale $\tilde{\rho}_{xx}$ est proportionnelle à la concentration x , la contribution de *diffusion asymétrique* à la résistivité non-diagonale $\tilde{\rho}_{xy}$ est proportionnelle à $x - 3x^2$ et la

contribution de *saut latéral* à la résistivité non-diagonale $\tilde{\rho}_{xy}$ est proportionnelle à x^2 . Ceci est en accord avec le résultat empirique $\tilde{\rho}_{xy} = a\tilde{\rho}_{xx} + b\tilde{\rho}_{xx}^2$ mais montre que la dépendance quadratique provient des deux mécanismes (*saut latéral* et *diffusion asymétrique*) contrairement à l'idée courante qui attribue la contribution quadratique au seul mécanisme de *saut latéral*.

Nous avons également effectué un calcul numérique de la résistivité de Hall anormale afin de nous affranchir de l'hypothèse du faible désordre et de la limite faiblement relativiste. Les courbes que nous obtenons sont tout à fait consistantes avec les cas limites calculés analytiquement et révèlent des comportements intéressants, notamment une inversion du signe de la résistivité de Hall anormale lorsque la concentration de désordre varie.

Disposant d'une méthode de calcul numérique basée sur l'équation de Dirac et la formule de Kubo, il est maintenant possible d'envisager un calcul systématique de la résistivité de Hall anormale pour différents composés ferromagnétiques. La prise en compte de la structure de bandes de chacun des composés devrait permettre une comparaison avec les résultats expérimentaux.

Chapitre 4

Injection d'électrons dans un nanotube de carbone

4.1 Introduction

Les nanotubes de carbone ont été découverts par S. Iijima en 1991 dans les résidus de la synthèse de fullerènes[34]. Depuis, ils font l'objet d'un nombre croissant d'études, et moins de quinze années après leur découverte, ils ont un potentiel d'applications considérable du fait de leurs propriétés remarquables. L'une de ces propriétés est que, selon la chiralité (c'est-à-dire l'axe d'enroulement du plan de graphène), un nanotube de carbone est soit semi-conducteur, soit métallique. Une étude détaillée de la structure électronique de ces derniers[35] montre que ce sont des conducteurs unidimensionnels à plusieurs canaux de conduction (voir Fig. 4.1). En conséquence, les interactions coulombiennes influent sur les propriétés de transport dans de tels systèmes.

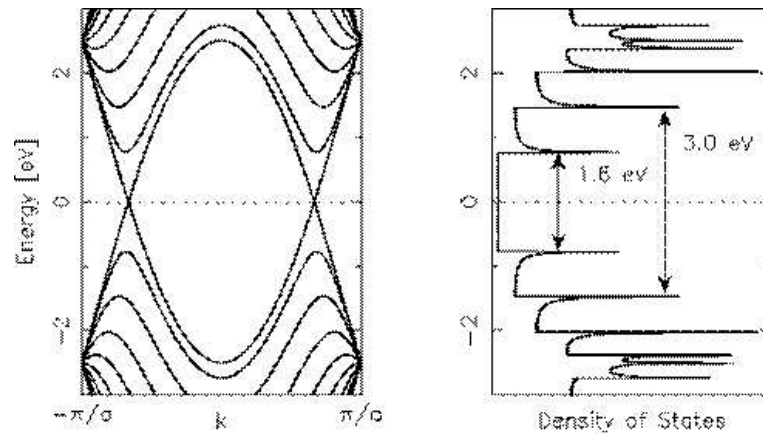


FIG. 4.1 – Structure de bande et densité d'états d'un nanotube “armchair” (10,10).

Lorsque les contacts aux extrémités du nanotube ont une faible transmission (barrières tunnels de faible transparence), il se produit un effet de blocage de Coulomb avec une variation par paliers du courant[36] et une structure en diamants lorsque la tension appliquée et la tension de grille varient[37]. En revanche, lorsque les contacts ont une bonne transmission, les

mesures de transport reflètent un comportement du type liquide de Luttinger[38, 39]. Les interactions coulombiennes sont notamment responsables dans ce cas de la suppression du courant à basse tension (loi de puissance dans la caractéristique courant-tension). Cependant, d'autres phénomènes, telle que la diffusion par des impuretés, peuvent également conduire à une loi de puissance. Il n'est donc pas possible d'obtenir des informations sur l'amplitude des interactions coulombiennes à partir de la seule caractéristique courant-tension. Dans le cas d'un fil unidimensionnel connecté à deux réservoirs ayant des potentiels chimiques différents, il a été montré que la conductance ne dépendait pas de la constante d'interactions coulombiennes[40, 41, 42]. En revanche, le courant et le bruit de rétrodiffusion par une impureté située dans le fil présentent des caractéristiques intéressantes à fréquence finie[43, 44, 45].

Dans ce travail, nous avons proposé une géométrie particulière à trois terminaux impliquant un nanotube de carbone qui permettrait d'accéder par une mesure expérimentale à la valeur de l'interaction coulombienne. Plus précisément, le système que nous considérons est un nanotube de carbone dont les deux extrémités sont connectées à des réservoirs reliés à la masse (voir Fig. 4.2). Une tension V est appliquée à une pointe métallique que l'on approche du nanotube provoquant ainsi un transfert d'électrons par effet tunnel dans le nanotube.

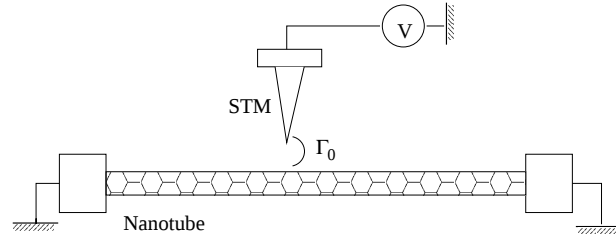


FIG. 4.2 – Représentation schématique du circuit STM-nanotube : les électrons sont injectés de la pointe vers le nanotube et le courant est mesuré aux deux extrémités du nanotube.

Dans ce qui suit, nous présentons tout d'abord l'étude d'un nanotube de longueur infinie (les contacts électriques aux extrémités du nanotube ne sont pas pris en compte). Après une présentation du modèle utilisé (liquide de Luttinger) et du formalisme de calcul des propriétés de transport (fonctions de Green Keldysh), nous donnons les expressions obtenues pour le courant, le bruit et les corrélations croisées. La géométrie choisie pose des questions fondamentales sur l'injection d'électrons et la propagation de charges dans un système en interactions, ainsi que sur l'intrication qui en résulte. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous montrons ce que deviennent ces résultats en présence des contacts électriques de mesure.

4.2 Calcul du courant pour un nanotube de longueur infinie

L'Hamiltonien décrivant le système STM/Nanotube est formé de trois termes : la contribution du nanotube H_N , la contribution de la pointe H_{STM} et l'Hamiltonien tunnel H_T . La bosonisation de l'Hamiltonien décrivant le nanotube après linéarisation de son spectre d'énergie (voir

Fig. 4.3) permet la prise en compte des interactions coulombiennes. Il s'écrit alors sous la forme suivante[46] :

$$H_N = \frac{1}{2} \sum_{j\delta} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left(v_{j\delta} K_{j\delta} (\partial_x \phi_{j\delta}(x, t))^2 + \frac{v_{j\delta}}{K_{j\delta}} (\partial_x \theta_{j\delta}(x, t))^2 \right), \quad (4.1)$$

où les indices j et δ font références aux quatre types d'excitations se propageant librement dans le nanotube : charge totale ($j\delta = c+$), charge relative ($j\delta = c-$), spin total ($j\delta = s+$) et spin relatif ($j\delta = s-$). Pour chacun de ces quatre secteurs : les opérateurs $\phi_{j\delta}$ et $\theta_{j\delta}$ sont les champs bosoniques non-chiraux, $K_{j\delta}$ représente la constante d'interactions coulombiennes et $v_{j\delta} = v_F/K_{j\delta}$, la vitesse associée au secteur $\{j\delta\}$. x fait référence à la position le long de l'axe du nanotube. Nous prenons comme origine de cet axe la position de la pointe. Pour éviter les problèmes liés aux facteurs de Klein, nous avons choisi de modéliser l'Hamiltonien H_{STM} de la pointe comme un liquide de Luttinger sans interactions, avec une vitesse au niveau de Fermi égale à u_F . Cela signifie que l'on écrit l'Hamiltonien de la pointe en terme des champs non-chiraux avec une constante d'interactions coulombiennes égale à 1. C'est une hypothèse standard dans les études du modèle Kondo notamment.

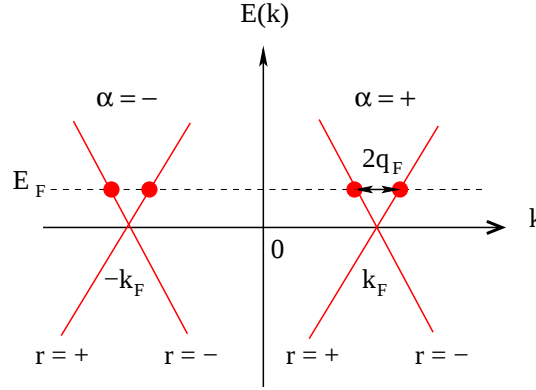


FIG. 4.3 – Spectre d'énergie d'un nanotube de carbone métallique après linéarisation au voisinage du niveau de Fermi[46].

L'Hamiltonien de transfert tunnel est donné par :

$$H_T = \sum_{r\alpha\sigma} \left(\Gamma(t) \Psi_{r\alpha\sigma}^\dagger(0, t) c_\sigma(t) + \Gamma^*(t) c_\sigma^\dagger(t) \Psi_{r\alpha\sigma}(0, t) \right), \quad (4.2)$$

où l'indice r fait référence aux deux directions de propagation : droite ($r = +$) et gauche ($r = -$), l'indice $\alpha = \pm$ fait référence aux deux modes du nanotube et l'indice $\sigma = \pm$ permet de prendre en compte le degré de liberté de spin. L'amplitude de transfert tunnel acquiert une dépendance temporelle due à la tension V appliquée : $\Gamma(t) = \Gamma_0 e^{i\omega_0 t}$ avec $\omega_0 = eV/\hbar$. Enfin, $c_\sigma^\dagger$ et c_σ sont les opérateurs fermioniques de création et de destruction d'un électron de spin σ dans la pointe STM et $\Psi_{r\alpha\sigma}^\dagger$ et $\Psi_{r\alpha\sigma}$ les opérateurs fermioniques de création et de destruction d'un électron du canal $\{r\alpha\sigma\}$ dans le nanotube. Il s'exprime comme :

$$\Psi_{r\alpha\sigma}^\dagger(x, t) = \frac{F_{r\alpha\sigma}}{\sqrt{2\pi a}} e^{-i\alpha k_F x - irq_F x - i\varphi_{r\alpha\sigma}(x, t)}, \quad (4.3)$$

où $F_{r\alpha\sigma}$ est un facteur de Klein qui garantit les bonnes relations de commutations entre les opérateurs, a est la longueur de coupure qui apparaît dans la théorie des liquides de Luttinger (ici, elle est reliée au diamètre du nanotube[46]), k_F et q_F sont définis sur la Fig. 4.3. Le champ $\varphi_{r\alpha\sigma}$ est relié aux champs bosoniques $\phi_{j\delta}$ et $\theta_{j\delta}$ qui apparaissent dans H_N par la relation :

$$\varphi_{r\alpha\sigma}(x, t) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{j\delta} h_{\alpha\sigma j\delta} (\phi_{j\delta}(x, t) + r\theta_{j\delta}(x, t)) , \quad (4.4)$$

où les coefficients $h_{\alpha\sigma c+} = 1$, $h_{\alpha\sigma c-} = \alpha$, $h_{\alpha\sigma s+} = \sigma$ et $h_{\alpha\sigma s-} = \alpha\sigma$ font le lien explicite entre les canaux $\{r\alpha\sigma\}$ et les secteurs $\{j\delta\}$ qui apparaissent dans les différentes notations.

Le courant le long du nanotube est donné, dans le cadre du formalisme de Keldysh[47], par :

$$\langle I(x, t) \rangle = \frac{1}{2} \sum_{\eta} \langle T_K \{ I(x, t^{\eta}) e^{-i \int_K dt_1 H_T(t_1)} \} \rangle , \quad (4.5)$$

où $\eta = +/-$ fait référence à la branche supérieure/inférieure du contour Keldysh et T_K est l'opérateur d'ordre temporel sur le contour Keldysh. L'intégrale dans l'exponentielle se fait sur le contour Keldysh (voir Fig. 4.4) qu'il est nécessaire d'introduire ici, car du fait de la tension appliquée, nous avons à traiter une situation hors-équilibre.

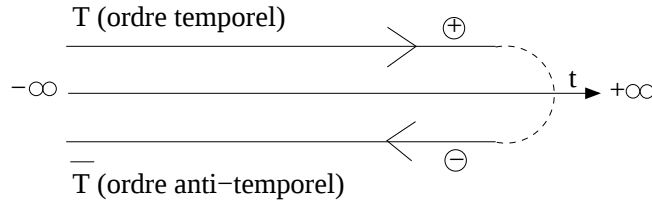


FIG. 4.4 – Les deux branches du contour Keldysh.

Après avoir reporté dans l'expression (4.5) l'opérateur courant donné par :

$$I(x, t) = ev_F \sum_{r\alpha\sigma} r \Psi_{r\alpha\sigma}^{\dagger}(x, t) \Psi_{r\alpha\sigma}(x, t) = 2ev_F \sqrt{\frac{2}{\pi}} \partial_x \phi_{c+}(x, t) , \quad (4.6)$$

et développé l'exponentielle à l'ordre deux par rapport à l'amplitude tunnel Γ_0 (calcul perturbatif au plus bas ordre relevant), nous obtenons une expression du courant moyen en terme des fonctions de Green Keldysh des champs bosoniques associées, d'une part à la pointe, et d'autre part au nanotube. En ce qui concerne le nanotube, les fonctions de Green nécessaires au calcul sont au nombre de quatre :

$$G_{j\delta(K)}^{\theta\theta}(x, x', t) = \langle T_K \{ \theta_{j\delta}(x, t) \theta_{j\delta}(x', 0) \} \rangle - \langle T_K \{ \theta_{j\delta}(x, t) \theta_{j\delta}(x, t) \} \rangle , \quad (4.7)$$

$$G_{j\delta(K)}^{\theta\phi}(x, x', t) = \langle T_K \{ \theta_{j\delta}(x, t) \phi_{j\delta}(x', 0) \} \rangle - \langle T_K \{ \theta_{j\delta}(x, t) \phi_{j\delta}(x, t) \} \rangle , \quad (4.8)$$

$$G_{j\delta(K)}^{\phi\theta}(x, x', t) = \langle T_K \{ \phi_{j\delta}(x, t) \theta_{j\delta}(x', 0) \} \rangle - \langle T_K \{ \phi_{j\delta}(x, t) \theta_{j\delta}(x, t) \} \rangle , \quad (4.9)$$

$$G_{j\delta(K)}^{\phi\phi}(x, x', t) = \langle T_K \{ \phi_{j\delta}(x, t) \phi_{j\delta}(x', 0) \} \rangle - \langle T_K \{ \phi_{j\delta}(x, t) \phi_{j\delta}(x, t) \} \rangle . \quad (4.10)$$

Il s'agit d'un des rares calculs où les champs bosoniques non-chiraux θ et ϕ interviennent simultanément. Ce n'est pas le cas pour le fluide de Hall quantique fractionnaire (voir section

5.2) pour lequel l'Hamiltonien s'exprime en fonction du champ ϕ uniquement.

Pour ne pas rendre la discussion trop technique, nous ne détaillons l'expression que de l'une d'entre elles (voir Ref. [48] pour les autres). La fonction de Green Keldysh définie par l'éq. (4.8) est une matrice 2×2 dont les éléments s'expriment tous en terme de la fonction de Green $G_{j\delta}^{\theta\phi}(x, x', t) = \langle T\{\theta_{j\delta}(x, t)\phi_{j\delta}(x', 0)\} \rangle - \langle T\{\theta_{j\delta}(x, t)\phi_{j\delta}(x, t)\} \rangle$ où T est l'opérateur d'ordre temporel habituel :

$$G_{j\delta(K)}^{\theta\phi}(x, x', t) = \begin{pmatrix} G_{j\delta}^{\theta\phi}(x, x', |t|) & G_{j\delta}^{\theta\phi}(x', x, -t) \\ G_{j\delta}^{\theta\phi}(x, x', t) & G_{j\delta}^{\theta\phi}(x', x, -|t|) \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

La fonction de Green $G_{j\delta}^{\theta\phi}(x, x', t)$ est calculée à partir de l'action associée à l'Hamiltonien du nanotube supposé de longueur infinie. Nous obtenons à température nulle :

$$G_{j\delta}^{\theta\phi}(x, x', t) = -\frac{K_{j\delta}}{8\pi} \sum_r \ln \left(1 + i\frac{v_F t}{a} + ir\frac{K_{j\delta}(x - x')}{a} \right). \quad (4.12)$$

À l'issue de ce calcul, nous obtenons un courant moyen stationnaire égal à :

$$\langle I(x) \rangle = \frac{2ea^{\nu-1}}{\pi u_F v_F^\nu \Gamma(\nu + 1)} \Gamma_0^2 \operatorname{sgn}(x) \operatorname{sgn}(\omega_0) |\omega_0|^\nu, \quad (4.13)$$

où la Γ est la fonction Gamma et l'exposant ν est donné par l'expression :

$$\nu = \frac{1}{8} \sum_{j\delta} \left(K_{j\delta} + \frac{1}{K_{j\delta}} \right). \quad (4.14)$$

L'aspect intéressant de ce résultat est la loi de puissance en $|\omega_0|^\nu$ qui signifie une réduction du courant à basse tension et qui témoigne de la présence des interactions coulombiennes, car $\nu > 1$ en leur présence. En effet, nous avons[46] :

$$K_{c+} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4\tilde{V}_0(k = 2\pi/L)/\pi v_F}} < 1, \quad (4.15)$$

$$K_{c-} \approx K_{s+} \approx K_{s-} \approx 1, \quad (4.16)$$

où $\tilde{V}_0(k)$ est la transformée de Fourier du potentiel d'interactions. Le fait que, pour les secteurs autres que charge totale, les constantes d'interactions coulombiennes soient proches de 1 est valable uniquement lorsque la symétrie par rapport au temps s'applique. On remarque qu'en l'absence d'interactions (c'est-à-dire pour $K_{c+} = 1$), on retrouve la loi d'ohm, car nous avons alors $\nu = 1$.

Ce résultat est une généralisation de l'expression du courant à travers un liquide de Luttinger dans le cas où plusieurs canaux de conduction sont présents. En effet, Kane et Fisher ont obtenu[49], pour un liquide de Luttinger simple, l'exposant $\nu = (g+1/g)/2$ où g est la constante d'interactions coulombiennes.

4.3 Pourquoi s'intéresse-t-on aux fluctuations de courant ?

Les fluctuations de courant autour de sa valeur moyenne (bruit) sont en général vues comme un effet parasite que l'on cherche à atténuer lors des mesures. Selon son origine, on distingue trois types de bruit :

- le bruit de Johnson-Nyquist ou bruit thermique qui provient des fluctuations dans l'occupation des niveaux d'énergie dues à l'agitation thermique ;
- le bruit en $1/f$ qui vient du mouvement des impuretés ou des défauts et dislocations du réseau cristallin et qui est important à basses fréquences ;
- le bruit de partition qui vient de la nature probabiliste de la transmission des charges à travers une barrière de potentiel. C'est un effet purement quantique.

Dans ce travail, nous nous intéressons uniquement au bruit de partition qui survient dans les situations hors-équilibre, c'est-à-dire lorsqu'une tension électrique est appliquée aux bornes d'un conducteur.

Ce type de bruit permet d'obtenir des informations cruciales sur le conducteur, au point de faire dire à Rolf Landauer : “The noise is the signal” [50]. En effet, la connaissance simultanée du courant et du bruit de partition permet d'avoir une information sur la charge effective e^* des porteurs de courant dans le cas où la relation de Schottky $S_{\omega=0} = e^* \langle I \rangle$ s'applique. Quelques exemples :

- pour un métal normal, nous avons simplement $S_{\omega=0} = e \langle I \rangle$ [51] ;
- dans le cas d'une jonction de faible transmittance entre un métal normal et un superconducteur, la relation obtenue est $S_{\omega=0} = 2e \langle I \rangle$ où $2e$ correspond à la charge d'une paire de Cooper [52, 53, 54, 55] ;
- dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire, le bruit associé au courant de rétrodiffusion par une constriction est $S_{\omega=0} = e/3 \langle I \rangle$ où $e/3$ est précisément la charge fractionnaire des excitations se propageant sur les états de bord [56, 57, 58].

Pour le système nanotube+STM que nous étudions, la comparaison des expressions du courant et du bruit dans le nanotube devrait être un moyen d'identifier les charges effectives des porteurs de courant. En effet, même si c'est un électron qui est injecté à partir de la pointe, comme il ne peut pas se propager librement dans le nanotube du fait des interactions coulombiennes, le rapport bruit sur courant devrait différer de e . C'est ce que nous nous proposons d'étudier dans ce travail.

En parallèle au bruit, nous nous intéressons également aux corrélations temporelles du courant entre deux positions distinctes du système. Cette quantité est appelée corrélations croisées. Le signe des corrélations croisées est un indicateur du type de statistique qui s'applique : positif pour une statistique bosonique, et négatif pour une statistique fermionique [59, 60]. L'explication est la suivante : à cause du principe d'exclusion de Pauli, deux fermions ne peuvent se trouver dans le même état. Lorsqu'on sépare un flot incident de fermions en deux branches, les particules se propageant dans les deux branches sont anti-corrélées, ce qui donne un signe négatif pour les corrélations (voir Fig. 4.5a). En revanche, pour un flot incident de bosons, les deux branches seront corrélées et le signe des corrélations est positif (voir Fig. 4.5b) comme dans l'expérience

de Hanbury-Brown et Twiss avec des photons[61].



FIG. 4.5 – Illustration de la séparation dans deux branches d'un flot incident (a) de fermions et (b) de bosons.

4.4 Bruit, corrélations croisées et intrication

Il s'agissait de calculer les corrélations courant-courant :

$$S(x, t; x', t') = \langle I(x, t)I(x', t') \rangle - \langle I(x, t) \rangle \langle I(x', t') \rangle , \quad (4.17)$$

où

$$\langle I(x, t)I(x', t') \rangle = \langle T_K \{ I(x, t^-) I(x', t'^+) e^{-i \int_K dt_1 H_T(0, t_1)} \} \rangle . \quad (4.18)$$

La notation t^- signifie que le temps t se situe sur la branche inférieure du contour Keldysh, tandis que la notation t'^+ signifie que le temps t' se situe sur la branche supérieure du contour Keldysh (voir Fig. 4.4). Dans cette définition, nous avons choisi de ne pas symétriser le bruit par rapport au temps, en effet :

- cela n'est pas nécessaire à fréquence nulle, car le bruit non symétrisé est égal au bruit symétrisé ;
- cela n'apporte pas plus d'information à fréquence finie. En effet, le bruit auquel on a accès expérimentalement ne correspond pas au bruit symétrisé, en revanche, il est relié au bruit non symétrisé (voir section 6.2).

Nous procédons de façon similaire au calcul du courant en effectuant un développement perturbatif à l'ordre 2 par rapport à l'amplitude tunnel Γ_0 , puis nous calculons la transformée de Fourier à fréquence nulle des corrélations courant-courant $S_{\omega=0}(x, x') = \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, \tau; x', 0) d\tau$, où nous avons pris en compte le fait qu'à tension appliquée constante dans le temps, la quantité $S(x, t; x', t')$ ne dépend que de la différence $\tau = t - t'$. A température nulle, nous montrons que les corrélations courant-courant, dans les limites $|x| \gg a$ et $|x'| \gg a$, sont proportionnelles au courant donné par l'éq. (4.13) :

$$S_{\omega=0}(x, x') = \frac{K_{c+}^2 + \text{sgn}(x)\text{sgn}(x')}{2} e |\langle I(x) \rangle| . \quad (4.19)$$

A ce niveau, et afin de comparer nos résultats aux résultats de la littérature concernant la géométrie d'Hanbury-Brown et Twiss[61], nous introduisons les corrélations courant-courant $\tilde{S}_{\omega=0}(x, x')$ pour un courant $\tilde{I}(x)$ mesuré de la pointe vers les extrémités du nanotube (voir Fig. 4.6) :

$$\tilde{I}(x) = \begin{cases} I(x) & \text{si } x \gg a , \\ -I(x) & \text{si } x \ll -a . \end{cases} \quad (4.20)$$

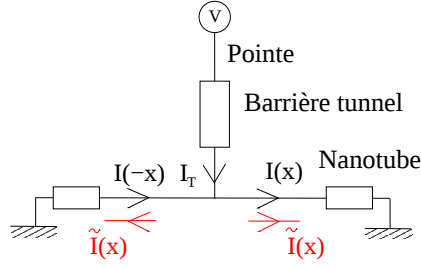


FIG. 4.6 – Schéma du circuit formé par la pointe STM et le nanotube. La conservation du courant impose la relation $I_T = |I(x)|/2$ entre le courant tunnel et le courant qui circule dans le nanotube.

A partir des éqs. (4.19) et (4.20), nous obtenons, pour $x' = x$, l'expression du bruit, et pour $x' = -x$, l'expression des corrélations croisées entre les deux extrémités du nanotube :

$$\tilde{S}_{\omega=0}(x, x) = \frac{1 + K_{c+}^2}{2} e|\langle I(x) \rangle|, \quad (4.21)$$

$$\tilde{S}_{\omega=0}(x, -x) = \frac{1 - K_{c+}^2}{2} e|\langle I(x) \rangle|. \quad (4.22)$$

Avant de discuter ces résultats, il est intéressant de regarder ce qu'ils deviennent en l'absence d'interactions coulombiennes (c'est-à-dire lorsque $K_{c+} = 1$) : l'éq. (4.21) donne la relation de Schottky habituelle pour un liquide de Fermi, $\tilde{S}_{\omega=0}(x, x) = e|\langle I(x) \rangle|$, et les corrélations croisées données par l'éq. (4.22) s'annulent. Ce dernier point est en accord avec les résultats précédemment obtenus pour un système sans interactions à trois terminaux dans la géométrie de Hanbury-Brown et Twiss (voir Fig. 4.7) qui montrent que la première contribution non nulle aux corrélations croisées est obtenue à l'ordre 4 du calcul perturbatif en Γ_0 [59].

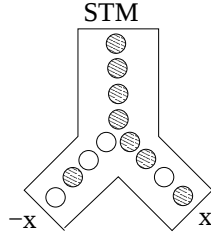


FIG. 4.7 – Le système à trois terminaux équivalent à notre système.

En présence d'interactions coulombiennes, les résultats (4.21) et (4.22) soulèvent plusieurs questions intéressantes :

- Nous avons une relation du type Schottky qui relie le courant et le bruit avec un facteur de proportionnalité qui dépend de la constante d'interactions coulombiennes K_{c+} et qui diffère de la charge e de l'électron. La question qui se pose alors est : quelles sont les charges qui se propagent dans le nanotube en présence d'interactions ?
- La valeur de K_{c+} pour un nanotube de carbone est évaluée à 0.18[46]. Cela signifie que le signe des corrélations croisées données par l'éq. (4.22) est positif. Ce résultat diffère de ce qui est obtenu pour un liquide de Fermi : les corrélations croisées sont nulles à l'ordre 2 par rapport à l'amplitude tunnel Γ_0 , et de signe négatif à l'ordre 4 en Γ_0 [59]. Le fait que

les corrélations croisées soient de signe positif signifie que des quasiparticules se propagent simultanément en x et $-x$. Or, ces quasiparticules sont issues du même électron transmis par effet tunnel à partir de la pointe. Est-ce que cela implique que nous avons, dans le nanotube, un phénomène d'intrication entre quasi-particules comme pour les photons dans l'expérience d'Aspect[62] ?

Pour répondre à ces questions, nous allons commencer par écrire la fonction d'onde décrivant l'état du nanotube après injection d'un électron de spin σ en $x = 0$:

$$\sum_{r\alpha} \Psi_{r\alpha\sigma}^\dagger |O_N\rangle = \frac{F_{r\alpha\sigma}}{\sqrt{2\pi a}} \sum_{r\alpha} e^{-i \sum_{j\delta} \sqrt{\frac{\pi}{2K_{j\delta}}} h_{\alpha\sigma j\delta} \left(\frac{1+rK_{j\delta}}{2} \tilde{\varphi}_{+j\delta} + \frac{1-rK_{j\delta}}{2} \tilde{\varphi}_{-j\delta} \right)} |O_N\rangle, \quad (4.23)$$

où $|O_N\rangle$ est la fonction d'onde décrivant l'état fondamental du nanotube, les coefficients $h_{\alpha\sigma j\delta}$ ont été précédemment donnés : $h_{\alpha\sigma c+} = 1$, $h_{\alpha\sigma c-} = \alpha$, $h_{\alpha\sigma s+} = \sigma$, $h_{\alpha\sigma s-} = \sigma\alpha$, et $\tilde{\varphi}_{rj\delta}$ sont les champs chiraux reliés aux champs bosoniques non-chiraux $\phi_{j\delta}$ et $\theta_{j\delta}$ par :

$$\tilde{\varphi}_{rj\delta} = \sqrt{K_{j\delta}} \phi_{j\delta} + \frac{r}{\sqrt{K_{j\delta}}} \theta_{j\delta}. \quad (4.24)$$

Il est approprié de réécrire la fonction d'onde du système nanotube + électron sous la forme :

$$\sum_{r\alpha} \Psi_{r\alpha\sigma}^\dagger |O_N\rangle = \frac{F_{r\alpha\sigma}}{\sqrt{2\pi a}} \sum_{\alpha} \left[\prod_{j\delta} (\tilde{\psi}_{+j\delta}^\dagger)^{Q_{+j\delta}} (\tilde{\psi}_{-j\delta}^\dagger)^{Q_{-j\delta}} + \prod_{j\delta} (\tilde{\psi}_{+j\delta}^\dagger)^{Q_{-j\delta}} (\tilde{\psi}_{-j\delta}^\dagger)^{Q_{+j\delta}} \right] |O_N\rangle, \quad (4.25)$$

où nous avons défini les opérateurs : $\tilde{\psi}_{rj\delta}^\dagger(x) = \exp \left(-i \sqrt{\pi/(2K_{j\delta})} h_{\alpha\sigma j\delta} \tilde{\varphi}_{rj\delta}(x) \right)$ et les “charges anormales” : $Q_{rj\delta} = (1 + rK_{j\delta})/2$.

L'éq. (4.25) nous renseigne sur deux points :

- La fonction d'onde du système nanotube + électron est la somme de deux contributions : une première contribution qui correspond à la création de quasiparticules de charges $Q_{+j\delta}$ dans la branche $r = +$ (se propageant vers la droite) et de quasiparticules de charges $Q_{-j\delta}$ dans la branche $r = -$ (se propageant vers la gauche) et une seconde contribution qui correspond à la création de quasiparticules de charges $Q_{-j\delta}$ dans la branche $r = +$ (se propageant vers la droite) et de quasiparticules de charges $Q_{+j\delta}$ dans la branche $r = -$ (se propageant vers la gauche).
- Les quasiparticules de charges $Q_{+j\delta}$ et $Q_{-j\delta}$ se propageant vers les extrémités opposées du nanotube sont intriquées (comme illustré par la Fig. 4.8), car la fonction d'onde de l'éq. (4.25) n'est pas séparable, c'est-à-dire qu'elle ne peut pas se réécrire comme un produit direct des deux fonctions d'onde décrivant les quasiparticules de charges $Q_{+j\delta}$ et $Q_{-j\delta}$ individuellement.

En conclusion, un électron qui est injecté dans un nanotube ne peut se propager librement le long du nanotube du fait des interactions coulombiennes : il y a création d'une paire d'excitations de charges anormales $Q_{+j\delta}$ et $Q_{-j\delta}$ intriquées qui se propagent simultanément vers les extrémités opposées du nanotube. Cette notion de charges anormales a déjà été proposée précédemment pour les liquides de Luttinger[42, 63].

Ceci étant connu, il est maintenant possible d'interpréter les résultats que nous avons obtenus pour le bruit et les corrélations croisées. Pour cela, nous allons utiliser le fait que les corrélations

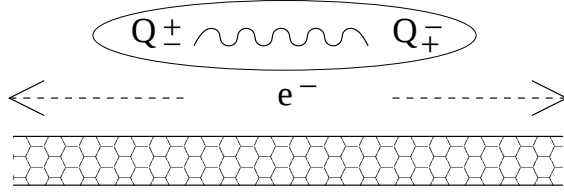


FIG. 4.8 – Propagation simultanée des charges Q_+ et Q_- dans des directions opposées.

courant-courant $\tilde{S}_{\omega=0}(x, x')$ sont reliées au produit des charges anormales du secteur $\{c+\}$: $Q_{rc+} = (1 + rK_{c+})/2$ qui se propagent en x et x' , car c'est le courant de charge total qui est impliqué. Or, nous avons deux cas de figure possibles ayant chacun la même probabilité, égale à $1/2$, de se produire :

- Q_{+c+} se déplace vers la gauche et Q_{-c+} se déplace vers la droite (voir Fig. 4.9a) ;
- Q_{-c+} se déplace vers la gauche et Q_{+c+} se déplace vers la droite (voir Fig. 4.9b).

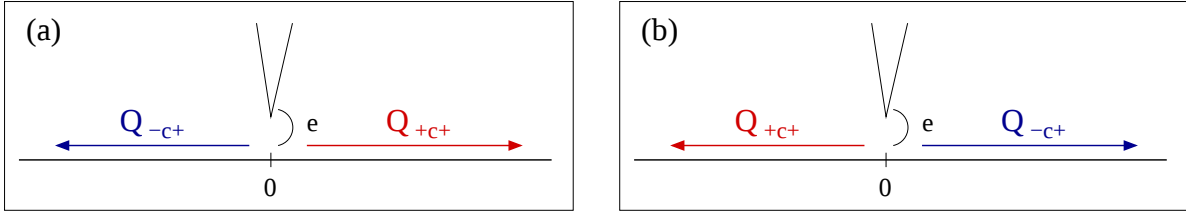


FIG. 4.9 – Les deux configurations possibles de propagation des charges anormales.

Il est alors possible d'exprimer le bruit et les corrélations croisées en fonction des charges anormales :

$$\tilde{S}_{\omega=0}(x, x) \propto \frac{1}{2}(Q_{+c+}^2 + Q_{-c+}^2) = \frac{1 + K_{c+}^2}{4}, \quad (4.26)$$

$$\tilde{S}_{\omega=0}(x, -x) \propto \frac{1}{2}(Q_{+c+}Q_{-c+} + Q_{-c+}Q_{+c+}) = \frac{1 - K_{c+}^2}{4}. \quad (4.27)$$

Nous retrouvons précisément les préfacteurs qui apparaissent dans les éqs. (4.21) et (4.22) que nous avons obtenus à l'issue de notre calcul. L'image de deux charges anormales intriquées se propageant dans les deux extrémités opposées du nanotube permet d'interpréter correctement les résultats obtenus.

A fréquence finie, nous obtenons une expression des corrélations courant-courant un peu plus complexe que nous utiliserons dans la section 4.5 à titre de comparaison :

$$\tilde{S}_{\omega}(x, x') = \frac{e^2 a^{\nu-1} e^{i\omega\tau_-}}{\pi u_F v_F^{\nu} \Gamma(\nu+1)} \Gamma_0^2 \Theta(|\omega_0| - |\omega|) (|\omega_0| - |\omega|)^{\nu} (1 + \text{sgn}(x) \text{sgn}(x') K_{c+}^2) \quad (4.28)$$

où $\tau_- = (|x| - |x'|)/v_{c+}$ est le temps de retard et Θ est la fonction de Heaviside. Le bruit à fréquence finie est représenté sur la Fig. 4.10. A titre de comparaison, nous avons également représenté le bruit en l'absence d'interactions coulombiennes.

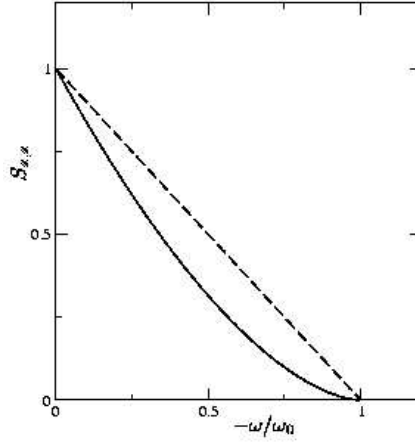


FIG. 4.10 – Bruit à fréquence finie pour un nanotube infini dans le cas sans interactions ($K_{c+} = 1$, trait pointillé) et dans le cas d'interactions répulsives ($K_{c+} < 1$, trait plein). Le bruit est normalisé par rapport à sa valeur à fréquence nulle. Le fait qu'il soit représenté en fonction de $-\omega/\omega_0$ vient de la définition que nous avons adoptée pour ces quantités[64].

4.5 Effet des contacts de mesure

Dans la section précédente, le nanotube a été modélisé comme étant de longueur infinie, ce qui ne correspond pas à la réalité expérimentale dans laquelle le nanotube est de longueur finie L avec des extrémités connectées à des électrodes comme sur la Fig. 4.11.

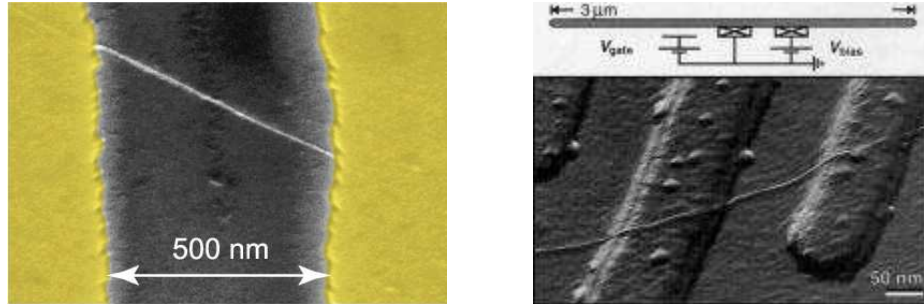


FIG. 4.11 – A gauche : nanotube de carbone à une seule paroi obtenu par CVD (chemical vapor deposition) dans le groupe de Schönenger à Bale ; à droite : nanotube de carbone à une seule paroi reposant sur un substrat de Si/SiO₂ et relié à des électrodes de Pt[36].

Nous allons, dans cette section, inclure les contacts aux extrémités du nanotube et voir en quoi les résultats obtenus pour un nanotube de longueur infinie sont modifiés. Nous utilisons pour cela un modèle introduit simultanément par différents auteurs[41, 42, 65] pour les liquides de Luttinger dans lequel la constante d'interactions coulombiennes K_{c+} dépend de la position le long de l'axe du nanotube (voir Fig. 4.12) :

$$\begin{cases} K_{c+}(x) = K_{c+}^N < 1 & \text{si } |x| < L/2, \\ K_{c+}(x) = K_{c+}^L = 1 & \text{si } |x| > L/2. \end{cases} \quad (4.29)$$

La méthode employée pour calculer le courant, le bruit et les corrélations croisées est la même

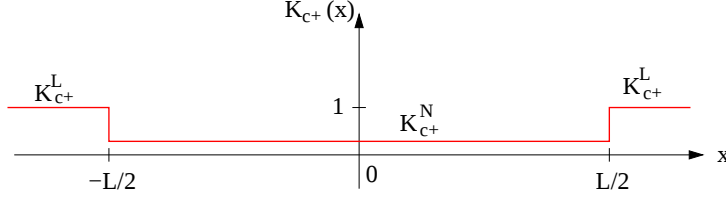


FIG. 4.12 – Variation de K_{c+} en fonction de la position x le long de l'axe du nanotube.

que celle utilisée pour un nanotube de longueur infinie. La seule différence réside dans l'expression des fonctions de Green qui décrivent le nanotube. Elles se calculent par résolution des équations différentielles qui sont obtenues à partir de l'action, en assurant la continuité des fonctions de Green et de leurs dérivées au niveau des contacts ($x = \pm L/2$). Nous obtenons pour $G_{j\delta}^{\theta\theta}$ à température nulle :

$$G_{j\delta}^{\theta\theta}(0, 0, t) = -\frac{K_{j\delta}^N}{4\pi} \left[\ln \left(1 + i \frac{v_F t}{a} \right) + \sum_r \sum_{n=1}^{+\infty} b_{j\delta}^n \ln \left(1 + i \frac{v_F t}{a + i r n K_{j\delta}^N L} \right) \right], \quad (4.30)$$

où $b_{j\delta}$ est un coefficient de réflexion égal à $(K_{j\delta}^L - K_{j\delta}^N)/(K_{j\delta}^L + K_{j\delta}^N)$ qui permet de prendre en compte les réflexions multiples de type Andreev au niveau des contacts (voir Fig. 4.13). L'expression des autres fonctions de Green et le détail des calculs sont donnés dans la référence[64]. Dans ce manuscrit, nous préférons insister sur la présentation des résultats et sur leurs interprétations.

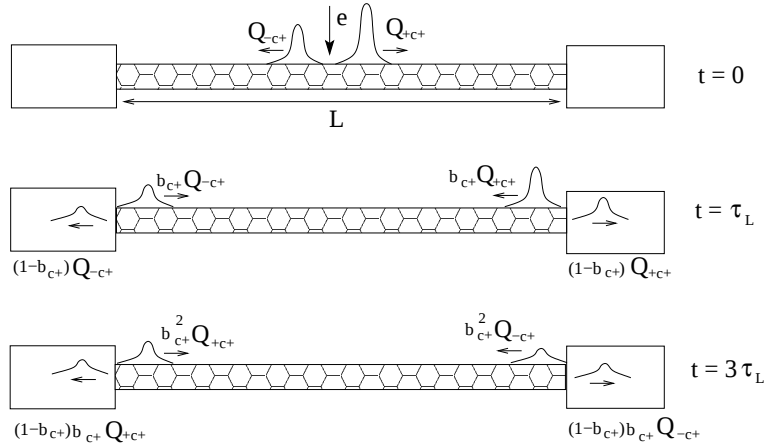


FIG. 4.13 – Réflexion de type Andreev au niveau des contacts. Lorsqu'un paquet d'onde arrive au niveau des contacts, une proportion de la charge, égale à b_{c+} , est réfléchi tandis qu'une proportion de la charge, égale à $1 - b_{c+}$, est transmise. Ces transmissions et réflexions au niveau des contacts se font à chaque fois que le temps écoulé depuis l'injection de l'électron est un multiple impair de $\tau_L = L/2v_{c+}$.

En présence des contacts, il nous faut considérer la transformée de Fourier des corrélations courant-courant à fréquence finie : $\tilde{S}_\omega(x, x') = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{S}(x, \tau; x', 0) e^{i\omega\tau} d\tau$. En effet, à fréquence nulle, la dépendance en K_{c+}^N est perdue et aucune information intéressante n'est obtenue :

- le bruit se réduit à $\tilde{S}_{\omega=0}(x, x) = e|\langle I(x) \rangle|$;
- les corrélations croisées $\tilde{S}_{\omega=0}(x, -x)$ sont nulles à l'ordre Γ_0^2 .

Cela revient en quelque sorte à remplacer K_{c+} par $K_{c+}^L = 1$ dans les éqs. (4.21) et (4.22).

Néanmoins, lorsque nous calculons ces quantités à fréquence finie ω , nous retrouvons une dépendance en K_{c+}^N :

$$\begin{aligned} \tilde{S}_\omega(x, x') &= \frac{e^2 a^{\nu-1} e^{i\omega\tau_-}}{\pi u_F v_F^\nu \Gamma(\nu+1)} \Gamma_0^2 \Theta(|\omega_0| - |\omega|) (|\omega_0| - |\omega|)^\nu \\ &\times \left(\frac{1}{1 - (1 - (K_{c+}^N)^2) \sin^2 \omega \tau_L} + \frac{\text{sgn}(x) \text{sgn}(x')}{1 - (1 - (K_{c+}^N)^{-2}) \sin^2 \omega \tau_L} \right), \end{aligned} \quad (4.31)$$

où $\tau_L = L/2v_{c+}$ est le temps nécessaire aux excitations du nanotube pour atteindre les contacts. Cette expression analytique a été obtenue dans la limite $\tau_L \gg \tau_V$, où $\tau_V = \hbar/eV$ donne l'extension spatiale, $\Delta x = v_{c+} \tau_V$, du paquet d'onde des excitations du secteur $\{c+\}$ dans le nanotube. Cette limite équivaut à $\Delta x \ll L/2$: l'extension spatiale du paquet d'onde est beaucoup plus petite que la longueur du nanotube. La limite opposée, $\tau_L \ll \tau_V$, n'est pas présentée ici, elle nécessiterait le recours au numérique pour le calcul des intégrales.

Sur la Fig. 4.14, nous avons représenté le bruit et les corrélations croisées en fonction de $-\omega/\omega_0$, et avons comparé le cas d'un nanotube de longueur infinie (donné par l'éq. (4.28)) et le cas où les contacts sont pris en compte (donné par l'éq. (4.31)). Dans ce dernier cas, nous obtenons une série de résonances qui témoignent du passage du paquet d'onde dans les contacts après une série de réflexions (voir Fig. 4.13). L'amplitude de ces résonances est beaucoup plus grande que celle du signal que produirait un nanotube infini (avec ou sans interactions). Nous remarquons par ailleurs que le signe des corrélations croisées est positif comme dans le cas d'un nanotube infini. La présence des contacts ne change donc pas le signe des corrélations croisées.

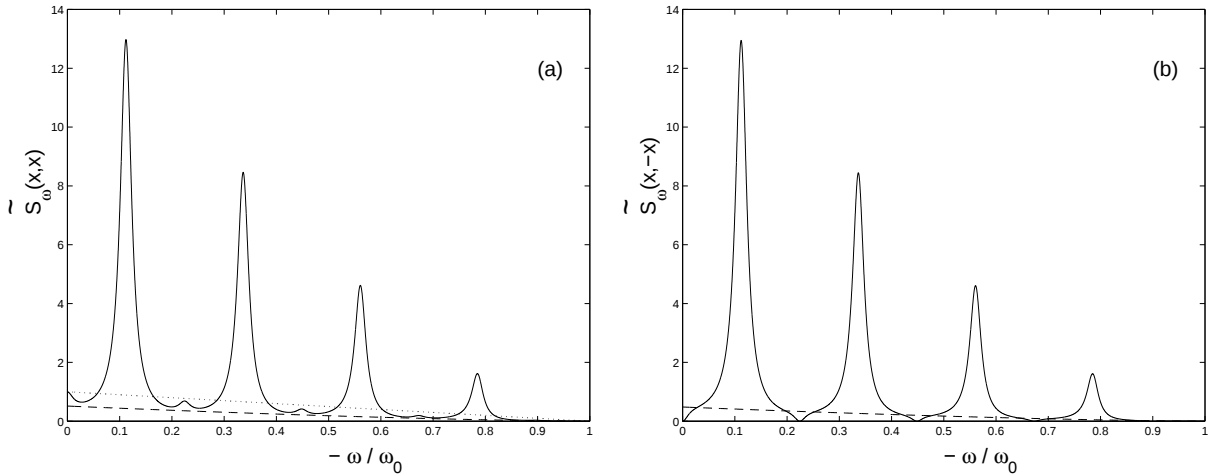


FIG. 4.14 – (a) Variation du bruit en fonction de $-\omega/\omega_0$ en présence des contacts (trait plein), pour un nanotube infini (trait pointillé) et pour un système sans interactions (trait pointillé fin); (b) variation des corrélations croisées en présence des contacts (trait plein) et pour un nanotube infini (trait pointillé). Les corrélations croisées sont nulles à l'ordre Γ_0^2 en l'absence d'interactions coulombiennes. Nous avons utilisé les valeurs $K_{c+} = 0.18$, $\tau_L = 14\tau_V$ et choisi $|x'| = |x|$.

À ce stade, la question qui se pose est la suivante : comment extraire la valeur de K_{c+} de ces courbes dans l'hypothèse d'une réalisation expérimentale ? La façon la plus immédiate serait

de mesurer la distance entre deux pics consécutifs qui est égale à $\pi\tau_V/\tau_L = hv_F/eVLK_{c+}$ où nous avons utilisé la relation $v_{c+} = v_F/K_{c+}$. Cependant, si v_F n'est pas connu, il n'est pas possible de déduire K_{c+} de cette façon. Pour trouver un moyen d'extraire K_{c+} , il faut procéder à une analyse plus fine de l'éq. (4.31). Nous commençons par remarquer que la dérivée du bruit $\partial\tilde{S}_\omega(x, x)/\partial\omega$ s'annule lorsque la fréquence est proche des valeurs vérifiant l'une des trois équations suivantes :

$$\cos(\omega\tau_L) = 0 ; \quad (4.32)$$

$$\sin(\omega\tau_L) = 0 ; \quad (4.33)$$

$$\sin(\omega\tau_L) = \pm 1/\sqrt{2} . \quad (4.34)$$

Pour chacun de ces cas, il est possible de calculer les valeurs du bruit et des corrélations croisées associées à l'aide de l'éq. (4.31). Cependant ces valeurs dépendent de façon compliquée des différentes fréquences. En revanche, le rapport $R = \tilde{S}_\omega(x, -x)/\tilde{S}_\omega(x, x)$ est une fonction périodique de $-\omega/\omega_0$ (voir Fig. 4.15). Que vaut ce rapport pour chacun des cas listé ci-dessus ?

- Le premier cas, $\cos(\omega\tau_L) = 0$, qui correspond aux pics de résonance de la Fig. 4.14, donne un rapport R égal à $(1 - K_{c+}^4)/(1 + K_{c+}^4)$, qui est en pratique trop proche de la valeur 1 pour que K_{c+} soit extrait avec une précision suffisante.
- Le second cas, $\sin(\omega\tau_L) = 0$, conduit à $R = 0$. Aucune information sur K_{c+} ne peut en être extraite de cette façon.
- Le troisième cas, $\sin(\omega\tau_L) = \pm 1/\sqrt{2}$, donne un rapport R égal à $(1 - K_{c+}^2)/(1 + K_{c+}^2)$. Il correspond aux minimums dans la courbe $\tilde{S}_\omega(x, x)$ de la Fig. 4.14a. La valeur de ce rapport s'éloigne suffisamment de l'unité pour qu'une extraction de la valeur de K_{c+} soit possible à l'aide de la relation : $K_{c+} = \sqrt{(1 - R)/(1 + R)}$.

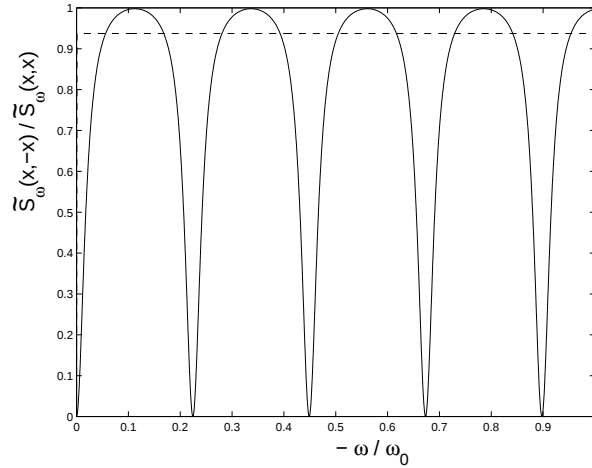


FIG. 4.15 – Variation du rapport corrélations croisées sur bruit en fonction de $-\omega/\omega_0$ en présence des contacts (trait plein) et pour un nanotube infini (trait pointillé). Ce rapport est nul à l'ordre Γ_0^2 en l'absence d'interactions coulombiennes.

4.6 Conclusion

Nous avons calculé le courant et le bruit ainsi que les corrélations croisées entre les deux extrémités d'un nanotube de carbone, en effectuant un calcul perturbatif par rapport à l'amplitude de transmission tunnel Γ_0 . Dans un premier temps, les contacts n'ont pas été pris en compte (nanotube de longueur infinie). L'expression du courant présente la loi de puissance caractéristique des liquides de Luttinger : $\langle I \rangle \propto V^\nu$ où l'exposant ν est égal à $\sum_{j\delta} (K_{j\delta} + 1/K_{j\delta})/8$. Nous obtenons, à fréquence nulle, des relations de type Schottky pour le bruit et pour les corrélations croisées qui peuvent s'interpréter de la façon suivante : un électron injecté dans un liquide de Luttinger se sépare en deux excitations de charge $Q_{+c+} = (1 + K_{c+})e/2$ et $Q_{-c+} = (1 - K_{c+})e/2$ se propageant dans des directions opposées. Aucune des directions n'étant privilégiée, nous obtenons les relations : $\tilde{S}(x, x) \propto (Q_{+c+}^2 + Q_{-}^2)/2$ et $\tilde{S}(x, -x) \propto (Q_{+c+}Q_{-c+} + Q_{-c+}Q_{+c+})/2$.

La valeur de K_{c+} étant inférieure à 1, le signe des corrélations croisées $\tilde{S}(x, -x)$ est positif. Ce signe positif est symptomatique des systèmes bosoniques contrairement aux systèmes fermioniques pour lesquels les corrélations croisées sont négatives. Nous voyons par ailleurs que $\tilde{S}(x, -x)$ s'annule lorsque $K_{c+} = 1$: nous retrouvons le résultat obtenu par Martin et Landauer qui ont montré qu'il fallait faire un calcul à l'ordre 4 par rapport à l'amplitude de transmission tunnel Γ_0 pour obtenir des corrélations croisées non nulles dans un système sans interactions coulombiennes (liquide de Fermi). Ainsi, l'originalité des systèmes en interaction est de présenter des corrélations croisées non nulles dès le second ordre en Γ_0 , ce qui pourrait se tester expérimentalement en faisant varier la distance entre la pointe STM et le nanotube.

Nous avons ensuite inclus les contacts électriques en considérant une constante d'interactions dépendante de la position. Les calculs montrent que la constante d'interactions qui apparaît alors dans les expressions du bruit et des corrélations à fréquence nulle est celle des réservoirs, c'est-à-dire la valeur 1 étant donné que les réservoirs sont des liquides de Fermi. Ainsi, nous obtenons à fréquence nulle : $\tilde{S}(x, x) = e|\langle I \rangle|$ et $\tilde{S}(x, -x) = 0$ à l'ordre Γ_0^2 et nous perdons l'effet des interactions coulombiennes. En revanche, à fréquence finie et dans la limite $\tau_L \gg \tau_V$, nous obtenons des quantités qui dépendent des interactions coulombiennes. En particulier, pour $\sin(\omega\tau_L) = \pm 1/\sqrt{2}$ (lorsque la dérivée du bruit s'annule mais pas celles des corrélations croisées), le rapport corrélations croisées sur bruit est égal à $(1 - K_{c+}^2)/(1 + K_{c+}^2)$, ce qui permettrait une détermination expérimentale de la valeur de K_{c+} .

L'une des hypothèses limitatives de notre calcul est que nous avons négligé l'influence de la pointe STM sur le nanotube, et notamment le phénomène d'écrantage de l'interaction coulombienne. Nous prévoyons dans un prochain travail, d'une part, d'inclure cet effet, et d'autre part, de modéliser les contacts de façon plus réaliste que celle de la description en terme de fils semi-infinis. Les effets de la taille finie du nanotube seront également considérés. Par ailleurs, un moyen alternatif pour avoir une dépendance du bruit en fonction du paramètre d'interactions coulombiennes serait d'appliquer, à la place d'une tension constante, une modulation de tension entre la pointe et les extrémités du nanotube. Nous pressentons que dans ce cas, la constante d'interactions coulombiennes figurera dans l'expression du bruit à fréquence nulle et en présence des contacts.

Chapitre 5

Bruit photo-assisté dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire

5.1 Introduction

L'effet Hall quantique fractionnaire a été découvert en 1981 par Tsui, Stormer et Gossard au cours d'une mesure de résistivité de Hall dans une jonction GaAs/AlGaAs sous fort champ magnétique[66, 67]. L'objectif premier de cette expérience était de mettre en évidence la phase appelée cristal de Wigner[68] qui était attendue dans un système d'électrons bidimensionnel à basse température et sous champ magnétique intense. En place de cela, des paliers situés à des facteurs de remplissage fractionnaires ont été observés (voir Fig. 5.1).

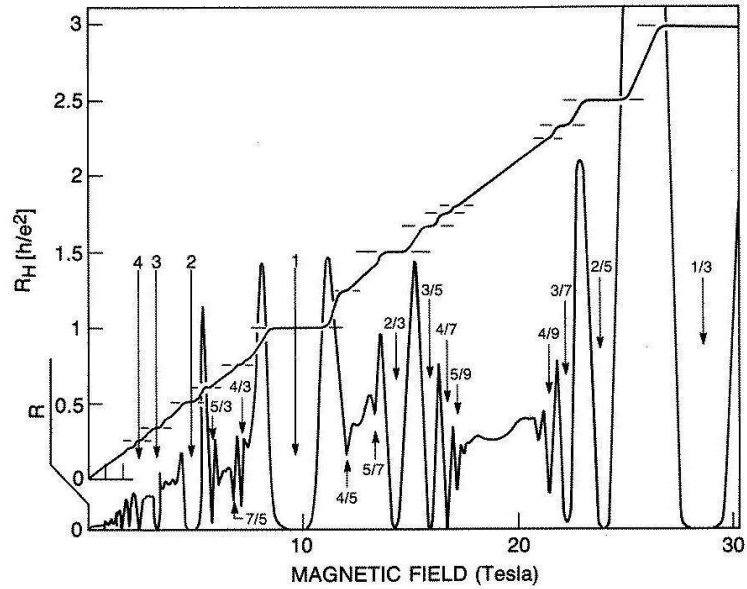


FIG. 5.1 – Variation de la résistance longitudinale et de la résistance de Hall transverse en fonction du champ magnétique. Les nombres indiqués correspondent aux facteurs de remplissage[69].

La présence de paliers à facteurs de remplissage entiers dans la résistivité de Hall avait été observée par von Klitzing[70] lors de la découverte de l'effet Hall quantique entier en 1980. Leur

origine est liée à l'apparition de niveaux de Landau lorsqu'un champ magnétique est appliqué. Lorsque le champ magnétique varie, les niveaux de Landau vont croiser le niveau de Fermi. A chaque fois que le niveau de Fermi se trouve dans un gap entre deux niveaux de Landau, les électrons ne peuvent plus passer d'un état à l'autre et l'on a alors un phénomène de localisation. Le transport est sans dissipation : la résistance longitudinale s'annule et la résistance de Hall forme des paliers. Les niveaux de Landau ont une grande dégénérescence. On définit le facteur de remplissage comme étant le taux d'occupation total des niveaux de Landau, c'est-à-dire le rapport entre la densité d'électrons et la densité de quantum de flux : $\nu = n/n_\phi$ où $n_\phi = B/\phi_0$, B étant le champ magnétique et ϕ_0 le quantum de flux.

L'effet Hall quantique fractionnaire correspond à des valeurs du facteur de remplissage fractionnaire du type $\nu = p/q$ où p et q sont des entiers. Son origine diffère radicalement de celle de l'effet Hall quantique entier : il ne peut pas être expliqué sur la base d'électrons individuels se déplaçant dans un champ magnétique. C'est un effet à plusieurs corps, qui résulte des interactions coulombiennes entre les électrons dont la théorie a été développée par Laughlin[71].

Expérimentalement, des mesures simultanées du courant de rétrodiffusion et du bruit[56, 57, 58] au niveau d'une constriction dans une jonction GaAs/Ga(Al)As ont permis de mettre en évidence la charge fractionnaire $e^* = e/3 = \nu e$ via la relation de Schottky $S_{\Omega=0} = e^*|\langle I_B \rangle|$ (voir Fig. 5.2).

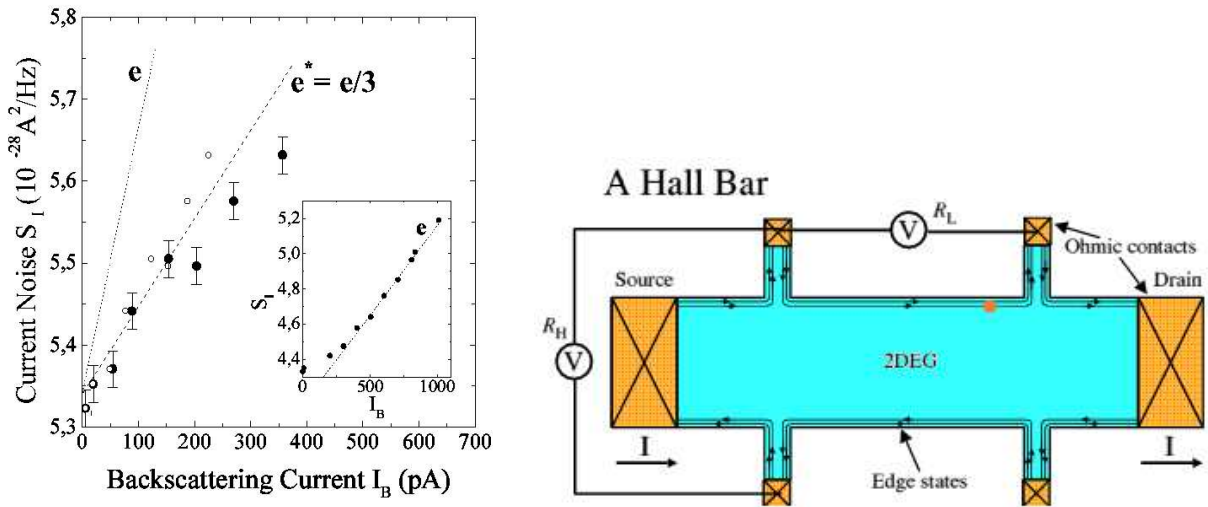


FIG. 5.2 – A gauche : variation du bruit en fonction du courant de rétrodiffusion à 25 mK. En encart : les mêmes données dans le régime de l'effet Hall quantique entier à 45 mK [56]. A droite : configuration typique d'une barre de Hall, les états de bord sont indiqués par les lignes et des flèches le long des bords de l'échantillon.

Nous proposons une méthode alternative de mesure du facteur de remplissage ν qui ne nécessite pas la mesure simultanée du courant et du bruit mais la mesure du courant ou la mesure du bruit. Elle consiste à superposer une tension alternative $V_1 \cos(\omega t)$ à la tension constante V_0 appliquée au niveau de la constriction et à étudier les particularités qui surviennent dans la dépendance du courant ou du bruit en fonction de la tension DC. L'effet de la modulation de tension est, par certains aspects, similaire à l'effet tunnel photo-assisté qui correspond à l'émission ou à l'absorption d'un ou plusieurs photons au niveau d'une barrière tunnel, sous l'ac-

tion d'une onde lumineuse[72]. Par analogie, nous utilisons les dénominations courant et bruit photo-assistés. La théorie des fluctuations de courant en présence d'une perturbation oscillante dans le temps a été développée par Lesovik et Levitov[73]. Au niveau expérimental, des mesures du bruit photo-assisté ou de sa dérivée ont été réalisées sur des fils d'or diffusifs[74], à travers un contact ponctuel quantique[75], pour une jonction métal normal/supraconducteur[76].

5.2 Courant et bruit photo-assistés pour une faible rétrodiffusion

Le système considéré est un gaz d'électrons bidimensionnel sous fort champ magnétique dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire : les électrons se propagent le long des bords de l'échantillon (voir Fig. 5.2). Lorsqu'une constriction est ajoutée, elle agit comme une impureté qui va coupler les états de bord droite et gauche. Deux régimes sont alors différenciés : le régime de faible rétrodiffusion dans lequel des quasiparticules de charge νe sont transmises d'un bord à l'autre (voir Fig. 5.3a) et le régime de forte rétrodiffusion dans lequel ce sont des électrons qui sont transmis d'un bord à l'autre (voir Fig. 5.3b). Le régime de faible rétrodiffusion est étudié dans cette section tandis que le régime de forte rétrodiffusion sera évoqué dans la section 5.4.

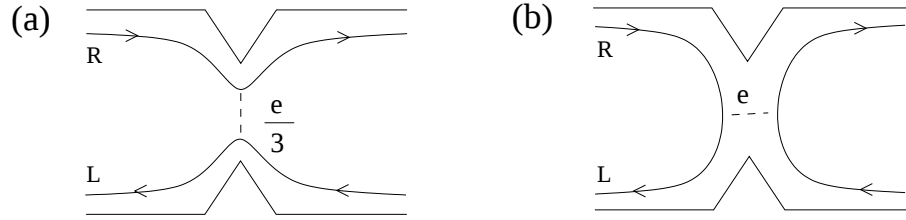


FIG. 5.3 – (a) Régime de faible rétrodiffusion avec échange de quasiparticules de charge $\nu e = e/3$, par exemple, entre les états de bord ; (b) régime de forte rétrodiffusion avec échange d'électrons entre les états de bord.

Le fluide de Hall dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire, tout comme le nanotube de carbone, est un système de fermions fortement corrélés que nous traitons dans le cadre de la théorie des liquides de Luttinger. La différence entre ces deux types de systèmes est que le nanotube de carbone est un liquide de Luttinger non-chiral, tandis que le fluide de Hall est un liquide de Luttinger chiral. Nous avons modélisé les états de bord dans le cadre de la théorie des liquides de Luttinger et avons calculé le courant de rétrodiffusion ainsi que le bruit en effectuant un développement perturbatif (limite d'une faible rétrodiffusion). L'Hamiltonien décrivant ce système est composé de deux termes : un premier terme qui décrit les excitations chirales se déplaçant vers la droite (R) ou gauche (L)[77] :

$$H_0 = \frac{\hbar v_F}{4\pi} \sum_{r=R,L} \int (\partial_s \phi_r(t))^2 ds , \quad (5.1)$$

et un second terme qui décrit le transfert de quasiparticules d'un état de bord à l'autre :

$$H_B = A(t) \psi_R^\dagger(t) \psi_L(t) + A^*(t) \psi_L^\dagger(t) \psi_R(t) . \quad (5.2)$$

où s est l'abscisse curviligne le long des bords, A est l'amplitude de transfert entre les états de bord et les opérateurs ψ_r et ϕ_r sont reliés par la procédure de bosonisation :

$$\psi_r(t) = \frac{F_r}{\sqrt{2\pi a}} e^{i\sqrt{\nu}\phi_r(t)} , \quad (5.3)$$

où a est la longueur de coupure de la théorie des liquides de Luttinger et F_r , un facteur de Klein qui garantit les bonnes relations de commutation entre les opérateurs. La tension appliquée $V(t)$ est incluse dans l'amplitude de transfert $A(t)$ au moyen d'une transformation de jauge (substitution de Peierls) qui permet d'écrire :

$$A(t) = \Gamma_0 \exp \left(-i \frac{\nu e}{\hbar c} \chi(t) \right) , \quad (5.4)$$

où Γ_0 est l'amplitude de rétrodiffusion et $\chi(t) = -c \int V(t) dt$. Lorsqu'une tension alternative est superposée à une tension continue, c'est-à-dire pour $V(t) = V_0 + V_1 \cos(\omega t)$, nous obtenons :

$$A(t) = \Gamma_0 \exp \left(i\omega_0 t + i \frac{\omega_1}{\omega} \sin(\omega t) \right) , \quad (5.5)$$

où nous avons défini les fréquences $\omega_0 = \nu e V_0 / \hbar$ et $\omega_1 = \nu e V_1 / \hbar$. En introduisant la fonction génératrice[78] : $\exp(z(x - 1/x)/2) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(z) x^n$ où $J_n(z)$ est la fonction de Bessel, nous pouvons réécrire l'amplitude de transfert entre les états de bord sous la forme :

$$A(t) = \Gamma_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \exp(i\omega_0 t + in\omega) . \quad (5.6)$$

Ce développement en terme des fonctions de Bessel nous permet de traiter analytiquement la modulation de tension car, dans la limite d'un calcul perturbatif par rapport à l'amplitude de transfert Γ_0 , nous pouvons alors calculer formellement les intégrales qui apparaissent dans les expressions du courant et du bruit. Par ailleurs, il fait apparaître clairement l'effet de la modulation de tension qui revient à ajouter à la bande d'énergie du système, une série de bandes d'énergie supplémentaires positionnées en $\pm n\omega$.

L'opérateur courant de rétrodiffusion s'obtient à partir de l'Hamiltonien H_B de l'éq. (5.2) au moyen de la relation $I_B(t) = -c\partial H_B / \partial \chi$, ce qui donne :

$$I_B(t) = \frac{i\nu e}{\hbar} \left(A(t) \psi_R^\dagger(t) \psi_L(t) - A^*(t) \psi_L^\dagger(t) \psi_R(t) \right) . \quad (5.7)$$

L'objet de notre étude est le calcul du courant de rétrodiffusion moyen et les fluctuations temporelles de courant (le bruit) en présence d'une modulation de tension. Dans le cadre du formalisme de Keldysh, les quantités à calculer sont :

$$\langle I_B(t) \rangle = \frac{1}{2} \sum_{\eta} \langle T_K \{ I_B(t^\eta) e^{-i \int_K dt_1 H_B(t_1)} \} \rangle , \quad (5.8)$$

$$S(t, t') = \frac{1}{2} \sum_{\eta} \langle T_K \{ I_B(t^\eta) I_B(t'^{-\eta}) e^{-i \int_K dt_1 H_B(t_1)} \} \rangle . \quad (5.9)$$

Il ne nous a pas paru approprié de donner tous les détails du calcul dans ce manuscrit. Ils sont exposés dans la référence [79]. Dans ces calculs apparaissent la fonction de Green des champs bosoniques à température nulle qui est donnée par[80] :

$$G_r(t, t') = \langle \phi_r(t) \phi_r(t') \rangle - \langle \phi_r^2(t) \rangle - \langle \phi_r^2(t') \rangle = -\ln \left(1 + i \frac{v_F(t - t')}{a} \right) . \quad (5.10)$$

Au plus bas ordre dans le calcul perturbatif par rapport à Γ_0 , nous obtenons pour la transformée de Fourier du courant à fréquence nulle :

$$\langle I_B(\Omega = 0) \rangle = \frac{\nu e \Gamma_0^2}{2\pi a^2 \Gamma(2\nu)} \left(\frac{a}{v_F} \right)^{2\nu} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \text{sgn}(\omega_0 + n\omega) |\omega_0 + n\omega|^{2\nu-1} , \quad (5.11)$$

et pour la transformée de Fourier du bruit à fréquences nulles :

$$S(0, 0) = \frac{\nu^2 e^2 \Gamma_0^2}{2\pi a^2 \Gamma(2\nu)} \left(\frac{a}{v_F} \right)^{2\nu} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) |\omega_0 + n\omega|^{2\nu-1} , \quad (5.12)$$

où Γ est la fonction Gamma.

Sur la Fig. 5.4 sont représentées les dérivées du bruit $dS(0, 0)/d\omega_0$, calculées à partir de l'éq. (5.12), pour deux valeurs différentes du facteur de remplissage : $\nu = 1$ et $\nu = 1/3$. Lorsque $\nu = 1$, la dérivée du bruit par rapport à ω_0 fait apparaître une structure en escalier en accord avec les résultats de Lesovik[73] pour un métal normal. En revanche, lorsque $\nu = 1/3$, il apparaît des divergences à chaque valeur entière du rapport $\omega_0/\omega = \nu e V_0/\hbar\omega$ qui sont directement issues des singularités qui apparaissent dans la densité d'états pour les quasiparticules de Laughlin. La séparation entre deux divergences consécutives pourrait être utilisée pour mesurer expérimentalement le facteur de remplissage ν et la charge fractionnaire νe .

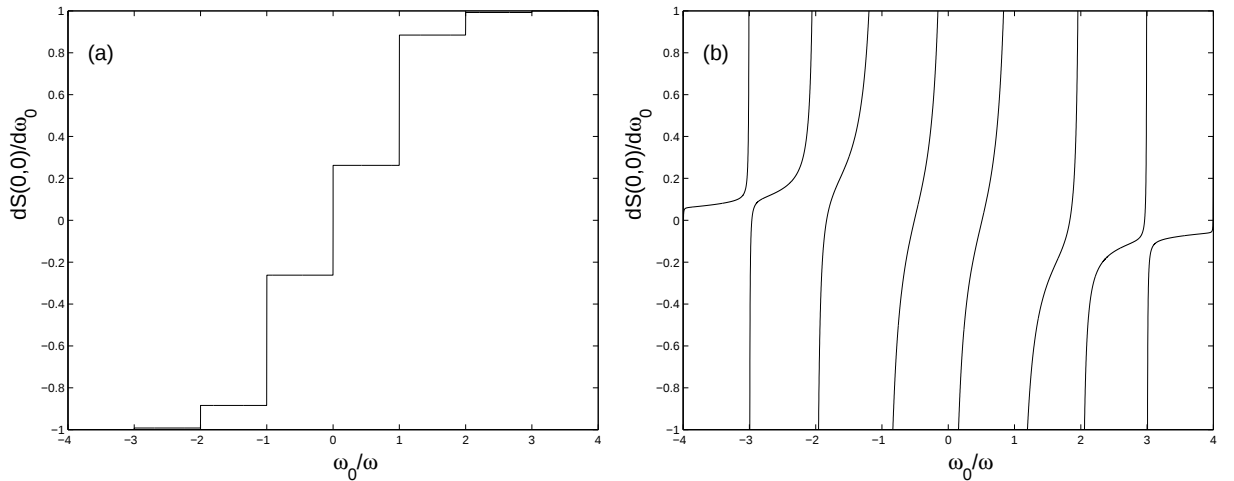


FIG. 5.4 – Variation de la dérivée du bruit par rapport à la tension DC en fonction du rapport ω_0/ω pour (a) $\nu = 1$ et (b) $\nu = 1/3$ avec $\omega_1/\omega = 3/2$. Les quantités représentées sont normalisées par rapport au préfacteur qui figure devant la somme sur n dans l'éq. (5.12).

Nous avons représenté, sur la Fig. 5.5, la variation du courant de rétrodiffusion en fonction de la tension DC. Pour $\nu = 1$, nous n'obtenons aucune structure dans la courbe de courant.

Le fait de superposer une tension AC à la tension DC n'a aucun effet : nous retrouvons une caractéristique I-V linéaire. Cela peut se voir facilement d'après l'éq. (5.11), car nous avons alors : $\langle I_B(0) \rangle \propto \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2(\omega_1/\omega)(\omega_0 + n\omega)$ qui est simplement égal à ω_0 . Ceci se montre à l'aide des relations :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) = 1, \quad (5.13)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} n J_n^2\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) = 0. \quad (5.14)$$

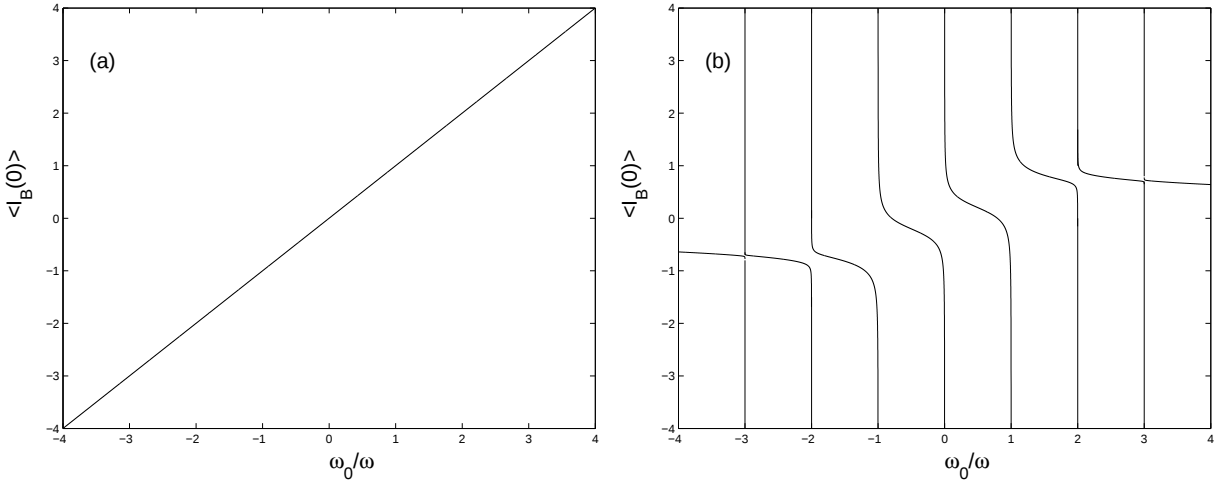


FIG. 5.5 – Courant de rétrodiffusion en fonction du rapport ω_0/ω pour (a) $\nu = 1$ et (b) $\nu = 1/3$ avec $\omega_1/\omega = 3/2$. Les quantités représentées sont normalisées par rapport au préfacteur qui figure devant la somme sur n dans l'éq. (5.11).

En revanche, lorsque $\nu = 1/3$, nous obtenons des divergences dans le courant, comme nous en avons obtenues dans la dérivée du bruit, à chaque valeur entière du rapport $\omega_0/\omega = \nu eV_0/\hbar\omega$. Cependant, il convient d'être prudent à ce niveau, car lors du calcul perturbatif, nous avons supposé que le courant de rétrodiffusion est faible, c'est-à-dire que le transport le long des bords est dominant par rapport au transfert par rétrodiffusion. Plus précisément, le régime de faible rétrodiffusion est garanti lorsque la conductance différentielle est largement inférieure au quantum de conductance associé aux états de bord fractionnaires non perturbé, c'est-à-dire :

$$\frac{d\langle I_B(0) \rangle}{d\omega_0} \ll \frac{e}{2\pi}. \quad (5.15)$$

Cela signifie que les graphiques des Fig. 5.4b et Fig. 5.5b cessent d'être corrects à proximité immédiate des valeurs entières de ω_0/ω . Pour obtenir les graphiques corrects à tous ordres, il faudrait aller au-delà du calcul perturbatif en Γ_0 . Ce calcul exact peut être mené dans le cas particulier d'un demi-remplissage ($\nu = 1/2$) par la méthode de refermionisation. En nous inspirant des travaux de Chamon[81] et en ajoutant la modulation de tension, nous avons calculé le courant de rétrodiffusion à tous les ordres en Γ_0 . Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la référence [79]. Un autre moyen d'éviter les divergences est de faire un calcul à température finie. Ce calcul est présenté dans la section suivante.

5.3 Résultats à température finie

Afin de nous rapprocher du contexte expérimental, nous avons calculé le courant de rétrodiffusion et le bruit à température finie. La méthode de calcul utilisée est identique à celle de la section précédente, seule l'expression de la fonction de Green associée aux champs bosoniques diffère de celle à température nulle donnée par l'éq. (5.10), en effet nous avons :

$$G_r(t, t') = \langle \phi_r(t) \phi_r(t') \rangle - \langle \phi_r^2(t) \rangle - \langle \phi_r^2(t') \rangle = -\ln \left(\frac{\sinh \left(\frac{\pi}{\beta} \left(-t + t' + i \frac{a}{v_F} \right) \right)}{\sinh \left(\frac{i\pi a}{\beta v_F} \right)} \right), \quad (5.16)$$

où $\beta = 1/k_B T$.

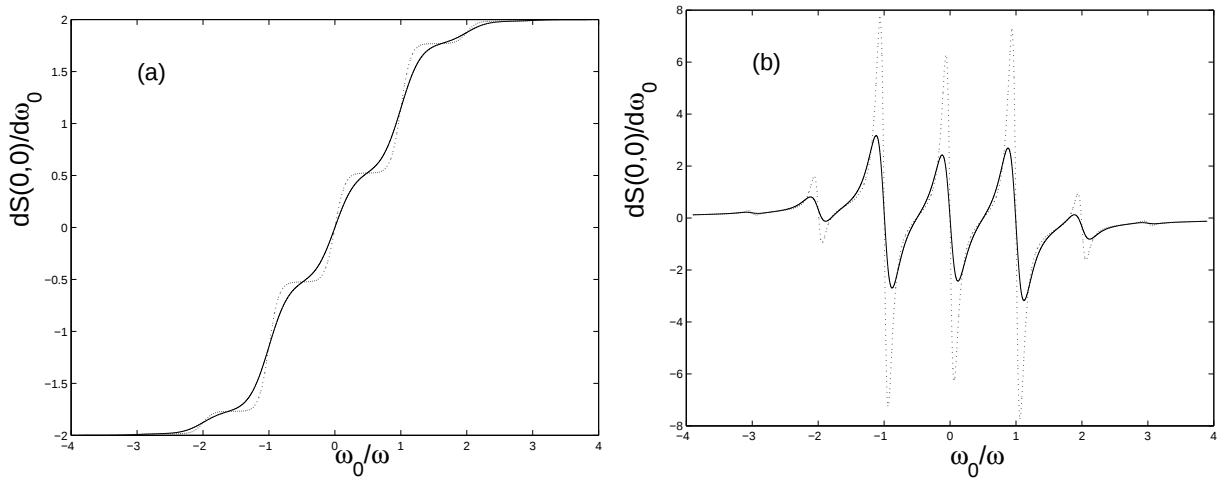


FIG. 5.6 – Variation de la dérivée du bruit par rapport à la tension DC en fonction du rapport ω_0/ω pour (a) $\nu = 1$ et (b) $\nu = 1/3$ avec $\omega_1/\omega = 3/2$. La courbe en trait pointillé fin correspond à $k_B T / \hbar \omega = 0,05$ tandis que la courbe en trait plein correspond à $k_B T / \hbar \omega = 0,1$. Les quantités représentées sont normalisées par rapport au préfacteur qui figure devant la somme sur n dans l'éq. (5.18).

Les expressions du courant de rétrodiffusion et du bruit sont plus complexes que celles obtenues à température nulle, nous avons :

$$\begin{aligned} \langle I_B(\Omega = 0) \rangle &= \frac{\nu e \Gamma_0^2}{2\pi^2 a^2 \Gamma(2\nu)} \left(\frac{a}{v_F} \right)^{2\nu} \left(\frac{2\pi}{\beta} \right)^{2\nu-1} \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \sinh \left(\frac{(\omega_0 + n\omega)\beta}{2} \right) \left| \Gamma \left(\nu + i \frac{(\omega_0 + n\omega)\beta}{2\pi} \right) \right|^2, \quad (5.17) \end{aligned}$$

et,

$$\begin{aligned} S(0,0) &= \frac{\nu^2 e^2 \Gamma_0^2}{2\pi^2 a^2 \Gamma(2\nu)} \left(\frac{a}{v_F} \right)^{2\nu} \left(\frac{2\pi}{\beta} \right)^{2\nu-1} \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \cosh \left(\frac{(\omega_0 + n\omega)\beta}{2} \right) \left| \Gamma \left(\nu + i \frac{(\omega_0 + n\omega)\beta}{2\pi} \right) \right|^2. \quad (5.18) \end{aligned}$$

Afin de comparer ces résultats à ceux obtenus à température nulle, nous avons représenté la variation de la dérivée du bruit à température finie pour $\nu = 1$ (Fig. 5.6a) et pour $\nu = 1/3$ (Fig. 5.6b). L'effet de la température est de supprimer les divergences que nous avons pour $\nu = 1/3$ à $T = 0$. Sur la Fig. 5.7, nous avons représenté le courant de rétrodiffusion. La caractéristique I-V linéaire est inchangée à $\nu = 1$ tandis que les divergences disparaissent à $\nu = 1/3$ pour être remplacées par une structure en dent de scie.

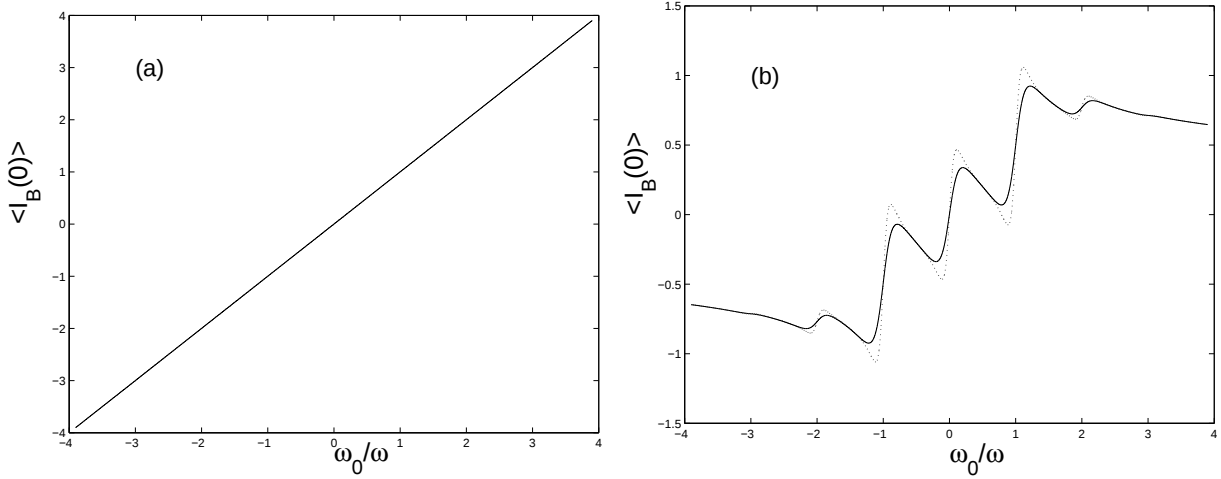


FIG. 5.7 – Courant de rétrodiffusion en fonction du rapport ω_0/ω pour (a) $\nu = 1$ et (b) $\nu = 1/3$ avec $\omega_1/\omega = 3/2$. La courbe en trait pointillé fin correspond à $k_B T / \hbar \omega = 0,05$ tandis que la courbe en trait plein correspond à $k_B T / \hbar \omega = 0,1$. Les quantités représentées sont normalisées par rapport au préfacteur qui figure devant la somme sur n dans l'éq. (5.17).

En présence d'une modulation de tension et à température finie, nous obtenons des singularités dans le courant de rétrodiffusion lorsque le facteur de remplissage est fractionnaire, alors qu'aucune structure n'est présente dans le cas d'un facteur de remplissage entier. L'espacement entre ces singularités peut être utilisé pour déterminer la charge fractionnaire.

5.4 Régime de forte rétrodiffusion

Dans la limite d'une forte rétrodiffusion, les résultats peuvent être déduits directement à partir des résultats obtenus dans la limite d'une faible rétrodiffusion en effectuant les remplacements[49, 82] : $\nu \rightarrow 1/\nu$ et $(\nu e) \rightarrow e$ dans les expressions du courant et du bruit données dans les sections précédentes. Nous n'obtenons dans ce cas aucune structure dans les courbes de courant et de bruit. En conséquence, la mesure de ν dans la limite de forte rétrodiffusion ne peut se faire par le moyen proposé.

5.5 Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié l'effet d'une modulation de tension appliquée à une constriction dans un gaz d'électrons bidimensionnel. Nous avons calculé le courant de rétrodiffusion et le bruit en traitant la rétrodiffusion de façon perturbative. Dans le cas où le facteur de remplissage est entier (effet Hall quantique entier), la dérivée du bruit présente une structure en escalier, en accord avec les études précédentes réalisées pour un métal normal.

En revanche, lorsque le facteur de remplissage est fractionnaire (effet Hall quantique fractionnaire), nous obtenons un tout autre type de variation : des singularités dans le courant de rétrodiffusion et dans la dérivée du bruit sont présentes à chaque valeur entière du rapport ω_0/ω où ω_0 est la tension DC et ω est la fréquence de la modulation AC. Ces singularités trouvent leur origine dans les divergences de la densité d'états tunnel pour les quasiparticules de Laughlin. Alors que des divergences apparaissaient dans le courant à température nulle, nous avons montré que les singularités sont réduites et les pics élargis à température finie. Néanmoins, elles restent suffisamment marquées pour qu'une détermination expérimentale de la charge fractionnaire νe soit possible en mesurant la distance entre deux singularités qui est égale à $\omega_0/\omega = \nu e V_0/\hbar\omega$. Ceci peut être utilisé aussi bien pour la détection de la charge fractionnaire $1/3$ que pour la détection d'autres fractions.

Cette proposition de mesure de la charge fractionnaire possède l'avantage de ne requérir que la mesure d'une seule quantité : le courant dans le régime de faible rétrodiffusion, alors que la méthode précédemment utilisée dans les Réfs. [56, 57, 58] avait recourt à la mesure simultanée du courant et du bruit.

Pour terminer, nous devons mentionner qu'un aspect intéressant de l'effet photo-assisté dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire est qu'il se manifeste, non seulement dans le bruit, mais aussi dans le courant. Ce n'est pas le cas des liquides de Fermi ($\nu = 1$) et des supraconducteurs pour lesquelles l'effet photo-assisté ne se voit que dans le bruit[74].

Chapitre 6

Perspectives

6.1 Statistique complète de courant en présence d'interactions coulombiennes

Le premier projet de recherche que nous souhaitons développer s'insère dans la thématique émergente de la statistique complète du bruit (*Full Counting Statistics*) dans les systèmes nanoscopiques[83]. Son objectif est de déterminer les moments à tous ordres de la distribution de courant afin de caractériser la probabilité $P(N)$ que N charges électriques soient transmises à travers un conducteur pendant un temps t , qui correspond au temps de mesure. Cette distribution de probabilité permettant alors, d'une part, de déterminer les charges effectives qui sont transférées d'un réservoir à un autre et, d'autre part, de conclure si la statistique du système est de type gaussien, poissonnien, binomial, etc.

Les bases théoriques de la statistique complète du bruit pour le transport de charges ont été posées par Levitov, Lee et Lesovik[84]. Ces auteurs ont établi une expression générale reliant la probabilité $P(N)$ et une fonction génératrice $S(\chi)$. Une partie des efforts théoriques ont par la suite porté sur la détermination de la fonction génératrice $S(\chi)$ pour différents systèmes tels que, par exemple, les jonctions tunnel, les conducteurs diffusifs normaux et les supraconducteurs. Les approches théoriques développées ont été essentiellement la théorie des circuits établie par Nazarov, qui permet de traiter les systèmes multi-terminaux et les structures hybrides contenant des éléments supraconducteurs, et la théorie semi-classique, basée sur les intégrales de chemin, pour traiter les cavités chaotiques. Dans le cas d'une jonction tunnel, un effort a été entrepris pour prendre en compte l'effet de l'environnement électromagnétique sur le troisième moment du courant.

Cet intérêt théorique est actuellement en plein essor, d'autant plus que les expérimentateurs ont montré qu'il était maintenant technologiquement possible de mesurer le troisième moment[85]. Néanmoins, la quasi-totalité des travaux théoriques réalisés à ce jour ne prennent pas en compte la répulsion coulombienne, pourtant fondamentale en basse dimensionnalité : les excitations élémentaires collectives des liquides de Luttinger ont un caractère bosonique, qui par exemple modifie la caractéristique courant-tension des nano-circuits. Dans l'effet Hall quantique fractionnaire, seuls Saleur et Weiss ont pris en compte les interactions coulombiennes en utilisant

l'Ansatz de Bethe, cependant leur calcul a été fait à température nulle[86].

L'objectif de ce travail serait de calculer les moments d'ordres supérieurs dans les nano-systèmes en présence d'interactions coulombiennes à température finie. Les effets de la température imposent des contraintes réelles sur les mesures expérimentales, qu'il est important d'adresser dans un travail théorique. Les systèmes considérés seront notamment les gaz d'électrons 2D dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire, les liquides de Luttinger et les nanotubes de carbone.

Dans un premier temps, nous projetons d'utiliser une approche perturbative afin de calculer les moments d'ordre trois et quatre de la distribution de courant dans les états de bord de l'effet Hall quantique fractionnaire. La comparaison avec les moments d'ordre un (courant moyen) et d'ordre deux (bruit de grenaille) permettra alors d'obtenir une première indication sur la statistique de ce système. Les techniques de calcul utilisées seront la bosonisation (afin de prendre en compte la répulsion coulombienne) et le formalisme de Keldysh (qui permet de traiter les systèmes hors-équilibre). Nous prévoyons également d'utiliser des méthodes de calculs numériques pour estimer les intégrales multiples qui apparaissent dans ce genre de calcul. Une fois ce calcul réalisé, nous prévoyons d'utiliser une approche similaire pour les systèmes plus complexes (du fait de l'existence de plusieurs canaux de conduction) que sont les liquides de Luttinger et les nanotubes de carbone.

Dans un deuxième temps, nous souhaitons aller au-delà de l'approche perturbative et développer une méthode de calcul de la fonction génératrice $S(\chi)$ d'un nano-système en présence d'interactions coulombiennes. Nous aurons alors accès à l'ensemble des moments de la distribution, ce qui permettra de caractériser complètement la statistique de ces systèmes.

Enfin, de la même manière que dans les récentes mesures du troisième moment, il sera pertinent d'étudier l'effet de l'environnement sur les moments supérieurs du bruit. Des résultats sont disponibles pour les conducteurs normaux. Dans les systèmes en interactions, si il n'est pas encore clair que la présence du circuit de mesure affecte les systèmes de Hall quantique fractionnaire (dû à leur caractère chiral), ces effets sont clairement attendus lors de l'effet tunnel des électrons entre deux nanotubes de carbone (liquides de Luttinger non chiral).

6.2 Comment relier le bruit quantique que l'on calcule à la mesure ?

Le second projet de recherche s'articule autour du problème de la comparaison entre le corrélateur que l'on calcule et celui qui est mesuré. En effet, dans les calculs de bruit, nous avons pour habitude de calculer le bruit symétrisé qui est défini par :

$$S_{\text{sym}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(0)I(t) + I(t)I(0) \rangle e^{i\omega t} dt , \quad (6.1)$$

et qui possède la propriété d'être une quantité réelle[87]. C'est une convention qui est largement répandue[88] malgré le fait qu'elle ne pose pas la question de la mesure du bruit. Cependant, les

expériences de mesure de bruit dans les systèmes mésoscopiques montrent que c'est le bruit non-symétrisé qui est obtenu (voir par exemple les expériences du groupe de Kouwenhoven[89, 90]).

Les corrélateurs non-symétrisés sont définis par :

$$S_+(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(0)I(t) \rangle e^{i\omega t} dt , \quad (6.2)$$

$$S_-(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(t)I(0) \rangle e^{i\omega t} dt . \quad (6.3)$$

Leur signification physique est la suivante :

- pour $\omega > 0$, $S_+(\omega)$ correspond à l'émission d'énergie par le système mésoscopique tandis que $S_-(\omega)$ correspond à l'absorption d'énergie ;
- pour $\omega < 0$, $S_-(\omega)$ correspond à l'absorption d'énergie par le système mésoscopique tandis que $S_+(\omega)$ correspond à l'émission d'énergie.

Lorsque le système de mesure est un circuit résonant couplé de manière inductive à l'échantillon mésoscopique, le bruit mesuré s'exprime en terme des bruits non-symétrisés[91, 92, 93] :

$$S_{\text{mes}} = K[S_+(\Omega)(N(\Omega) + 1) - S_-(\Omega)N(\Omega)] , \quad (6.4)$$

où $N(\Omega) = (\exp(\hbar\Omega/k_B T) - 1)^{-1}$ est la fonction de Planck, $\Omega = 1/\sqrt{LC}$ est la fréquence du circuit résonant et K est une constante qui dépend de la façon dont le système mésoscopique et le système de mesure sont couplés. Le bruit mesuré, S_{mes} , diffère donc du bruit symétrisé $S_{\text{sym}}(\Omega) = S_+(\Omega) + S_-(\Omega)$. Dans la limite $\hbar\Omega \gg k_B T$, on obtient $S_{\text{mes}} \approx KS_+(\Omega)$: le bruit mesuré est proportionnel au bruit non-symétrisé $S_+(\Omega)$.

Ces résultats préliminaires soulèvent un certain nombre de questions qui n'ont été que très peu abordées dans la littérature :

- Est-ce que l'éq. (6.4) est valable quelque soit le type de couplage entre le système mésoscopique et le système de mesure ?
- Comment la constante K dépend-elle du type de couplage ?
- La dissipation dans le circuit de mesure joue-t-elle un rôle important ?
- Au niveau théorique, quel bruit faut-il calculer ?

Nous nous efforcerons dans un premier temps de répondre à ces questions assez générales, puis nous nous tournerons ensuite vers les questions plus spécifiques qui se posent lorsqu'on s'intéresse, d'une part, au cas d'une tension appliquée alternative et, d'autre part, aux moments d'ordre supérieurs du courant que nous avons évoqué dans la section 6.1.

Le calcul du bruit mesuré effectué par Lesovik et Loosen[91] est basé sur le calcul des corrélateurs de charge (qui est la quantité mesurée dans le circuit résonant) et utilise explicitement l'invariance par translation dans le temps pour remplacer $\langle I(-t)I(0) \rangle$ par $\langle I(0)I(t) \rangle$. Cela signifie que l'éq. (6.4) ne s'applique que pour une tension appliquée constante V_0 . Dans le cas où une tension alternative $V_1 \cos(\omega t)$ est appliquée, il n'est plus possible d'utiliser l'invariance par translation dans le temps lors du calcul des corrélateurs, car :

$$\langle I(-t)I(0) \rangle \neq \langle I(0)I(t) \rangle . \quad (6.5)$$

Notre objectif est de trouver la relation entre le bruit mesuré et les bruits non-symétrisés en présence d'une tension dépendante du temps afin de généraliser l'éq. (6.4).

La question de la mesure se pose également pour les moments supérieurs du courant. Pour le moment d'ordre 3 par exemple, il y a six corrélateurs non-symétrisés :

$$M_1(\omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(0)I(t)I(t+t') \rangle e^{i\omega_1 t} e^{i\omega_2 t'} dt dt' , \quad (6.6)$$

$$M_2(\omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(0)I(t+t')I(t) \rangle e^{i\omega_1 t} e^{i\omega_2 t'} dt dt' , \quad (6.7)$$

$$M_3(\omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(t)I(0)I(t+t') \rangle e^{i\omega_1 t} e^{i\omega_2 t'} dt dt' , \quad (6.8)$$

$$M_4(\omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(t)I(t+t')I(0) \rangle e^{i\omega_1 t} e^{i\omega_2 t'} dt dt' , \quad (6.9)$$

$$M_5(\omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(t+t')I(0)I(t) \rangle e^{i\omega_1 t} e^{i\omega_2 t'} dt dt' , \quad (6.10)$$

$$M_6(\omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(t+t')I(t)I(0) \rangle e^{i\omega_1 t} e^{i\omega_2 t'} dt dt' . \quad (6.11)$$

Pour exprimer le moment d'ordre 3 mesuré, $M_{\text{mes}}(\omega_1, \omega_2)$, en fonction des corrélateurs non-symétrisés définis ci-dessus, nous prévoyons d'exprimer les corrélateurs de charge d'ordre 3 à l'aide des corrélateurs de courant d'ordre 3, en utilisant le principe de calcul développé par Lesovik et Loosen pour le bruit[91].

6.3 Bruit de courant de spin dans un nanotube de carbone

La littérature consacrée aux fluctuations temporelles du courant de charge est abondante. L'une des raisons est que la connaissance du bruit apporte des informations essentielles sur les charges et la statistique des quasiparticules, en particulier pour les systèmes en interactions. En revanche, l'étude des fluctuations temporelles du courant de spin n'a pour le moment quasiment pas été développée. Il existe néanmoins une étude récente[94] qui montre que le bruit de courant de spin permettrait de tester si les interactions sont attractives ou répulsives dans les systèmes mésoscopiques.

Pour les nanotubes de carbone, on peut anticiper que le bruit de courant de spin nous apportera un supplément d'information par rapport au bruit de courant de charge du fait de la séparation spin-charge qui résulte des interactions coulombiennes présentes dans ce système. En effet, la vitesse de chacune des quasiparticules associées aux secteurs $\{j\delta\}$ est renormalisée par la

constante d'interactions du secteur $K_{j\delta}$, ce qui donne :

$$v_{c+} = v_F/K_{c+} > v_F , \quad (6.12)$$

$$v_{c-} = v_F/K_{c-} = v_F , \quad (6.13)$$

$$v_{s+} = v_F/K_{s+} = v_F , \quad (6.14)$$

$$v_{s-} = v_F/K_{s-} = v_F . \quad (6.15)$$

Les quasiparticules du secteur charge total $\{c+\}$ se déplacent plus rapidement que les quasiparticules des trois autres secteurs. Néanmoins, d'après l'éq. (4.25), lorsqu'on injecte un électron de spin up dans un nanotube de carbone à partir d'une pointe STP, les quasiparticules de charges $Q_{+j\delta}$ des quatre secteurs se propagent avec des vitesses différentes mais dans la même direction (vers l'une des deux extrémités du nanotube tandis que les charges $Q_{-j\delta}$ se propagent vers l'autre extrémités). Cela signifie que le spin up part dans la même direction que la charge Q_{+c+} . Ceci devrait avoir une influence sur l'expression du bruit de courant de spin. C'est ce que nous proposons de calculer afin de voir si l'effet de la séparation spin-charge peut se diagnostiquer à ce niveau.

La première étape consiste à calculer le bruit et les corrélations de courant de spin pour le système nanotube + pointe STM étudié dans la section 5. Pour cela, il est nécessaire d'introduire, en plus du courant de charge $I = I_{\uparrow} + I_{\downarrow}$, défini par l'éq. (4.6), le courant de spin défini par $I_s = I_{\uparrow} - I_{\downarrow} = 2ev_F\sqrt{2/\pi}\partial_x\phi_{s+}$. Nous pourrions alors calculer les quatre corrélateurs suivants :

$$S_{\uparrow\uparrow}(x, x') = \langle I_{\uparrow}(x)I_{\uparrow}(x') \rangle , \quad (6.16)$$

$$S_{\downarrow\downarrow}(x, x') = \langle I_{\downarrow}(x)I_{\downarrow}(x') \rangle , \quad (6.17)$$

$$S_{\uparrow\downarrow}(x, x') = \langle I_{\uparrow}(x)I_{\downarrow}(x') \rangle , \quad (6.18)$$

$$S_{\downarrow\uparrow}(x, x') = \langle I_{\downarrow}(x)I_{\uparrow}(x') \rangle , \quad (6.19)$$

et étudier leurs signes et leurs éventuelles relations avec le courant moyen de charge et de spin.

L'étape suivante sera d'étudier des systèmes polarisés en spin : d'une part, un nanotube couplé à une pointe magnétique, et d'autre part, un nanotube connecté à deux contacts ferromagnétiques. Il sera notamment intéressant de comprendre le signe des corrélateurs de courant de spin et de voir comment il est modifié lorsque la polarisation du système varie.

6.4 Effets inélastiques dans les nanotubes de carbone

Des expériences récentes réalisées par le groupe de Dekker[95, 96] ont montré que lorsque des électrons sont injectés à partir d'une pointe STM dans un nanotube de carbone suspendu (voir Fig. 6.1), les modes de vibration radiaux sont excités : le diamètre du nanotube se met à osciller. La transmission tunnel d'électrons dans le nanotube est un phénomène inélastique qui s'accompagne d'une émission ou d'une absorption de phonons au cours des événements tunnel successifs. Ainsi, le contrôle du courant injecté serait un moyen de contrôler les modes de vibration du nanotube.

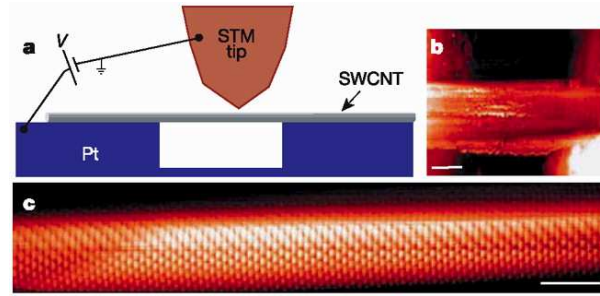


FIG. 6.1 – Détails du nanotube suspendu étudié par le groupe de Dekker[96] .

Au niveau théorique, ce phénomène peut être pris en compte par l'ajout d'un couplage électrons-phonons dans l'Hamiltonien que nous avons utilisé dans la section 4 qui inclut les interactions coulombiennes ou bien se modéliser par la théorie du blocage de Coulomb dynamique. L'objectif étant de calculer la conductance différentielle afin de réaliser une comparaison avec les résultats expérimentaux.

Bibliographie

- [1] J. Smit, Physica **21**, 877 (1955); **24**, 39 (1958).
- [2] L. Berger, Phys. Rev. B **2**, 4559 (1970); **5**, 1862 (1972).
- [3] A.B. Pakhomov, X. Yan, N. Wang, X.N. Jing, B. Zhao, K.K. Fng, J. Xhie, T.F. Hng, S.K. Wong, Physica A **241**, 344 (1997); J.C. Denardin, A.B. Pakhomov, M. Knobel, H. Liu et X.X. Zhang, J. Phys. : Condens. Matter **12**, 3397 (2000).
- [4] J. Caulet, C. Train, V. Mathet, R. Laval, B. Bartenlian, P. Veillet, K. Le Dang, and C. Chappert, J. Magn. Magn. Mater. **198**, 318 (1999).
- [5] H. Sato, T. Kumano, Y. Aoki, T. Kaneko et R. Yamamoto, J. Phys. Soc. Jpn. **62**, 416 (1993); C.L. Canedy, X.W. Li et G. Xiao, J. Appl. Phys. **81**, 5367 (1997); C.L. Canedy, X.W. Li et G. Xiao, Phys. Rev. B **62**, 508 (2000).
- [6] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno et K. Ohtani, Nature **408**, 944 (2000).
- [7] J. Wunderlich, D. Ravelosona, C. Chappert, F. Cayssol, V. Mathet, J. Ferre, J.-P. Jamet et A. Thiaville, IEEE Trans. Magn. **37**, 2104 (2001).
- [8] S. de Haan et J.C. Lodder, J. Magn. Magn. Mater. **168**, 321 (1997); S. Nagagawa, K. Takayama, A. Sato et M. Naoe, J. Appl. Phys. **85**, 4592 (1999); S. Nagagawa, A. Sato, I. Sasaki et M. Naoe, J. Appl. Phys. **87**, 5705 (2000).
- [9] J.E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [10] S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **85**, 393 (2000).
- [11] T. Damker, H. Böttger et V.V. Bryksin, Phys. Rev. B **69**, 205327 (2004).
- [12] R.V. Shchelushkin et A. Brataas, Phys. Rev. B **71**, 045123 (2005).
- [13] K. Nomura, Jairo Sinova, T. Jungwirth, Q. Niu et A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **71**, 041204R (2005).
- [14] J. Wunderlich, B. Kästner, J. Sinova et T. Jungwirth, cond-mat/0410295.
- [15] A. Fert et A. Friederich, Phys. Rev. B **13**, 397 (1976).
- [16] A. Fert, *Proceedings of the international symposium on physics of magnetic materials*, édité par M. Takahashi, S. Maekawa, Y. Gondo et H. Nosé (Word Scientific, Singapore, 1987), p. 503.
- [17] YE. I. Kondorskii, A.V. Vedyayev et A.B. Granovskii, Fiz. Met. Metalloved. **40**, 455 (1975); **40**, 903 (1975); A. N. Voloshinskiy et N. V. Ryzhanova, Fiz. Met. Metalloved. **34**, 15 (1972).
- [18] A. Crépieux et P. Bruno, Phys. Rev. B **64**, 094434 (2001).
- [19] A.H. MacDonald et S.H. Vosko, J. Phys. C **12**, 2977 (1979).

- [20] W.H. Butler, Phys. Rev. B **31**, 3260 (1985).
- [21] J. Banhart et H. Ebert, Europhys. Lett. **32**, 517 (1995); J. Banhart, A. Vernes et H. Ebert, Solid State Commun. **98**, 129 (1996).
- [22] P. Weinberger, P.M. Levy, J. Banhart, L. Szunyogh et B. Ujfalussy, J. Phys. : Condens. Matter **8**, 7677 (1996).
- [23] D.A. Greenwood, Proc. Phys. Soc. **71**, 585 (1958).
- [24] P. Středa, J. Phys. C : Solid State Phys. **15**, L717 (1982).
- [25] R. Kubo, Canad. J. Phys. **34**, 1274 (1956); R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan **12**, 570 (1957).
- [26] A. Crépieux et P. Bruno, Phys. Rev. B **64**, 014416 (2001).
- [27] V.K. Dugaev, A. Crépieux et P. Bruno, Phys. Rev. B **64**, 104411 (2001).
- [28] B. Velicky, S. Kirkpatrick et H. Ehrenreich, Phys. Rev. **175**, 747 (1968).
- [29] P. Soven, Phys. Rev. **178**, 1136 (1969).
- [30] L. Berger et G. Bergmann, *The Hall effect and its Applications*, édité par C.L. Chen et C.R. Westgate (Plenum, New-York, 1980), p.55.
- [31] A. Fert et A. Hamzic, *The Hall effect and its Applications*, édité par C.L. Chen et C.R. Westgate (Plenum, New-York, 1980), p.77.
- [32] V.A. Matveyev, G.V. Fedorov et N.V. Volkenshteyn, Fiz. Metal. Metalloved. **43**, 1193 (1977).
- [33] A. Hamzic, S. Senoussi, I.A. Campbell et A. Fert, Solid State Commun. **26**, 617 (1978).
- [34] S. Iijima, Nature **354**, 56 (1991).
- [35] R. Saito, G. Dresselhaus et M.S. Dresselhaus, *Physical properties of carbon nanotubes* (Imperial College Press, 1998).
- [36] S.J. Tans, M.H. Devoret, H. Dai, A. Thess, R.E. Smalley, L.J. Geerligs et C. Dekker, Nature **386**, 474 (1997).
- [37] S.J. Tans, M.H. Devoret, R.J.A. Groeneveld et C. Dekker, Nature **394**, 761 (1998).
- [38] M. Bockrath, D.H. Cobden, J. Lu, A.G. Rinzler, R.E Smalley, L. Balents et P. Mceuen, Nature **397**, 598 (1999).
- [39] Z. Yao, H.W. Postma, L. Balents et C. Dekker, Nature **402**, 273 (1999).
- [40] I. Safi et H. J. Schulz, Phys. Rev. B **52**, 17040 (1995).
- [41] D. Maslov et M. Stone, Phys. Rev. B **52**, 5539 (1995).
- [42] I. Safi, Ann. Phys. **22**, 463 (1997).
- [43] F. Dolcini, H. Grabert, I. Safi et B.Trauzettel, Phys. Rev. Lett. **91**, 266402 (2003).
- [44] B.Trauzettel, I. Safi, F. Dolcini et H. Grabert, Phys. Rev. Lett. **92**, 226405 (2004).
- [45] F. Dolcini, B.Trauzettel, I. Safi et H. Grabert, cond-mat/0409320.
- [46] R. Egger et A. Gogolin, Eur. Phys. J. B **3**, 781 (1998).
- [47] L.V. Keldysh, Sov. Phys. JETP **20**, 1018 (1965).
- [48] A. Crépieux, R. Guyon, P. Devillard et T. Martin, Phys. Rev. B **67**, 205408 (2003).
- [49] C.L. Kane et M.P. Fisher, Phys. Rev. Lett. **68**, 1220 (1992).
- [50] R. Landauer, Nature **392**, 658 (1998).

- [51] W. Schottky, Ann. Phys. (Leipzig) **57**, 541 (1918).
- [52] G.B. Lesovik, T. Martin et J. Torrès, Phys. Rev. B **60**, 11935 (1999).
- [53] X. Jehl, P. Payet-Burin, C. Baraduc, R.CALEMCZUK et M. Sanquer, Phys. Rev. Lett. **83**, 1660 (1999).
- [54] A.A. Kozhevnikov, R.J. Schoelkopf et D.E. Prober, Phys. Rev. Lett. **84**, 3398 (2000).
- [55] R. Cron, M.F. Goffman, D. Esteve et C. Urbina, Phys. Rev. Lett. **86**, 4104 (2001).
- [56] L. Saminadayar, D.C. Glatthli, Y. Jin et B. Etienne, Phys. Rev. Lett. **79**, 2526 (1997).
- [57] R. de-Picciotto, M. Reznikov, M. Heiblum, V. Umansky, G. Bunin et D. Mahalu, Nature **389**, 162 (1997).
- [58] M. Reznikov, R. de-Picciotto, T.G. Griffiths, M. Heiblum et V. Umansky, Nature **399**, 238 (1999).
- [59] T. Martin et R. Landauer, Phys. Rev. B **45**, 1742 (1992).
- [60] M. Büttiker, Phys. Rev. B **46**, 12485 (1992).
- [61] R. Hanbury-Brown et R.Q. Twiss, Nature **177**, 27 (1956).
- [62] A. Aspect, P. Grangier et G. Roger, Phys. Rev. Lett. **47**, 460 (1981); A. Aspect, J. Dalibard et G. Roger, Phys. Rev. Lett. **49**, 1804 (1982).
- [63] K.-V. Pham, M. Gabay et P. Lederer, Phys. Rev. B **61**, 16397 (2000).
- [64] A.V. Lebedev, A. Crépieux et T. Martin, Accepté à Phys. Rev. B (2005).
- [65] V.V. Ponomarenko, Phys. Rev. B **52**, R8666 (1995).
- [66] D.C. Tsui, H.L. Stormer et A.C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [67] H.L. Stormer, Rev. Mod. Phys. **71**, 875 (1998).
- [68] E.P. Wigner, Phys. Rev. **46**, 1002 (1934).
- [69] H.L. Stormer, Physica B **177**, 401 (1992).
- [70] K. von Klitzing, G. Dorda et M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [71] R.B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983); Phys. Rev. B **27**, 3383 (1983).
- [72] P. K. Tien et J. P. Gordon, Phys. Rev. **129**, 647 (1963).
- [73] G.B. Lesovik et L.S. Levitov, Phys. Rev. Lett. **72**, 538 (1994).
- [74] R.J. Schoelkopf, A.A. Kozhevnikov, D.E. Prober et M.J. Rooks, Phys. Rev. Lett. **80**, 2437 (1998).
- [75] L.H. Reydellet, P. Roche, D.C. Glatthli, B. Etienne et Y. Jin, Phys. Rev. Lett. **90**, 176803 (2003).
- [76] A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf et D. E. Prober, Phys. Rev. Lett. **84**, 3398 (2000).
- [77] X.G. Wen, Phys. Rev. Lett. **64**, 2206 (1990); Phys. Rev. B **43**, 11025 (1991); Int. J. Mod. Phys. B **6**, 1711 (1992); Adv. Phys. **44**, 405 (1995).
- [78] M. Büttiker et R. Landauer, Phys. Rev. Lett. **49**, 1739 (1982).
- [79] A. Crépieux, P. Devillard et T. Martin, Phys. Rev. B **69**, 205302 (2004).
- [80] C. de C. Chamon, D.E. Freed et X.G. Wen, Phys. Rev. B **51**, 2363 (1995); C. de C. Chamon et D.E. Freed, Phys. Rev. B **60**, 1842 (1999).
- [81] C. de C. Chamon, D.E. Freed et X.G. Wen, Phys. Rev. B **53**, 4033 (1996).

- [82] M.P.A. Fisher et L.I. Glazman, cond-mat/9610037.
- [83] W. Belzig, cond-mat/0312180.
- [84] L.S. Levitov et G.B. Lesovik, JETP Lett. **58**, 230 (1993); L.S. Levitov, H. Lee et G.B. Lesovik, J. Math. Phys. **37**, 4845 (1996).
- [85] B. Reulet, J. Senzier et D.E Prober, Phys. Rev. Lett. **91**, 196691 (2003).
- [86] H. Saleur et U. Weiss, Phys. Rev. B **63**, 201302 (2001).
- [87] L.D. Landau et E. Lifshitz, *Statistical Physics* (Pergamon Press, Oxford, 1980).
- [88] Ya.M. Blanter et M. Büttiker, Phys. Rep. **336**, 1 (2000).
- [89] R. Aguado et L.P. Kouwenhoven, Phys. Rev. Lett. **84**, 1986 (2000).
- [90] R. Deblock, E. Onac, L. Guervich et P.P. Kouwenhoven, Science **301**, 203 (2003).
- [91] G.B. Lesovik et R. Loosen, JETP Lett. **65**, 295 (1997).
- [92] U. Gavish, Y. Levinson et Y. Imry, Phys. Rev. B **62**, R10637 (2000).
- [93] C.W. Gardiner, *Quantum noise* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
- [94] O. Sauret et D. Feinberg, Phys. Rev. Lett. **92**, 106601 (2004).
- [95] B.J. LeRoy, S.G. Lemay, J. Kong et C. Dekker, Nature **432**, 371 (2004).
- [96] B.J. LeRoy, S.G. Lemay, J. Kong et C. Dekker, App. Phys. Lett. **84**, 4280 (2004).

Annexe A

Liste complète des publications

A.1 Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

1. *Quantum size effects for extraordinary Hall effect in thin magnetic films*
A. Crépieux, C. Lacroix, N. Ryzhanova et A. Vedyayev
Phys. Lett. A **229**, 401 (1997)
2. *Dzyaloshinsky-Moriya interactions induced by symmetry breaking at a surface*
A. Crépieux et C. Lacroix
J. Magn. Magn. Mater. **182**, 341 (1998)
3. *Quasiclassical size effects for extraordinary Hall effect in magnetic sandwiches*
N. Ryzhanova, A. Vedyayev, A. Crépieux et C. Lacroix
Phys. Rev. B **57**, 2943 (1998)
4. *Competition between the Kondo effect and the RKKY interaction in a thin film*
A. Crépieux et C. Lacroix
Phys. Rev. B **59**, 13824 (1999)
5. *Distribution of Kondo temperatures in a thin film*
A. Crépieux et C. Lacroix
Phys. Rev. B **61**, 6785 (2000)
6. *Theory of the anomalous Hall effect from the Kubo formula and the Dirac equation*
A. Crépieux et P. Bruno
Phys. Rev. B **64**, 014416 (2001)
7. *Relativistic corrections in magnetic systems*
A. Crépieux et P. Bruno
Phys. Rev. B **64**, 094434 (2001)
8. *Localization corrections to the anomalous Hall effect in a ferromagnet*
V.K. Dugaev, A. Crépieux et P. Bruno
Phys. Rev. B **64**, 104411 (2001)
9. *Electron injection in a nanotube : noise correlations and entanglement*
A. Crépieux, R. Guyon, P. Devillard et T. Martin
Phys. Rev. B **67**, 205408 (2003)

10. *Photo-assisted current and noise in the fractional quantum Hall effect*
A. Crépieux, P. Devillard et T. Martin
Phys. Rev. B **69**, 205302 (2004)
11. *Electron injection in a nanotube with leads : finite frequency noise cross-correlations and anomalous charges*
A.V. Lebedev, A. Crépieux et T. Martin
Phys. Rev. B **71**, 075416 (2005)
12. *Current and noise in a model of an AC-STM molecule-metal junction*
R. Guyon, T. Jonckheere, V. Mujica, A. Crépieux et T. Martin
J. Chem. Phys. **122**, 144703 (2005)
13. *Electron-electron interactions in a one-dimensional quantum wire spin filter*
P. Devillard, A. Crépieux, K.I. Imura et T. Martin
Soumise à Phys. Rev. B (2005)
14. *An electronic Mach-Zehnder interferometer in the fractional quantum Hall effect*
T. Jonckheere, P. Devillard, A. Crépieux, and T. Martin
Soumise à Phys. Rev. Lett. (2005)

A.2 Publications dans le cadre de conférences internationales

15. *Kondo effect in a thin film*
A. Crépieux et C. Lacroix
Physica B **261**, 204 (1999)
16. *Weak-localization corrections to the anomalous Hall effect*
V.K. Dugaev, A. Crépieux et P. Bruno
J. Magn. Magn. Mater. **240**, 159 (2002)
17. *Anomalous Hall effect and weak-localization corrections in a ferromagnet*
A. Crépieux, J. Wunderlich, V.K. Dugaev et P. Bruno
J. Magn. Magn. Mater. **242-245**, 464 (2002)
18. *Noise correlations, entanglement, and Bell inequalities*
T. Martin, A. Crépieux et N. Chtchelkatchev
Proceedings of NATO ARW on Quantum Noise in Mesoscopic Physics (Delft) **édité par Yu. V. Nazarov et Ya. M. Blanter, Mai 2003, Kluwer Academic Publishers.**
19. *Noise and cross-correlations in carbon nanotubes*
A. Crépieux, R. Guyon, P. Devillard et T. Martin
Proceeding des XXXIX rencontres de Moriond (La Thuile 2004)
20. *Noise in the fractional quantum Hall effect with a DC and AC bias*
A. Crépieux, P. Devillard et T. Martin
Proceeding des XXXIX rencontres de Moriond (La Thuile 2004)
21. *Photo-assisted shot noise in the fractional quantum Hall regime*
A. Crépieux, P. Devillard et T. Martin
Proceeding of the 18th International Conference on Noise and Fluctuations (2005)

Annexe B

Copies des publications présentées dans cette thèse