



HAL
open science

Transport de chaleur dans le graphène en régime d'effet Hall quantique

Gaëlle Le Breton

► **To cite this version:**

Gaëlle Le Breton. Transport de chaleur dans le graphène en régime d'effet Hall quantique. Systèmes mésoscopiques et effet Hall quantique [cond-mat.mes-hall]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP121 . tel-03951750

HAL Id: tel-03951750

<https://theses.hal.science/tel-03951750>

Submitted on 23 Jan 2023

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

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

Transport de chaleur dans le graphène en
régime d'effet Hall quantique
Heat transport in graphene in the quantum Hall regime

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 564, Physique en Île-de-France (PIF)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate school : Physique
Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **SPEC** (Université Paris-Saclay, CEA, CNRS), sous la direction de **François PARMENTIER**, chargé de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 10 novembre 2022, par

Gaëlle LE BRETON

Composition du jury

Ulf GENNSER Directeur de recherche, Université Paris-Saclay (C2N)	Président
Laetitia MARTY Chargée de recherche, HDR, Université Grenoble-Alpes (Institut Néel)	Rapporteur & Examinatrice
Benoît HACKENS Professeur des Universités, UC Louvain	Rapporteur & Examineur
Geraldine HAACK Assistant professeur, Université de Genève	Examinatrice
Erwann BOCQUILLON Professeur des universités, Université de Cologne	Examineur
François PARMENTIER Chargé de recherche, CEA-Saclay	Directeur de thèse

Titre : Transport de chaleur dans le graphène en régime d'effet Hall quantique

Mots clés : transport quantique, graphène, effet Hall quantique, transport de chaleur

Résumé :

L'effet Hall quantique est un effet qui apparaît dans les gaz 2D sous l'action du champ magnétique, tel que le matériau 2D va devenir isolant, à l'exception des bords. Le transport va s'effectuer au sein de canaux de bords de conduction balistiques et chiraux. Ce sont ces canaux qui vont être à l'origine de la quantification du transport de charge. Cet effet est au cœur de la physique mésoscopique d'aujourd'hui, notamment car il permet d'effectuer des expériences simples en transport quantique mésoscopique, ainsi que des expériences de métrologie, afin de mesurer précisément la valeur de l'étalon de résistance par exemple. Le transport au sein des canaux va être doublement quantifié. En effet, il y aura une quantification de la charge, mais aussi une quantification du flux de chaleur.

L'objectif de la thèse est de mesurer la quantification du transport de chaleur dans le graphène en régime d'effet Hall quantique. L'effet Hall quantique est différent dans le graphène comparé aux gaz 2D. En effet, le diagramme de dispersion du graphène possède deux points de symétries appelés vallées, qui sont à ajouter aux symétries de spin usuelles dans les matériaux 2D. La caractéristique du graphène est d'avoir à la fois des symétries de spins et de vallées (dégénérescence = 4), contre une seule symétrie de spins pour les gaz 2D (dégénérescence = 2).

Le manuscrit est présenté de cette manière, tout d'abord les différents éléments théoriques sur l'effet Hall quantique et le graphène sont introduits dont les éléments principaux ont été donné ci-dessus.

Puis la méthode de mesure de quantification du flux de chaleur dans le graphène à partir de mesure de bruit thermique est développée. Le modèle de transport de chaleur au sein de canaux balistiques est décrit, avant d'appliquer ce modèle au graphène à partir de mesures de bruit

thermique. La particularité de ces mesures est d'extraire du bruit thermique mesuré le flux de chaleur issu des canaux de bords du graphène.

Ensuite, la méthode de mesure et de fabrication des échantillons est présentée. Les mesures doivent être effectuées dans un réfrigérateur à dilution pouvant refroidir jusqu'à 10 mK, et atteindre des champs magnétiques de l'ordre de 14 T. Le dispositif de mesure a été intégralement installé par nos soins. La fabrication des échantillons a été une grosse partie du travail de thèse, car pour mesurer le transport de chaleur dans l'effet Hall quantique fractionnaire il est nécessaire de fabriquer des échantillons de haute qualité.

Le manuscrit présente ensuite les mesures de transport de chaleur dans un échantillon que nous avons fabriqué, montrant la quantification du flux de chaleur dans l'effet Hall quantique entier. Ces mesures permettent de vérifier des mesures déjà effectuée dans le graphène pour l'effet Hall quantique et la fiabilité de notre méthode de mesure.

La dernière partie est consacrée aux mesures effectuées sur un échantillon issu d'une collaboration, dont nous avons pu montrer l'impact des modes neutres contre-propageants sur le transport de chaleur en régime d'effet Hall quantique fractionnaire.

Pour conclure sur le travail effectué durant cette thèse, il a pu être vérifié, à partir de mesures de bruit thermique, la quantification du flux de chaleur dans le graphène en régime d'effet Hall quantique entier et fractionnaire. Ce deuxième cas a montré des résultats encourageants sur la compréhension des modes neutres en son sein. Ces résultats ouvrent la voie vers de futures mesures de transport quantique dans le graphène, que ce soit dans l'approfondissement de la compréhension de ces modes neutres, ou encore, dans la mesure des magnons dans le graphène.

Title : Heat transport in graphene in the quantum Hall regime.

Keywords : quantum transport, graphene, quantum hall effect, heat transport

Abstract :

The quantum Hall effect, is an effect which appears in the 2D gas when a field is applied, such as the material will become insulating, except on the edge. The transport will be on ballistic and chiral edge channels. This is these channels will be the source of charge transport quantization. This effect is the center of the modern mesoscopic physic, particularly because it allows to perform simple experiments in quantum mesoscopic transport, as well as metrology experiment to measure the value of the resistance standard, as an example. The edge transport will have a charge quantization and also a heat transport quantization.

The goal of this PhD is to measured the quantization of the heat transport on graphene in the quantum Hall regime. This quantum Hall effect is different for graphene that the 2D gas. In fact, the energy dispersion has two symmetry points called valley, which is to add to the spin symmetry in the 2D materials. This graphene characteristic is to have spin and valley symmetry (degeneracy = 4), against only one spin symmetry for the 2D gas (degeneracy = 2).

This manuscript is present on this way, first the different theoretical elements on the quantum Hall effect and graphene are introduced, of which we have presented the main elements here.

Then the method of heat flow quantization in graphene from noise thermometry is developed. The heat transport model in ballistic channels is describe, before applied this model to gra-

phene from thermal noise measurement. The peculiarity of this measurement is to extract from thermal noise measured on the graphene edge channels.

Next, the measurement method and sample fabrication are presented. The measurements should be done on the dilution fridge which can cool to 10 mK, and increase his magnetic field to 14 T. The measuring system has been installed by ourselves. The sample fabrication was a big part of the job, because to measure the heat transport inside fractional quantum Hall effect, we need to fabricate high quality sample.

The following part of the manuscript present the heat transport measurement on a sample we fabricated, showing the heat flow quantization on integer quantum Hall effect. These measurement verified those already done in graphene, and the reliability of our measurement method.

The last part is focused on the measurement done on a sample from a collaboration, in which we have shown the impact of counter-propagating neutral mode on heat transport for fractional quantum Hall effect.

To conclude on the work done during this PhD, we verified with thermal noise measurement, the quantization of heat flow on integer and fractional quantum Hall effect. This second case shown positive results on the understanding of neutral modes. These results open the path to future measurements in quantum transport for graphene, whether in deepening of the understanding of neural modes, or for magnon measurement in graphene.

REMERCIEMENTS

Durant ces trois années, j'ai rencontré de nombreuses personnes qui ont tous eu un impact plus ou moins important sur mon travail et sur le côté humain de cette thèse. Je vais commencer par remercier les personnes avec qui j'ai travaillé de près ou de loin, au sein du laboratoire, dans un premier temps les membres permanents, chercheurs et techniciens, puis dans un second temps les membres non-permanents, et ensuite, je vais remercier toutes les personnes en dehors de la physique qui ont été présents de près ou de loin, et qui ont permis l'aboutissement de cette thèse.

Je tiens donc à remercier chaleureusement François PARMENTIER, mon directeur de thèse pour sa confiance, son encadrement et sa bienveillance durant ces trois années qui ont été riches en rebondissements. Je remercie aussi Patrice ROCHE pour son accueil au sein du laboratoire et du groupe de recherche, et pour les discussions que nous avons eu. Au sein du laboratoire, il y a de nombreuses personnes que je souhaite également remercier, comme Patrice JACQUES, le technicien qui est celui qui a rendu possible les mesures grâce à son savoir faire et son expérience. Mais aussi les responsables de l'atelier de nano-fabrication, Pief, et Sébastien sans qui les échantillons n'auraient peut être pas vu le jour aussi rapidement. Ainsi que Marcelo qui a sauvé plus d'un échantillon malgré qu'ils n'ont pas donnés les résultats escomptés. Ainsi que les personnes qui font vivre le laboratoire et l'entretien des différents appareils, dont je n'ai pas les noms en tête mais qui méritent ces remerciements car sans eux, rien n'aurait pas été possible. Je remercie aussi dans ce paragraphe, les personnes du C2N qui ont fabriqué un des échantillons mesuré et qui a donné d'excellents résultats, Rebeca et Yuanzhuo.

Parmi les non-permanents du laboratoire avec qui j'ai travaillé et passé du temps, je remercie Raphaëlle avec qui j'ai travaillé durant les deux premières années, mais aussi Alexandre, qui a été d'une véritable aide sur tout le début de cette thèse et qui a permis mon intégration dans le groupe de non-permanents déjà bien formé à mon arrivée. Je remercie aussi les autres personnes avec qui j'ai passé de bons moments et avec qui j'ai eu des discussions enrichissantes que ce soit humainement ou sur la physique, ces personnes sont trop nombreuses pour être toutes citées, mais voici la fraction qui me vient en tête, Manjari, Himadri, Gerbold, Myunglae, Paul...

En dehors du laboratoire et de la physique, je remercie mes parents pour leur soutien durant ces nombreuses années d'études, ainsi que mes frères et ma soeur pour ces mêmes raisons. Je tiens tout particulièrement à remercier celui qui partage ma vie depuis plusieurs années maintenant et qui m'a toujours soutenu, Alwin, qui a dû supporter les hauts et les bas associés à ces trois années. Ensuite, je tiens à remercier ma belle-famille qui ont une part importante aussi dans cette thèse, Zohra, Thierry, Lauriane et Attila (et son frizbee). Ainsi que les personnes avec qui j'ai dansé chaque dimanche pour ces 15 derniers mois, Mahina et Smahane en particulier, sans qui les week-end auraient été plus tristes sans leur bonne humeur et leur bienveillance.

J'oublie certainement des personnes, mais toutes celles que j'ai cotoyé durant ces années ont tous eu un impact plus ou moins important dans mon travail et ma vie quotidienne, et je remercie sincèrement celles qui ont eu un impact positif, malgré l'oubli de les citer.

Je dédie ce travail à mes deux papis.

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	1
I	Notions fondamentales	5
2	Introduction au graphène	7
2.1	Structure cristalline	8
2.2	Diagramme de dispersion du graphène	9
2.3	Équation de Fermi-Dirac	9
2.4	Effet d'un champ magnétique	11
2.5	Expérience dans le graphène	11
3	Base de l'effet Hall quantique entier dans les semi-conducteurs	13
3.1	Généralités sur l'effet Hall quantique	14
3.2	Niveaux de Landau	14
3.3	États de bords	15
3.4	Quantification de la conductance	16
3.5	Influence du désordre	17
3.6	Brisure de symétries	19
4	Cas du graphène en régime d'effet Hall quantique	21
4.1	Niveaux de Landau du graphène	21
4.2	Mesure de l'effet Hall dans le graphène	22
4.3	Levée de dégénérescence de spins et de vallées	24
5	Effet Hall quantique fractionnaire	27
5.1	Introduction à l'effet Hall fractionnaire	27
5.2	Fonctions de Laughlin	28
5.3	Théorie des fermions composites	29
5.4	Canaux de bords dans l'effet Hall quantique fractionnaire - Analogie avec le cas entier	31
II	Quantification du flux de chaleur dans le graphène	35
6	Modèle du transport de chaleur dans un canal balistique	37
6.1	Théorie du transport quantique dans un canal balistique	37
6.1.1	Définition du transport balistique d'électrons au sein d'un conducteur mésoscopique	37
6.1.2	Transport de charge	38
6.1.3	Transport de chaleur	39
6.2	Application au graphène en régime d'effet Hall quantique	40
6.2.1	Équation de conservation du flux de chaleur dans les conditions de l'expérience	41

7	Réalisation des mesures de transport de chaleur dans le graphène	45
7.1	Principe de l'expérience	45
7.2	Détermination du facteur de remplissage par mesure deux points	47
7.2.1	Définition de la mesure	47
7.2.2	Obtention de la valeur du facteur de remplissage	49
7.3	Choix du courant I_{dc} pour la mesure de J_Q	50
7.4	Mesure de la température T_C	50
8	Mesures de bruit thermique	53
8.1	Expression du bruit mesuré de l'échantillon	54
8.1.1	Bruit thermique	54
8.1.2	Auto et cross-corrélation du bruit	56
8.2	Extraction de la température - Procédé de calibration	57
8.2.1	Expression du bruit thermique	57
8.2.2	Calibration en température	58
8.2.3	Détermination des paramètres de la chaîne d'amplification	61
8.2.4	Application de la calibration aux mesures	63
8.3	Détermination de la température électronique	63
III	Dispositif expérimental pour la réalisation de l'expérience	65
9	Câblage du réfrigérateur à dilution	67
9.1	Câblage pour mesures DC	67
9.1.1	Vue générale des lignes de mesures DC	68
9.1.2	Première version du câblage	69
9.1.3	Deuxième version du câblage	71
9.2	Câblage pour mesures de bruit	73
10	Fabrication de l'échantillon	77
10.1	Procédé général pour la fabrication de l'échantillon	78
10.1.1	Exfoliation	78
10.1.2	Empilement de l'hétérostructure	80
10.1.3	Dépôt des contacts	82
10.1.4	Finalisation de l'échantillon	83
10.2	Première génération d'échantillon avec îlot en graphène.	83
10.2.1	Présentation de l'objectif	83
10.2.2	Optimisation de l'énergie de charge de la surface métallique	84
10.2.3	Echantillon fabriqué	86
10.2.4	Limite de l'utilisation du graphène comme métal.	86
10.3	Deuxième génération d'échantillons avec îlot métallique.	87
IV	Quantification du flux de chaleur en régime d'effet Hall quantique entier	89
11	Caractérisation de l'échantillon	91
11.1	En fonction de la tension de grille / Dopage du graphène	91
11.2	Résistance de l'échantillon avec le champ magnétique	96
12	Mesures en effet Hall quantique Entier	99
12.1	Mesures à 12 T	99
12.1.1	Paramètres de calibration	100
12.1.2	Stabilité des plateaux de résistance avec le courant incident I_{dc}	101
12.1.3	Détermination de la température électronique T_0	102
12.1.4	Mesures de transport de chaleur	103
12.2	Mesures à 8 T	104
12.2.1	Paramètres de calibration	105

12.2.2	Stabilité des plateaux de résistance avec le courant incident I_{dc}	105
12.2.3	Valeurs de T_0	106
12.3	Conclusion sur les mesures de transport de chaleur entre 8 et 12 T	107

V Équilibration du transport de chaleur dans l'effet Hall quantique fractionnaire 109

13	Transport de chaleur dans l'effet Hall quantique fractionnaire	111
13.1	Rappels du modèle théorique	111
13.2	Notion d'équilibration de la chaleur dans les états "hole-conjugate"	113
13.3	Cas de l'état "hole-conjugate" $\nu = 8/3$ dans le graphène.	114
14	Mesure de l'état non-équilibré de $\nu = 8/3$	117
14.1	Caractérisation à champ nul	117
14.2	Caractérisation sous champ magnétique	118
14.2.1	Effet du champ magnétique	118
14.2.2	Analyse de R_{2pts} en fonction de la tension de grille	119
14.2.3	Mise en évidence des valeurs de ν fractionnaires	121
14.2.4	Analyse du bruit en fonction de la tension de grille	122
14.3	Mesure de transport de chaleur dans l'état $\nu = 8/3$	124
15	Mesures de l'état équilibré de $\nu = 8/3$	129
15.1	Caractérisation de l'échantillon sous champ magnétique	130
15.1.1	Caractérisation avec la tension de grille	130
15.1.2	Observation du désordre dans l'échantillon	131
15.2	Mesure du transport de chaleur dans l'état $\nu = 8/3$	131
15.2.1	Analyse des différents bruits mesurés	132
15.2.2	Détermination de la température électronique	132
15.2.3	Analyse du flux de chaleur sortant de l'îlot métallique.	134
15.2.4	Electrostatique des bords et équilibration	136
15.2.5	Reproductibilité des résultats	137
16	Conclusion	141

Bibliographie 143

Annexe 149

A	Fabrication des slides de PPC	149
B	Procédé d'empilement de l'hétérostructure	153
C	Procédé de création des contacts métalliques de l'hétérostructure	155
D	Analyses de données de l'îlot en graphène.	157
E	$\Delta T_C = f(I_{dc})$, ajustement de T_0 et N.	159
F	Conductance de l'échantillon avec le courant injecté	161
G	Refroidissement des phonons	163

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'effet Hall quantique a été découvert en 1980 par K. von Klitzing, et est au centre de la physique mésoscopique contemporaine. C'est un effet qui apparaît au sein des matériaux 2D lorsqu'ils sont soumis à un fort champ magnétique, tels que les gaz 2D, comme l'AsGa, qui est le matériau le plus fréquemment utilisé pour les mesures en effet Hall quantique, mais c'est aussi le cas du graphène. Sous l'action du champ magnétique, ces matériaux 2D deviennent isolants, de sorte que le transport va s'effectuer uniquement suivant les bords du matériau, dans ce cas on parlera de canaux de bords balistiques et chiraux. Cette caractéristique va induire la quantification du transport de charge, de sorte que la conductance de l'échantillon va être égale à νG_0 où ν correspond au facteur de remplissage, qui est égal au nombre de canaux de bords en effet Hall quantique entier, et $G_0 = e^2/h$ au quantum de conductance. Cette définition des canaux de bords va permettre la réalisation d'expériences de métrologie permettant d'extraire la valeur de l'étalon de résistance par exemple. D'autres applications de matériaux 2D en effet Hall quantique, permettent d'utiliser ces canaux de bords autant en physique quantique, qu'en optique quantique ou transport quantique. Dans chacun de ces domaines, maîtriser le nombre de ces canaux de bords, permet de faire des mesures précises issue de la quantification de la charge. La particularité des canaux de bords qui est la base de la physique de ce manuscrit, est que ces canaux transportent de la charge mais aussi de la chaleur. Ce transport de chaleur est aussi quantifié, de sorte que chaque canal va transporter le flux de chaleur $J_Q^e = \frac{\pi^2 k_B^2}{3h} \frac{1}{2} (T_1^2 - T_2^2)$ entre deux réservoirs qui sont aux températures T_1 et T_2 .

L'effet Hall quantique peut avoir des facteurs de remplissage entiers. Il existe aussi un cas ayant des facteurs de remplissage fractionnaires. Celui-ci est dû aux interactions et aux états fortement corrélés. Ces deux cas ont été mesuré dans l'AsGa, mais ils sont l'objet d'expériences dans le graphène. Ce dernier possède, sur son diagramme de dispersion deux points de symétries, appelés vallées, qui sont à l'origine d'un effet Hall quantique particulier. En effet, dans les gaz 2D, le nombre de canaux de bords est défini en fonction des symétries de spin, tel que la dégénérescence de spin $g_s = 2$. Dans le graphène, il y a cette dégénérescence à prendre en compte, mais aussi les dégénérescences issues des symétries de vallées $g_v = 2$. Cela implique que le gra-

phène a une dégénérescence totale de 4 contre 2 pour les gaz 2D. Cette différence rend l'observation de certains facteurs de remplissage difficile, car il est nécessaire de lever ces deux types dégénérescences. Pour cela, il est nécessaire d'avoir des échantillons de graphène de haute qualité pour la mesure de l'effet Hall fractionnaire.

L'objectif de cette thèse est de mesurer le transport de chaleur dans le graphène en régime d'effet Hall quantique. Pour mesurer le transport de chaleur, l'échantillon est placé dans un réfrigérateur descendant à une température de l'ordre de 10 mK, et peut être soumis à un champ montant jusqu'à 14 T. Cela implique l'utilisation d'un réfrigérateur à dilution, dont les lignes de mesures ont été faites sur mesures par nos soins. Afin de présenter tout le travail effectué pendant la thèse, de la fabrication d'échantillons, aux mesures de transport de chaleur, ce manuscrit est divisé en cinq parties, qui vont être présentées successivement.

Tout d'abord, seront détaillés les différents éléments théoriques indispensables à la compréhension des mesures à travers 4 chapitres, en commençant par avoir une vision générale du graphène et de l'effet Hall quantique entier dans les semi-conducteurs. Puis il sera question d'appliquer cette effet Hall quantique au graphène, pour y expliquer les différentes caractéristiques propres à ce matériau. Enfin, sera introduit l'effet Hall quantique fractionnaire, qui a une physique prenant en compte les interactions, différente de l'effet Hall quantique entier.

La deuxième partie est consacrée à la description de la quantification du flux de chaleur dans le graphène. Cette partie est divisée en trois chapitres. Le premier consiste à présenter le modèle de transport de chaleur dans un canal balistique, en général et dans le graphène, ce qui nécessite une géométrie d'échantillon particulière. Les deux autres chapitres sont dédiés au principe de mesure du transport de chaleur, et aux mesures de bruit thermique. Ces mesures de bruits thermiques sont nécessaires à l'extraction des différentes températures.

Dans la troisième partie, est abordé le câblage des mesures dans le réfrigérateur ainsi que la méthode de fabrication des échantillons. Ces deux sujets sont chacun l'objet d'un chapitre, et ils ont été une grosse partie du travail de thèse. En effet, à eux deux, cela a pris plus de la moitié du temps de la thèse. Une des contraintes pour le câblage, est d'avoir une température de base des électrons la plus basse possible dans l'échantillon. Cette contrainte a nécessité un travail important pour sa mise en oeuvre. Cela a pu déboucher sur les résultats qui sont l'objet des deux prochaines parties.

La quatrième partie présente les résultats de mesures de transport de chaleur en effet Hall quantique entier, dans un échantillon que j'ai fabriqué. La caractérisation de l'échantillon est traitée dans le premier chapitre, elle consiste à montrer les différents résultats sans champ magnétique, ce qui va définir l'échantillon. Ensuite, l'objet du chapitre suivant sont les mesures de transport de chaleur en effet Hall quantique entier, dans les états choisis suite à la caractérisation de l'échantillon, qui ont confirmé la quantification du transport de chaleur.

Enfin, la cinquième partie présente les résultats pour un second échantillon, qui a été fabriqué par une équipe du Centre des Nanosciences et des Nanotechnologies¹ à Palaiseau. Dans un premier chapitre, les notions de transport de chaleur en effet Hall fractionnaire sont expliquées, notamment avec la notion de canaux de bords contre-

1. C2N

propageants. En effet Hall fractionnaire, il existe un mode neutre ne transportant aucune charge mais de la chaleur. Ces expériences permettent de mettre en évidence ces modes en mesurant le nombre de canaux de bords par état Hall quantique. En prenant en compte les interactions entre les canaux, le mode neutre va être à l'origine de deux états possibles d'équilibrations. Un premier, dit "non-équilibré", pour lequel chaque canal va transporter un flux de chaleur quantifié, qui est l'objet du deuxième chapitre. Et un second, dit "équilibré", dans lequel le mode neutre supprime une contribution au flux de chaleur équivalente à celle d'un canal balistique et qui a été mesuré dans le graphène, dans des conditions inattendues et qui fait l'objet du troisième et dernier chapitre du mémoire.

Première partie
Notions fondamentales

CHAPITRE 2

INTRODUCTION AU GRAPHÈNE

Introduction

Les premiers travaux sur le graphène remontent à 1947 avec la prédiction théorique de l'existence du graphène par P.R. Wallace [1] et a valu le prix Nobel à A. Geim et K. Novoselov pour sa découverte en 2010 [2].

Le graphène est un matériau bidimensionnel, un allotrope du carbone, à l'image du graphite, nanotubes et fullerène par exemple (voir figure 2.1). Tout ces matériaux ont comme particularité de n'être composés que d'atomes de carbone. Chacun a une structure propre dont celle du graphène est en nid d'abeilles comme représenté sur les figures 2.1 et 2.2. Cette structure particulière lui donne des propriétés intéressantes de part sa symétrie.

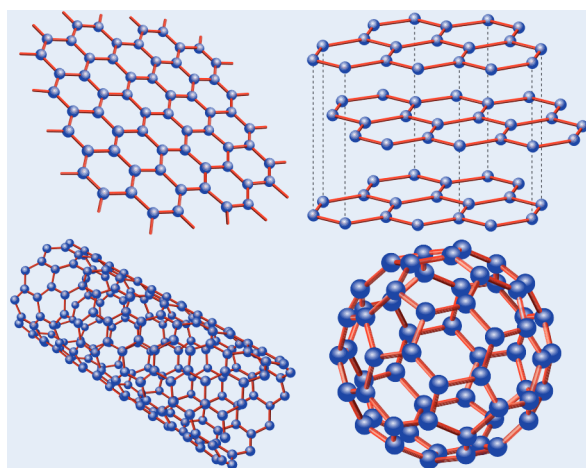


Figure 2.1 – De gauche à droite et de haut en bas. Graphène, graphite, nanotube de carbone et fullerène C_{60} . Image issue de [3]

On rappelle que la structure électronique du carbone est $1s^2 2s^2 2p^2$. Cette structure lui permet d'avoir quatre électrons de valence. Le diamant est le seul allotrope du carbone ayant une maille tétraédrique, qui impose que les quatres électrons de valence font une liaison carbone-carbone. Tout les autres allotropes, tel que le graphène ont une maille hexagonale, ce qui fait qu'un des électrons est libre au sein de la structure. Cette maille hexagonale implique alors une hybridation orbitale sp^2 qui

sera à l'origine de toute la physique du graphène.

2.1 Structure cristalline

Le graphène est constitué d'une structure en nid d'abeille, avec une maille élémentaire hexagonale, qui lui vaut d'être un matériau stable, aux propriétés électroniques intéressantes compte tenu de la présence d'un électron libre pour chaque carbone. Ainsi, on peut représenter la maille et le réseau réciproque du graphène suivant les représentations ci-dessous :

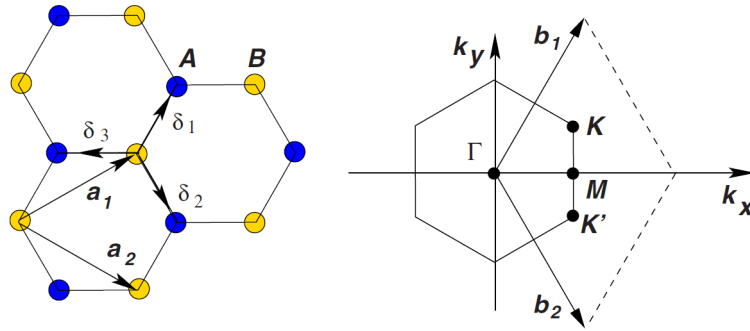


Figure 2.2 – A gauche, le réseau de Bravais de la maille du graphène dont les vecteurs entre deux atomes voisins d'un même type (\vec{a}_1 , \vec{a}_2) ou entre deux plus proches voisins ($\vec{\delta}_1$, $\vec{\delta}_2$, $\vec{\delta}_3$) sont représentés. A droite, la première zone de Brillouin définie par les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 . Image provenant de [4].

Le motif possède deux atomes de carbone, A et B dont les vecteurs entre deux atomes de même types (ici, B), sont définis par :

$$\vec{a}_1 = \frac{a}{2}(3, \sqrt{3}) \quad , \quad \vec{a}_2 = \frac{a}{2}(3, -\sqrt{3}) \quad (2.1)$$

où a correspond à la distance carbone-carbone, et est égale à $a \sim 1.42 \text{ \AA}$, et le paramètre de maille correspond à la distance $\sqrt{3}a \sim 2.46 \text{ \AA}$. Ainsi, on peut de la même manière, définir les vecteurs entre plus proches voisins, $\vec{\delta}_{1,2,3}$:

$$\vec{\delta}_1 = \frac{a}{2}(1, \sqrt{3}) \quad , \quad \vec{\delta}_2 = \frac{a}{2}(1, -\sqrt{3}) \quad , \quad \vec{\delta}_3 = -a(1, 0) \quad (2.2)$$

La première zone de Brillouin quant à elle, est définie par les vecteurs :

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{3a}(1, \sqrt{3}) \quad , \quad \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{3a}(1, -\sqrt{3}) \quad (2.3)$$

Cette première zone de Brillouin, a la particularité d'avoir deux points de symétrie K et K' qui sont définis par :

$$K = \frac{2\pi}{3a}\left(1, \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \quad , \quad K' = \frac{2\pi}{3a}\left(1, -\frac{1}{\sqrt{3}}\right) \quad (2.4)$$

La structure cristalline du graphène est la base des structures des différents allotropes du carbone. Le graphène peut-être utilisé brut, une seule couche de graphène, ou bien bi-couches. Dans cette thèse, c'est le graphène mono-couche qui a été étudié.

2.2 Diagramme de dispersion du graphène

La structure cristalline du graphène va être à l'origine des propriétés exotiques du graphène. Les solutions à l'équation de Schrödinger tight-binding du graphène vont s'écrire, en posant l'approximation des plus proches voisins[1][4][5][6] :

$$E_{\pm}(\vec{k}) = \pm t \sqrt{3 + f(\vec{k})} - t' f(\vec{k}) \quad (2.5)$$

où t correspond à l'énergie nécessaire pour passer du site d'origine au site voisin, et t' du site d'origine au second voisin. La fonction $f(\vec{k})$ quant à elle est égale à :

$$f(\vec{k}) = 2 \cos(\sqrt{3}k_y a) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a\right) \quad (2.6)$$

Le diagramme de dispersion associé est représenté en figure 2.3.

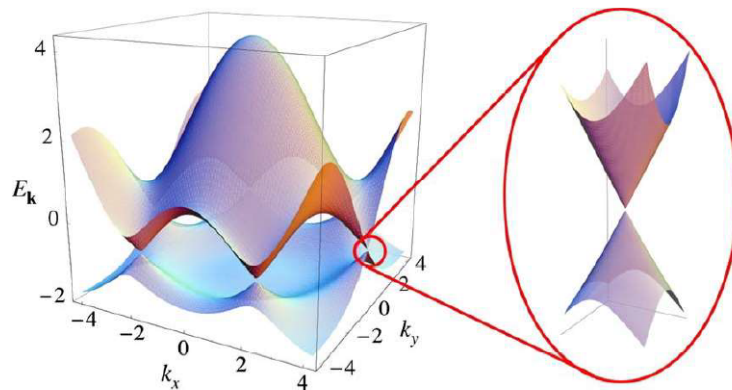


Figure 2.3 – Diagramme de dispersion du graphène à gauche, et à droite le zoom sur le point de Dirac, aussi appelé cône de Dirac. Image issue de [4]

Une des particularité du diagramme de dispersion du graphène, est la présence de cônes de Dirac à des points précis de l'espace. En effet, ils apparaissent aux points de symétries K et K' appelés vallées, et ils sont dégénérés, ce qui impose une dégénérescence dite de vallées $g_V = 2$, pour lesquelles le spin est lui aussi dégénéré deux fois $g_S = 2$. Ces vallées sont définies par l'isospin de vallée, $\xi = \pm$ où $+$ correspond à la vallée K et $-$ à la vallée K' . Ces particularités vont entraîner un certain nombre de propriétés du graphène, comme la dispersion linéaire, proche du point de Dirac, où le gap est nul et les symétries liées à ces vallées. Cette caractéristique permet au graphène d'être un semi-métal.

2.3 Équation de Fermi-Dirac

Le système a été résolu à partir d'un Hamiltonien dans l'approximation des liaisons fortes¹, dont la solution à basse énergie, c'est-à-dire au voisinage des points de

1. tight-binding

Dirac K et K', est celle d'une équation de Dirac 2D pour des particules sans masse. Cet Hamiltonien effectif peut être réécrit[5] :

$$H = \hbar v_F \vec{\sigma} \cdot \vec{k} \quad (2.7)$$

où $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ est le pseudospin du sous-réseau et $\sigma_{x,y}$ correspond aux matrices de Pauli. Dans cette équation, $\vec{\sigma}$ ne correspond pas au spin, mais à l'isospin.

La solution à cette équation sera :

$$E_{\pm}(\vec{k}) = \pm \hbar v_F |\vec{k}| \quad (2.8)$$

où v_F correspond à la vitesse de Fermi, et est de l'ordre de 10^6 m s^{-1} dans le graphène, et le signe \pm correspond à chacune des bandes d'énergie, la bande de conduction dans le cas d'un $+$ et à la bande de valence dans le cas d'un $-$. Cette énergie est indépendante à la fois du spin et de la vallée.

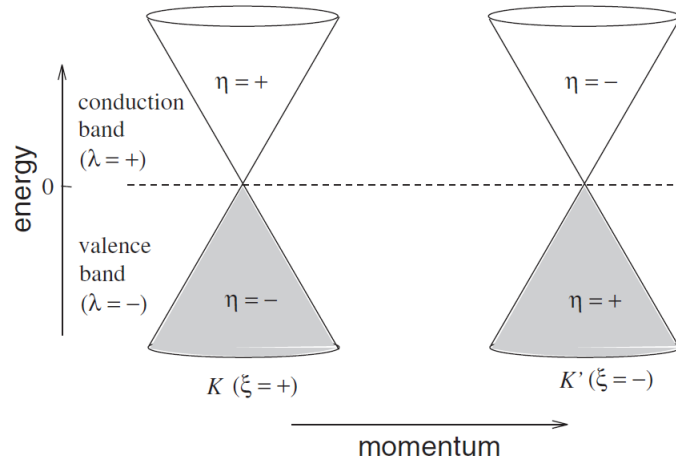


Figure 2.4 – Relation entre l'indice de bande λ , l'isospin de vallée ξ et la chiralité du graphène η . Image issue de [6].

Or, comme il a été dit précédemment, le Hamiltonien ne dépend pas directement du spin (équation 2.7), mais du sous-réseau auquel la particule appartient, ainsi, il est nécessaire de calculer la chiralité η . Pour cela, il faut définir l'hélicité, qui correspond à la projection du pseudospin dans la direction de propagation tel que[6] :

$$h_{\vec{p}} = \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{|\vec{p}|} \quad (2.9)$$

dont les valeurs propres sont $\eta = \pm$ et dépendent du sous-réseau (A ou B). L'index de la bande, qui sera noté λ dépend de la chiralité et de l'isospin tel que :

$$\lambda = \eta \cdot \xi \quad (2.10)$$

La figure illustrant cette relation est en figure 2.4.

2.4 Effet d'un champ magnétique

Lorsque l'on applique un champ magnétique \vec{B} au graphène tel que :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}) \quad (2.11)$$

où \vec{A} correspond au potentiel vecteur. Ce champ va modifier le moment cinétique du graphène tel que :

$$\vec{\Pi} = \vec{p} + e\vec{A}(\vec{r}) \quad (2.12)$$

Les solutions pour l'énergie sous champ deviennent[6] :

$$\varepsilon_{\lambda,n} = \lambda \frac{\hbar v_F}{l_B} \sqrt{2n} \quad (2.13)$$

où n correspond à l'indice du niveau de Landau², λ l'indice de la bande, et l_B correspond à la longueur magnétique et vaut :

$$l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} \quad (2.14)$$

Ces différents éléments vont être la base de la physique du graphène sous champ magnétique. Une des particularités du graphène, est que sous l'effet du champ magnétique, le graphène sera en régime d'effet Hall quantique qui sera introduit pour les gaz 2D dans le prochain chapitre et tous les détails du graphène sous champ viendront dans le chapitre 4.

2.5 Expérience dans le graphène

Un des moyens d'obtenir du graphène, est de l'exfolier. La technique d'exfoliation et de fabrication de l'échantillon sera détaillée dans le chapitre 10 de ce mémoire.

Néanmoins, il ne suffit pas d'exfolier le graphène pour l'utiliser et une des méthodes de mesures dans le graphène, est d'encapsuler le graphène dans du nitrure de bore hexagonal (hBN) pour obtenir des échantillons de haute qualité. Initialement, le graphène était mesuré sur un substrat de SiO_2 , mais il est à présent utilisé encapsulé dans du hBN car il permet plus facilement d'observer les états Hall quantique du graphène. Ce matériau a l'avantage d'avoir une maille en nid d'abeille à l'image du graphène, mais dont les atomes ne sont pas du carbone mais de l'azote et du bore comme représenté en figure 2.5.

De plus, ce matériau est un bon isolant avec un gap de 5.67 eV. Il est utilisé ici comme substrat à la place du SiO_2 , car les propriétés diélectriques de ces deux isolants sont proches. Le SiO_2 290 nm est le substrat utilisé pour des raisons optiques, car il permet de voir les cristaux exfoliés (voir chapitre 10), mais la réponse en grille du graphène est meilleure lorsque le graphène est superposé avec du hBN, comme cela est présenté sur la figure 2.6. Dans le cas du hBN en substrat, le graphène a un point de Dirac centré en zéro et moins large que sur l'oxyde de Silicium, où le point

² notion qui sera détaillée dans le chapitre suivant

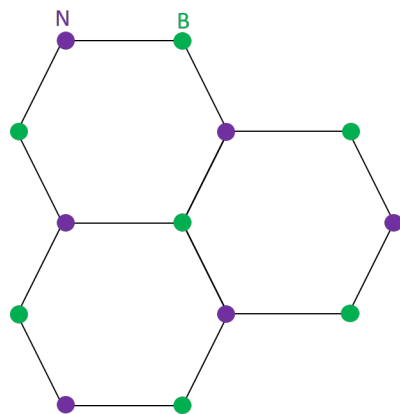


Figure 2.5 – Maille hexagonale du hBN

de Dirac est décalé. Le choix du hBN est le plus optimisé à l'heure actuelle pour fabriquer des échantillons de graphène de haute qualité[7]. Comme le graphène, le hBN est obtenu par exfoliation ce qui permet d'obtenir des cristaux 2D qui seront alignés avec les atomes de carbone du graphène. L'alignement du graphène et du nitrure de bore ne fait pas l'objet de la thèse ici, mais il est important de préciser que des effets de moirés peuvent apparaître en fonction de cet alignement, comme cela a été montré dans le graphène bi-couche[8][9].

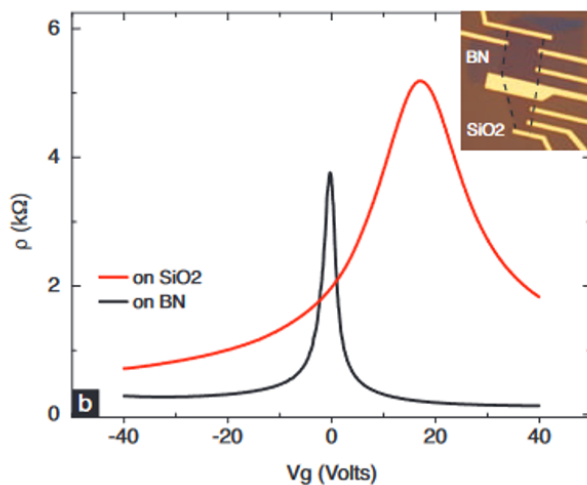


Figure 2.6 – Mesure de la résistance avec la tension de grille, pour du graphène monocouche, sur du hBN et de SiO₂ (image issue et adaptée de [10]).

Conclusion

Le graphène étant un semi-métal, il sera possible de modifier son dopage avec une grille électrostatique afin de se placer dans différents états et d'y mesurer le transport. Mesurer le transport quantique dans le graphène, demande de placer le graphène en régime d'effet Hall quantique, et ainsi utiliser les notions de quantifications du transport. Ces notions vont être détaillées dans le prochain chapitre dans le cas général des semi-conducteurs, avant d'être appliquées au graphène.

CHAPITRE 3

BASE DE L'EFFET HALL QUANTIQUE ENTIER DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

Introduction

L'effet Hall est un effet bien connu de l'électromagnétisme, qui apparaît lorsque l'on applique un champ magnétique sur un semi-conducteur ce qui crée un courant électrique transversal. La figure 3.1 représente les caractéristiques de l'effet Hall et plus particulièrement, l'existence de la tension dite, de Hall. Cette tension est la tension transversale mesurée issue de ce courant, et celle-ci est nulle lorsqu'aucun champ magnétique n'est appliqué, et devient non-nulle sous l'action d'un champ magnétique. Les électrons se retrouvent ainsi soumis à la force de Lorentz sous l'effet du champ \vec{B} :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{3.1}$$

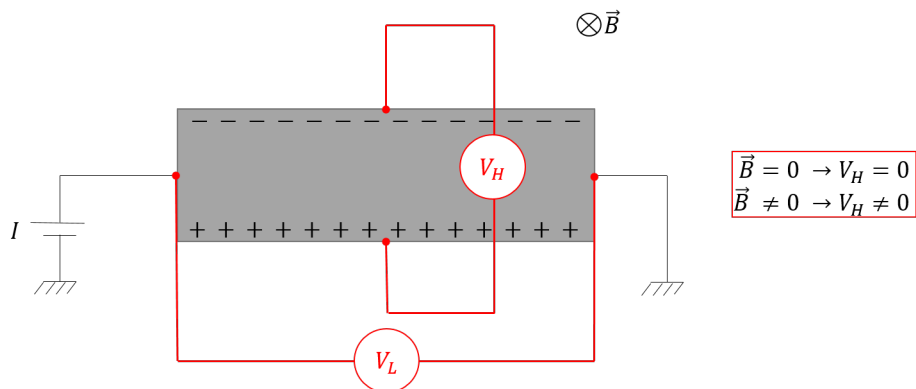


Figure 3.1 - Barre de Hall pour représenter l'effet Hall et l'existence de la tension transversale appelée "de Hall" non nulle sous l'action d'un champ.

Cette force est à l'origine de la déviation des électrons, ce qui va polariser le matériau, et créer la tension appelée Hall, au sein de ce matériau.

Cet effet se manifeste aussi dans les matériaux 2D mais sous la forme d'un effet Hall quantique dont la découverte a été effectuée par Klaus von Klitzing en 1980. Cette découverte lui a valu le prix Nobel de physique en 1985. Cet effet est la base de la physique qui a été utilisée durant cette thèse, comme toute l'expérience est basée sur du graphène en régime d'effet Hall quantique.

Les rappels sur l'effet Hall mentionnés dans cette introduction, sont là pour donner les bases de la physique sous champ magnétique, afin de comprendre, l'effet Hall quantique, et comment il se manifeste.

3.1 Généralités sur l'effet Hall quantique

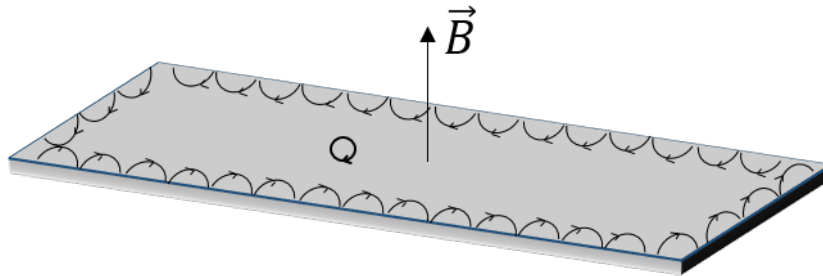


Figure 3.2 – Représentation de l'effet Hall quantique et du transport sur les bords du matériau.

Dans un matériau 2D (gaz 2D,...), sous l'effet d'un champ magnétique, le Hamiltonien du système va s'écrire :

$$H = \frac{(\vec{p} - q\vec{A})^2}{2m^*} \quad (3.2)$$

où m^* correspond à la masse effective de la particule, et q sa charge.

Dans une vision semi-classique, sous l'effet de ce champ, les électrons vont acquérir un mouvement cyclotron de fréquence $\omega_c = \frac{eB}{m}$ ce qui va induire un transport sur les bords du matériau (figure 3.2), car les électrons du bulk¹ seront sur des états localisés à l'origine du caractère isolant de celui-ci en effet Hall quantique.

L'énergie des électrons solution de l'équation de Schrödinger (voir l'équation 3.2) est :

$$E_n = \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (3.3)$$

où n correspond à l'indice des niveaux de Landau.

3.2 Niveaux de Landau

La quantification de l'énergie en niveaux de Landau est présentée en figure 3.3 dans le cas général, où chaque niveau est espacé de l'énergie cyclotron $\hbar\omega_c$. Au sein

1. bulk = terme anglais employé pour désigner un matériau épais. Ici son emploi correspond au centre du matériau.

de chaque niveau, les électrons vont avoir leur spin qui vont être dégénérés, de sorte que pour lever cette dégénérescence, il faut appliquer un fort champ magnétique.

Dans le cas d'un 2DEG², le degré de dégénérescence dépend du champ magnétique, et il peut être vu comme étant le nombre maximal d'électrons dans le système et il s'écrit :

$$N_{\Phi} = \frac{g_S B S}{\Phi_0} \quad (3.4)$$

où :

g_S : dégénérescence de spin = 2

Φ_0 : quantum de flux magnétique = $\frac{h}{e}$

S : surface du gaz 2D

B : champ magnétique

On peut alors introduire le nombre de niveaux de Landau remplis, comme étant le facteur de remplissage ν , qui est égal à :

$$\nu = \frac{n_s}{n_B} \quad (3.5)$$

où : $n_B = \frac{eB}{h}$ et $n_s = \frac{N}{S}$, avec N le nombre total d'électrons dans le système, ce qui fait que n_s est propre au matériau.

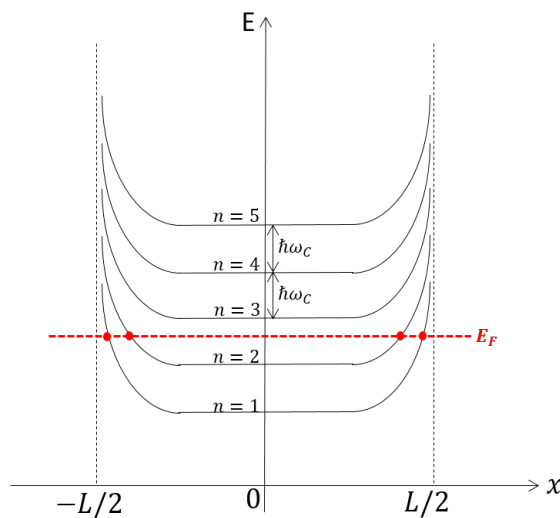


Figure 3.3 – Niveaux de Landau. Chaque niveau est espacé de l'énergie $\hbar\omega_C$. E_F correspond à l'énergie de Fermi, où le facteur de remplissage correspond au nombre de niveaux de Landau complètement remplis sous le niveau de Fermi (en rouge), ici $\nu = 2$.

3.3 États de bords

Cette quantification en niveau de Landau va impliquer que le transport s'effectuera au niveau des bords du matériau, lorsque celui-ci a une taille finie, comme cela a été montré et défini en figure 3.2. Chaque électron étant localisé sur une orbite cyclotron, le bulk sera isolant, et les électrons vont circuler sur les bords du matériau. On parle alors de canaux de bords pour décrire ce transport, et c'est ce qui est représenté sur cette figure.

2. 2DEG : 2D electron gas = gaz 2D d'électrons

Le facteur de remplissage précédemment introduit en équation 3.5 est directement relié au nombre de canaux de bord, N . Il correspond au facteur de remplissage ν dans le cas de l'effet Hall entier. Ces canaux de bords sont des canaux chiraux et balistiques, c'est-à-dire que les canaux vont circuler dans un sens donné par le champ magnétique, et qu'il n'y a pas de rétrodiffusion au sein de ces canaux. Cette notion sera détaillée dans la partie 6.1 consacrée au transport quantique.

3.4 Quantification de la conductance

Une des caractéristiques de l'effet Hall quantique, est qu'en fonction du nombre de niveaux de Landau remplis sous le niveau de Fermi, soit la valeur de ν , la résistance transversale R_H est quantifiée. Cette caractéristique est ce qui permet de mettre en évidence l'effet Hall quantique dans n'importe quel matériau. Afin de pouvoir faire ces mesures, la géométrie la plus fréquente est celle de la barre de Hall où il est possible de mesurer la résistance longitudinale (à partir de la tension appelée V_L sur la figure 3.1) qui correspond à la mesure de la résistance du bulk, et la résistance de Hall, à partir de la mesure de V_H , qui correspond à la résistance transmise par les canaux de bords, et donc la résistance de l'échantillon.

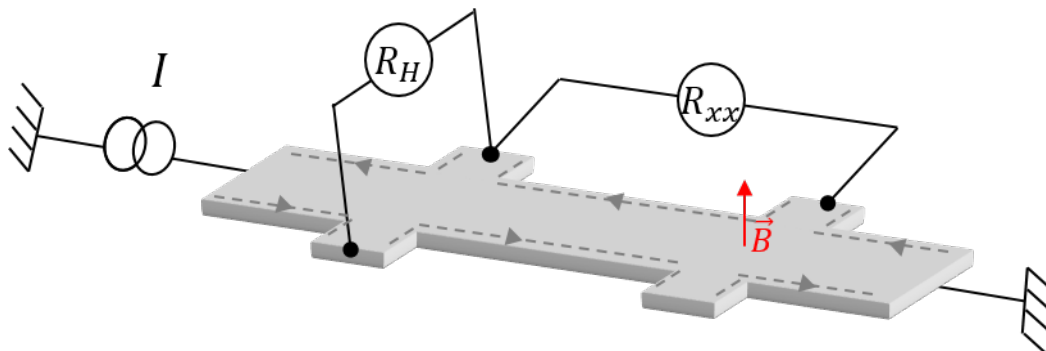


Figure 3.4 – Mesure de l'effet Hall dans une configuration de barre de Hall. Les mesures des deux résistances R_H et R_{xx} sont représentées.

La figure 3.5 représente les mesures de ces résistances. Chaque canal correspond à un conducteur quantique, et possède une conductance égale au quantum de conductance G_0 , tel que la conductance de Hall G_H correspond à :

$$G_H = \nu G_0 \quad (3.6)$$

où $G_0 = e^2/h$.

Cela implique que la résistance $R_H = 1/G_H$ soit quantifiée. De plus, la résistance longitudinale R_{xx} , doit être nulle lorsque la résistance de Hall correspond à un plateau. En effet, cette résistance correspond à la mesure du bulk de l'échantillon. A champ nul, cette résistance est définie à partir de la conductivité du matériau :

$$\sigma_{xx} = ne\mu \quad (3.7)$$

où μ correspond à la mobilité des électrons et n à la densité électronique.

On notera qu'à faible champ magnétique, la résistance longitudinale n'a pas le comportement linéaire attendu, et connaît des oscillations. Ces oscillations ont une période proportionnelle à $1/B$, et proviennent de ce qu'on appelle l'effet de Shubnikov-de-Haas[11]. Cet effet est issu de la modification de la densité des états et des électrons avec le champ magnétique. Cette densité se retrouvant modifiée, les niveaux de Landau apparaissent progressivement.

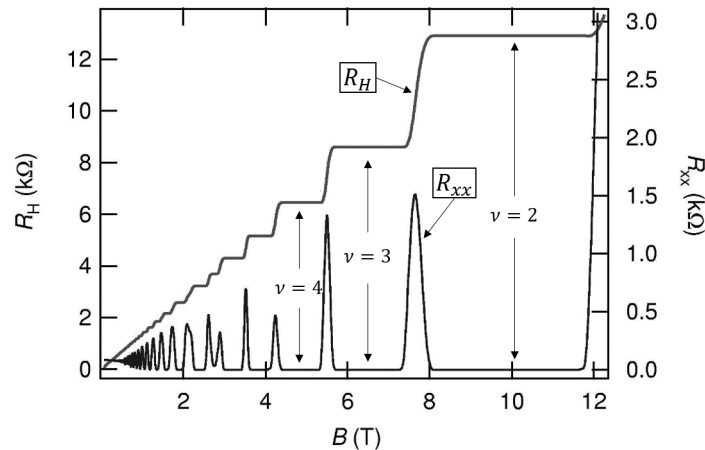


Figure 3.5 – Tracé de la conductance en fonction du champ magnétique. Image adaptée de [12].

3.5 Influence du désordre

L'effet Hall quantique est observable grâce au désordre. Le désordre correspond aux différentes impuretés au sein du matériau. Il permet l'existence des plateaux de conductance en agissant sur la densité d'état des électrons. Cette dernière s'écrit en fonction du niveau de Fermi :

$$dn_s = \rho(E_F, B)dE_F \quad (3.8)$$

où

- $n_s = \int_0^{E_F} \rho(E)dE$ est la densité des électrons

- $\rho(E_F, B)$ est la densité de probabilité des électrons qui dépend de l'énergie de Fermi E_F et du champ magnétique

Le facteur de remplissage est défini par le nombre de niveaux de Landau remplis sous l'énergie de Fermi, et l'équation 3.8 doit vérifier $dn_s = 0$, si le champ magnétique est modifié, alors E_F se réajuste pour conserver une densité d'électrons constante en moyenne. Il pourra alors être observé la quantification de la résistance. De même, à un champ donné, il est possible de modifier le niveau de Fermi en changeant la densité électronique au sein d'un matériau.

La figure 3.6 représente l'impact de ce désordre dans la représentation des niveaux de Landau. En effet, dans le cas représenté précédemment en figure 3.3, quand il n'y a aucun désordre le remplissage des niveaux va s'effectuer par "saut", autrement dit, le premier niveau se remplit, et le système reste à $\nu = 1$, jusqu'à ce que l'énergie soit

suffisante pour atteindre le deuxième niveau, où le facteur de remplissage devient $\nu = 2$. De cette manière, il y a un saut entre le niveau $\nu = 1$ et $\nu = 2$. Chaque niveau de Landau étant défini par une énergie, une fois cette énergie atteinte, ce niveau est intégralement rempli, et les électrons sautent brusquement avec l'énergie $\hbar\omega_c$ d'un niveau à l'autre.

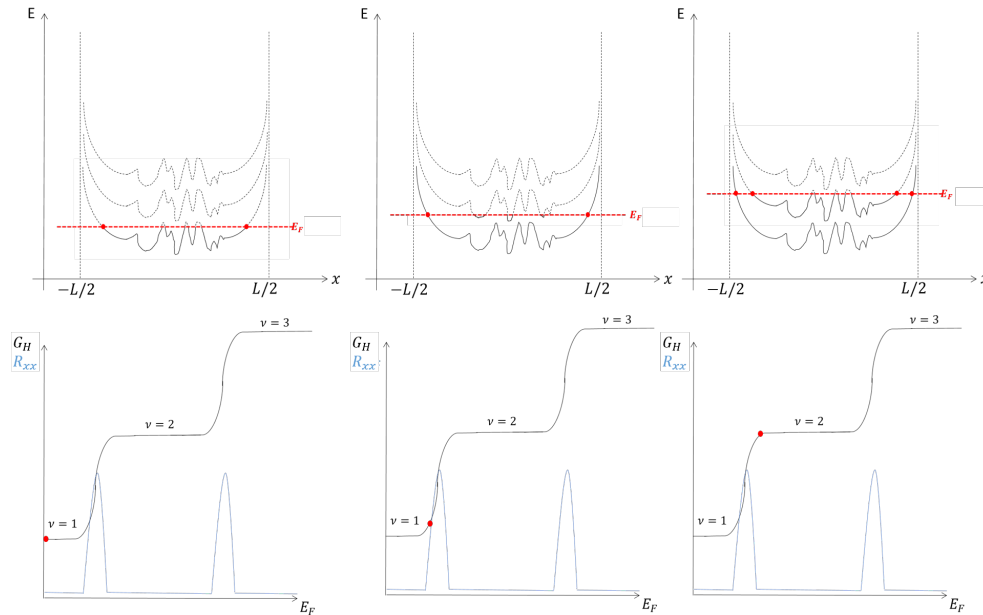


Figure 3.6 – En haut, représentation des niveaux de Landau, quand le désordre est pris en compte. Les lignes pleines correspondent aux états remplis, et les lignes en pointillés aux états vides. Le passage de $\nu = 1$ à $\nu = 2$ est mis en évidence en augmentant progressivement l'énergie de Fermi de gauche à droite. En bas, la position associée sur les plateaux de R_H .

En pratique, le désordre doit être pris en compte, et le remplissage des niveaux va s'effectuer progressivement. La transition de $\nu = 1$ à $\nu = 2$ représentée en figure 3.6 va s'effectuer de la manière suivante. En partant du niveau $\nu = 1$, l'énergie va augmenter en commençant par remplir les basses énergies correspondant au niveau $\nu = 2$. Puis, arrivé à l'énergie correspondant au niveau $\nu = 2$, le système sera défini avec le facteur de remplissage $\nu = 2$ et restera dans cet état, soit sur le plateau de conductance jusqu'au remplissage du prochain niveau de plus basse énergie. Entre l'énergie la plus basse du niveau, et l'énergie correspondant au niveau rempli, il y aura les transitions entre plateaux. La largeur des plateaux obtenus sera proportionnelle au désordre, soit, d'autant plus importante que le désordre sera important.

Lors de cette transition de $\nu = 1$ à $\nu = 2$, on augmente la densité d'électrons. Ce phénomène explique aussi la notion de bulk isolant et canaux de bords dans les 2DEG. En effet, les électrons étant sur des états localisés, lorsque l'énergie de Fermi va augmenter, les orbites vont s'agrandir progressivement jusqu'à transmettre les électrons à travers le bulk, via les fluctuations spatiales engendrées par le désordre, ce qui explique la non-nullité de la résistance longitudinale R_{xx} entre les plateaux, et sa nullité sur un plateau. Plus le désordre sera important, et plus le matériau sera résistif. On peut aussi relier le désordre à la mobilité électronique, en regardant ce

qu'il se passe pour R_{xx} , suivant la relation de cette résistance avec la densité des électrons dans le matériau dans l'équation 3.7. Cette augmentation de la résistance du matériau, va jouer sur la mobilité, et plus un matériau est résistif, et plus la mobilité des électrons sera faible (et inversement).

Les plateaux de conductances, et les états seront d'autant plus définis que le désordre sera grand, ainsi, augmenter le désordre dans un matériau signifie élargir les plateaux de conductance. Cela a des avantages comme des inconvénients en fonction de l'expérience menée. Un échantillon trop propre induira des plateaux moins larges qu'un échantillon avec quelques impuretés.

3.6 Brisure de symétries

Dans les 2DEG comme l'AsGa, il a été dit plus tôt que les niveaux de Landau sont doublement dégénérés en spin, $g_s = 2$. Compte tenu des dégénérescence de spin, le facteur de remplissage est égal à :

$$\nu = 2n \tag{3.9}$$

Il existe deux types de brisures de symétries. Les brisures dites "spontanées" dues aux interactions, et les brisures arrivant suite à une perturbation extérieure. Dans le cas des 2DEG présentés ici, les brisures ne sont pas spontanées, et vont être générées par l'application du champ magnétique extérieur. Dans le cas d'une dégénérescence de spin, il faut permettre à l'énergie du système d'être suffisamment importante pour être équivalente à l'énergie Zeeman et séparer les différents niveaux d'énergie. On appellera le gap de spin Δ_Z , tel que :

$$\Delta_Z = g\mu_B B \tag{3.10}$$

où g est le facteur de Landé, et μ_B le magnéton de Bohr.

La figure 3.7 présente les niveaux de Landau, dans le cas où on fixe l'énergie de Fermi et on augmente le champ de $B_0 = 0$ à B_2 . A B_0 , tout les niveaux de Landau sont dégénérés. Quand on augmente le champ à B_1 , l'énergie cyclotron des électrons est supérieure à l'énergie Zeeman nécessaire à séparer les spins. Néanmoins, les premiers plateaux de résistances, $\nu = 2, 4, 6$ sont visibles. Ensuite, le champ est augmenté jusqu'à B_2 . Cette fois, ce champ permet au système de séparer les différents spins, et les plateaux $\nu = 1$ et 3 apparaissent. On remarquera que l'énergie de Fermi ici est placée, de sorte à ce que l'on reste à $\nu = 4$ sur chaque représentation. De même, d'autres plateaux en résistance pourraient être visibles si l'énergie de Fermi augmentait.

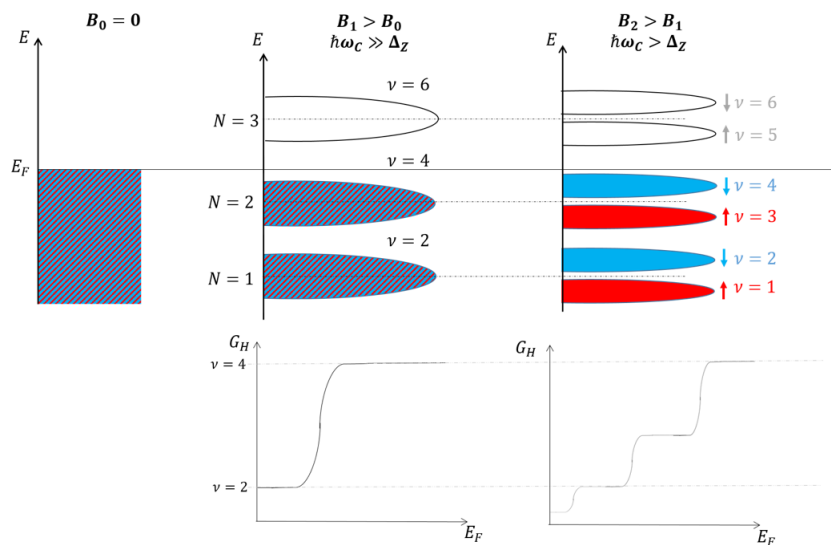


Figure 3.7 – Schéma de la levée de dégénérescence de spin pour les niveaux de Landau allant de 1 à 3, dans le cas d'un 2DEG. Les niveaux vides correspondent aux niveaux en blancs, et les états remplis sont colorés, avec un code couleur de bleu pour les spins down, et rouge pour les spins up. En dessous des niveaux de Landau, est représenté la résistance de Hall associée à chacun des champs magnétique.

Conclusion

L'effet Hall quantique a ici été introduit pour les 2DEG, en donnant les différents éléments clés pour comprendre le fonctionnement de cet effet et ses caractéristiques. Les fondamentaux sont la quantification de la conductance électrique νG_0 ainsi que la décomposition en niveau de Landau.

Durant cette thèse, l'idée a été de mesurer le graphène en régime d'effet Hall quantique. De ce fait, la prochaine partie sera consacrée aux caractéristiques du graphène dans ce régime, et comment s'expriment ces différents éléments pour ce matériau.

CHAPITRE 4

CAS DU GRAPHÈNE EN RÉGIME D'EFFET HALL QUANTIQUE

Introduction

Le graphène a été introduit dans la partie qui lui est dédiée, où seule l'influence du champ magnétique n'a pas été détaillée. Le chapitre précédent a présenté l'effet Hall quantique dans les 2DEG. Le graphène n'étant pas un 2DEG à dispersion parabolique mais un semi-métal, et sous l'action d'un champ magnétique on peut y mesurer de l'effet Hall quantique. Le cas du graphène est différent des 2DEG à cause de sa dispersion linéaire au point de Dirac, de la présence des vallées, qui implique une dégénérescence due aux symétries de spins et de vallées des niveaux de Landau, et de l'inexistence de gap. Le graphène est ainsi dégénéré quatre fois, contrairement aux 2DEG qui ne sont dégénérés que deux fois, avec les symétries de spin. C'est cette particularité, qui nécessite de dédier une partie entière, au cas particulier du graphène en régime d'effet Hall quantique.

4.1 Niveaux de Landau du graphène

Suite à la résolution de l'hamiltonien (équation 2.13), il a été vu dans la partie 2 que l'énergie des niveaux de Landau est égale à :

$$\varepsilon_{\lambda,n} = \lambda \frac{\hbar v_F}{l_B} \sqrt{2n} \quad (4.1)$$

où quand l_B est remplacée par sa valeur, cette énergie s'écrit :

$$\varepsilon_{\lambda,n} = v_F \lambda \sqrt{2\hbar e B n} \quad (4.2)$$

Cette écriture de l'énergie des niveaux de Landau, permet de mettre en évidence la proportionnalité avec $\lambda\sqrt{Bn}$. La figure représentant ces niveaux de Landau en fonction de la valeur de λ est présentée en figure 4.1. Le graphène a ses niveaux de Landau dégénérés en spin et en vallées. Le facteur de remplissage prenant en compte ces dégénérescences vaut ainsi :

$$\nu = 2(2n + 1) \quad (4.3)$$

Il a été vu que dans les 2DEG, la levée de dégénérescences de spin va s'effectuer en fonction du champ magnétique, car il s'agit d'une brisure de symétrie non spontanée, et c'est grâce à l'effet Zeeman, que les brisures de symétrie peuvent avoir lieu. Dans le cas du graphène, il s'agit de brisures de symétries spontanées, à cause des interactions entre électrons, et l'énergie coulombienne associée¹. C'est ce mécanisme qui va être détaillé.

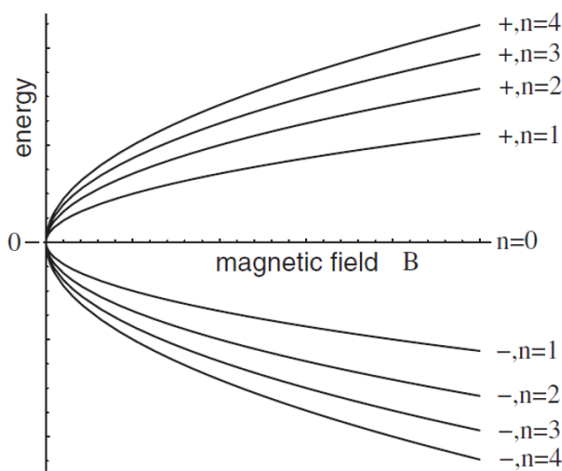


Figure 4.1 – Niveaux de Landau en fonction du champ magnétique pour le graphène. Image issue de [6]

4.2 Mesure de l'effet Hall dans le graphène

Les facteurs de remplissage du graphène, sans levée de dégénérescence de spin ni de vallées, correspondent aux valeurs $\pm 2, 6, 10$ etc... (cf équation 4.3). Les autres valeurs ne peuvent être obtenues qu'en brisant les symétries. La figure 4.2 montre les facteurs de remplissage des niveaux de Landau dégénérés, $\nu = 2(2n + 1)$, où n est le niveau de Landau.

Ces mesures ont été effectuées à champ constant à partir d'un échantillon composé d'une mono-couche de graphène, en barre de Hall, sur un substrat de SiO_2/Si où l'épaisseur d'oxyde est de 300 nm, tel que ce substrat de Silicium sert de grille pour modifier la densité électronique du graphène, et ainsi, son niveau de Fermi. Cette notion de dopage en grille sera revue plus tard, dans le cadre de notre échantillon. En schématisant le système en condensateur plan, il est possible d'écrire, dans le graphène, le facteur de remplissage en fonction du champ B et de la tension de grille V_g , tel que $\nu \propto V_g/B$.

1. En pratique, on observe cette brisure de symétrie à partir du Fan Diagram, qui correspond au tracé de la résistance de l'échantillon en fonction du champ magnétique et de la densité électronique. Ce diagramme sera vu pour la première fois dans le chapitre 11.

CHAPITRE 4. CAS DU GRAPHÈNE EN RÉGIME D'EFFET HALL QUANTIQUE

4.2. MESURE DE L'EFFET HALL DANS LE GRAPHÈNE

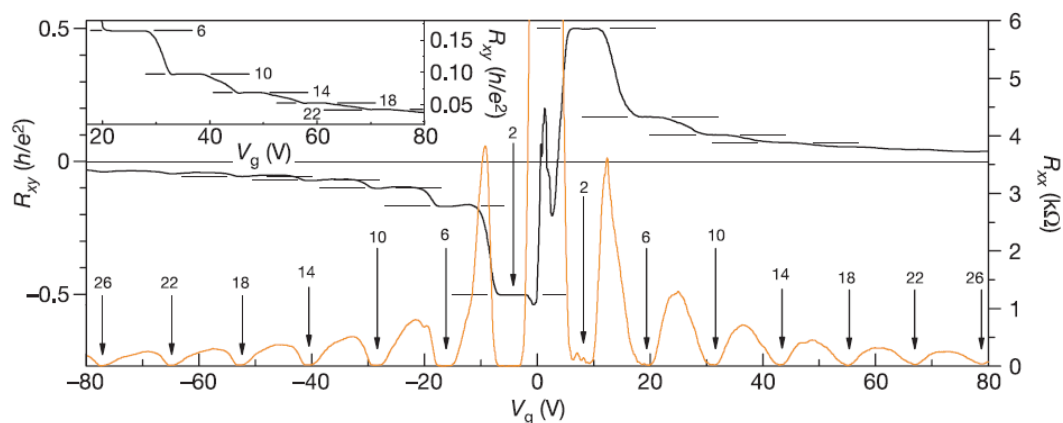


Figure 4.2 – Résistance de Hall et longitudinale en fonction de la tension de grille de SiO_2 à 9 T et 1.6 K. L'insert montre les facteurs de remplissage plus élevée (6,10,14,18,22) mesurés à 30 mK. Image issue de [13].

Les travaux qui ont suivis, ont permis la mesure des états $\nu = 1, 2, 4, 6$ en 2006[14]. Le tracé des résistances correspondantes est en figure 4.3, et a été effectué avec le même type d'échantillon que précédemment, mais à plus fort champ pour lever les dégénérescences associées.

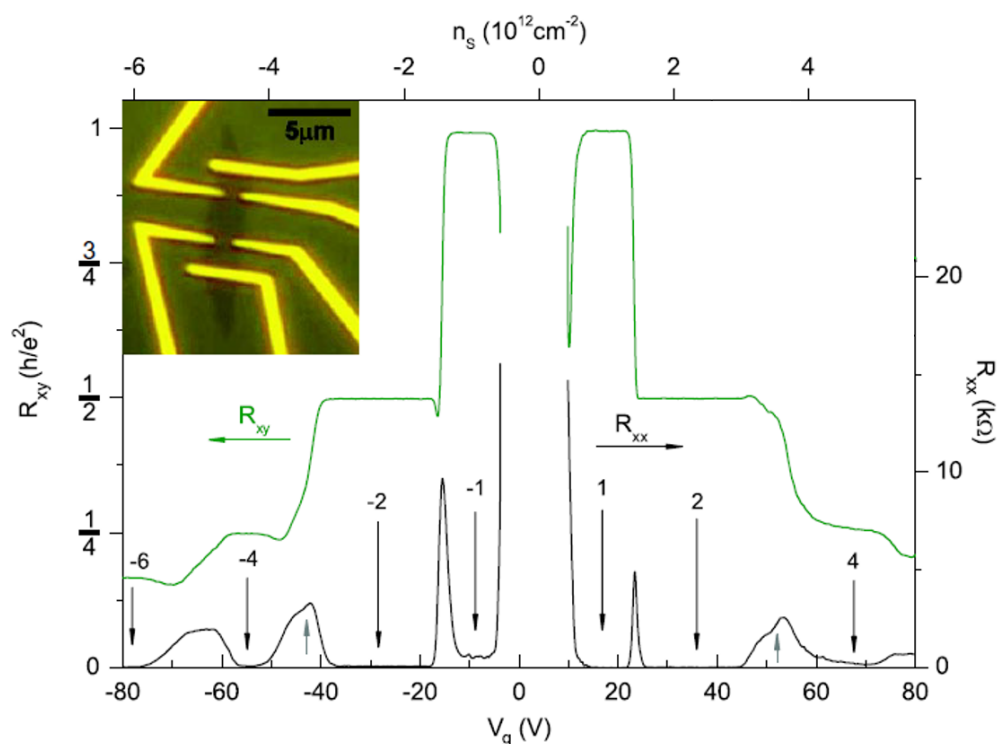


Figure 4.3 – Mesure de la résistance Hall et longitudinale en fonction de la tension de grille de SiO_2 à 45 T et 1.4 K. L'échantillon correspondant est présenté dans l'insert à gauche. Image adaptée de [14].

En 2011, l'équipe de Philip Kim[7][15] a réussi à mesurer dans le graphène tous les

états entiers, ainsi que certains états fractionnaires² ($1/3$) en utilisant le nitrure de bore hexagonal comme substrat (figure 4.4) dans les mêmes conditions d'expérience.

Les échantillons de très haute qualité utilisée pour cette thèse, suivent une technique et un procédé expérimental dont la base a été développée par l'équipe de P.Kim[10][7][16]. Cette technique est une technique d'encapsulation du graphène dans le nitrure de bore hexagonal[16], qui permet de fabriquer des hétérostructure de graphène. Ces hétérostructures permettent d'observer les états Hall quantique du graphène a des champs de l'ordre de 10 T pour des températures de ~ 15 mK.

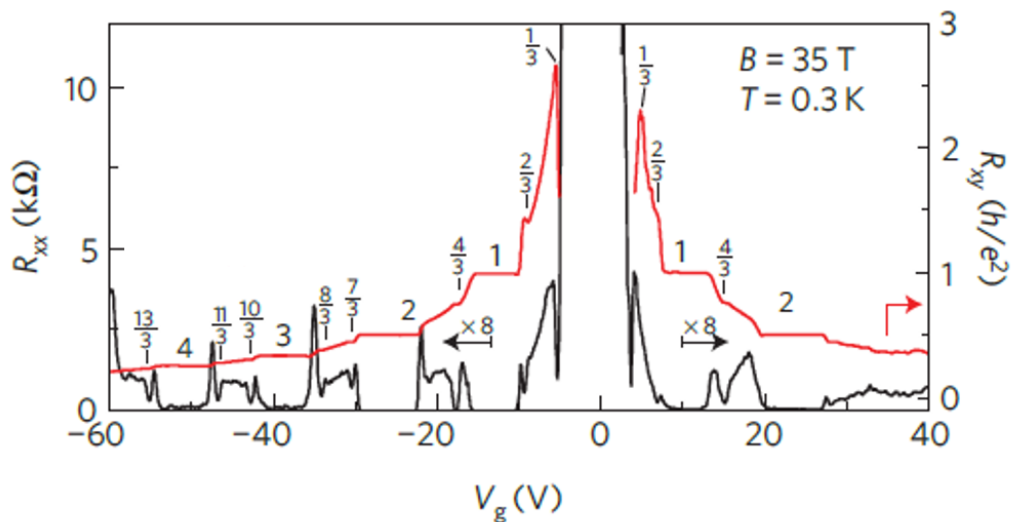


Figure 4.4 – Résistance longitudinale et de Hall en fonction de la grille de SiO_2 . Mesures effectuées à 35 T et 0.3 K. Image adaptée de [15].

4.3 Levée de dégénérescence de spins et de vallées

Les brisures de symétries dans le graphène sont spontanées et tirent leur origine des interactions coulombiennes entre les électrons contrairement aux 2DEG. L'écart entre les spins sera noté $\Delta_{\uparrow\downarrow}$, et l'écart entre les vallées sera noté Δ_K . L'énergie $\Delta_{\uparrow\downarrow}$ est l'équivalent de l'écart Zeeman Δ_Z pour les 2DEG sur la figure 3.7, mais pour le graphène, ce n'est pas un mécanisme Zeeman qui en est à l'origine, d'où l'appellation différente de cet écart. Ces deux écarts correspondent aux énergies entre les spins ou les vallées, et dépendent de l'énergie coulombienne issue des interactions. Elles dépendent de l'échantillon, et il y a deux possibilités pour les levées de dégénérescence, qui sont représentées sur la figure 4.5.

2. L'effet Hall fractionnaire sera détaillée dans le chapitre 5

CHAPITRE 4. CAS DU GRAPHÈNE EN RÉGIME D'EFFET HALL QUANTIQUE
4.3. LEVÉE DE DÉGÉNÉRESCENCE DE SPINS ET DE VALLÉES

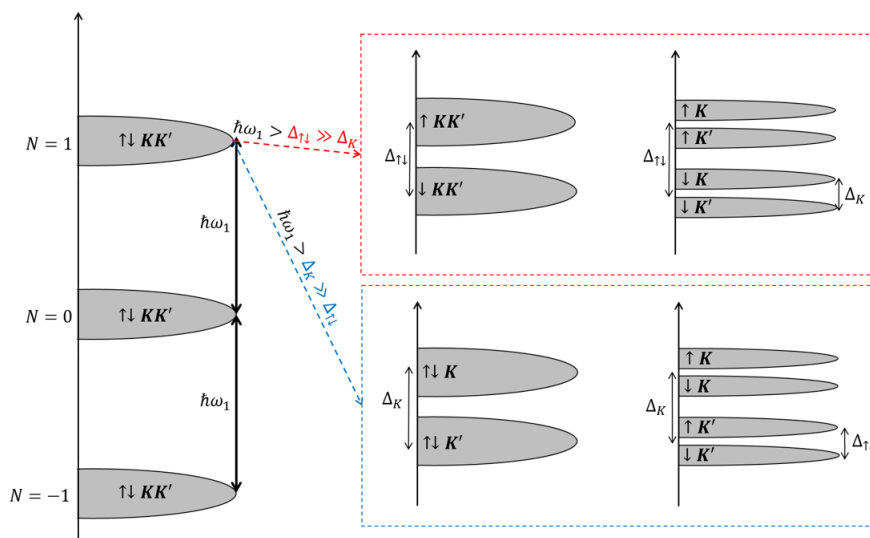


Figure 4.5 – Brisure de symétrie des niveaux de Landau, dans les deux cas possibles. En rouge, les dégénérescences de spin se lèvent avant celle de vallées, et en bleu les dégénérescences de vallée se lèvent avant celle de spin.

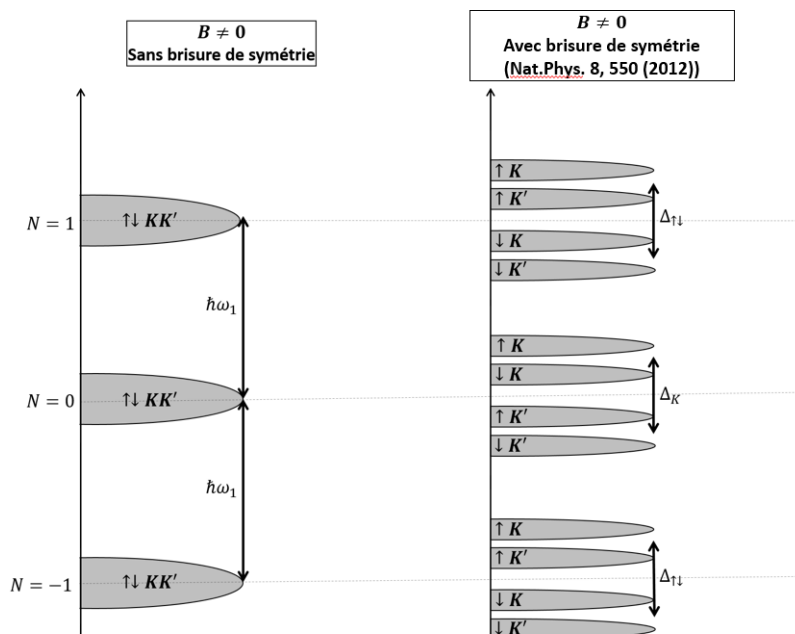


Figure 4.6 – Représentation de la levée de dégénérescence de spin et de vallée du graphène. A gauche schéma sans brisure de symétrie pour un champ non nul, apparition des niveaux de Landau. A droite, schéma avec brisure de symétrie, à partir des données expérimentales de Dean & al.[10].

En pratique, ce qui a été observé est représenté sur la figure 4.6 d'après les données expérimentales de [10]. Pour le niveau $N = 0$, les dégénérescences de vallées se lèvent avant celle de spin. Et il y a le cas inverse pour les niveaux $N \neq 0$.

Conclusion

Le graphène est un matériau contemporain qui est encore en cours de compréhension. Étant un semi-métal il possède des propriétés différentes des gaz d'électrons 2D. Les différences sont dans la présence des symétries comme cela a été montré dans ce chapitre, avec l'apparition des symétries de vallées. De cette manière, lever les dégénérescences relève de mécanismes différents entre ces deux types de matériaux.

De nombreux travaux, durant cette dernière décennie, ont permis le développement de procédés de fabrication permettant d'obtenir des échantillons de graphène de très haute qualité. Cette technique sera détaillée dans le chapitre 10. Cette technique permet de mesurer de l'effet Hall fractionnaire dans le graphène, jusqu'à présent, observé uniquement dans les 2DEG. Cet effet Hall fractionnaire est expliqué et détaillé dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 5

EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE

Introduction

Les éléments essentiels de l'effet Hall quantique ont été présentés, ainsi que son application au graphène dans les chapitres précédents. Seulement, il existe aussi des états Hall quantiques, tels que le facteur de remplissage est un nombre fractionnaire. Il en découle une physique particulière. Son observation est possible pour le graphène, dans le cas d'échantillons de très haute qualité.

Dans ce chapitre, l'effet Hall quantique fractionnaire sera présenté, ainsi que ses différentes caractéristiques, sans le transport de chaleur, qui sera développé plus tard.

5.1 Introduction à l'effet Hall fractionnaire

L'effet Hall quantique fractionnaire a permis aux physiciens Daniel Tsui, Horst Störmer et Robert Laughlin d'obtenir le prix Nobel en 1998 sur leurs travaux dans les hétérostructures d'AsGa dans le début des années 1980[17][18]. Comme son nom l'indique, l'effet Hall quantique fractionnaire correspond à des valeurs fractionnaires du facteur de remplissage. Sur la figure 5.1 est tracée la conductance en fonction du champ magnétique lorsque cet effet est visible. Comme pour le cas entier, les états Hall quantique présentent un plateau pour la valeur de R_{xy} et un minimum pour R_{xx} . Ces valeurs sont caractéristiques de l'effet Hall quantique, et dans ce cas, les valeurs de résistances aux plateaux, correspondent à des fractions de la valeurs du facteur de remplissage $R_{xy} = R_K/\nu$.

Le point important, est que pour $\nu < 1$, il y a une symétrie autour de la valeur $\nu = 1/2$. Il y a alors deux définitions de ν :

Pour $\nu < 1/2$:

$$\nu = \frac{p}{q} \tag{5.1}$$

Pour $\nu > 1/2$:

$$\nu = 1 - \frac{p}{q} \tag{5.2}$$

où p et q sont des entiers, tel que q est impair.

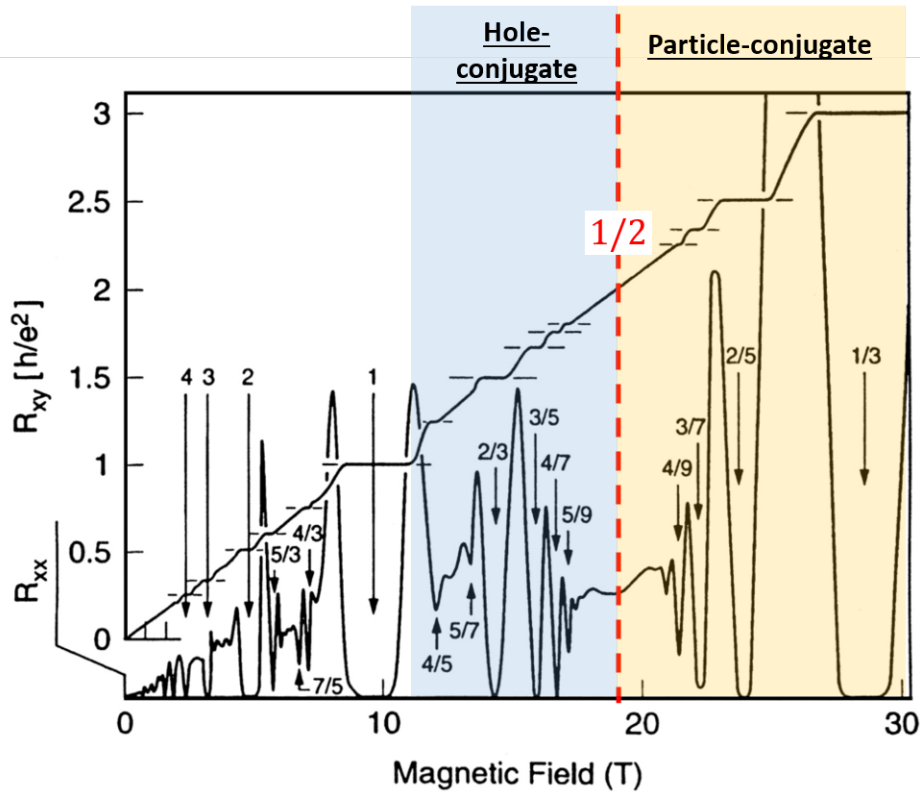


Figure 5.1 – Tracé la résistance R_{xy} en fonction du champ magnétique, où est mise en évidence la symétrie autour de $\nu = 1/2$ pour les facteurs de remplissage inférieurs à 1, avec les notions de "hole-conjugate" et "particle-conjugate" autour de ce point de symétrie. Image adaptée de [12].

Ces états sont définis tel que $p/q < 1/2$, où quand $\nu < 1/2$, ils sont appelés "Particle-conjugate" et quand $\nu > 1/2$, ils sont appelés "Hole-conjugate". Dans le cas où $\nu > 1$, ces états sont respectivement égaux à :

$$\nu = N_0 + 1 - \frac{p}{q} \quad (5.3)$$

$$\nu = N_0 + \frac{p}{q} \quad (5.4)$$

où N_0 correspond à la partie entière de ν , et p/q est défini comme étant la fraction < 1 . Ces états font l'objet de nombreux travaux aujourd'hui, en particulier les états de type "hole-conjugate".

5.2 Fonctions de Laughlin

Ces états fractionnaires ont été étudié par R.B. Laughlin[18] en 1983, par le biais de l'état $\nu = 1/3$. Dans le cas de l'effet Hall entier, l'Hamiltonien est pris pour un

modèle sans interactions. Or, tout le formalisme des fonctions de Laughlin implique des interactions entre les particules. Il définit les états tel que :

$$\nu = \frac{1}{2p + 1} \quad (5.5)$$

où p est un entier.

Le nouvel Hamiltonien du système prenant en compte les interactions s'écrit :

$$H = \frac{1}{2m^*} \sum_i (\vec{p}_i - e\vec{A}_i)^2 + \frac{1}{2} \sum_{k \neq j} \frac{e^2}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j|} \quad (5.6)$$

La résolution de l'équation de Schrödinger par Laughlin a donné lieu à la définition des fonctions d'ondes de Laughlin, pour N quasi-particules à la position $z_j = x_j + iy_j$:

$$\Psi(z_1, \dots, z_N) = \prod_{i < j} f(z_i - z_j) \exp\left(-\frac{1}{4} \sum_l |z_l|^2\right) \quad (5.7)$$

où $f(z) = z^m$ tel que m est un entier impair.

Dans le cas des électrons, il faut se placer dans la statistique de Fermi-Dirac, ce qui permet d'écrire la fonction d'essai de Laughlin :

$$\Psi_m = \prod_{i < j} (z_i - z_j)^m \exp\left(-\frac{1}{4} \sum_l |z_l|^2\right) \quad (5.8)$$

Où la valeur de m est solution de la minimisation de l'énergie et est reliée au facteur de remplissage tel que $m = 1/\nu$ et correspond à une valeur entière et impaire. La valeur de m est directement corrélée à l'espace entre les particules. Ainsi, les particules seront d'autants plus espacées que m sera grand. Si $m = 3$, $\nu = 1/3$, et ainsi les particules sont d'avantages espacées que dans le cas où $m = 1$.

5.3 Théorie des fermions composites

La théorie des fermions composites peut être résumée par cette phrase "the FQHE of electrons is a manifestation of the IQHE of composite fermions"[19], autrement dit, l'effet Hall fractionnaire des électrons est une manifestation de l'effet Hall quantique entier pour des fermions composites. Cette théorie considère que chaque électron est attaché à un quantum de flux. Le facteur de remplissage de ces fermions composites est p , qui est entier. Dans cette théorie, chaque électron transporte $2m$ quanta de flux. Et le facteur de remplissage ν est tel que, dans le cas où $\nu < 1$:

$$\nu = \frac{p}{2mp \pm 1} \quad (5.9)$$

La fraction $2mp \pm 1$ est un entier impair, ce qui justifie l'observation de facteurs de remplissage fractionnaire des fermions pour des valeurs p/q (cf figure 5.1).

Sur la figure 5.2, sont représentés les différents états prédits par cette théorie, où ceux qui ont été observés dans des 2DEG correspondent aux états en cercle plein. Les fractions de $1/3$ sont les états qui nous intéressent et sont entourés en rouge. On

CHAPITRE 5. EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE

5.3. THÉORIE DES FERMIONS COMPOSITES

rappelle que les états "hole-conjugate" et "particle-conjugate" correspondent aux valeurs de $\nu > 1/2$ et $\nu < 1/2$ respectivement et proviennent de la définition telle que par symétrie électrons-trous, il est possible de définir le facteur de remplissage des trous :

$$\nu = 1 - \frac{p}{2mp \pm 1} \quad (5.10)$$

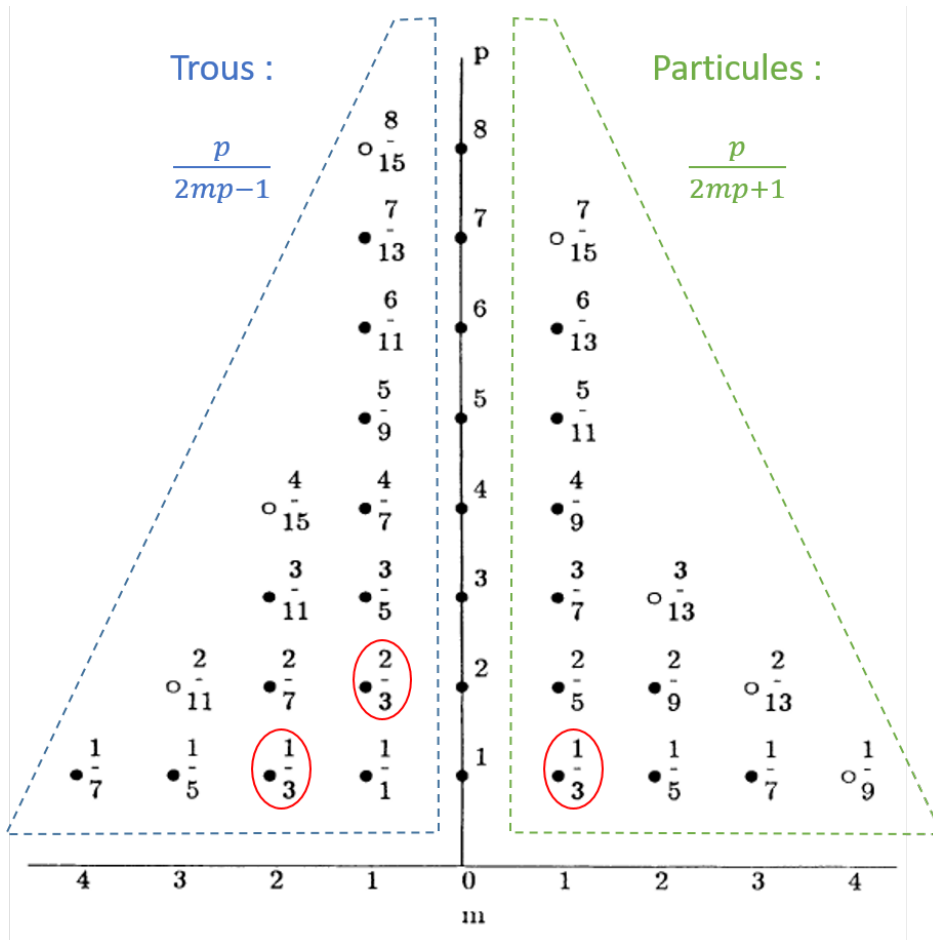


Figure 5.2 – Représentation des fractions $\frac{p}{2mp \pm 1}$. Les états observés sont symbolisés par des cercles pleins, et les états prédits uniquement sont des cercles vides. Les états entourés en rouge sont les fractions $1/3$. Image adaptée de [19].

Il est alors défini pour tout niveau de Landau n :

$$\nu = n + \frac{p}{2mp \pm 1} \quad (5.11)$$

$$\nu = n + 1 - \frac{p}{2mp \pm 1} \quad (5.12)$$

Ce qui est utilisé des travaux de J.K. Jain[19], c'est qu'on définit le facteur de remplissage ν tel que :

CHAPITRE 5. EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE

5.4. CANAUX DE BORDS DANS L'EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE - ANALOGIE AVEC LE CAS ENTIER

$$\nu = \frac{p}{2mp + 1} \quad (5.13)$$

Sur la figure 5.3 est représenté le cas où $\nu = 1/3$, où il y a $p = m = 1$. Ainsi, il y a un électron qui transporte $2m$ quantum de flux, il y a donc trois quantum de flux au total, donc un occupé par un électron.

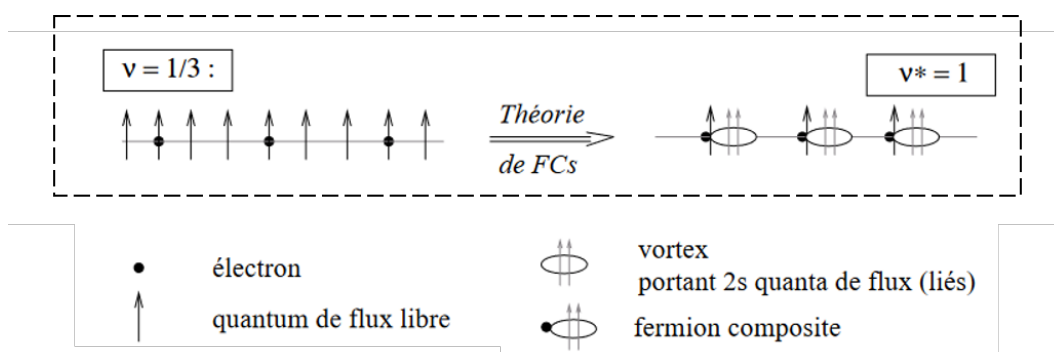


Figure 5.3 – Représentation de la théorie des fermions-composites dans le cas de $\nu = 1/3$. Image adaptée de [20]

Cette théorie permet de définir la charge fractionnaire associée, pour une valeur de ν . La charge est une fraction de la charge élémentaire de l'électron e à partir de l'égalité :

$$G = \nu \frac{e^2}{h}$$

Cette charge fractionnaire, dans la théorie des fermions composites, est définie pour $\nu = 1/3$, par la charge effective e^* tel que :

$$e^* = \frac{e}{3} \quad (5.14)$$

Ici, il s'agit du cas tel que $\nu = 1/3$. Il existe bien d'autres fractions, $1/5, 1/7, 1/9$, dont la statistique anyonique¹ est ce qui permet de les comprendre.

5.4 Canaux de bords dans l'effet Hall quantique fractionnaire - Analogie avec le cas entier

Il a été défini que le transport, pour l'effet Hall quantique entier, s'effectue sur les bords du matériau, avec le nombre de canaux de bords, égal au facteur de remplissage. Dans le cas de l'effet Hall quantique fractionnaire, cette notion n'est pas si évidente. Ayant une fraction de la charge élémentaire par état, il est difficilement concevable, d'imaginer un canal fractionnaire, au sens littéral. Pour cela, différents travaux et théories ont été menés sur l'état fractionnaire $\nu = 2/3$, qui est un état "Hole-conjugate", tel que $\nu = 1 - 1/3$.

1. les quasi-particules associées sont appelés "anyons", car ils ne sont ni des fermions, ni des bosons

CHAPITRE 5. EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE

5.4. CANAUX DE BORDS DANS L'EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE - ANALOGIE AVEC LE CAS ENTIER

Le premier modèle a été posé en 1990[21][22] posant la notion de canaux contre-propageants tels que $1 - 1/3$ apparaît très clairement. Cette représentation est en figure 5.4, elle présente deux canaux, un avec une conductance de $1G_0$ et un avec une conductance de $-\frac{1}{3}G_0$, de part sa nature contre-propageante.

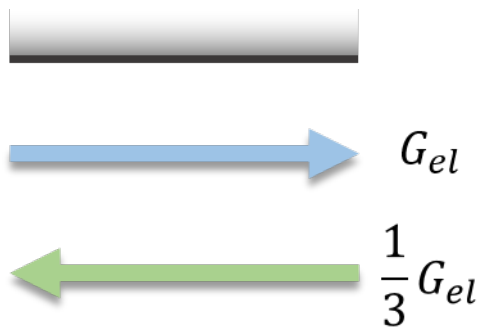


Figure 5.4 - Représentation du modèle de McDonald[22] pour le cas $\nu = 2/3$.

Or, en posant ce modèle dans une géométrie en barre de Hall, il devrait être mesuré une conductance de $\frac{4}{3}G_0$ et non $\frac{2}{3}G_0$. En considérant toujours l'existence de ce canal contre-propageant, et en prenant en compte les interactions entre les canaux et le désordre dans l'échantillon, il y a l'existence d'un canal ne transportant aucune charge, et dont la conductance est nulle[23]. Ce canal est appelé "mode neutre" et ne peut transporter que de la chaleur. La représentation de ce modèle est en figure 5.5. Cette représentation a été généralisée pour d'autres facteurs de remplissage[24][25].

Le mode neutre ne transportant en théorie que de la chaleur et aucune charge, il peut être mis en évidence par mesure de bruit avec du transport de chaleur comme ce qui a été fait dans cette thèse, ou bien en utilisant un QPC²[26]. Aussi, en fonction du nombre de canaux propageants, "downstream" N_d et du nombre de canaux contre-propageants "upstream" N_u , les interactions seront différentes. En effet, on ne compte, dans ce modèle, que les canaux interagissant entre eux, et ainsi, on compte combien de canaux interagissent avec les canaux contre-propageants.

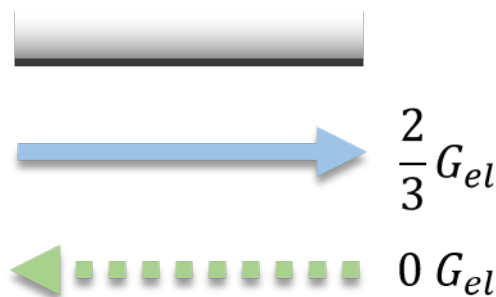


Figure 5.5 - Représentation du modèle de Kane, Fischer, Polchinski[23] pour le cas $\nu = 2/3$.

Conclusion

L'effet Hall quantique fractionnaire est suffisamment proche de l'effet Hall quantique entier pour être traité comme étant une quantification du transport, mais suffisamment différent pour avoir une physique propre. La notion de canaux de bords

2. QPC : Quantum Point Contact

CHAPITRE 5. EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE

5.4. CANAUX DE BORDS DANS L'EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE - ANALOGIE AVEC LE CAS ENTIER

est particulière et considère que chaque canal peut transporter une charge issue d'une fraction de G_0 , accompagnée d'un mode neutre ne transportant que de la chaleur dans le cas des états dits "hole-conjugate". La théorie permettant d'expliquer ce transport, correspond à la théorie des fermions composites, dans laquelle l'effet Hall quantique est appliqué, non pas à un électron, mais à un fermion composite de charge $e^* = e/3$ dans le cas où $\nu = 1/3$. La base de cette physique étant l'effet Hall quantique, il s'appliquera de la même manière au graphène.

Cette première partie consacrée aux bases théoriques nécessaires à la compréhension du graphène en effet Hall quantique est terminée, et la prochaine partie est consacrée à la quantification du flux de chaleur dans le graphène à travers l'expérience qui a été menée, basée sur la quantification du flux de chaleur.

Deuxième partie

**Quantification du flux de chaleur
dans le graphène**

CHAPITRE 6

MODÈLE DU TRANSPORT DE CHALEUR DANS UN CANAL BALISTIQUE

Introduction

Après avoir détaillé l'ensemble des notions de l'effet Hall quantique entier et fractionnaire dans le graphène, il sera présenté dans ce chapitre, les différentes clés théoriques pour comprendre comment fonctionne le transport quantique et plus particulièrement de chaleur au sein d'un canal balistique, dans une hétérostructure de graphène en effet Hall quantique.

6.1 Théorie du transport quantique dans un canal balistique

6.1.1 Définition du transport balistique d'électrons au sein d'un conducteur mésoscopique

Le transport d'électrons au sein d'un canal mésoscopique, va dépendre des dimensions du système comme cela est présenté en figure 6.1. Dans notre cas, il s'agit d'une quasiparticule composée d'un électron (ou trou) et de son nuage d'écrantage. Cette quasiparticule va avoir son transport défini par sa longueur de diffusion l_e (~ 100 nm). Et en fonction de la longueur du canal, il existe différents types de transport. Sur la figure 6.1 sont représentés les différents types de transport en fonction de la comparaison entre la longueur du canal, et la longueur de diffusion de l'électron représenté en rouge. Dans chacun des cas présenté, il s'agit de transport quantique, tel que la longueur de cohérence des électrons est comparable à la longueur du conducteur L . Dans le cas diffusif, l'électron qui arrive dans le canal, va rencontrer les impuretés présentes et va se retrouver dévié dans une certaine direction. Le type des chocs va dépendre de la nature de l'impureté. Dans le dernier cas présenté, le cas du transport balistique, l'électron ne va jamais rencontrer d'impuretés.

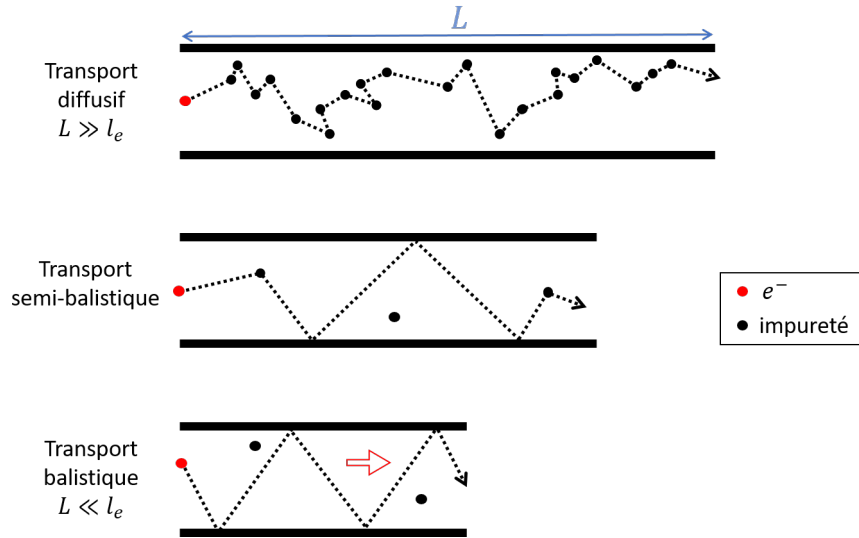


Figure 6.1 – Schéma représentant les différents types de transports au sein d'un conducteur mésoscopique.

6.1.2 Transport de charge

Le modèle présenté ici, est l'interaction de deux réservoirs L et R ayant des potentiels chimiques respectifs μ_L et μ_R , comme représenté sur la figure 6.2, via un canal transportant les potentiels chimiques entre les deux réservoirs. L'objectif ici va être de s'intéresser au transport quantique au sein de ces canaux, dans le cas où les canaux ne sont pas dégénérés en spin. Le modèle présenté ici, est un modèle à un canal transportant la charge et la chaleur, dans le cas d'une transmission parfaite au sein du canal balistique, soit pour un coefficient de transmission entre les deux canaux $\tau = 1$. Toute la première partie sera ici consacrée au transport de la charge, et dans la seconde partie, la différence de température sera prise en compte pour écrire l'équation du flux de chaleur entre les deux réservoirs.

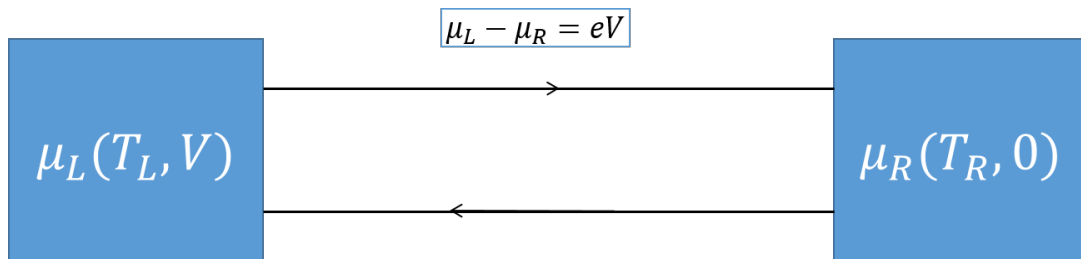


Figure 6.2 – Représentation du transport entre deux réservoirs d'énergie, à travers un canal balistique dans les deux sens de circulation.

L'équation du courant émis par le réservoir dans le système présenté sur la figure 6.2 avec la probabilité de transmission $\tau(\varepsilon)$ peut être écrit dans le formalisme de Landauer-Buttiker selon l'équation suivante[27] :

$$I_i = \frac{e}{h} \tau \int d\varepsilon (f_i(\varepsilon) - \Theta(\varepsilon - \mu_i)) \quad (6.1)$$

Entre les deux réservoirs, on peut écrire l'équation :

$$I = \frac{e}{h} \tau (\mu_L - \mu_R)$$

Ce qui dans le cas d'un conducteur polarisé en tension, s'écrit :

$$I = \frac{e}{h} \tau eV$$

où V correspond à la différence de potentiel entre les deux réservoirs. Ce qui permet d'écrire la conductance associée :

$$G = \frac{e^2}{h} \tau \tag{6.2}$$

On rappelle qu'ici $\tau = 1$, ce qui donne

$$G = \frac{e^2}{h} = G_0 \tag{6.3}$$

où G_0 est le quantum de conductance et représente la conductance d'un canal balistique. Si le système possède plusieurs canaux N , on pourra sommer la fonction 6.1, ce qui donnera pour N canaux balistiques :

$$G^{tot} = NG_0 \tag{6.4}$$

6.1.3 Transport de chaleur

Comme pour le transport de la charge, on peut écrire le transport de chaleur dans un canal en utilisant le formalisme de Landauer-Buttiker. En considérant que les deux réservoirs ont des températures différentes, on pourra écrire la puissance J_i émise par le réservoir i dans un des canaux. En reprenant l'équation de Landauer 6.1, on peut écrire la puissance associée, en fonction de la température :

$$J_i = \frac{\tau}{h} \int d\varepsilon (\varepsilon - \mu) (f_i(\varepsilon) - \Theta(\varepsilon - \mu_i)) \tag{6.5}$$

Ce qui devient dans les conditions du système ($\tau = 1$) :

$$J = \frac{V^2}{2R} + \frac{\pi^2 k_B^2}{6h} T^2$$

où R correspond à la résistance du canal, $1/G_0$, ce qui donne :

$$J = \frac{G_0 V^2}{2} + \frac{\pi^2 k_B^2}{6h} T^2 \tag{6.6}$$

Dans cette dernière équation, le premier dépend de la tension appliquée au réservoir, et correspond à la puissance Joule J_Q engendré par la tension V appliquée, et le deuxième correspond au flux de chaleur électronique du canal, qui sera écrit J_Q^e par la suite qui dépend de la température au carré du canal. On peut ainsi écrire le bilan de chaleur entre les deux réservoirs tel que :

$$J = J_Q + J_Q^e \tag{6.7}$$

où :

$$J_Q = \frac{G_0 V^2}{2} \quad (6.8)$$

et

$$J_Q^e = \frac{\pi^2 k_B^2}{6h} (T_L^2 - T_R^2) = \frac{\kappa_0}{2} (T_L^2 - T_R^2) \quad (6.9)$$

dans ce deuxième terme, on pose :

$$\kappa_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3h} \quad (6.10)$$

Cette conductance est appelée la conductance thermique. Sa définition provient de la définition de la conductance thermique du canal $\lim_{T_2 \rightarrow T_1} \frac{dJ_Q}{dT} = \kappa_0 T$. Celle-ci étant proportionnelle à la température, une convention usuelle consiste à appeler cette conductance κ_0 la conductance thermique. Elle a été montrée comme étant quasi-universelle dans la littérature. Elle possède cette même valeur pour les phonons[28], les photons[29], les électrons[30], et pour les anyons[31]. Elle est dit "quasi-universelle" car dans certains cas, par exemple le cas non-abelien[32], les statistiques non-triviales donnent une conductance thermique différente.

De plus, on remarquera que cette conductance respecte la loi de Wiedemann Franz, car elle est proportionnelle à la conductance électrique G_0 avec un facteur de $\frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e}\right)^2$.

Cette définition du flux de chaleur électronique J_Q^e montre la quantification du flux de chaleur au sein d'un canal balistique. Ce modèle va être appliqué au cas du graphène en régime d'effet Hall quantique.

6.2 Application au graphène en régime d'effet Hall quantique

Le transport quantique a été montré précédemment, comme étant quantifié au sein d'un canal balistique, à partir du formalisme de Landauer Buttiker, qui permet d'écrire simplement les équations du courant et de la chaleur au sein de ce canal. Dans cette partie, ce modèle va être appliqué au graphène en régime d'effet Hall quantique. La géométrie utilisée est présentée en figure 6.3. Elle est constituée de deux zones de graphène indépendantes entre elles, de cinq contacts métalliques, dont un contact flottant. Les deux côtés ne communiquent entre eux que via ce contact flottant, qui sera par la suite nommé îlot. Le transport quantique, va s'effectuer au sein des N canaux de bords, imposés par l'effet Hall quantique. Par la suite, chaque contact sera nommé selon l'indice associé (1,2,A,B,C).

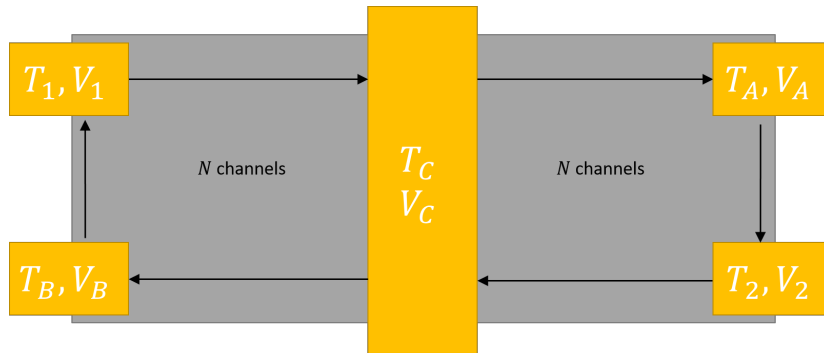


Figure 6.3 – Schéma représentant la géométrie de l'échantillon, et la circulation du transport (représenté par les flèches noires). En gris la surface de graphène en effet Hall quantique qui possède N canaux balistiques. Les différents contacts métalliques sont symbolisés en jaunes, et correspondent au centre à un contact flottant, et aux contacts de mesures aux coins.

6.2.1 Équation de conservation du flux de chaleur dans les conditions de l'expérience

L'objectif va être d'écrire l'équation de conservation du flux de chaleur dans la structure en graphène présentée en figure 6.3.

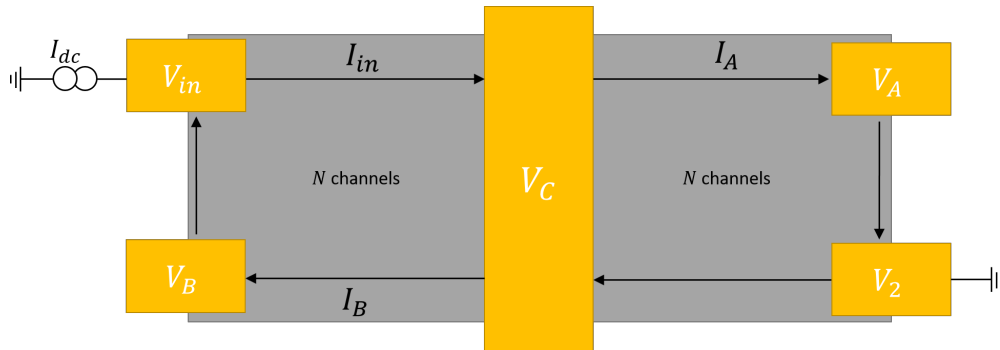


Figure 6.4 – Schéma représentant le transport de charge au sein de l'échantillon, où $V_{in} = V_{dc} = \frac{1}{\nu G_0} I_{dc}$

Les lois de l'électromagnétisme impliquent la conservation du courant dans la structure, comme cela est représenté sur la figure 6.4. Ainsi, le courant entrant I_{in} dans l'îlot va être égal à la somme des courants en sortant, et peut être plus simplement écrit par :

$$I_{in} = I_{out}$$

Dans la géométrie utilisée ici :

$$I_{in} = I_{dc}$$

$$I_{out} = I_A + I_B$$

CHAPITRE 6. MODÈLE DU TRANSPORT DE CHALEUR DANS UN CANAL BALISTIQUE
 6.2. APPLICATION AU GRAPHÈNE EN RÉGIME D'EFFET HALL QUANTIQUE

$$I_{\text{dc}} = I_A + I_B$$

Or, le nombre de canaux est le même des deux côtés, ce qui implique que $I_A = I_B$ et donc l'égalité des potentiels V_A et V_B :

$$I_A = \frac{I_{\text{dc}}}{2} = \frac{V_{\text{dc}}}{2} \nu G_0 \quad (6.11)$$

$$I_A = \nu G_0 V_A = \nu G_0 V_B \quad (6.12)$$

$$V_A = V_B = \frac{V_{\text{dc}}}{2} \quad (6.13)$$

Pour effectuer le bilan de chaleur, il est nécessaire d'écrire l'équation 6.6 pour chaque canal. Pour cela, il faut écrire les valeurs des paramètres T_i et V_i , où l'indice i correspond à l'indice du contact auquel sont connectés les canaux. Les valeurs de températures et de potentiels ont été rassemblées dans le tableau 6.1.

Paramètre	T_{in}	T_2	T_C	T_A	T_B
Valeur	T_0	T_0	T_C	T_0	T_0
Paramètre	V_{in}	V_2	V_C	V_A	V_B
Valeur	V_{dc}	0	$V_{\text{dc}}/2$	$V_{\text{dc}}/2$	$V_{\text{dc}}/2$

Table 6.1 – Tableau regroupant les valeurs des températures et des potentiels appliqués à chacun des contacts de l'échantillon.

On appellera J_1 , J_2 les flux de chaleur entrant dans l'îlot, et J_A , J_B les flux de chaleur en sortant. Afin de faire le bilan de chaleur au contact, il est nécessaire d'écrire chacun des flux de chaleur, pour chaque canal.

La partie entrant dans le contact est :

$$J_1 = \frac{NG_0 V_{\text{dc}}^2}{2} + N \frac{\kappa_0}{2} T_0^2$$

$$J_2 = N \frac{\kappa_0}{2} T_0^2$$

La partie sortant du contact est :

$$J_A = \frac{NG_0 V_C^2}{2} + N \frac{\kappa_0}{2} T_C^2$$

$$J_B = J_A$$

Ce qui permet d'écrire le bilan de courant tel que :

$$J_1 + J_2 = J_A + J_B$$

$$\frac{NG_0 V_{\text{dc}}^2}{2} + 2N \frac{\kappa_0}{2} T_0^2 = 2 \frac{NG_0 V_C^2}{2} + 2N \frac{\kappa_0}{2} T_C^2$$

En rappelant que $V_C = \frac{V_{\text{dc}}}{2}$ on arrive à l'équation :

$$J_{in} = \frac{NG_0 V_{dc}^2}{4} = 2N \frac{\kappa_0}{2} (T_C^2 - T_0^2) \quad (6.14)$$

On peut réécrire ce bilan comme :

$$J_Q = 2N J_Q^e \quad (6.15)$$

où J_Q est la puissance Joule injectée, qui dépend du courant I_{dc} appliqué à l'échantillon.

Comme pour le courant, le flux de chaleur sera conservé au sein de la structure. Et on peut représenter ce bilan de chaleur, en schématisant les canaux de part et d'autres du contact central (figure 6.4). Ainsi, pour N canaux, on aura en sortie du contact central $N J_Q^e$ de chaque côté, et le flux de chaleur incident sera J_Q comme cela est représenté en figure 6.5.

En effet Hall quantique, pour un échantillon possédant ν canaux, on peut alors réécrire la tension V_{dc} comme :

$$V_{dc} = \frac{1}{\nu G_0} I_{dc} \quad (6.16)$$

La valeur de la puissance Joule peut être réécrite en fonction du courant appliqué I_{dc} , ce qui permet de réécrire l'équation du transport de chaleur tel que :

$$J_Q = \frac{1}{4\nu G_0} I_{dc}^2 = 2\nu \frac{\kappa_0}{2} (T_C^2 - T_0^2) \quad (6.17)$$

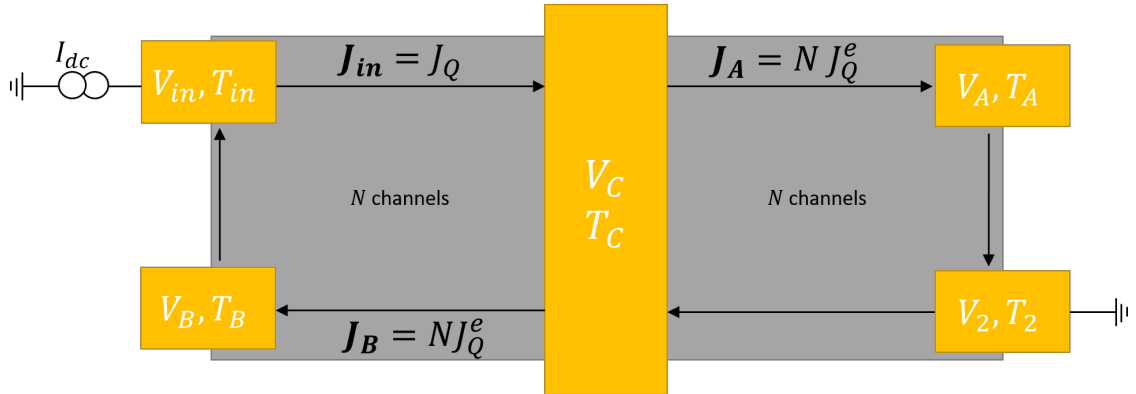


Figure 6.5 – Schéma représentant le transport de chaleur dans l'échantillon.

Conclusion

Dans ce chapitre, il a été question de montrer le modèle du transport de chaleur dans un canal balistique dans le graphène en régime d'effet Hall quantique. Afin de mesurer ce transport, la suite de ce manuscrit va présenter la méthode expérimentale utilisée.

En effet, dans ce modèle, il y a plusieurs paramètres qui sont nécessaires à la mesure de ce transport, qui consiste à vérifier l'équation 6.17. Pour ces mesures, il

CHAPITRE 6. MODÈLE DU TRANSPORT DE CHALEUR DANS UN CANAL BALISTIQUE

6.2. APPLICATION AU GRAPHÈNE EN RÉGIME D'EFFET HALL QUANTIQUE

est nécessaire de connaître la valeur du facteur de remplissage ν , le courant injecté I_{dc} , ainsi que la température T_C et T_0 . Pour cela, ν sera déterminé à partir de mesures de conductance deux points, à l'aide d'une mesure lock-in. La valeur de I_{dc} sera obtenue à partir de la tension appliquée aux bornes de l'échantillon V_{dc} issue d'une source de tension. T_C sera obtenue à partir d'un set-up de mesure de bruit, à l'image des expériences effectuées dans l'AsGa[30] et dans le graphène[33][34] et qui sera développé dans le chapitre 8. La valeur de T_0 quant à elle sera déterminée à partir des mesures de bruit en tant que paramètre d'ajustement, pour l'application de ce modèle.

Tout ce procédé expérimental sera décrit dans la partie III, avant de passer aux résultats obtenus en régime d'effet Hall quantique entier dans la partie IV et d'effet Hall fractionnaire dans la partie V.

CHAPITRE 7

RÉALISATION DES MESURES DE TRANSPORT DE CHALEUR DANS LE GRAPHÈNE

Introduction

Dans ce chapitre, va être présenté le principe des mesures, et comment elles ont été réalisées. L'objectif ici va être de présenter, comment est mesuré le flux de chaleur dans le graphène, dont la théorie a été présentée dans le chapitre 6. Mesurer ce transport, revient à vérifier la proportionnalité entre la température au carré de l'îlot central T_C et la puissance injectée J_Q en fonction du facteur de remplissage ν (cf équation 6.17), et chacun de ces paramètres doivent être déterminés séparément. La température de l'îlot est déterminée à partir de mesures de bruit à l'image de l'expérience dans l'AsGa[30] et de celles dans le graphène[33][34]. Le facteur de remplissage ν est déterminé à partir de mesures de conductance deux points. La variable J_Q quant à elle, est imposée à partir de la tension appliquée V_{dc} comme il sera présenté ici.

Ce chapitre va être présenté de la manière suivante. Tout d'abord, sera présenté le principe de l'expérience des mesures de transport de chaleur. Puis, sera développée comment on mesure le facteur de remplissage ν . La détermination de la température T_C sera développé dans le chapitre suivant, consacré au set-up de mesure de bruit.

Pendant tout ce chapitre, on supposera que l'échantillon est soumis à un champ magnétique B fixé.

7.1 Principe de l'expérience

L'objectif de l'expérience est de mesurer le transport de chaleur dans le graphène monolayer en régime d'effet Hall quantique, et de mesurer la quantification du transport de charge et de chaleur dans ce graphène.

L'échantillon utilisé est un échantillon de graphène encapsulé dans du nitrure de bore hexagonal, avec une grille en graphite, représenté en figure 7.1a. On rappelle que dans le graphène le facteur de remplissage dépend de la densité électronique et du champ magnétique B tel que $\nu = \frac{hm_{el}}{eB}$. A partir du modèle de condensateur plan,

CHAPITRE 7. RÉALISATION DES MESURES DE TRANSPORT DE CHALEUR DANS LE GRAPHÈNE
7.1. PRINCIPE DE L'EXPÉRIENCE

correspondant à l'échantillon donné en figure 7.1b, on peut réécrire cette expression de n_{el} en fonction de la tension appliquée sur la grille en graphite, tel que :

$$n_{el} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d_{BN} \times e} V_g \quad (7.1)$$

où d_{BN} correspond à l'épaisseur d'isolant, ici le hBN.

Cette équation va permettre de relier la tension de grille au facteur de remplissage tel que :

$$V_g = \nu \frac{e^2 B}{h} \frac{d_{BN}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (7.2)$$

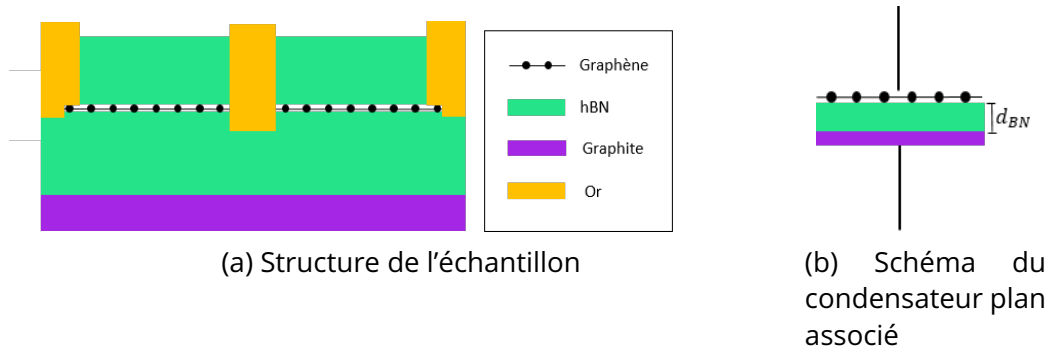


Figure 7.1 – Schéma de l'échantillon en a, représentant l'hétérostructure de graphène, encapsulé dans du hBN. La représentation du condensateur plan associé est représentée en b, où l'épaisseur de l'isolant, soit de hBN, sera appelée d_{BN} par la suite.

Ainsi, en effet Hall quantique, on va pouvoir, en appliquant différentes tensions V_g sur la grille, avoir différentes valeurs pour la résistance de l'échantillon, qui sera traduit, par différentes valeurs du facteurs de remplissage, et ainsi du nombre de canaux. La grille en graphite va permettre de contrôler le nombre de canaux au sein de l'échantillon, et ainsi, de choisir les différents états Hall quantique.

La géométrie de l'échantillon pour la mesure du transport de chaleur, nécessite d'avoir un îlot central métallique, par lequel les deux côtés de graphène vont pouvoir échanger de l'énergie, comme ce qui est représenté sur les figures 7.1a et 7.2. Les contacts de connexion au graphène sont des contacts de bords[16]¹. La méthode de fabrication de l'échantillon est présentée dans le chapitre 10.

La géométrie de l'échantillon est visible en figure 7.2, où il y a de part et d'autre, quatre contacts de bord métalliques, connectés à l'échantillon en graphène (surface en bleu sur la figure). L'échantillon possède deux côtés, appelés ici A et B, qui sont indépendants, qui possèdent le même facteur de remplissage ν car ils sont dopés par la même grille, sur laquelle on applique une tension V_g et sont connectés entre eux par l'îlot central. Ces deux côtés ont chacun, une ligne d'injection de courant I_{dc} , une masse, une mesure de tension V_C et une mesure de bruit S . Pour les mesures,

1. Edge Contact

il sera question d'utiliser une seule ligne d'injection de courant. La mesure consiste ainsi à appliquer une tension V_{dc} , ce qui va induire un courant I_{dc} dans l'échantillon. Ce courant va venir chauffer par dissipation l'îlot tel que le flux de chaleur incident J_Q soit équivalent à $\frac{1}{4\nu G_0} I_{dc}^2$. De part et d'autre de l'îlot, le flux de chaleur au sein des N canaux s'exprimera $NJ_Q^e = N\frac{\kappa_0}{2} (T_C^2 - T_0^2)$ où $\kappa_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3h}$.

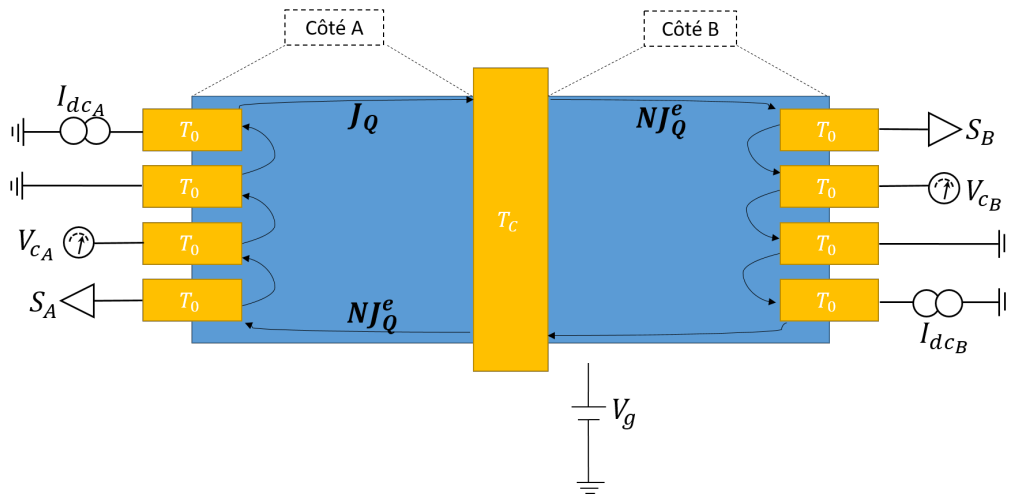


Figure 7.2 – Structure de l'échantillon pour la mesure du transport de chaleur.

On rappelle que dans ces conditions, l'équation d'équilibrage du flux de chaleur est :

$$J_Q = \frac{1}{4\nu G_0} I_{dc}^2 = 2N\frac{\kappa_0}{2} (T_C^2 - T_0^2)$$

7.2 Détermination du facteur de remplissage par mesure deux points

7.2.1 Définition de la mesure

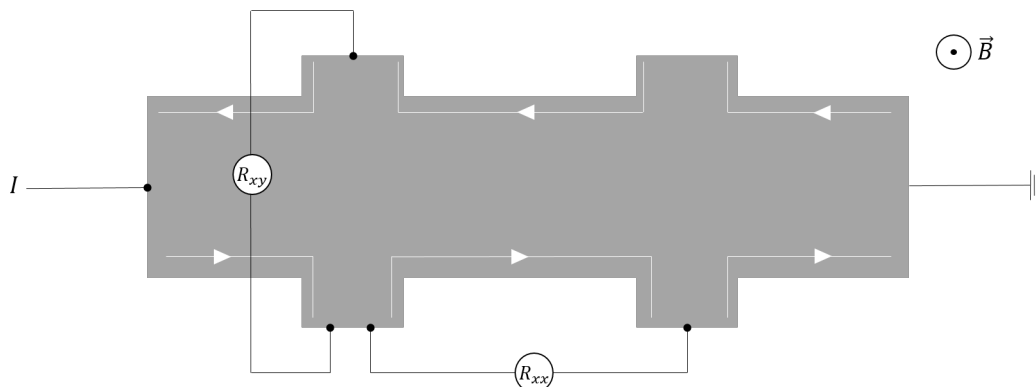


Figure 7.3 – Mesure de R_{xx} et R_{xy} en géométrie de barre de Hall.

CHAPITRE 7. RÉALISATION DES MESURES DE TRANSPORT DE CHALEUR DANS LE GRAPHÈNE
7.2. DÉTERMINATION DU FACTEUR DE REMPLISSAGE PAR MESURE DEUX POINTS

L'inconnue essentielle à l'expérience de transport de chaleur est la valeur du facteur de remplissage ν .

Pour comprendre les mesures, il faut se placer dans une géométrie similaire à celle de la barre de Hall comme vu dans le chapitre 3, et faire l'analogie avec la structure de notre échantillon, comme montré sur les figures 7.3 et 7.4. Ainsi la mesure de R_{xx} correspond à la résistance qui traverse l'échantillon de gauche à droite, ici, cela équivaut à mesurer la résistance entre les côtés A et B de l'échantillon comme cela est montré sur la figure 7.4. Pour la résistance R_{xy} , il s'agit de la résistance transversale, et cela revient à mesurer la résistance d'un même côté de l'échantillon. On notera que le détail des lignes de mesures au sein du réfrigérateur est présenté dans le chapitre 9.

C'est à partir de la mesure en R_{xy} que l'on va pouvoir déterminer le facteur de remplissage, et ainsi le nombre de canaux. Cette mesure est effectuée pour différentes valeurs de tensions appliquées sur la grille en graphite, ce qui permet d'effectuer ce que l'on appelle une trace en grille sur la figure 7.5. Sur cette figure est tracée la résistance deux points transversale en fonction de la tension de grille, où apparaissent les différents plateaux de résistance.

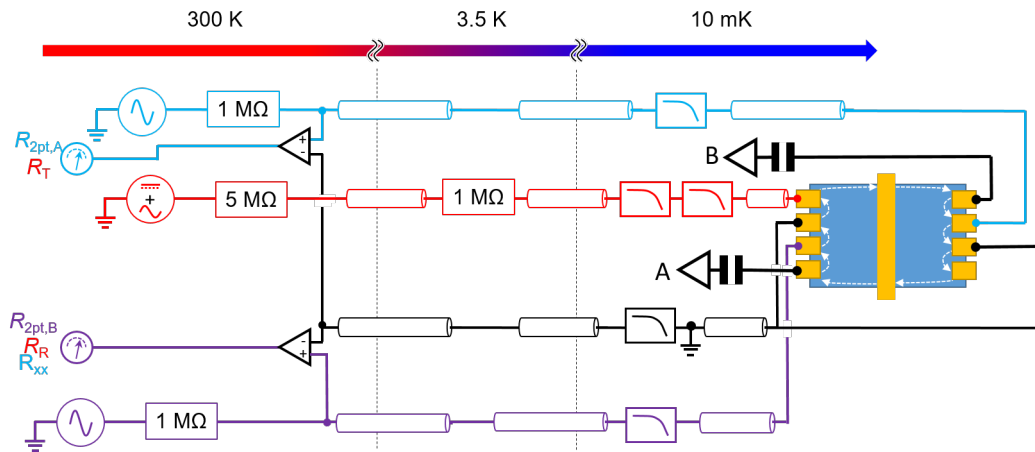


Figure 7.4 – Mesure lock-in des différentes résistances Hall R_{2pts} , R_{xy} , et en effet Hall quantique dans la géométrie de mesure du transport de chaleur. La couleur de la mesure nommée au point de mesure correspond à la couleur de la ligne d'injection pour le lock-in.

Comme dit précédemment, la résistance longitudinale est mesurée de la même manière ainsi que les résistances de chacun des côtés avec en sortie du lock-in la ligne d'injection de courant. Ces mesures permettent d'obtenir les mesures des courants transmis et réfléchis de l'îlot. Ces mesures permettent d'obtenir des informations quant à la qualité de l'échantillon. En effet, dans le cas d'un échantillon dont l'équipartition du courant est respectée, les valeurs attendues des courants transmis et réfléchis, d'après la loi de conservation de courant sont :

$$I_R = I_T = \frac{I_{dc}}{2}$$

La théorie du transport de chaleur étant basée sur cette conservation du courant, il est nécessaire que cette condition soit vérifiée.

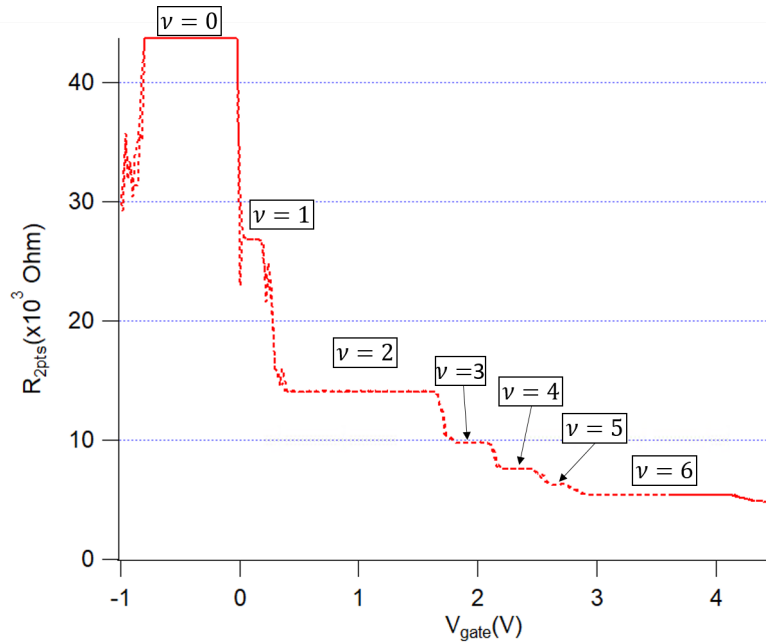


Figure 7.5 – Exemple de résistance deux points R_{2pts} mesurée en fonction de la tension de grille en graphène.

7.2.2 Obtention de la valeur du facteur de remplissage

A partir des données de la résistance R_{2pts} , il est possible de remonter à la valeur de la résistance Hall qui est égale à :

$$R_H = \frac{1}{\nu} \frac{1}{G_0}$$

et

$$G_H = \nu G_0 \text{ et en unité de } G_0, \text{ on obtient : } \boxed{G_H = \nu}$$

où $G_0 = \frac{e^2}{h}$ et $\frac{1}{G_0} \sim 25800 \Omega$.

Ainsi, à partir des mesures effectuées pour la figure 7.5 on peut remonter directement au facteur de remplissage en traçant la conductance en unité de G_0 soit en unité de e^2/h , comme cela est représenté en figure 7.6. Sur cette figure la valeur de $\nu = 0$ ne tombe pas à 0 pour la valeur de G_H , cela est dû à la saturation de la mesure Lock-in, où le signal est au delà de la détection de l'appareil.

On peut alors sélectionner la valeur de V_g de notre choix afin de se positionner sur un plateau, et contrôler le nombre de canaux au sein de notre structure. Par exemple, si on souhaite avoir deux canaux, il faudra se placer sur le plateau $\nu = 2$, et donc à $V_g = 1 \text{ V}$. Une fois l'état Hall quantique sélectionné, les mesures de transport de chaleur peuvent avoir lieu.

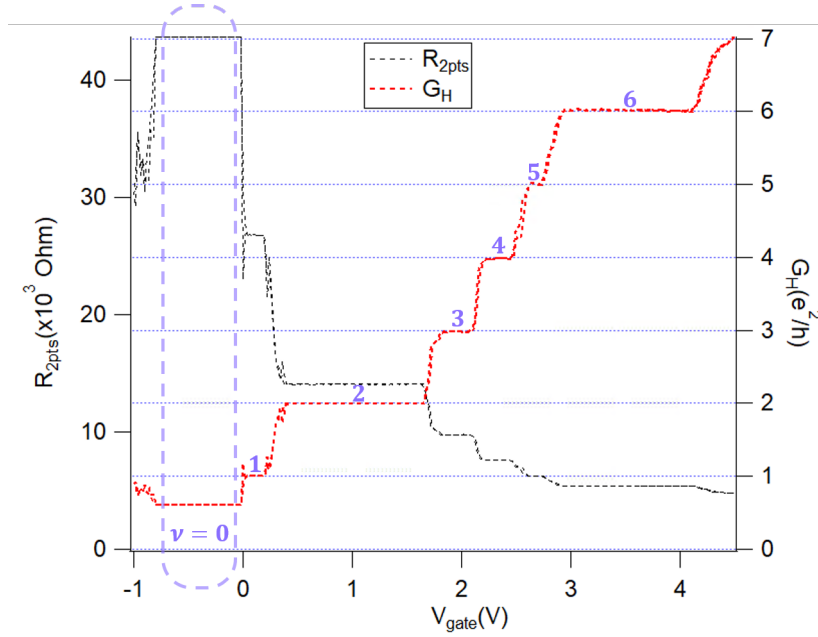


Figure 7.6 – Tracé de R_{2pts} (en noir) et de la conductance G_H en unité de e^2/h associée (en rouge). Les valeurs de ν sont indiquées sur chacun des plateaux.

7.3 Choix du courant I_{dc} pour la mesure de J_Q

La mesure du flux nécessaire nécessite de connaître la puissance Joule dissipée au sein de l'îlot, $J_Q \propto I_{dc}^2$. Ainsi, la valeur de I_{dc} imposée va chauffer le métal jusqu'à T_C . Pour l'expérience, l'objectif est de n'avoir que du refroidissement thermique, ce qui implique que tous les autres moyens de refroidissement doivent être négligeables. Pour cela, l'expérience doit se dérouler à très basse température, de façon à ce que le refroidissement par les phonons soit négligeable, et que l'îlot ne puisse se refroidir que par les électrons. Les deux contraintes fondamentales pour la mesure sont un fort champ magnétique, et une très basse température. De cette manière, le réfrigérateur permettra de descendre jusqu'à une dizaine de millikelvins.

En effet, tant que la température $T_C \leq 100$ mK le refroidissement par les phonons est négligeable, et le transport de chaleur pourra donc être réalisé pour des courants suffisamment faibles, inférieurs au nanoampère. Pour cela, dans le chapitre 9 sera expliqué le câblage permettant d'atteindre ces très faibles courants.

7.4 Mesure de la température T_C

La mesure de T_C va s'effectuer à partir d'un set-up de mesure de bruit à l'image de l'expérience effectuée dans l'AsGa[30].

Cette mesure va être faite à travers le bruit thermique généré par le refroidissement de l'îlot à travers les N canaux comme représenté par les sorties S_A et S_B de la figure 7.2. Ainsi, à partir de ce bruit, on pourra extraire la température T_C et la température T_0 qui correspond à la température des électrodes froides.

Le développement de l'extraction de la température T_C et le principe des mesures de bruit va être développé dans le chapitre suivant.

Conclusion

Dans ce chapitre, il a été montré comment les différentes mesures du transport de chaleur sont effectués. Le détail des câblages et des différentes lignes adaptées à chacune des mesures est développé dans le chapitre 9.

L'état Hall quantique est déterminé à partir de mesures de résistance deux points, qui permet une détermination précise de la valeur du facteur de remplissage ν .

La valeur de I_{dc} doit être inférieure à 1 nA pour pouvoir mesurer le transport de chaleur à très basse température ($\simeq 10 \text{ mK}$), sans qu'il n'y ait d'autres refroidissements qui interfèrent dans la mesure du transport thermique.

La température T_C est extraite à partir de la mesure du bruit thermique. Cette extraction sera développée dans le chapitre suivant, consacré aux mesures de bruit.

CHAPITRE 8

MESURES DE BRUIT THERMIQUE

Introduction

Afin de mesurer le transport de chaleur dans les hétérostructures de graphène, il est nécessaire de passer par la mesure de la température de l'îlot métallique reliant les deux parties indépendantes en graphène comme cela est représenté en figure 8.1. La mesure de cette température T_C est extraite par la mesure du bruit thermique. C'est cette mesure qui va être détaillée dans ce chapitre.

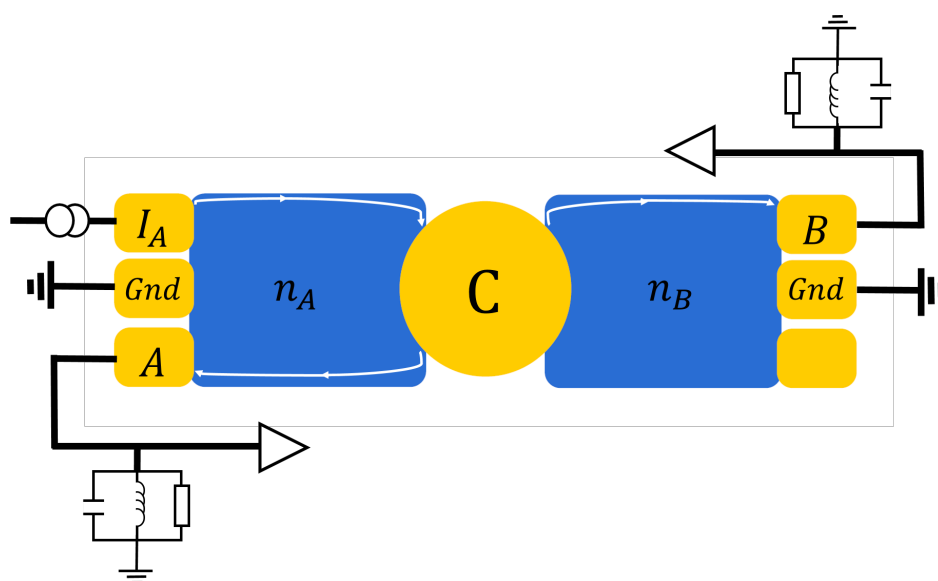


Figure 8.1 – Schéma de l'échantillon, avec n_A et n_B les nombres de canaux des côtés des lignes de bruits respectives A et B. Le contact C correspond à l'îlot central, qui est chauffé à la température T_C

8.1 Expression du bruit mesuré de l'échantillon

8.1.1 Bruit thermique

Les fluctuations de courant au sein d'un canal de bord i , en provenance d'un réservoir r ($r = I_A, A, B$ ou C sur la figure 8.1), $\delta I_{r,i}$ sont définies comme étant la somme des fluctuations de courant thermiques $\delta I_{r,i}^{th}$, et des fluctuations du potentiel du réservoir δV_r lorsque celui-ci n'est pas connecté à une source de courant ([35]) :

$$\delta I_{r,i} = \delta I_{r,i}^{th} + G_0 \delta V_r \quad (8.1)$$

Où les fluctuations de courant thermique sont définies par :

$$\langle \delta I_{r,i}^{th} \rangle^2 = \frac{2k_B T_r}{R_K} \quad (8.2)$$

Et où le terme $G_0 \delta V_r$ provient des fluctuations de tension dans les canaux de bords, et sa valeur est nulle si le réservoir correspond à une source de courant.

Le bruit mesuré au contact A, qui sera noté S_A^{mes} , dépend des fluctuations du potentiel au contact M_A tel que M_A correspond à une source de tension, comme C et M_B . Son expression est donnée ci-dessous :

$$S_A^{mes} = \langle (\delta V_{M_A})^2 \rangle \quad (8.3)$$

Afin de trouver le bruit en A, on part de l'expression 8.1, pour écrire le bilan de courant au sein des trois contacts : A, B et C.

Le bilan au contact C est :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{A,i} + \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{B,i} &= \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{C,i} + \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{C,i} \\ \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{A,i}^{th} + \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{B,i}^{th} &= \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{C,i}^{th} + \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{C,i}^{th} + (n_A + n_B) G_0 \delta V_C \end{aligned} \quad (8.4)$$

Au contact A, le bilan s'écrit :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{C,i} &= \delta I_{Z_{RLC}} + \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{M_A,i} \\ \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{C,i}^{th} + n_A G_0 \delta V_C &= \delta I_{Z_{RLC}}^{th} + \frac{\delta V_{M_A}}{Z_{RLC}} + \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{M_A,i}^{th} + n_A G_0 \delta V_{M_A} \end{aligned} \quad (8.5)$$

La valeur de δV_{M_A} peut être extraite à partir de l'équation 8.5 :

$$\begin{aligned} \delta V_{M_A} &= Z_{//} \left(\sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{C,i}^{th} + n_A G_0 \delta V_C - \delta I_{Z_{RLC}}^{th} - \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{M_A,i}^{th} \right) \\ \text{où : } Z_{//} &= \frac{1}{\nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC}}} \end{aligned} \quad (8.6)$$

On notera par la suite le nombre total de canaux $n = n_A + n_B$. Il reste, dans cette expression, une inconnue qui est δV_C . Cette valeur est déterminée à partir du bilan au contact ohmique (equation 8.4) :

CHAPITRE 8. MESURES DE BRUIT THERMIQUE

8.1. EXPRESSION DU BRUIT MESURÉ DE L'ÉCHANTILLON

$$\begin{aligned}
 nG_0\delta V_C &= \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{A,i}^{th} + \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{B,i}^{th} - \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{C,i}^{th} - \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{C,i}^{th} \\
 \delta V_C &= \frac{1}{nG_0} \left(\sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{A,i}^{th} + \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{B,i}^{th} - \sum_{i=1}^n \delta I_{C,i}^{th} \right)
 \end{aligned} \tag{8.7}$$

En injectant l'équation 8.7 dans 8.6 :

$$\begin{aligned}
 \delta V_{MA} &= Z_{//} \left[\sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{C,i}^{th} + \frac{n_A}{n} \left(\sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{A,i}^{th} + \sum_{i=1}^{n_B} \delta I_{B,i}^{th} - \sum_{i=1}^n \delta I_{C,i}^{th} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \delta I_{Z_{RLC}}^{th} - \sum_{i=1}^{n_A} \delta I_{MA,i}^{th} \right]
 \end{aligned} \tag{8.8}$$

L'objectif est de déterminer la valeur du bruit $S_{v_A}^{mes}$ au contact A. Ce bruit équivaut à :

$$S_{v_A}^{mes} = \langle (\delta V_{MA})^2 \rangle_C \tag{8.9}$$

Ainsi, il est nécessaire de calculer ce terme à partir de l'expression 8.8. La densité spectrale du bruit des fluctuations thermiques pour deux réservoirs α et β est :

$$\langle \delta I_{\alpha,i}^{th} \delta I_{\beta,i}^{th} \rangle_C = \delta_{\alpha,\beta} \delta_{i,j} 2k_B T G_0 \tag{8.10}$$

Telle que la densité spectrale des fluctuations thermiques de l'impédance Z_{RLC} est :

$$\langle \delta(I_{Z_{RLC}}^{th})^2 \rangle_C = 4k_B T_{RLC} Re \left(\frac{1}{Z_{RLC}} \right) \tag{8.11}$$

Ce qui permet de trouver l'expression du bruit au contact de mesure :

$$\begin{aligned}
 S_{v_A}^{mes} &= |Z_{//}|^2 \left[4k_B T_{RLC} Re \left(\frac{1}{Z_{RLC}} \right) \right. \\
 &\quad \left. + 2k_B G_0 T_0 \left(n_A + \left(\frac{n_A}{n} \right)^2 (n_A + n_B) \right) \right. \\
 &\quad \left. + 2k_B G_0 T_C \left(\left(\frac{n_A}{n} \right)^2 n_B + n_A \left(1 - \frac{n_A}{n} \right)^2 \right) \right]
 \end{aligned} \tag{8.12}$$

Le premier terme de cette expression correspond aux fluctuations du résonateur Z_{RLC} à la température $T_{RLC} = T_{fridge}$, les deux autres termes, correspondent respectivement aux fluctuations des canaux à la température T_0 et T_C . Ces deux températures vont dépendre de la température du frigo et du chauffage. En effet, $T_0 \sim T_{fridge}$ et $T_C = f(I_{dc})$, tel que si $I_{dc} = 0$, $T_C = T_0$.

Dans le cas où $n_A = n_B = \nu$, l'équation 8.12 devient :

$$S_{v_A}^{mes} = |Z_{//}|^2 \left[4k_B T_{RLC} Re \left(\frac{1}{Z_{RLC}} \right) + 3k_B \nu G_0 T_0 + k_B \nu G_0 T_C \right] \tag{8.13}$$

Ce bruit, correspond au bruit entrant dans l'amplificateur cryogénique. Le bruit qui arrive à la carte d'acquisition correspond au bruit suivant (voir figure 8.2) :

CHAPITRE 8. MESURES DE BRUIT THERMIQUE

8.1. EXPRESSION DU BRUIT MESURÉ DE L'ÉCHANTILLON

$$S_A^{mes} = G^2 \int_{BW} df F \left(\frac{f}{f_c} \right) S_{v_A}^{mes} \quad (8.14)$$

C'est ce bruit qui est mesuré par la carte d'acquisition et à partir duquel l'analyse et l'extraction de la température T_C pourra être effectuée.

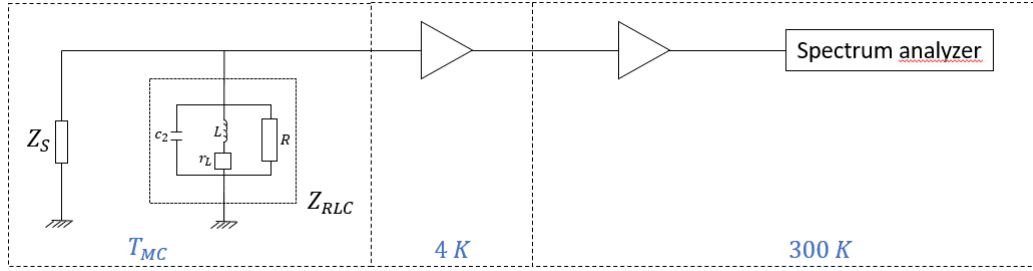


Figure 8.2 – Schéma du circuit des mesures de bruit, de l'échantillon à la carte d'acquisition. Le résonateur est fait à partir d'une capacité c_2 , une inductance L avec une résistance effective r_L , et une résistance R qui représente les pertes dans le circuit.

8.1.2 Auto et cross-corrélation du bruit

Le bruit réellement mesuré est un bruit d'auto-corrélation pour une ligne de bruit, et de corrélation croisée (cross-correlation). Ces bruits correspondent respectivement à :

$$\langle (\delta V_{M_A})^2 \rangle_C = \frac{1}{\left| \nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,A}} \right|^2} (3\nu G_0 k_B T_0 + \nu G_0 k_B T_C) \quad (8.15)$$

$$\langle (\delta V_{M_B})^2 \rangle_C = \frac{1}{\left| \nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,B}} \right|^2} (3\nu G_0 k_B T_0 + \nu G_0 k_B T_C) \quad (8.16)$$

$$\langle (\delta V_{M_A} (\delta V_{M_B})^*) \rangle_C = - \frac{1}{\left(\nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,A}} \right) \left(\nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,B}} \right)^*} (\nu G_0 k_B T_0 - \nu G_0 k_B T_C) \quad (8.17)$$

De cette manière chacun des bruits mesurés peut être écrit en fonction du bruit $\Delta S = \nu G_0 k_B (T_C - T_0)$:

$$\langle (\delta V_{M_A})^2 \rangle_C = \frac{1}{\left| \nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,A}} \right|^2} (4\nu G_0 k_B T_0 + \Delta S) \quad (8.18)$$

$$\langle (\delta V_{M_B})^2 \rangle_C = \frac{1}{\left| \nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,B}} \right|^2} (4\nu G_0 k_B T_0 + \Delta S) \quad (8.19)$$

$$\langle (\delta V_{M_A} (\delta V_{M_B})^*) \rangle_C = - \frac{1}{\left(\nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,A}} \right) \left(\nu G_0 + \frac{1}{Z_{RLC,B}} \right)^*} \times \Delta S \quad (8.20)$$

8.2 Extraction de la température - Procédé de calibration

8.2.1 Expression du bruit thermique

Le bruit thermique mesuré en sortie de la carte d'acquisition est la somme des contributions de toute la ligne de mesure (voir partie 9 et équation 8.14). Par rapport à l'expression du bruit de l'échantillon défini précédemment, il faudra ici prendre en compte le bruit de la chaîne d'amplification S_{amp} , le bruit du résonateur $4k_B T_{RLC} Re\left(\frac{1}{Z_{RLC}}\right)$, et le bruit de l'échantillon qui s'exprime tel que :

$$S_{i,sample}^2 = 2k_B G_0 T_{sample} \left[n_A + \left(\frac{n_A}{n}\right)^2 (n_A + n_B) \right] \quad (8.21)$$

$$+ 2k_B G_0 T_C \left[\left(\frac{n_A}{n}\right)^2 n_B + \left(1 - \frac{n_A}{n}\right)^2 n_A \right] \quad (8.22)$$

où T_C la température de l'îlot central. $Z_{//}$ correspond à l'impédance vue par la chaîne d'amplification et est égale à :

$$Z_{//} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{RLC}} + \frac{1}{Z_{sample}}} \quad (8.23)$$

où l'admittance du résonateur, qui sera un paramètre à déterminer, est définie tel que :

$$\frac{1}{Z_{RLC}} = \frac{1}{Z_C} + \frac{1}{Z_R} + \frac{1}{Z_L} \quad (8.24)$$

Ici, les différentes impédances sont respectivement les impédances de la capacité, de la résistance et de la bobine du résonateur défini par sa résistance effective r_L et son inductance L , comme cela est montré en figure 8.2 et sont égales à :

$$\begin{aligned} Z_C &= -\frac{i}{\omega c_2} \\ Z_R &= R \\ Z_L &= r_L + i\omega f L \end{aligned}$$

Dans notre système, la température minimale sera T_0 , la température électronique. Dans le cas où $V_{DC} = 0$ (cas de la calibration), on a $T_C = T_0 = T_S$, ce qui permet de simplifier l'expression du bruit de l'échantillon tel que :

$$S_{i,sample}^2 = 2k_B G_0 T_S \left[n_A \left(1 + \left(\frac{n_A}{n}\right)^2\right) + \frac{n_A^2}{n} \left(-1 + \frac{n_B}{n}\right) \right] \quad (8.25)$$

Le résonateur de l'amplificateur a sa température $T_{RLC} = T_{fridge}$ (voir partie 9), et a son bruit qui est égal à $S_{v,amp}^2 + |Z_{//}|^2 S_{i,sample}^2$. On aura alors l'expression du

CHAPITRE 8. MESURES DE BRUIT THERMIQUE

8.2. EXTRACTION DE LA TEMPÉRATURE - PROCÉDÉ DE CALIBRATION

bruit thermique, dans le cas où toutes les températures sont égales à :

$$S_{th,v}^{meas} = G^2 \times \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) \left[S_{v,amp}^2 + |Z_{//}|^2 \left(S_{i,amp}^2 + 4k_B T Re\left(\frac{1}{Z_{RLC}}\right) + S_{i,sample}^2(T_S, T_C = T_S) \right) \right] \quad (8.26)$$

8.2.2 Calibration en température

L'objectif de la calibration, va être de déterminer l'impédance du résonateur Z_{RLC} , le gain G et le bruit de la chaîne d'amplification S_{amp} . On remarquera que l'on peut jouer sur deux paramètres, qui sont la température T et la conductance de l'échantillon νG_0 . Ces deux dépendances nous permettent de déterminer les valeurs de nos inconnues. Si on regarde l'expression 8.26, on remarque que $S_{v,amp}^2$ ne dépend ni de ν , ni de la température, et $S_{i,amp}^2$ ne dépend que de ν . Ainsi, on va supprimer ce deuxième terme, dans le cadre de la calibration, en étudiant le bruit en fonction de la température, et en calculant l'écart de ce bruit à la moyenne sur les températures. Il sera néanmoins possible de déterminer ce bruit en courant, en mesurant le bruit pour différentes valeurs de ν à température fixée (voir partie 8.2.3).

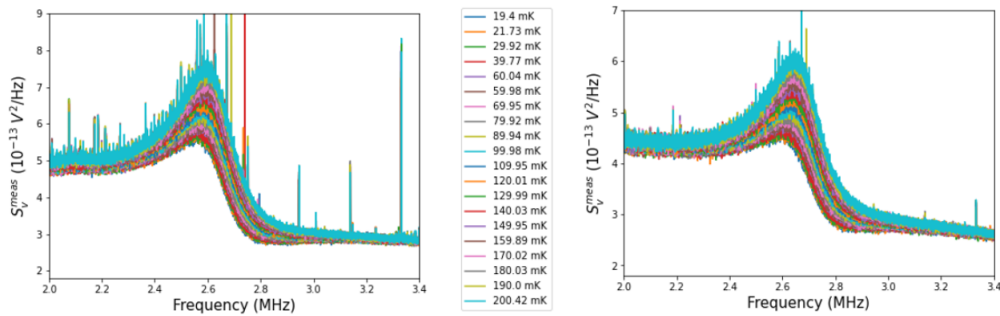


Figure 8.3 – Courbe du bruit mesuré $S_{th,v}^{meas}$ en fonction de la fréquence à différentes températures pour les deux lignes de bruits (A et B). Échelle adaptée pour voir le spectre au niveau de la résonance. Chaque couleur correspond à une température.

La calibration consiste à prendre des spectres de bruits pour différentes températures, de la température T_{init} à 200 mK dans notre cas. On rappelle que la chambre de mélange possède un système de chauffage (voir partie 9), ce qui nous permettra d'atteindre les températures souhaitées. Pour cela, on prend un premier spectre à T_{init} , il s'agit le plus souvent de la température la plus basse, qui est proche de T_0 puis on chauffe jusqu'à 200 mK, et on diminue ensuite progressivement la température jusqu'à 10 mK. Le système et l'échantillon étant plus longs à se thermaliser à basse température, il sera donc essentiel de se baser sur les hautes températures lors du traitement de cette calibration. Les spectres ainsi obtenus sont visibles en figure 8.3. Toutes les données présentées dans cette partie, ont été prise à un champ de 14 T.

CHAPITRE 8. MESURES DE BRUIT THERMIQUE

8.2. EXTRACTION DE LA TEMPÉRATURE - PROCÉDÉ DE CALIBRATION

A partir de ces spectres, on va déterminer le gain G , la valeur de $S_{v,amp}^2$ et les caractéristiques du résonateur. Pour une valeur de νG_0 fixée, et à haute température ($T > T_0$) le bruit à l'équation 8.26 peut-être réécrit comme :

$$\begin{aligned}
 S_{th,v}^{meas} = & G^2 \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) |Z_{//}|^2 4k_B T Re\left(\frac{1}{Z_{RLC}}\right) \\
 & + G^2 \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) |Z_{//}|^2 2k_B T G_0 \left[n_A \left(1 + \left(\frac{n_A}{n}\right)^2\right) + \frac{n_A^2}{n} \left(-1 + \frac{n_B}{n}\right) \right] \\
 & + G^2 \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) \left[|Z_{//}|^2 S_{i,amp}^2 + S_{v,amp}^2 \right]
 \end{aligned}
 \tag{8.27}$$

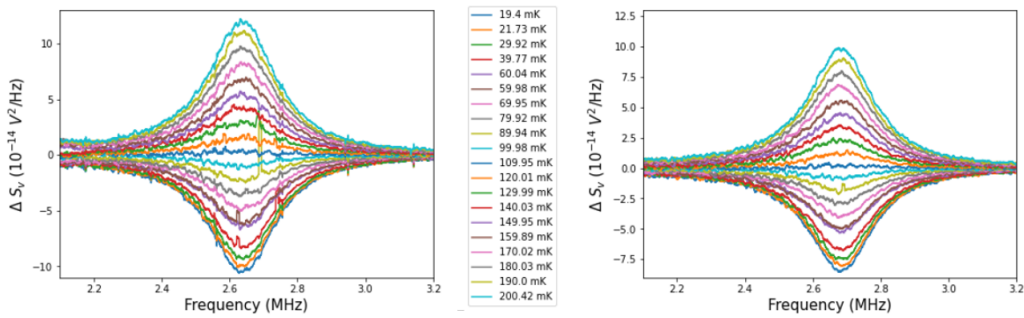


Figure 8.4 – Spectre de bruit pour les deux lignes A et B après application de l'équation 8.28.

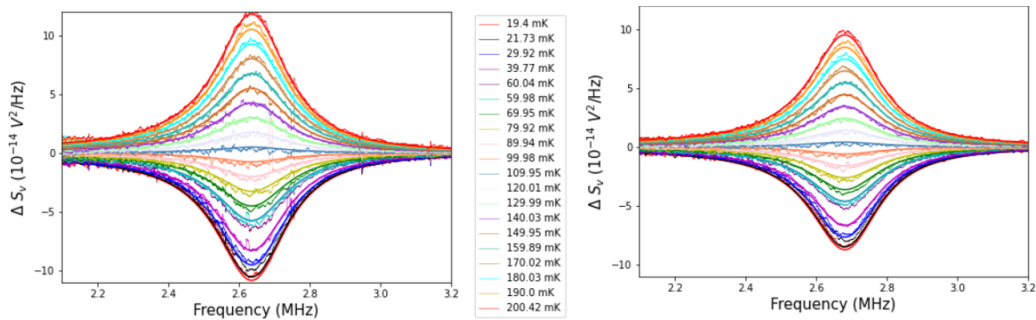


Figure 8.5 – Spectre de mesure comparé avec la théorie après ajustement des paramètres du résonateur dans la formule théorique. A gauche pour la ligne A, et à droite pour la ligne B.

Puis, on calcule la différence de cette valeur avec la moyenne sur les températures afin de supprimer la partie liée à la chaîne d'amplification :

CHAPITRE 8. MESURES DE BRUIT THERMIQUE

8.2. EXTRACTION DE LA TEMPÉRATURE - PROCÉDÉ DE CALIBRATION

$$\Delta S_v = S_{th,v}^{meas} - \langle S_{th,v}^{meas} \rangle_T \quad (8.28)$$

Ce qui nous donne, lorsque l'on remplace la valeur du bruit par l'expression 8.27 :

$$\begin{aligned} \Delta S_v^{th} = G^2 \int_{BW} F\left(\frac{f}{f_c}\right) 2k_B \Delta T |Z_{//}|^2 \times & \left[2Re\left(\frac{1}{Z_{RLC}}\right) \right. \\ & \left. + G_0 \left(n_A \left(1 + \left(\frac{n_B}{n}\right)^2 \right) + \frac{n_A^2}{n} \left(1 + \frac{n_B}{n} \right) \right) \right] \end{aligned} \quad (8.29)$$

Les valeurs de ΔS_{meas} obtenues pour les deux lignes de bruit sont celles qui sont représentées sur la figure 8.4. Ensuite, il s'agit de les comparer à l'équation 8.29 du bruit thermique, afin de trouver les valeurs de nos inconnues. Pour cela, les paramètres vont être ajustés jusqu'à avoir une égalité mesure-théorie comme cela est visible sur la figure 8.5.

Les valeurs obtenues à la suite de la calibration sont données dans la table 8.1.

Paramètres	R	r_L	L	c_1	c_2	Gain
Valeurs ligne A	$\sim 500 \text{ k}\Omega$	$\sim 20 \text{ }\Omega$	$22 \text{ }\mu\text{H}$	22 nF	$\sim 165 \text{ pF}$	~ 3500
Valeurs ligne B	$\sim 400 \text{ k}\Omega$	$\sim 20 \text{ }\Omega$	$22 \text{ }\mu\text{H}$	22 nF	$\sim 160 \text{ pF}$	~ 3600

Table 8.1 – Valeurs typiques des paramètres des lignes de mesure de bruit. Les valeurs de L et c_1 , sont des valeurs connues, et fixées, tous les autres paramètres peuvent être modifiés en fonction des mesures et des échantillons (ce dernier joue sur la valeur de c_2 par exemple) et sont nos paramètres de calibration.

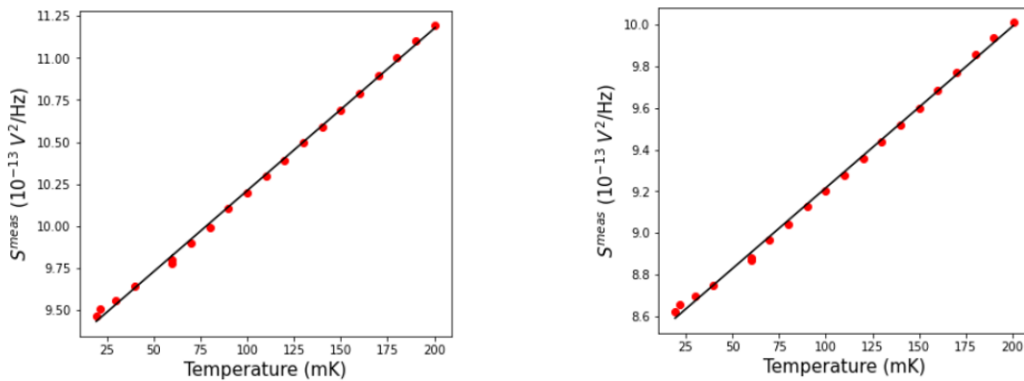


Figure 8.6 – Bruit S_v^{meas} pour les deux lignes de bruits en fonction de la température pour un set de paramètres Z_{RLC} et G donné après le fit pour la détermination de la valeur de $S_{v,amp}^2$

Afin de déterminer la valeur de $S_{v,amp}^2$, on va tracer $S_v^{meas} = f(T)$ (voir figure 8.6). De cette manière, on peut effectuer une approximation linéaire de la fonction tel que :

CHAPITRE 8. MESURES DE BRUIT THERMIQUE

8.2. EXTRACTION DE LA TEMPÉRATURE - PROCÉDÉ DE CALIBRATION

$$S_v = AT + B = \frac{1}{BW} \int_{BW} df \frac{S_v^{meas}}{G^2 F(\frac{f}{f_c})}$$

Ici, B correspond à la valeur de $S_{v,amp}^2$ (voir équation 8.27), et on trouve les valeurs pour les deux lignes de bruits :

$$S_{v,amp_A} \simeq 0.26 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}} \quad \text{et} \quad S_{v,amp_B} \simeq 0.28 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$$

8.2.3 Détermination des paramètres de la chaîne d'amplification

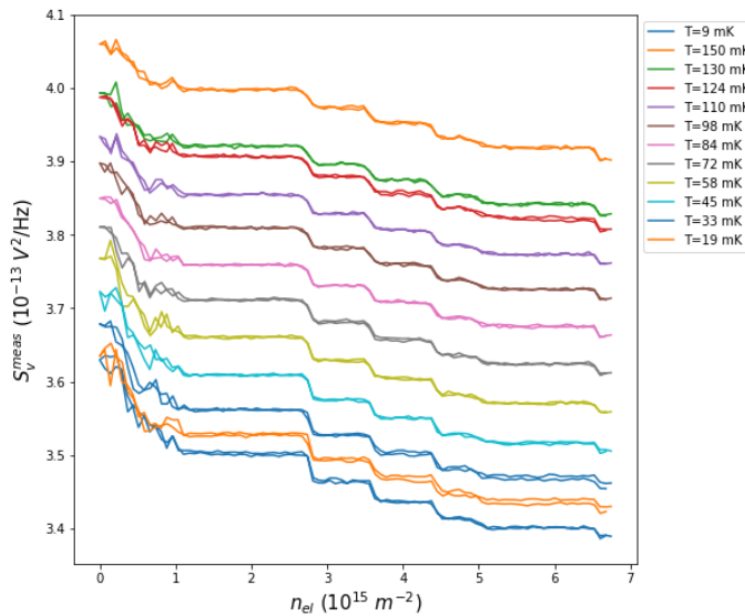


Figure 8.7 – Plateaux de bruits en fonction de la densité électronique du matériau à 3.5 T

Dans cette partie, l'objectif est de déterminer les valeurs des paramètres de la chaîne d'amplification, $S_{v,amp}^2$ et $S_{i,amp}^2$ à partir d'une autre méthode que celle de la calibration en température, dont le bruit en courant ne peut être extrait. Comme il a été montré dans la partie 8.3, ces bruits dépendent de la température et de la résistance de l'échantillon. Pour trouver ces paramètres, le bruit a été mesuré en fonction du facteur de remplissage ν , dans le cas où $V_{dc} = 0$ et $n_A = n_B = \nu$ pour différentes températures. Les spectres obtenus sont visibles en figure 8.7. Les mesures présentées ici, sont des mesures à 3.5 T.

A partir de ces spectres, on rappelle que l'expression du bruit en fonction de la température est donnée par l'expression 8.27 que l'on peut simplifier de la façon suivante :

$$S_{th,v}^{meas}(T) = A_T T + B_T \quad (8.30)$$

CHAPITRE 8. MESURES DE BRUIT THERMIQUE

8.2. EXTRACTION DE LA TEMPÉRATURE - PROCÉDÉ DE CALIBRATION

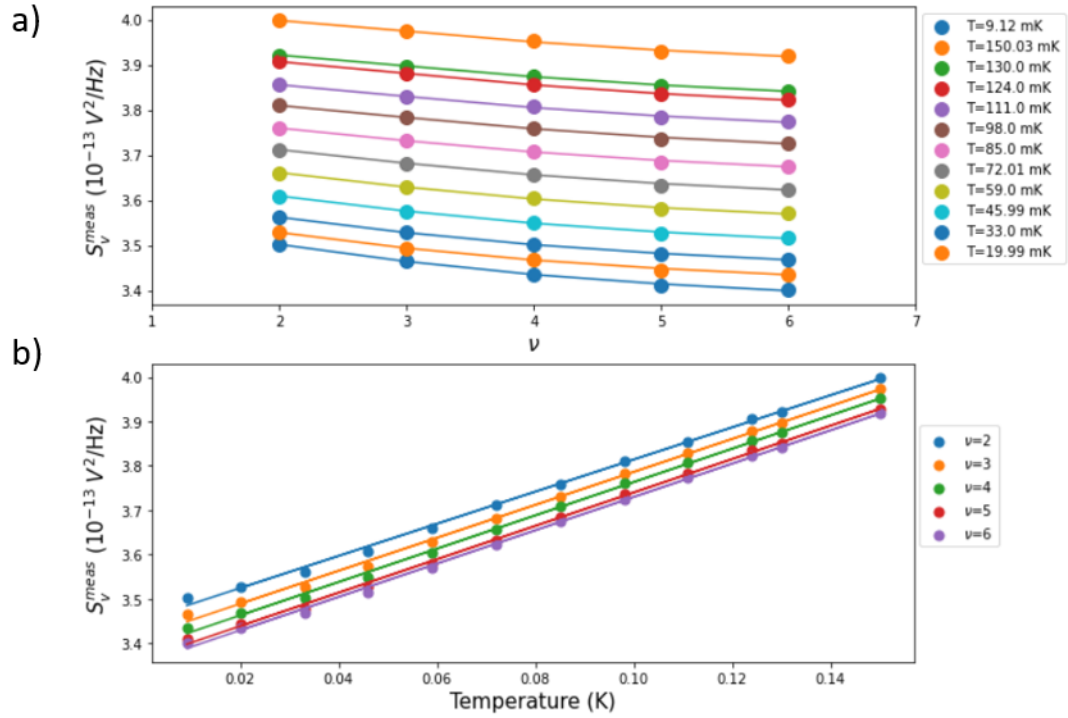


Figure 8.8 – a) Moyenne du bruit sur le plateau de conductance en fonction de ν pour différentes température. b) S_v^{meas} en fonction de la température pour chacun des facteurs de remplissage à 3.5 T.

On peut aussi réécrire l'expression de S_v^{meas} en fonction de la conductance de l'échantillon $G_S = \nu G_0$ tel que :

$$S_{th,v}^{meas}(G_S) \propto \frac{A_\nu}{G_S^2} + \frac{B_\nu}{G_S} + C_\nu \quad (8.31)$$

où :

$$Z_{//} = \frac{Z_{RLC}}{1 + Z_{RLC}G_S} \propto \frac{1}{G_S}$$

Dans l'expression 8.31, $C_\nu = G^2 S_{v,amp}^2$. Ce terme nous permettra de déterminer la valeur de $S_{v,amp}$. On pourra ensuite remonter à la valeur de $S_{i,amp}$ à partir de la valeur de B_T :

$$B_T = G^2 \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) \left[S_{v,amp}^2 + |Z_{//}|^2 S_{i,amp}^2 \right] \quad (8.32)$$

Les courbes correspondantes aux équations 8.31 et 8.30 sont représentées en figure 8.8.

Les valeurs ainsi obtenues pour les bruits en tension et en courant de l'ampli sont :

— Ligne A :

$$S_{v,amp_A} = 0.26 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \quad \text{et} \quad S_{i,amp_A} = 20.7 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$$

— Ligne B :

$$\boxed{S_{v,amp_B} = 0.28 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}} \text{ et } \boxed{S_{i,amp_B} = 17.4 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}}$$

On retrouve bien ici la même valeur de $S_{v,amp}$ que pour la méthode avec la calibration en température, pour un champ magnétique différent.

8.2.4 Application de la calibration aux mesures

On rappelle que pour l'analyse des données, le bruit étudié est celui qui correspond au bruit en excès de l'échantillon. On utilisera le bruit :

$$\Delta S_v^{meas}(V_{dc}) = S_v^{meas}(V_{dc}) - S_v^{meas}(V_{dc} = 0)$$

En injectant le bruit de l'équation 8.26 dans l'équation précédente dans le cas où $V_{dc} = 0$ et le cas où $V_{dc} \neq 0$, on trouve que :

$$\Delta S_v^{meas} = G^2 \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) |Z_{//}|^2 \left[2k_B G_0 \Delta T \left(\left(\frac{n_A}{n}\right)^2 n_B + \left(1 - \frac{n_A}{n}\right)^2 n_A \right) \right] \quad (8.33)$$

On retrouve ici, nos inconnues déterminées par la calibration, G et Z_{RLC} , le bruit calibré est :

$$\Delta S = \frac{\Delta S_v^{meas}}{G^2 \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) |Z_{//}|^2}$$

$$\Delta S = 2k_B G_0 \frac{n_A n_B}{n_A + n_B} (T_C - T_0) \quad (8.34)$$

Dans le cas où $n_A = n_B = \nu$, le bruit en excès après calibration sera :

$$\Delta S = k_B \nu G_0 (T_C - T_0) \quad (8.35)$$

8.3 Détermination de la température électronique

La température électronique T_0 ne peut être mesurée directement, et doit être approximée en fonction de la mesure, lorsque le système répond au modèle du flux de chaleur. Cette température est sensiblement proche de la température de la chambre de mélange du frigo, qui est la température la plus basse possible.

Dans cette partie, on s'intéresse au cas du bruit thermique (voir équation 8.35), qui est proportionnel à ΔT_C :

$$\Delta T_C = \frac{1}{\nu G_0 k_B} \Delta S \quad (8.36)$$

T_C va varier en fonction du courant injecté dans l'échantillon I_{dc} . Le modèle de transport de chaleur relie cette température de l'îlot avec le courant injecté (voir equation correspondante) :

$$T_C^2 = \frac{J_Q}{2NG_0} + T_0^2 \quad (8.37)$$

Ce qui donne :

$$T_C = \sqrt{\frac{1}{G_0} \frac{1}{2N} \frac{R_K}{4\nu} I_{dc}^2 + T_0^2} \quad (8.38)$$

$$\Delta T_C = \sqrt{\frac{1}{G_0} \frac{1}{2N} \frac{R_K}{4\nu} I_{dc}^2 + T_0^2} - T_0 \quad (8.39)$$

Cette dernière équation doit être égale à l'équation 8.36 si le système respecte le modèle du transport de chaleur. Ici, la valeur de T_C n'est pas déterminée, mais il s'agit de faire correspondre l'égalité entre ΔT_C à partir du modèle de transport de chaleur avec celle obtenue à partir du bruit, en fixant la valeur du nombre de canaux transportant de la chaleur et en ajustant la valeur de T_0 .

Conclusion

La mesure du bruit thermique permet la détermination des différentes températures du système, dans des conditions cryogéniques. Pour mener à bien les mesures, est utilisé un réfrigérateur à dilution permettant de descendre à des températures proches de 10 mK. Les mesures à ces températures permettent d'avoir toutes les contributions du bruit qui ne sont pas thermiques négligeables tel que la contribution liée au refroidissement par les phonons par exemple.

Ainsi, l'utilisation de ce type de réfrigérateur demande un câblage particulier permettant la réalisation de l'expérience. Dans le prochain chapitre vont être détaillés les câblages adaptés à chacune des mesures.

Troisième partie

Dispositif expérimental pour la réalisation de l'expérience

CHAPITRE 9

CÂBLAGE DU RÉFRIGÉRATEUR À DILUTION

Introduction

L'objectif de l'expérience est d'étudier le transport de chaleur dans le graphène en régime d'Effet Hall quantique. Il a été montré dans le chapitre 7 que pour mesurer ce transport de chaleur, il est nécessaire d'avoir différentes lignes de mesures, qui ont différents rôles. Cette expérience doit être effectuée dans des conditions cryogéniques telles que la température de base du réfrigérateur doit être de l'ordre de la dizaine de milliKelvin, avec un champ magnétique intense, qui peut aller jusqu'à $14 T$. Pour cela, il a été utilisé un réfrigérateur à dilution avec un système permettant de laisser le réfrigérateur clos et froid lors de la charge ou de la décharge de l'échantillon qui est appelé "bottom loader".

Le travail de câblage du réfrigérateur a été effectué durant la première année de la thèse. En effet, celui-ci correspond à un Oxford Triton 300 et a été livré 3 mois après le début de la thèse, en janvier 2020, et ce travail de câblage a duré quelques mois avant de pouvoir mesurer le premier échantillon. Afin de mener à bien l'expérience chaque type de ligne, qu'elle soit pour une masse, une injection de courant, une mesure deux points ou une mesure de bruit, doit avoir un câblage qui lui est propre.

C'est ce travail de câblage, et l'intérêt de chaque type de ligne qui va être présenté dans ce chapitre, où il va être détaillé, dans un premier temps le câblage pour les mesures DC, puis celui pour les mesures de bruit qui est un câblage pour mesures RF.

9.1 Câblage pour mesures DC

Chacune des lignes possède un câblage qui est propre à son utilisation. Parmi toutes les lignes DC, il y a des lignes dédiées à l'injection du courant, et des lignes dédiées aux mesures. La base commune des lignes est décrite sur le schéma de la figure 9.1. Il y a eu deux versions du câblage, qui vont être détaillées l'une après l'autre. Le descriptif des lignes pour ces deux versions va être effectué en commençant par la description des lignes de mesures puis en décrivant les lignes d'injection.

9.1.1 Vue générale des lignes de mesures DC

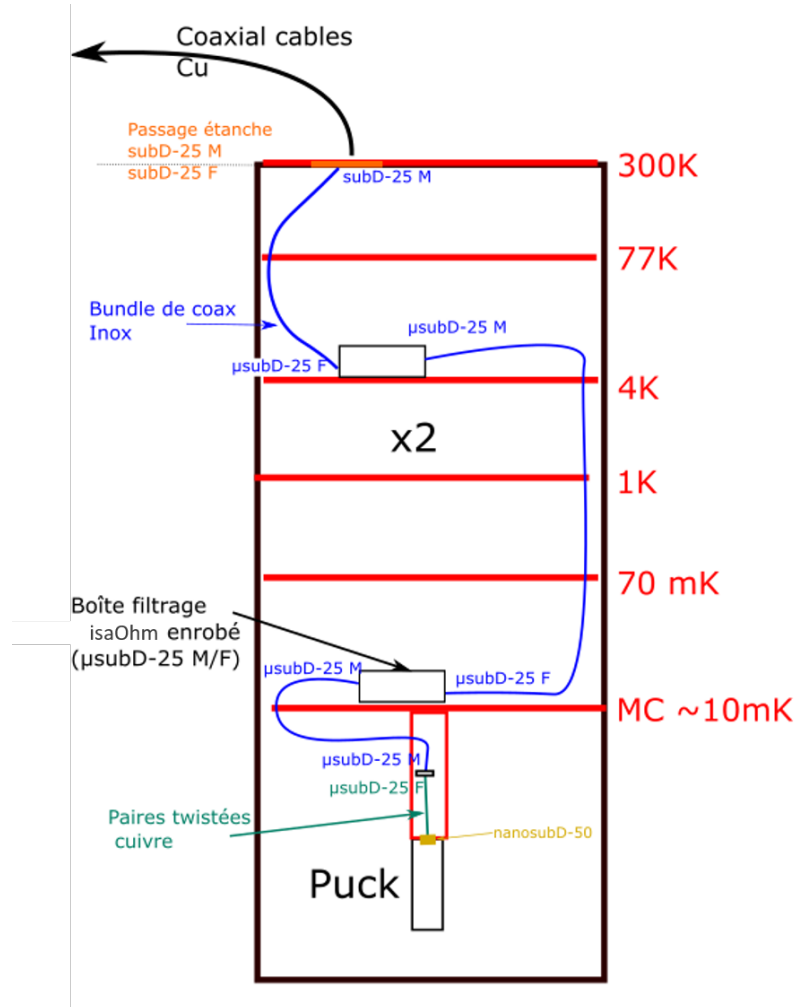


Figure 9.1 – Schéma représentant les lignes DC dans l'enceinte du réfrigérateur. En rouge sont indiqués les différents niveaux de refroidissement, de 300 K jusqu'à ~ 10 mK. Le puck correspond au porte-échantillon.

Comme montré sur la figure 9.1, le réfrigérateur est composé de différents étages de thermalisation, des 300 K ambiants, aux 10 mK au niveau du porte-échantillon ("puck"). Les différentes lignes ont une base commune, qui correspond à ce qui est représenté sur cette figure. Les câbles co-axiaux en provenance d'une cage de Faraday, qui permet de faire le lien entre appareils de mesures et le réfrigérateur, sont connectés via un contact sub-D sur lequel il y a une capacité de 5 nF. Ensuite, les lignes rejoignent une boîte dans laquelle il y a des résistances de polarisation sur les lignes d'injection, puis cela continue jusqu'à des filtres à 10 mK avant d'entrer dans le puck. Cette base est la base de câblage fixe, commune aux deux lignes et aux deux versions du câblage réalisées. Sur les quarante lignes DC possibles, il y en a quatre qui sont dédiées aux lignes d'injections, et les trente six autres sont dédiées aux mesures. Mais seule une petite partie des lignes seront utilisées dans ce but, car une partie des lignes rencontre des problèmes, avec une résistance ou capacité

CHAPITRE 9. CÂBLAGE DU RÉFRIGÉRATEUR À DILUTION

9.1. CÂBLAGE POUR MESURES DC

trop élevée, ou bien elles sont déconnectées à un endroit précis du circuit, entre l'échantillon et les appareils de mesures. Avoir autant de lignes est une sécurité, afin de s'assurer d'avoir le nombres de lignes opérationnelles nécessaires pour mener à bien l'expérience.

9.1.2 Première version du câblage

Ligne de mesure de conductance

Les lignes de mesure de conductance correspondent aux détails présentés sur les figures 9.2 et 9.3. Le descriptif va être effectué de l'échantillon jusqu'aux lignes de mesures.

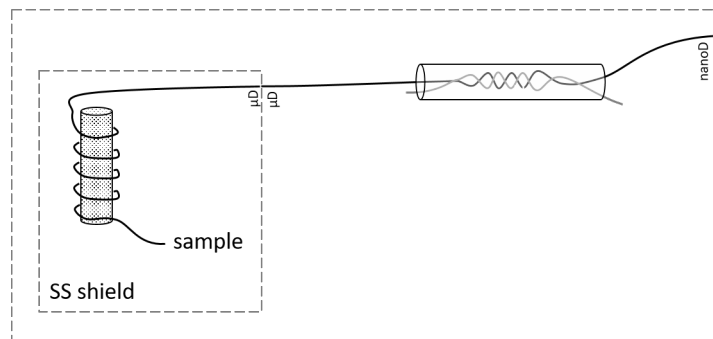


Figure 9.2 - Câblage du porte échantillon.

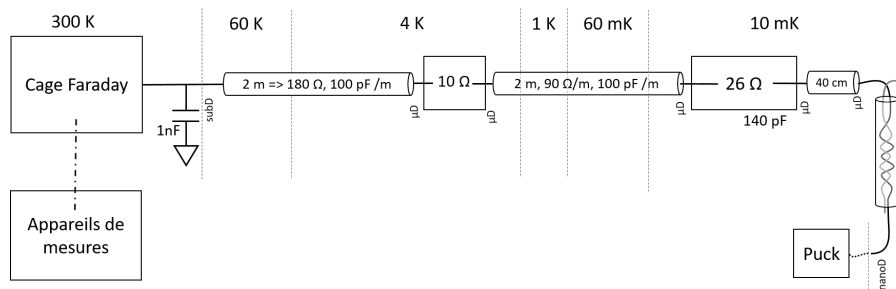


Figure 9.3 - Ligne de mesure de conductance, du porte échantillon jusqu'aux appareils de mesures.

Les lignes destinées à servir de mesure de conductance, ou de masses, sont connectées via un fil de cuivre, et enroulé avec de l'époxy argent afin d'aider à la thermalisation des lignes sur le porte-échantillon. Puis la ligne est connectée via un connecteur µsubD à une paire de fil de cuivre twistés jusqu'au connecteur nanoD. De nouveau, ce même type de fil en cuivre va être par paires twistées jusqu'au µsubD qui permet de faire la connexion entre le porte-échantillon et la boîte de filtrage, dans laquelle les fils sont collés sur une plaque de cuivre avec de l'époxy argent¹ pour la thermalisation à 10 mK, d'une résistance équivalente de 26 Ohm. Ensuite, les fils sont connectés jusqu'à l'étage 4 K. Au niveau duquel, comme il a été brièvement énoncé

1. Epotek H20E

CHAPITRE 9. CÂBLAGE DU RÉFRIGÉRATEUR À DILUTION

9.1. CÂBLAGE POUR MESURES DC

au début de cette partie avec la figure 9.1, il y a une boîte contenant, pour les lignes de mesures, une résistance de $10\ \Omega$ afin de découpler thermiquement des câbles à 300 K. Puis, ces mêmes lignes sont connectées jusqu'à la sortie du réfrigérateur avec un connecteur subD, dans lequel il y a une capacité de 1 nF. Ensuite, les lignes sont connectées à une cage de Faraday dans la salle de mesures, dans laquelle sont connectées les lignes utilisées pour la mesure, aux différents appareils souhaités.

Ainsi, les sorties de lignes utilisées sur l'échantillon seront les seules à être connectées aux différentes lignes. On notera que dans cette version du câblage, les lignes destinées à être une masse, sont connectées à la masse dans le porte échantillon, lors de la phase de soudure de l'échantillon avec les lignes. Toute la partie des lignes en sortie du réfrigérateur sont détaillées dans la partie 7.

Lignes d'injections

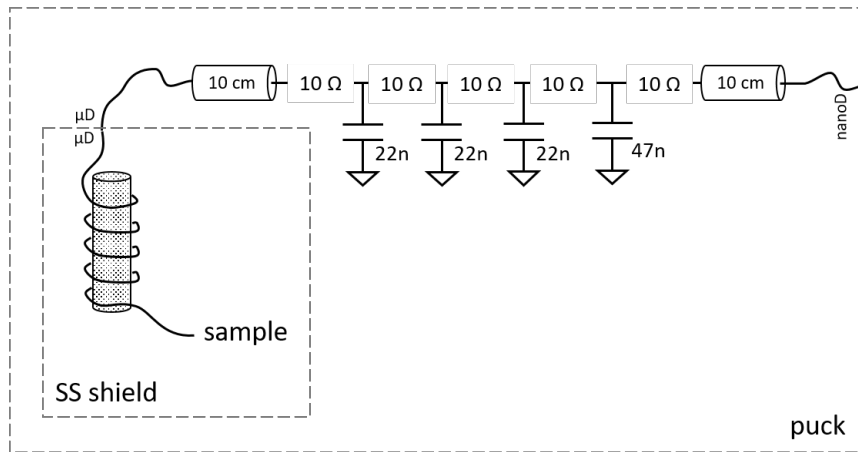


Figure 9.4 – Connexion des lignes d'injections au niveau du porte-échantillon.

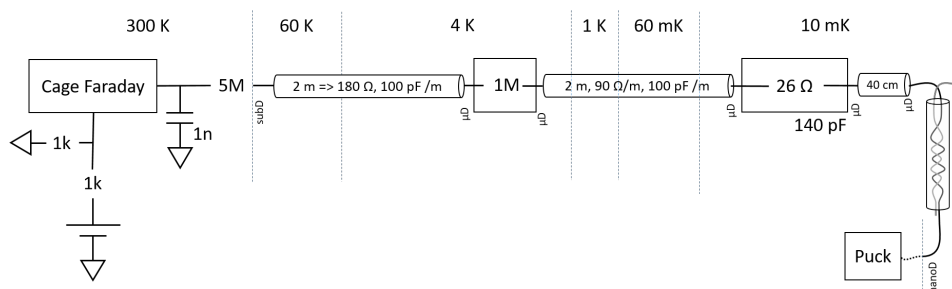


Figure 9.5 – Lignes d'injections du porte-échantillon aux appareils de mesure.

Les lignes destinées à une injection de courant sont différentes. Dans cette première version du câblage, celui au niveau du porte-échantillon diffère par la présence d'un filtre, en plus de la thermalisation à ce niveau, comme cela est visible sur la figure 9.4. Sinon, l'intégralité du câblage de l'échantillon aux appareils de mesures est sensiblement le même. Ce qui est propre aux lignes d'injection, est la présence d'une

CHAPITRE 9. CÂBLAGE DU RÉFRIGÉRATEUR À DILUTION

9.1. CÂBLAGE POUR MESURES DC

résistance de polarisation à 4 K de $1 M\Omega$, et d'une résistance de $5 M\Omega$ à l'entrée du réfrigérateur. Ensuite, comme pour les lignes de mesures, il y a une capacité de $1 nF$ puis le câble va jusqu'à la cage de Faraday, où en sortie, il y a un pont diviseur 2 avant la source de courant.

Inconvénients de ce type de thermalisation et de câblage

Après les premières mesures détaillées en partie IV, il a été mesuré une température électronique bien supérieure à la température du réfrigérateur, indiquée à $\sim 9.7 mK$, contre une température électronique mesurée de $40 mK$. L'expérience demande des températures électroniques inférieure à $100 mK$ afin de conserver un couplage électron-phonon négligeable. Pour diminuer cette température électronique, le câblage a été repensé. La thermalisation et les filtres des lignes d'injection ont été retirés du porte échantillon, et ont été déplacés sur l'étage à $10 mK$.

Un autre paramètre dont il n'a pas été question pour le moment, mais qui est tout aussi important pour l'abaissement de la température de l'échantillon, et qui a été modifié, correspond aux vibrations générées par les tubes pulsés. Ainsi, tout un système de découplage mécanique des tubes pulsés a été installé.

Pendant la mise en oeuvre de ces modifications, la température au sein du porte échantillon a été mesurée à l'aide d'une résistance RuO_2 qui avait été calibrée par mes soins lors de mon stage de master, et qui a donné une température de base du porte échantillon de l'ordre de $20 mK$. Cette température mesurée est supérieure à la température attendue pour le réfrigérateur qui est aux alentours de $10 mK$.

9.1.3 Deuxième version du câblage

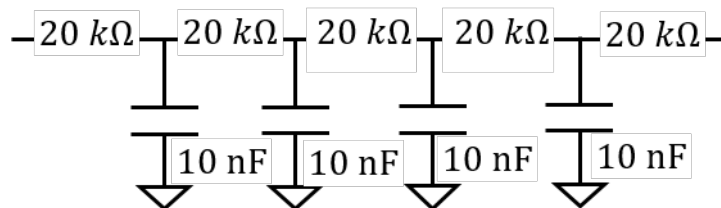


Figure 9.6 – Filtre des lignes d'injections, disposés à $10 mK$.

Comme il a été présenté dans la partie précédente, la première version du câblage a permis de faire de belles mesures malgré une température électronique élevée. Dans cette seconde partie, il est présenté la seconde version du câblage, qui a eu pour but de diminuer la température électronique au sein de l'échantillon.

Dans cette deuxième version du câblage, la thermalisation des lignes a été déplacée du porte-échantillon, à l'étage thermalisé à $10 mK$. Ainsi, le porte échantillon, pour toutes les lignes correspond à présent à la figure 9.2.

La masse quant à elle, est modifiée, de sorte que les lignes destinées à cette utilisation, sont connectées à une même résistance de $150 k\Omega$ dans le porte échantillon, comme cela est montré sur la figure 9.7, qui est elle même connectée à la masse du porte-échantillon, afin de s'assurer de la connexion à la masse de l'échantillon lorsque

CHAPITRE 9. CÂBLAGE DU RÉFRIGÉRATEUR À DILUTION

9.1. CÂBLAGE POUR MESURES DC

celui-ci n'est pas dans le réfrigérateur, et ainsi, connecté à la vraie masse à l'étage de la chambre de mélange à 10 mK.

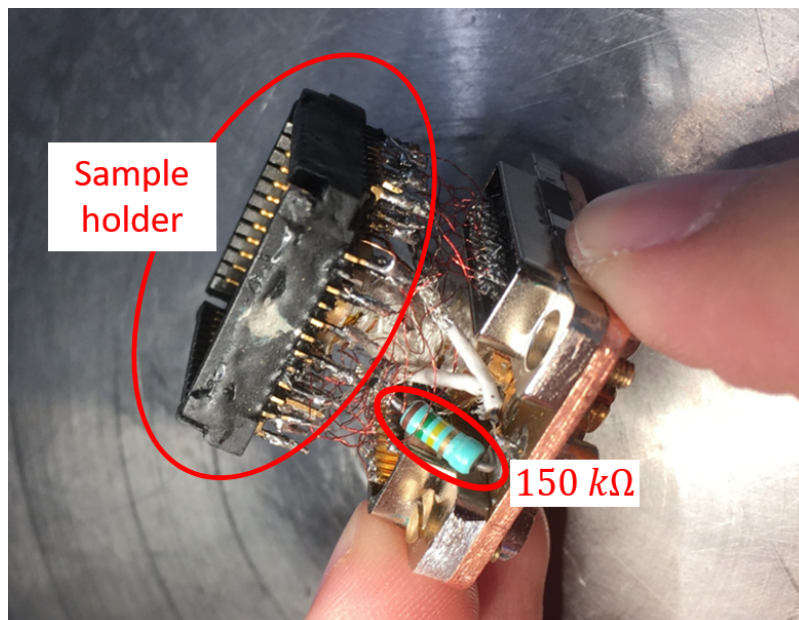


Figure 9.7 – Photo du porte-échantillon avec la résistance de $150\text{ k}\Omega$ ajoutée pour les masses visibles.

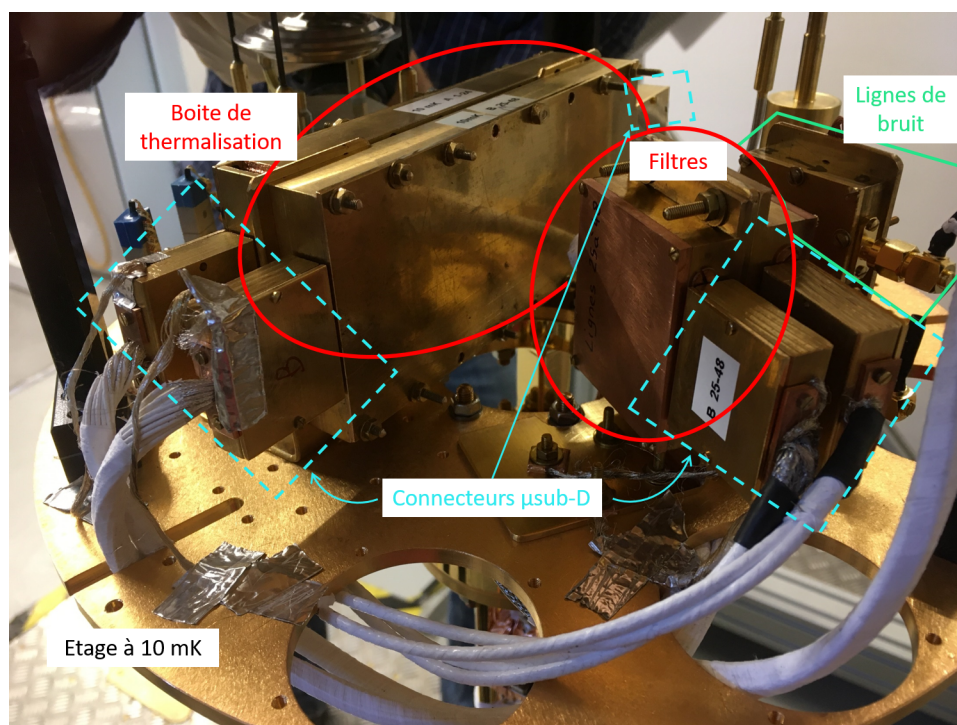


Figure 9.8 – Photo du porte-échantillon de l'étage à 10 mK, pour la seconde version du câblage. On voit apparaître, en cyan les connecteurs, en rouge les différentes boîtes, filtres et thermalisation, et en vert apparaît la partie mesure de bruit.

Une photo de l'étage à 10 mK après ces modifications du réfrigérateur, est en figure 9.8. On y voit apparaître les différents éléments pour les mesures DC, mais aussi les parties correspondantes aux mesures de bruit qui sont l'objet de la prochaine partie.

9.2 Câblage pour mesures de bruit

Les mesures de bruits sont effectuées en mesures de bruit MHz. Les lignes sont détaillées sur le schéma 9.9. Ces lignes sont constituées de câbles coaxiaux semi-rigides CuNi connectés à des connecteurs SMA pour des températures supérieures à 1 K. Et pour les températures inférieures à 1 K, des câbles en inox sont utilisés. Ces derniers permettent une meilleure thermalisation et sont beaucoup plus fins, et davantage semblables à des fils classiques, contrairement aux câbles CuNi, dont l'isolant contracte thermiquement, et ainsi, à basse températures, ils sont plus sensibles aux vibrations internes. Ces câbles en inox sont visibles sur la figure 9.10.

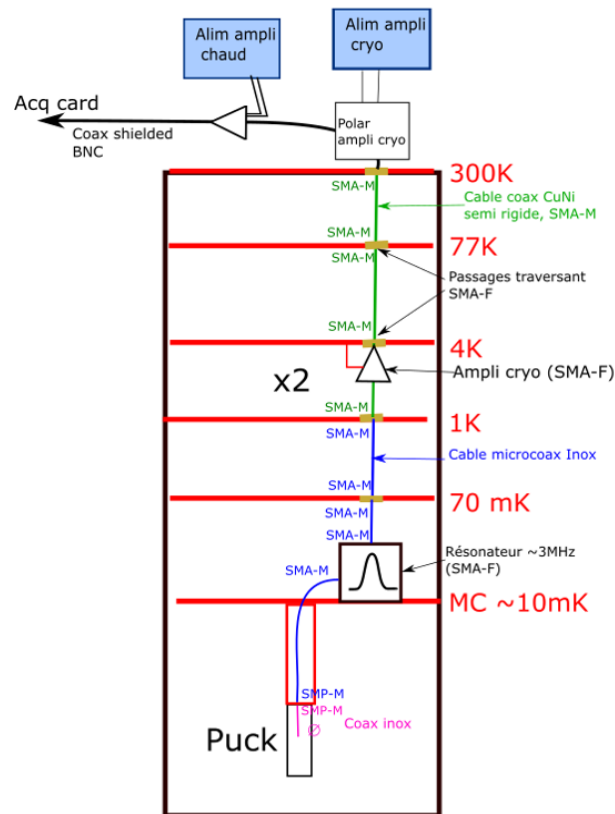


Figure 9.9 – Schéma des lignes RF dans le réfrigérateur.

Dans le réfrigérateur, il y a deux lignes de bruits qui seront notées A, et B dans tout le manuscrit pour les différencier. Ces deux lignes sont identiques mais connectées à deux endroits différents de l'échantillon.. Les deux lignes sont connectées au porte-échantillon de manière directe, les câbles inox partent directement du porte-échantillon pour accéder aux lignes du réfrigérateur.

CHAPITRE 9. CÂBLAGE DU RÉFRIGÉRATEUR À DILUTION
9.2. CÂBLAGE POUR MESURES DE BRUIT

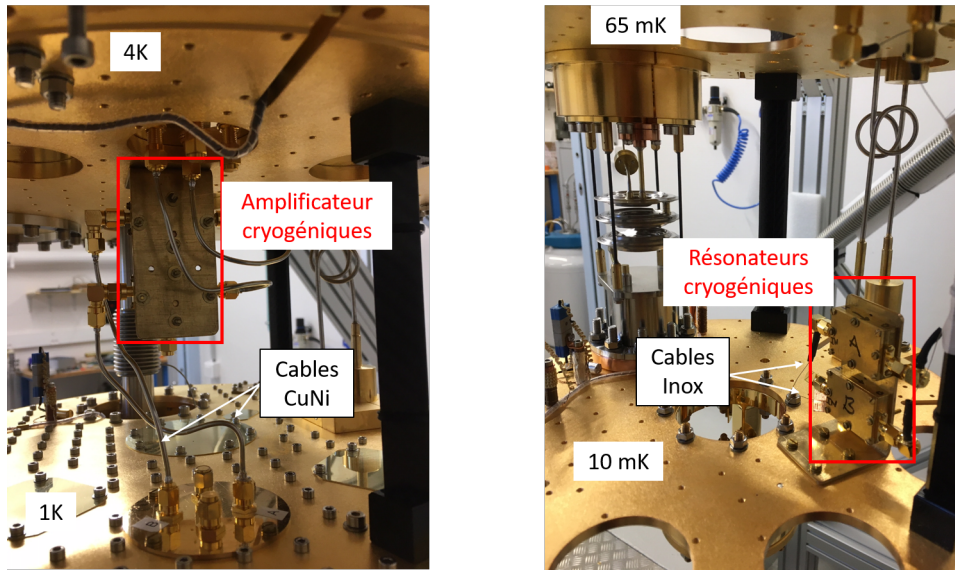


Figure 9.10 – Lignes de mesures de bruit, à gauche l'étage 4 K où sont positionnés les amplificateurs cryogéniques et où sont visibles les câbles CuNi. Et à droite l'étage 10 mK, où sont fixés les résonateurs cryogéniques connectés à l'échantillon via les câbles inox.

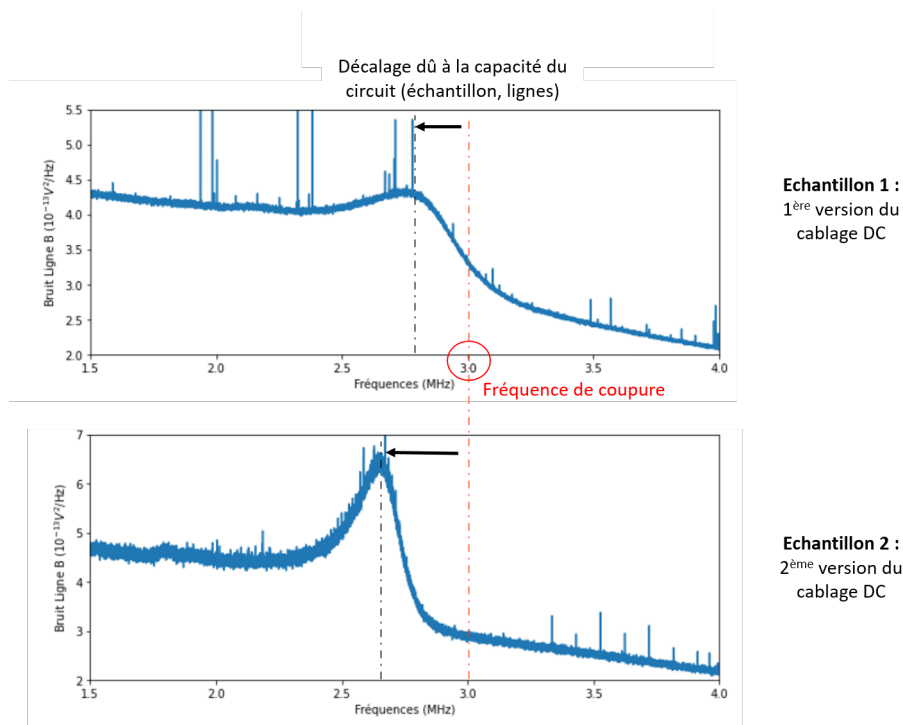


Figure 9.11 – Spectre de bruit 200 mK, des deux échantillons mesurés. Le décalage en fréquence avec la fréquence de résonance du résonateur à 3 MHz, résulte de l'existence d'une capacité effective due à l'échantillon et aux lignes de mesures de bruit principalement. La fréquence de coupure de 3 MHz correspond à celle des filtres entre les amplificateurs à température ambiante et la carte d'acquisition.

Ensuite sur l'étage à 10 mK, il y a des résonateurs de 3 MHz, composé des caractéristiques suivantes : une capacité totale de 160 pF , une inductance de 20 μH et une résistance de 5 $k\Omega$. A 1 K, les câbles passent de câbles inox aux câbles CuNi, qui connectent les lignes à un premier duo d'amplificateurs à 4 K. Il s'agit d'amplificateurs cryogéniques basés sur des transistors commerciaux Agilent ATF-34143, de type HEMT, dont l'alimentation et la polarisation s'effectue à température ambiante. Les lignes sortent ensuite du réfrigérateur, dont les câbles sont des coaxiaux avec des connecteurs BNC. Enfin, ces lignes sont connectées à des amplificateurs à température ambiante avant de rejoindre la carte d'acquisition pour les mesures. En sortie, on obtient le type de spectre du bruit thermique visible en figure 9.11 pour les deux échantillons présentés dans ce rapport pour les deux versions du câblage. Le second spectre a moins de pics de bruit parasites, grâce aux différentes modifications effectuées entre les deux versions du câblage.

Conclusion

Le câblage du réfrigérateur pour l'expérience sur le transport de chaleur n'est pas aussi simple. Il y a eu différents problèmes rencontrés qui ont été corrigés avec le temps. Une première version de celui-ci, générait des problèmes en terme de température électronique trop élevée et du bruit parasite dû aux vibrations du réfrigérateur entre autres.

Comme présenté sur la dernière figure 9.11, les deux échantillons présentés ont été mesurés avec une seule des deux versions du câblage, car c'est suite aux mesures sur le premier échantillon, qu'il a été décidé de modifier le câblage afin d'améliorer les futures mesures.

CHAPITRE 10

FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

Introduction

L'objectif de la thèse étant d'étudier le transport de chaleur dans le graphène, la première étape consiste à fabriquer l'échantillon. Cette première étape a été la première partie de la thèse et a duré toute la première moitié de la thèse.

Le type d'échantillon voulu est montré en figure 10.1, où est représenté en a) l'hétérostructure souhaitée, en b) le modèle de condensateur plan lié à la structure choisie, et en c) la géométrie pour la réalisation de l'expérience.

L'échantillon est constitué d'une mono-couche de graphène encapsulée entre deux cristaux de hBn d'une épaisseur comprise entre 10 et 50 nm, et d'un morceau de graphite de 5 à 10 nm d'épaisseur. La méthode qui est suivie est celle donné par Wang[16], qui permet d'encapsuler successivement les cristaux afin de créer l'hétérostructure.

En effet, le graphite va être utilisé comme une grille dans l'échantillon. Ce qui permettra de changer la densité des électrons et donc de jouer sur l'énergie de Fermi des électrons. On rappelle la densité des électrons dans le graphène :

$$n_{el} = \nu \frac{eB}{h} \quad (10.1)$$

Où pour un condensateur plan de surface S , et d'épaisseur d'isolant d , la capacité est :

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{d} \quad (10.2)$$

La densité électronique au sein de ce condensateur plan est :

$$n_{el} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d \times e} V_g \quad (10.3)$$

Ce qui permet d'écrire les relations :

$$V_g = \nu \frac{e^2 B}{h} \frac{d}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (10.4)$$

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.1. PROCÉDÉ GÉNÉRAL POUR LA FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

L'hétérostructure présentée dans la partie suivante, est une hétérostructure n'ayant mené à aucun échantillon, car elle possédait des courts-circuits entre les lignes, et uniquement six lignes sur les huit voulues. Ici, elle sert uniquement d'illustration à la fabrication. En effet, il y a eu deux générations d'échantillons avec deux procédés de fabrication différents. Pour cela, la base sera présentée ici, et les deux méthodes caractéristiques seront présentées dans les parties associées.

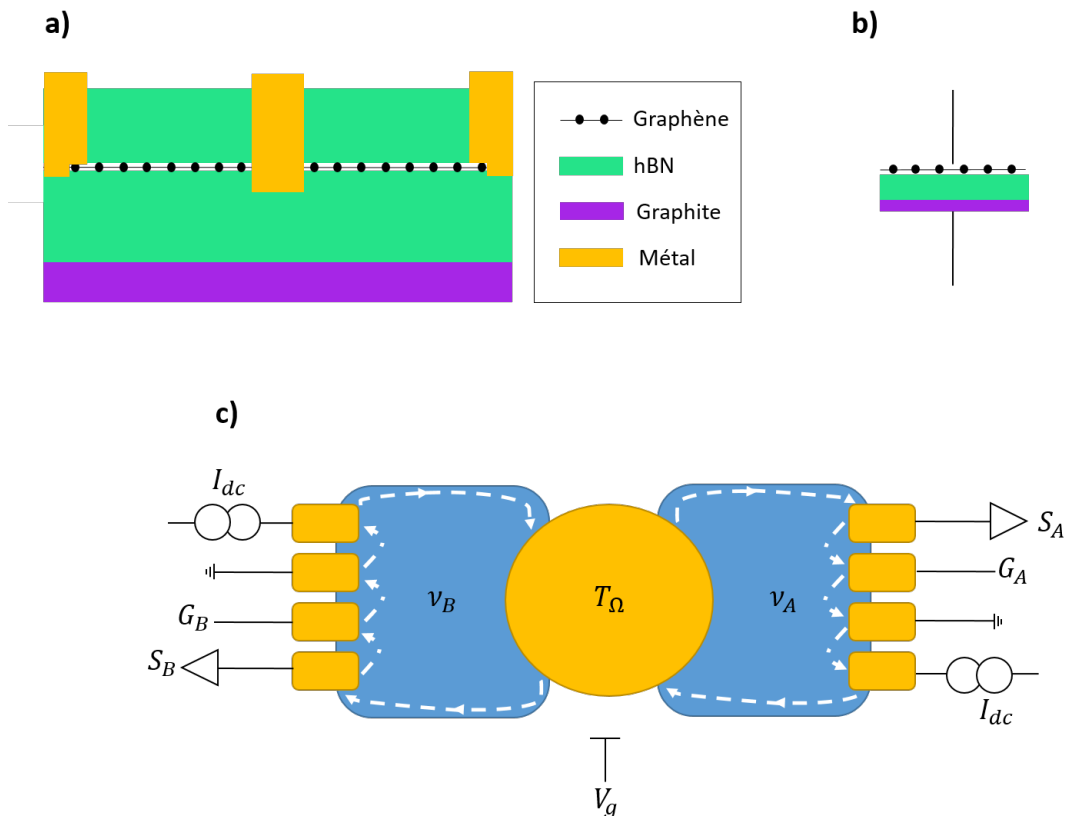


Figure 10.1 – En a) vue en coupe de l'hétérostructure voulue. En b) le schéma du condensateur plan associé à l'échantillon. En c) géométrie de l'échantillon pour les mesures de transport de chaleur.

10.1 Procédé général pour la fabrication de l'échantillon

10.1.1 Exfoliation

Afin de fabriquer l'échantillon, il faut commencer par obtenir les différents matériaux. Pour cela, la première étape est l'exfoliation, qui consiste à réduire des cristaux macroscopiques, en flocons microscopiques comme cela est représenté en figure 10.2. Le procédé d'exfoliation utilise la méthode du Scotch [16]. Le principe est le suivant, on dépose un petit bout de cristal sur le Scotch puis on ferme et rouvre pour séparer les couches successives, et ce jusqu'à obtenir une fine couche sur le Scotch que l'on dépose ensuite sur un substrat de SiO_2/Si , dont la couche d'oxyde est de 290

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.1. PROCÉDÉ GÉNÉRAL POUR LA FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

nm. Cette épaisseur d'oxyde est choisie pour des raisons optiques, car elle permet de distinguer les mono-feuillets de graphène. Le procédé expérimental complet, pour l'exfoliation du graphène est :

1. Placer un morceau de graphite sur le Scotch , coupé à la taille adéquate ;
2. Refermer le Scotch et bien le faire adhérer ;
3. Ouvrir et fermer le Scotch plusieurs fois jusqu'à obtenir une surface d'environ 2×2 cm (la surface de la puce de SiO_2 est de 1×1 cm)
4. Prendre un Scotch fille et récupérer les cristaux exfoliés ;
5. Dépôt sur une puce SiO_2 préalablement posée sur une lame de verre ;
6. Dépôt de l'ensemble lame de verre/ SiO_2 /Scotch sur une plaque chauffante à $100^\circ C$ pendant 1 min ;
7. Retrait du Scotch et observations (permet de savoir si l'exfoliation est suffisante) ;
8. Reprise à l'étape 3 jusqu'à avoir un nombre de cristaux restant suffisant pour une puce de SiO_2 sur les deux moitiés de Scotch mère ;
9. Séparer en deux le morceau de Scotch mère et effectuer les étapes 5 et 6 pour les deux morceaux.

La méthode d'exfoliation du hBN est plus simple car elle ne demande pas de chauffage avant retrait du Scotch . Le cas du graphène est plus minutieux car les cristaux sont plus fragiles. Pour obtenir de grands feuillets de graphène, il est nécessaire de limiter leur casse en ne touchant jamais les cristaux, tout en exfoliant suffisamment, mais pas trop, car plus on exfolie, et plus on cassera les couches, et les mono-couches ainsi obtenues peuvent se retrouver cassés dans la procédure, ce qui donnera de petits morceaux de graphène.

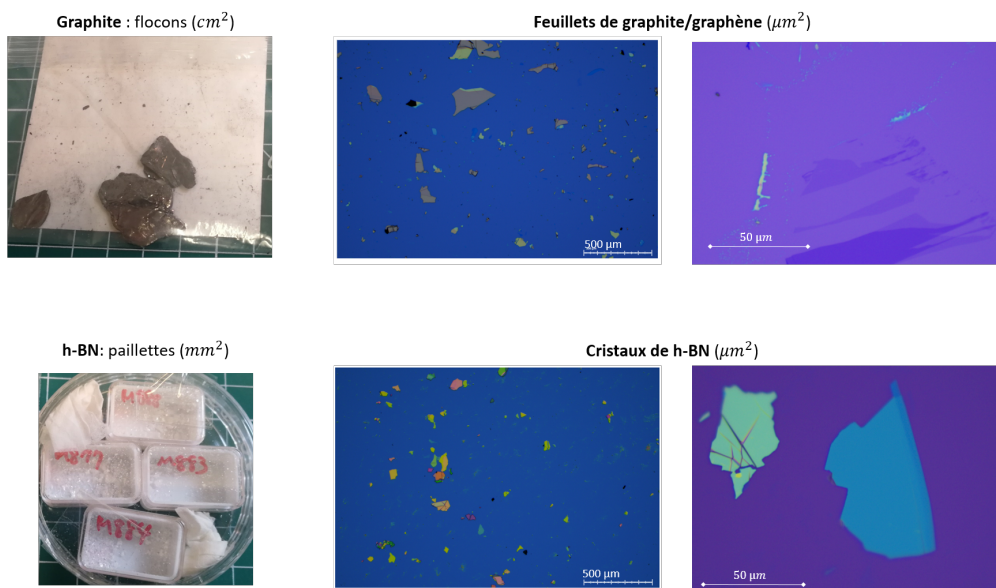


Figure 10.2 – Photos optiques du procédé d'exfoliation, en partant de cristaux macroscopiques, jusqu'aux feuillets et cristaux microscopiques de graphène (graphite) et hBN respectivement. L'échelle de taille rétrécit de gauche à droite.

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.1. PROCÉDÉ GÉNÉRAL POUR LA FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

Une fois l'exfoliation réalisée, la sélection des cristaux est fastidieuse, car il faut prendre en compte la taille, la forme, et l'homogénéité de chacun. Cette étape peut être plus ou moins longue en fonction de la réussite de l'exfoliation qui dépend là aussi, du choix du cristal original. Une fois tous les cristaux sélectionnés, la suite consiste à empiler les cristaux à partir de la méthode d'empilement[16].

10.1.2 Empilement de l'hétérostructure

L'hétérostructure est obtenue par empilement des différents cristaux. La méthode d'empilement est représentée en figure 10.3. Pour cela est utilisée une lame de verre, dont le nom après dépôt des différents polymères sera "slide", représentée en figure 10.4, sur laquelle a été déposée un cylindre de PDMS¹, sur lequel est déposé un bout de Scotch où sera mit une goutte de PPC². Le PPC agit comme le "collant" de la slide, et c'est grâce à cela que le premier cristal pourra être attrapé, en effet, il jouera le rôle de tampon. Les détails de fabrication des slides sont détaillés en annexe A.

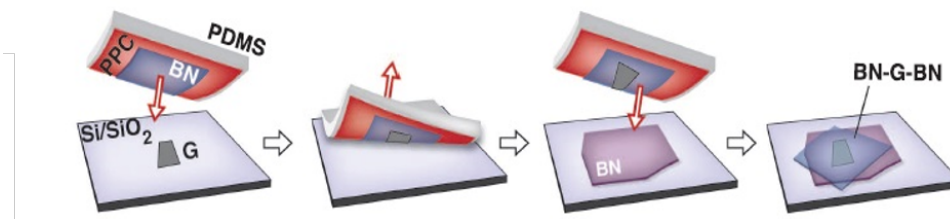


Figure 10.3 – Méthode d'empilement des cristaux, dit de stacking. Image issue de la référence [16].

L'objectif étant d'avoir une structure (de haut en bas) hBN-Graphène-hBN-Graphite, le premier cristal récupéré par le PPC sera le hBN. Puis, grâce aux interactions de Van-der-Waals, le graphène va adhérer au hBN, puis, le tout sera déposé sur le hBN du dessous, comme cela est montré sur la figure 10.3. Les cristaux sélectionnés pour fabriquer l'hétérostructure sont présentés en figure 10.5 et le procédé d'empilement est détaillé en annexe B.

Le but étant d'avoir un échantillon le plus propre possible, c'est-à-dire, sans bulles, sans craquements, sans déformation des cristaux, l'astuce est de venir déposer le PPC contenant l'hétérostructure en empilement à la fin de plusieurs étapes. En effet, le faire fondre sur la puce permet d'assainir l'échantillon en faisant évaporer les quelques bulles, car le moyen de faire s'évaporer le PPC, est de mettre les puces dans un four à 400°C. Le principe d'utiliser la slide comme tampon, peut venir détériorer le PPC en fonction de sa qualité³.

1. Polydiméthylsiloxane ou di-méthicone

2. Polypropylene carbonate

3. Un PPC assez vieux va se détériorer plus facilement qu'un PPC neuf. Néanmoins, certains PPC ont montré des altérations dès les premiers cristaux

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.1. PROCÉDÉ GÉNÉRAL POUR LA FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

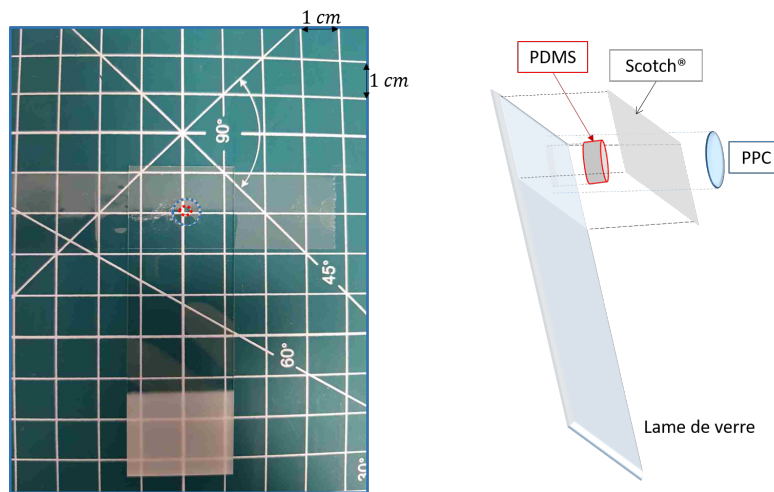


Figure 10.4 – En bleu, la délimitation du PPC sur lequel sera collée l'hétérostructure en réalisation. En rouge, la zone délimitant le cylindre de PDMS. Gauche : Photo de la slide après fabrication. Droite : Schéma 3D de la slide où l'on voit les différentes couches.

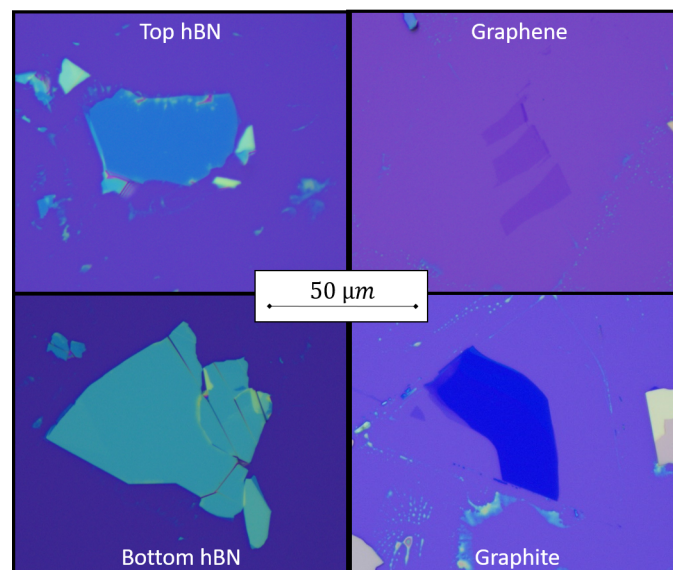


Figure 10.5 – Image des différents cristaux sélectionnés pour fabriquer l'hétérostructure.

Ensuite, lorsque le dépôt et l'évaporation ont été réalisés, il s'agit de venir récupérer l'hétérostructure en prenant une nouvelle slide. Ensuite, la grille en graphite est récupérée, en utilisant l'hétérostructure en cours de réalisation comme tampon, avant de déposer le tout sur la puce adaptée aux mesures. Tout ce procédé est effectué sur une station de transfert. La figure 10.6 présente l'hétérostructure après procédé d'empilement. Cette hétérostructure a son graphite désaligné avec le graphène, cela est une erreur d'alignement lors du procédé d'empilement.

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.1. PROCÉDÉ GÉNÉRAL POUR LA FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

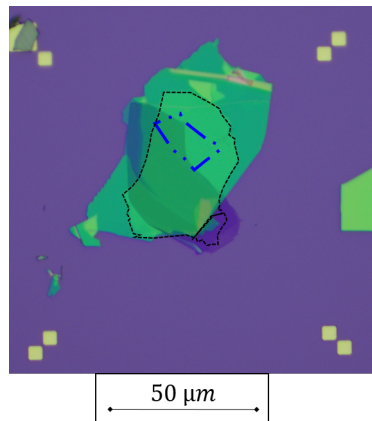


Figure 10.6 – Hétérostructure après procédé d'empilement complet. En bleu est délimité le graphène et en noir le hBN supérieur.

10.1.3 Dépôt des contacts

Le dépôt des contacts se fait suivant la technique de Wang[16] présentée au milieu de la figure 10.7. Ainsi, la première étape est de procéder à de la lithographie électronique. Pour cela, la technique utilisée consiste à mettre deux couches de résine PMMA⁴. Les deux couches de PMMA sont d'une épaisseur de 350 nm chacune. Les PMMA utilisés sont A6 et A2⁵ mis dans cet ordre.

Ensuite est réalisée la lithographie e-beam, qui consiste à exposer les zones où l'on souhaite déposer le métal, avant de graver ces zones. Compte tenu de notre géométrie d'échantillon, il est nécessaire de graver intégralement le premier hBN, mais superficiellement le second hBN qui sert à isoler le graphène de la grille en graphite. Ainsi, dans le cas où la gravure serait trop importante, un court-circuit entre le graphène et la grille peut se produire. Après avoir effectué la gravure, peut être réalisée le dépôt métallique. Le dépôt est réalisé par évaporation, tel qu'il est déposé 10 nm de Chrome et 80 nm d'Or.

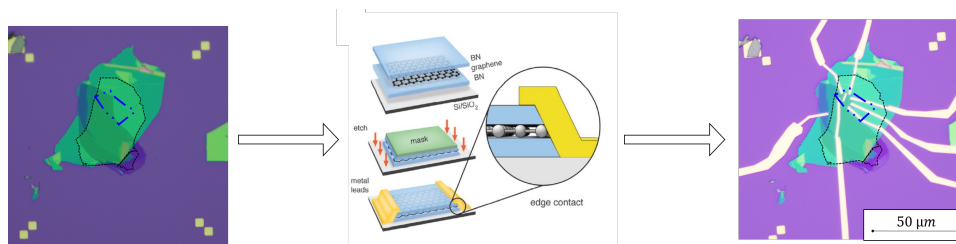


Figure 10.7 – En bleu est délimité le graphène et en noir le hBN supérieur. Gauche : Image optique de l'hétérostructure avant ajout des contacts. Milieu : Méthode de dépôt des contacts, image issue de [16]. Droite : Image optique de l'hétérostructure après ajout des contacts.

Ensuite, l'échantillon est plongé dans de l'acétone pour retirer la résine et le métal qui est dessus, afin de ne garder que les zones qui ont été dessinées. De cette manière, on obtient l'image de droite de la figure 10.7. L'échantillon peut alors être

4. PMMA : Polymethyl Metacrylate (en français Polyméthacrylate de méthyle, ou plus communément appelé Plexiglas).

5. A6 correspond à du PMMA solide dissous dans une concentration d'anisole de 6%, et A2 dans une concentration d'anisole de 2%

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.2. PREMIÈRE GÉNÉRATION D'ÉCHANTILLON AVEC ÎLOT EN GRAPHÈNE.

testé, à l'aide d'une testeuse sous pointe une première fois pour vérifier si tous les contacts sont bien connectés à l'échantillon. De cette manière, l'échantillon présenté sur les différentes figures pour illustrer les étapes, a montré qu'une résistance infinie était mesurée sur un des contacts, du côté où il n'en possédait que 2/4.

10.1.4 Finalisation de l'échantillon

Avant de passer au refroidissement de l'échantillon dans le réfrigérateur, celui-ci doit être gravé pour séparer les deux côtés de graphène, et séparer les différents contacts entre eux, dans le but d'obtenir la géométrie présentée en figure 10.1c). La méthode est la même que pour déposer les contacts. Il s'agit d'effectuer une lithographie électronique après enduction de PMMA A6/A2. Puis de procéder à une gravure CHF_3/O_2 , mais cette fois d'une épaisseur équivalente à celle de l'hétérostructure.

Après avoir effectué cette étape, il faut réitérer la mesure de chacune des lignes avec testeuse sous pointes. Afin de vérifier si toutes les lignes sont bien connectées entre elles uniquement par l'intermédiaire de l'échantillon, et que la grille et le graphène sont bien déconnectés entre eux.

10.2 Première génération d'échantillon avec îlot en graphène.

10.2.1 Présentation de l'objectif

L'objectif de cette première génération d'échantillon, est de se passer de métal pour l'îlot central utilisé pour les mesures de transport de chaleur, et de n'utiliser que le graphène, comme cela est présenté en figure 10.8. Dans cette première génération d'échantillons, l'objectif a été de doper fortement le graphène avec la grille de silicium, tout en conservant la grille en graphite pour faiblement doper le graphène en régime d'effet Hall quantique. Pour mettre cela en oeuvre, l'idée est de percer le graphite pour créer une capacité entre le graphène et la grille de silicium.

La surface du graphène fortement dopée est prévu pour agir comme un métal, à la différence que dans le graphène, le couplage électron-phonon à basse température, est beaucoup plus faible. Cela a pour but de limiter l'interaction electron-phonons dans les mesures de bruits, comme c'était le cas dans l'AsGa[30]. L'idée ici, est que l'énergie de charge de l'îlot soit de l'ordre de 100 - 200 mK, afin de pouvoir négliger le couplage électron-phonon qui apparaît à des températures supérieures (~ 1 K, dans l'idéal), dans le but d'explorer le régime de blocage de Coulomb de la chaleur[36].

L'énergie de charge de ce condensateur de surface S est :

$$E_C = \frac{e^2}{2C} \quad (10.5)$$

$$\text{où : } C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d} S \quad (10.6)$$

La température associée à cette énergie est :

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.2. PREMIÈRE GÉNÉRATION D'ÉCHANTILLON AVEC ÎLOT EN GRAPHÈNE.

$$T_{eff} = \frac{EC}{k_B} \quad (10.7)$$

L'idée étant de minimiser cette énergie de charge, de façon à avoir une température effective T_{eff} la plus faible possible, afin de ne pas avoir de couplage aux phonons.

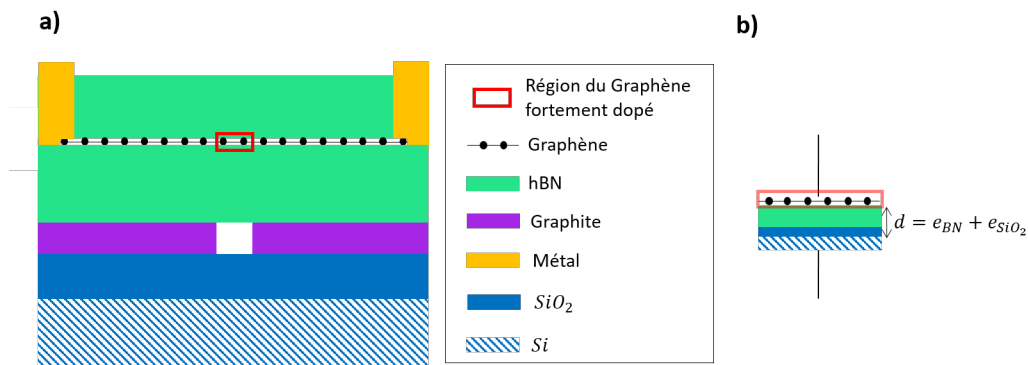


Figure 10.8 – En a), schéma de la première version de l'échantillon, où apparaît la région fortement dopée du graphène et la grille en graphite en deux parties, où le condensateur associé à ce niveau est représenté en b).

10.2.2 Optimisation de l'énergie de charge de la surface métallique

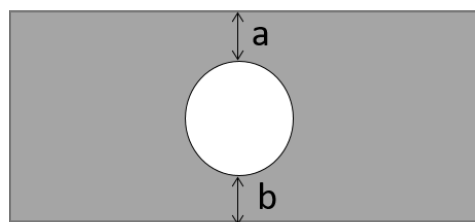


Figure 10.9 – Schéma de la grille en graphite trouée pour l'expérience.

L'échantillon possède une contrainte, qui est celle de la taille du graphène et de l'homogénéité des différentes couches de l'hétérostructure. Ainsi, le choix effectué est celui de ne conserver qu'un seul morceau de graphite pour tout l'échantillon ce qui nécessite de le trouser. Bien que l'échantillon final aura deux grilles indépendantes, l'idée est que ces deux grilles proviennent d'un seul et même morceau pour assurer le bon comportement et le dopage de l'échantillon en effet Hall quantique.

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.2. PREMIÈRE GÉNÉRATION D'ÉCHANTILLON AVEC ÎLOT EN GRAPHÈNE.

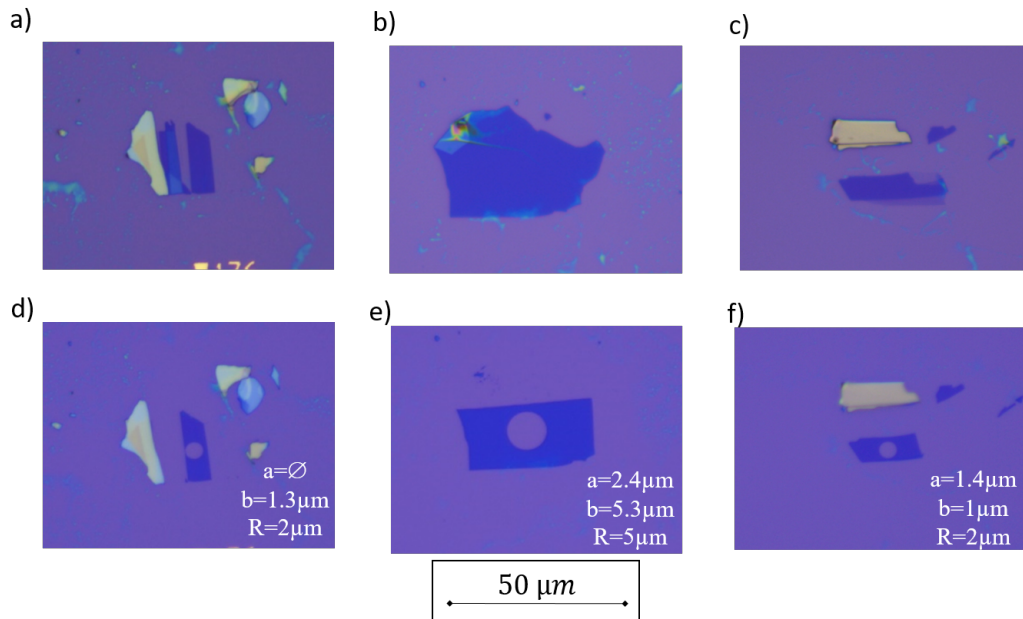


Figure 10.10 – Différents flocons de graphite en a),b) et c) avant gravure, et en d), e) et f) après gravure où apparaissent les différentes dimensions.

Souhaitant avoir une zone du graphène qui sera dopée par la grille de silicium, il sera nécessaire de faire un trou dans la grille en graphite sélectionnée. Pour cette utilisation particulière, le graphite a été exfolié et déposé sur une puce marquée avec des croix d'alignement afin d'y faire une lithographie électronique. En effet, le choix a été fait de graver les morceaux de graphite avant l'encapsulation afin d'utiliser directement la grille telle quelle est.

La figure 10.9 représente un schéma de grille en graphite troué après gravure, soit, l'objectif. Pour la gravure, la recette de base correspond aux autres lithographies, on enduit de PMMA A6/A2 puis, la gravure est une gravure au plasma O_2 . Ensuite, le graphite est nettoyé à l'acétone avant de passer à l'encapsulation. Néanmoins, les problèmes pouvant subvenir sont des problèmes de largeur du graphite et d'épaisseur. En effet, si le morceau est trop épais, la résine se retrouvera gravée avant la totalité du graphite, soit le morceau n'est pas assez large par rapport au trou et un problème d'alignement peut couper le morceau de graphite. La limitation est dans la géométrie de l'échantillon car pour avoir huit contacts de mesures, il faut avoir une surface assez large sur le graphite.

Rayon (μm)	2	3	4	5	6
Surface (μm^2)	12.6	28.3	50.2	78.5	113.0
Capacité (fF)	1.5	3.3	5.8	9.0	13.0
E_C ($10^{-24} J$)	8.8	3.9	2.2	1.4	0.98
T_{eff} (mK)	642	285	160	103	71

Table 10.1 – Tableau regroupant les différents paramètres de l'îlot en graphène pour une épaisseur d'isolant de 300 nm.

La forme en cercle du trou a été choisie pour maximiser la surface. En effet,

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.2. PREMIÈRE GÉNÉRATION D'ÉCHANTILLON AVEC ÎLOT EN GRAPHÈNE.

les autres formes nécessitent d'avoir de grands cristaux avec beaucoup de surface à graver. Ainsi, on peut estimer théoriquement la température effective des électrons dans le graphène fortement dopé, comme cela est présenté dans le tableau 10.1. L'idéal est donc d'avoir un trou de grand diamètre, mais cela nécessite une grande surface de graphite à épaisseur raisonnable. Ainsi, le choix a été fait de diminuer le rayon du trou, malgré la forte température, car les cristaux exfoliés ne permettaient pas de faire des cercles de rayons suffisant.

La figure 10.10 présente différents graphites qui ont été gravés pour devenir des grilles en graphite. Suite à la gravure, le graphite présenté en d) a son trou qui coupe le graphite. Alors que les deux autres graphites ont leur trous plutôt centrés, ce qui en fait de bons candidats.

10.2.3 Echantillon fabriqué

A la suite de cette sélection de graphite après gravure, un échantillon peut être fabriqué. En fonction de l'hétérostructure souhaitée. En figure 10.11, est présenté un échantillon mesuré, avec cet îlot en graphène fortement dopé. Ici, le trou dans le graphite a un rayon de $R = 2 \mu m$, ce qui lui donne une énergie de charge de l'ordre de $500 mK$.

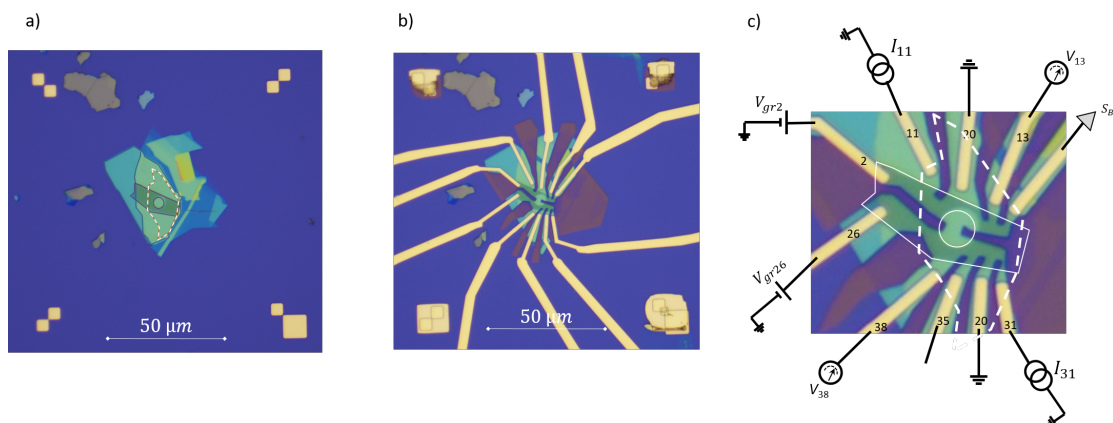


Figure 10.11 – Images optiques de l'échantillon entièrement fabriqué et qui a été mesuré. En a) l'hétérostructure après montage, en pointillés blancs sont mises en évidence les délimitations du graphène. En b), hétérostructure après dépôt des contacts et après gravure totale. En c), image agrandie de l'échantillon annoté avec toutes les lignes utilisées dans le réfrigérateur pour les mesures. En lignes blanches en pointillés les délimitation du graphène, et en traits pleins, le graphite.

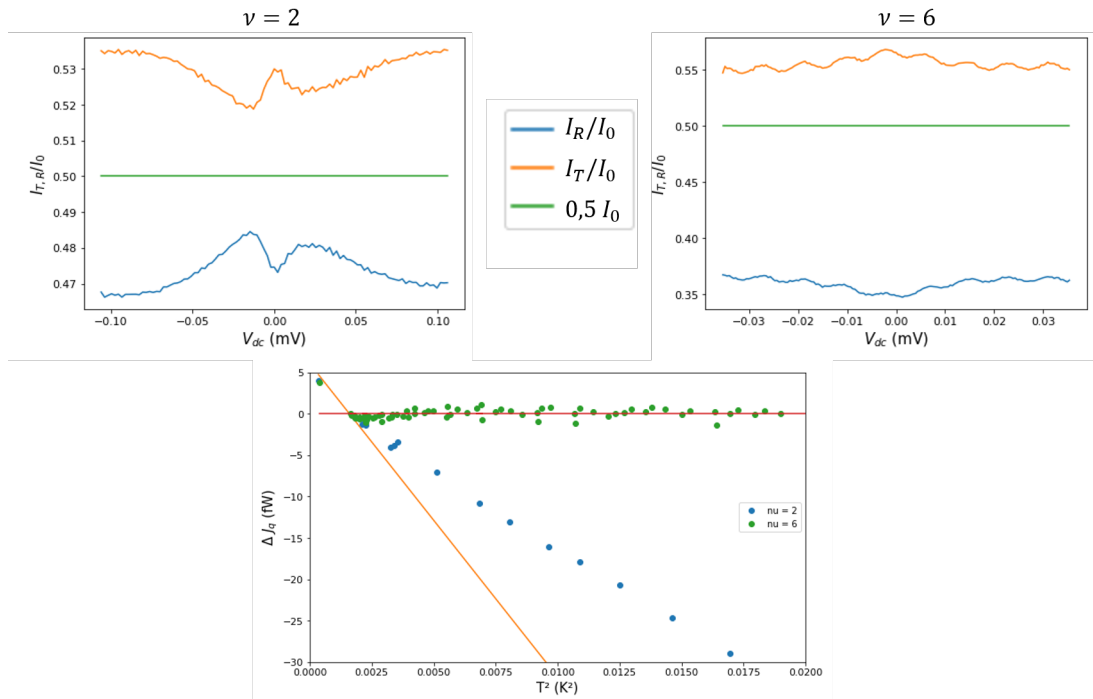
10.2.4 Limite de l'utilisation du graphène comme métal.

Les mesures de l'échantillon présenté en figure 10.11 sont présentées en figure 10.12. Ces mesures montrent que l'échantillon a une perte de courant par la mesure de I_T et I_R , qui sont inégales et instables, ainsi qu'un bruit trop important. De ce fait, l'îlot en graphène implique que le bruit mesuré n'est pas que du bruit thermique, et qu'il ne s'agit pas seulement de la contribution de l'interaction électrons-phonons.

CHAPITRE 10. FABRICATION DE L'ÉCHANTILLON

10.3. DEUXIÈME GÉNÉRATION D'ÉCHANTILLONS AVEC ÎLOT MÉTALLIQUE.

En effet, la mesure de ΔJ_Q montre que le bruit mesuré est toujours trop important. Le reste des mesures sont disponibles en annexe D. Afin de savoir si cela provient du graphène, un test a été effectué avec un autre échantillon en ajoutant un îlot métallique, et cela a montré la correction de l'instabilité des résistances R_R et R_T avec le courant I_{dc} . Ainsi, ce type d'échantillon a été abandonné, et une nouvelle génération, avec un îlot métallique a été générée.



10.3 Deuxième génération d'échantillons avec îlot métallique.

Cette deuxième génération d'échantillons consiste à reproduire, avec un îlot en métal la structure de l'échantillon recherchée. Pour cela, le procédé est similaire au précédent, mais avec des étapes de fabrication en moins.

En effet, une fois le graphène encapsulé, n'importe quel graphite peut convenir. Contrairement au cas précédent où l'objectif était de lui faire un trou avant de l'ajouter en tant que grille. Pour les nouveaux échantillons, une fois l'hétérostructure déposée sur la puce de SiO_2/Si , les deux étapes principales sont le dépôt des contacts et la gravure complète.

C'est ce procédé qui a été mis en oeuvre pour les échantillons qui seront présentés

en partie IV et V.

Conclusion

La fabrication des échantillons de graphène de haute qualité s'est effectuée en deux temps durant cette thèse. La première partie a consisté à fabriquer des échantillons avec une géométrie particulière utilisant uniquement les propriétés métalliques du graphène. Ainsi, la première génération d'échantillons a été effectuée avec un îlot en graphène. Seulement, ce type d'échantillon a présenté une amplitude de bruit trop importante sur la mesure, donc le bruit mesuré n'était pas uniquement du bruit thermique, mais il y avait d'autres sources de bruit avec le bruit thermique.

C'est pour cela, qu'une deuxième génération d'échantillons est née, avec un îlot métallique, permettant des mesures de transport de chaleur satisfaisantes. C'est ce type d'échantillon qui va être présenté dans la partie suivante. En effet, il a été possible de mesurer la quantification du flux de chaleur en régime d'effet Hall quantique entier dans cette géométrie et structure d'échantillon.

Quatrième partie

Quantification du flux de chaleur en régime d'effet Hall quantique entier

CHAPITRE 11

CARACTÉRISATION DE L'ÉCHANTILLON

Introduction

L'objectif de ce chapitre est de caractériser l'échantillon qui a permis d'effectuer les mesures de transport de chaleur en effet Hall quantique entier, à partir de la deuxième génération d'échantillon avec un îlot métallique.

Tout d'abord, l'échantillon a été caractérisé en fonction de la tension de grille en graphite, afin de mettre en évidence les états entiers. Ensuite, l'échantillon a été caractérisé avec le champ magnétique, en traçant le Fan Diagram pour déterminer comment sont définis ces états.

11.1 En fonction de la tension de grille / Dopage du graphène

L'échantillon mesuré dans cette partie a été fabriqué à partir de la méthode de "stacking" explicitée en partie 10, à partir des cristaux présentés en figure 11.1. Il est constitué de 9 lignes de mesures, numérotées de 1 à 8 et une ligne connectée à la grille en graphite (voir figure 11.2). Une fois l'échantillon fabriqué, il est testé afin de vérifier si les lignes sont bien connectées à l'échantillon, c'est-à-dire qu'il est possible de mesurer une résistance entre deux lignes. Pour cela, on utilise une testeuse sous pointe, pour mesurer la tension entre deux lignes, ce qui équivaut à mesurer la tension qui traverse l'échantillon entre ces deux points, et cela pour toutes les lignes de mesures. Parmi ces 9 lignes, seule la ligne 4 montre une résistance infinie de l'échantillon lors de ce test, ce qui conduit à la considérer comme étant défectueuse.

Dans ce cas, soit cette ligne n'est pas connectée au graphène, ce qui nécessiterait de refaire une étape de gravure/lithographie pour corriger cela, mais chaque étape de fabrication peut détériorer les autres lignes, soit elle est déconnectée ailleurs sur le fil, et il est alors difficile de trouver la zone où le contact est "coupé". Après avoir vérifié la position du graphène dans l'hétérostructure grâce aux images optiques (voir figure 11.2a), la surface en contact avec le graphène est importante, ce qui suppose que le contact métallique est connecté au graphène. Cette ligne sera connectée à la masse

CHAPITRE 11. CARACTÉRISATION DE L'ÉCHANTILLON

11.1. EN FONCTION DE LA TENSION DE GRILLE / DOPAGE DU GRAPHÈNE

pour la suite. A partir de ces mesures, on peut estimer la résistance de l'échantillon à température ambiante de l'ordre de $4\text{ k}\Omega$.

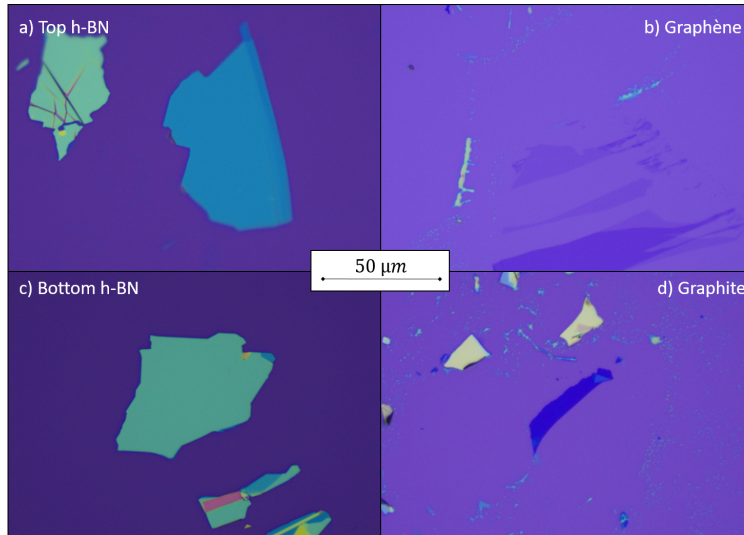


Figure 11.1 – Image optique des différents cristaux qui composent l'hétérostructure. Épaisseur du h-BN supérieur : 20 nm; Épaisseur du h-BN inférieur : 45 nm. Ces données d'épaisseurs sont des estimations optiques.

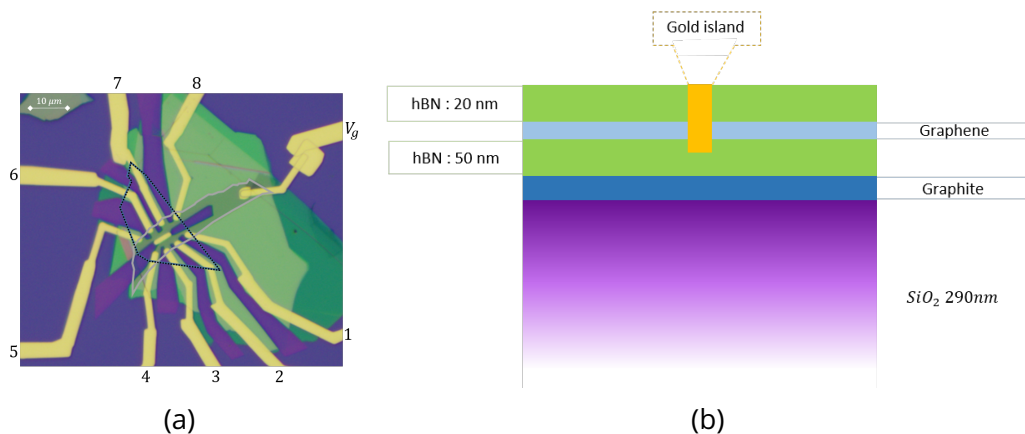


Figure 11.2 – Description de l'échantillon. En 11.2a, vue optique de l'échantillon, avec numéro des différentes lignes disponibles, où est mise en évidence la zone de recouvrement du graphène (en pointillés noirs), ainsi que les contours du graphite (en gris clair). En 11.2b, représentation de la composition de l'hétérostructure.

Une fois avoir effectué ces vérifications de qualité de l'échantillon, celui-ci est collé avec une résine, puis on vient microsouder les lignes entre la céramique et l'échantillon, à l'aide d'une station de "ball bonding". L'objectif de cette étape est de connecter chacun des contacts, avec les lignes correspondantes aux différents besoins comme la mesure de bruit, injection de courant dc, grille, masse, mesure de conductance, etc..., avec un fil d'or de quelques μm d'épaisseur, via la station de "ball bonding". Comme il a été vu dans la partie 9 certaines lignes du réfrigérateur sont configurées pour accueillir chaque type de mesures. Les connexions ont été réalisées suivant l'image optique et le schéma correspondant, visible en figure 11.3.

CHAPITRE 11. CARACTÉRISATION DE L'ÉCHANTILLON

11.1. EN FONCTION DE LA TENSION DE GRILLE / DOPAGE DU GRAPHÈNE

Une fois cette étape achevée, l'échantillon est inséré dans le réfrigérateur via le système de bottom loader. Lors de cette étape, on s'assure que toutes les lignes utilisées sont connectées à la masse en sortie du réfrigérateur, afin de ne pas détériorer notre échantillon lors de la connexion.

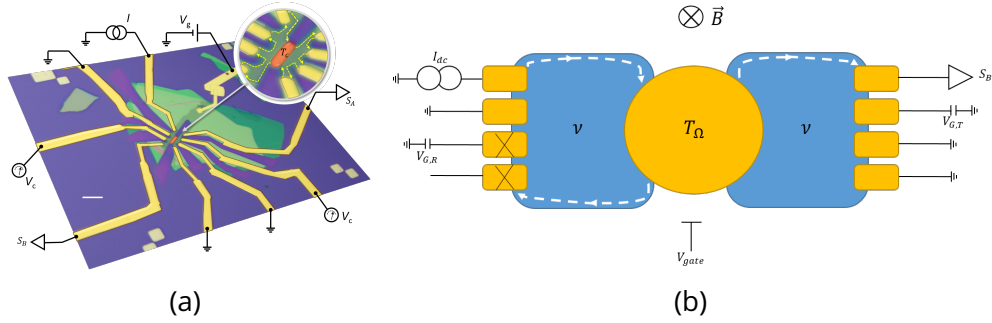


Figure 11.3 – Représentation des connexions entre l'échantillon et les mesures après bonding, en vue optique de l'échantillon en (a), et schématisé en (b). Sur ces deux images, le parcours des électrons est présenté en lignes pointillées, pour tout l'échantillon en (a) et uniquement pour les mesures de bruits en (b). Les lignes du côté de l'injection sont notifiées d'une croix, car après avoir été connectées au réfrigérateur, aucun signal ne semblait provenir de ces lignes.

Une fois connecté aux lignes de mesures, la première chose à faire consiste à prendre une trace à champ magnétique nul, et à mesurer la réponse en tension de grille de l'échantillon (voir figure 11.4a. et b.). Sur cette figure, est représentée la résistance R_{2pts} avec la tension de grille pour deux températures du réfrigérateur différentes, juste après l'insertion à 60 K, et après refroidissement à 20 mK. Le pic de résistance, qui est plus important à basse température, correspond au point de Dirac (CNP¹) et atteint son maximum à une tension appliquée sur la grille de $V_g = -0.45$ V. Cette mesure permet de vérifier la présence de ce point de Dirac, propre au graphène ici, avant de monter le champ magnétique.

Le champ a été monté à 12 T et le tracé de R_{2pts} est représenté sur la figure 11.4c. Quand la tension appliquée à la grille augmente, la densité électronique augmente aussi, ce qui vient lever les dégénérescences de spin et de vallées, et fait ainsi apparaître les différents facteurs de remplissage ν , par exemple, pour $V_g = 1$ V on a $\nu = 2$. Sur cette même figure, est aussi représentée la conductance de Hall, G_H , associée en unité de e^2/h . Pour cela, la résistance mesurée peut être schématisée par la figure 11.5, tel que R_{lines} correspond à la résistance des lignes, et R_c correspond à une résistance de coupure capacitive en parallèle de l'échantillon. La conductance G_H , en unité de e^2/h , est ainsi déterminée à partir de l'équation suivante :

$$G_H = \frac{h}{e^2} \left(\frac{1}{R_{2pts} - R_{lines}} - \frac{1}{R_c} \right) \quad (11.1)$$

1. CNP : Charge Neutrality Point

CHAPITRE 11. CARACTÉRISATION DE L'ÉCHANTILLON

11.1. EN FONCTION DE LA TENSION DE GRILLE / DOPAGE DU GRAPHÈNE

Les valeurs des résistances obtenues pour les mesures sont indiquées dans le tableau ci-dessous :

R_{lines}	850Ω
R_c	$258 \text{ k}\Omega$

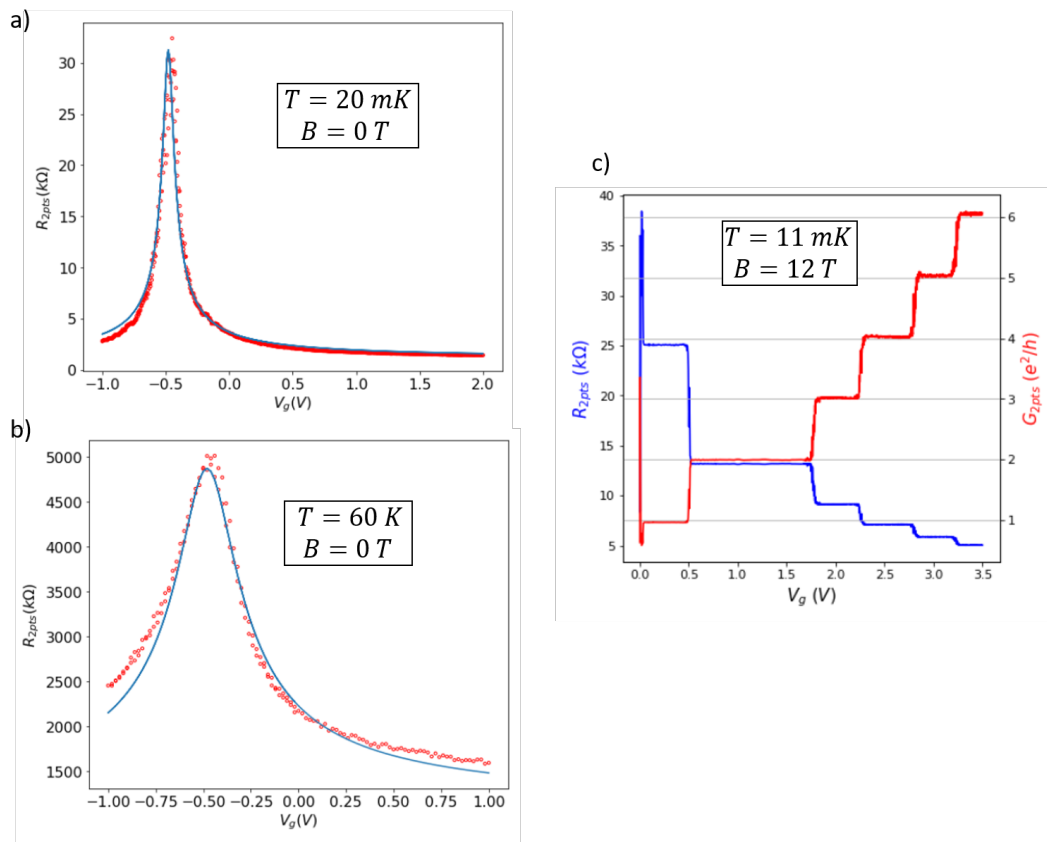


Figure 11.4 – En a) et b), mesure de la résistance deux points de l'échantillon sans champ magnétique, respectivement à 20 mK et 60 K en point rouges. Et la ligne correspond à l'expression théorique de la résistance, qui permet de déterminer la mobilité des électrons. En c) mesures de R_{2pts} , avec la conductance associée (en rouge). La mobilité à 20 mK est de $\mu = 0.5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, et à 60 mK, $\mu = 4 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Ici, la résistance des lignes comprend la résistance réelle des lignes, qui est de l'ordre de 400Ω en série avec la résistance de contact à l'échantillon. Cela permet de vérifier si notre résistance R_{2pts} est égale à la résistance Hall attendue, ce qui est le cas ici, compte tenu des faibles contributions du circuit.

CHAPITRE 11. CARACTÉRISATION DE L'ÉCHANTILLON

11.1. EN FONCTION DE LA TENSION DE GRILLE / DOPAGE DU GRAPHÈNE

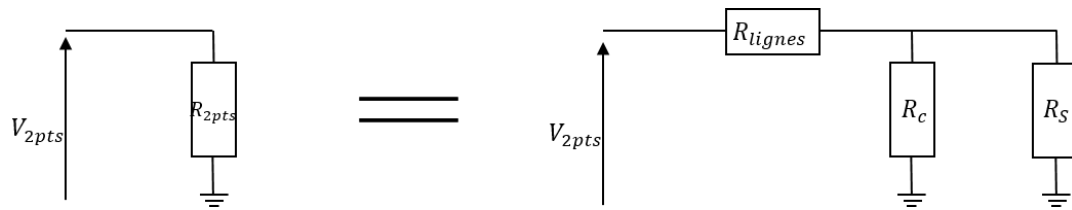


Figure 11.5 – Schéma représentant la mesure de résistance deux points, qui équivaut à représenter la résistance R_{2pts} mesurée, par trois résistances, la résistance de l'échantillon R_s qui est la valeur recherchée en parallèle avec une résistance R_c , qui correspond à la coupure capacitive des câbles. Ces résistances sont en série avec la résistance équivalente des lignes R_{lignes} , qui est due à la longueur des câbles de mesure.

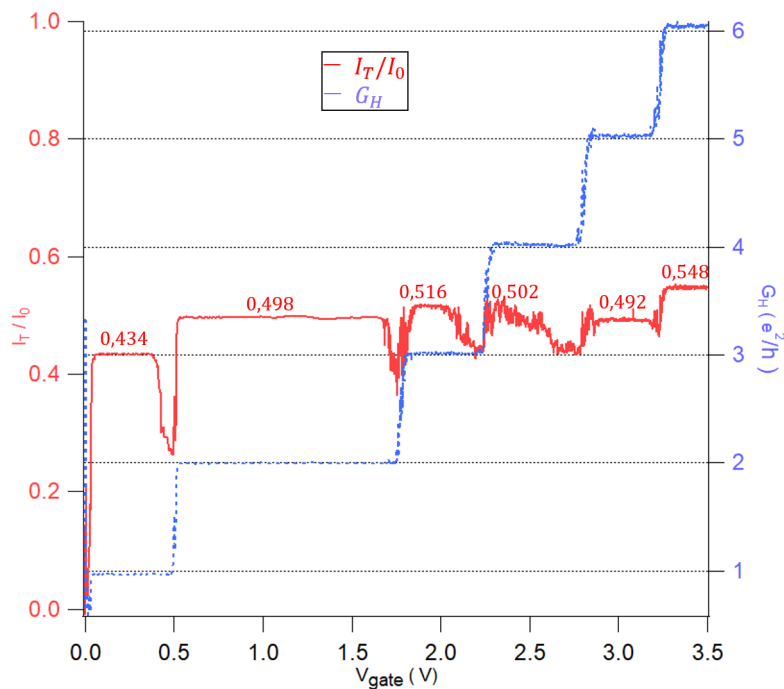


Figure 11.6 – Définition des plateaux de conductance à 12 T en bleu, où le rapport I_T/I_0 est mis en évidence en rouge. Les valeurs moyennes des transmissions sont écrites pour chaque plateau.

Les seules résistances qui seront mesurées dans la suite, sont celles du côté transmis, soit la résistance transmise R_T , qui correspond à la résistance entre le contact d'injection et le contact de mesure de conductance (voir figure 11.3b) et la résistance deux points $R_{2pts,T}$, car les résistances du côté de l'injection de courant, donc les résistances équivalentes du côté réfléchis R_R et $R_{2pts,R}$ n'ont montré aucun signal de mesure, ce qui rend impossible la mesure de la résistance longitudinale R_{xx} , qui doit être mesurée entre les contacts des deux côtés de l'échantillon. Les lignes sont donc supposées non-fonctionnelles.

Compte tenu de la géométrie de l'échantillon (figure 11.3b), il est important de s'assurer que la conservation du courant soit respectée. Afin de vérifier cette condi-

tion, il est nécessaire de s'intéresser à la valeur de R_T . En effet, la valeur attendue qui correspond à une équipartition du courant de part et d'autre du contact métallique, est de $R_T = \frac{R_H}{2}$. Ainsi le rapport du courant transmis sur le courant total va donner la portion de courant qui traverse l'îlot métallique. Cette quantité est équivalente à :

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{R_T}{R_H} = R_T G \quad (11.2)$$

où G correspond à la conductance $\frac{e^2}{h} G_H$, et avec ce calcul, on trouve une valeur moyenne de $49.8 \% \pm 0.2 \%$ de transmission. Ce qui signifie que la moitié du courant est transmis.

11.2 Résistance de l'échantillon avec le champ magnétique

La réponse de l'échantillon après avoir appliqué un champ magnétique, permet de généraliser la caractérisation de l'échantillon, ici le tracé de la dépendance en grille a été effectué pour différents champs magnétiques, sur la gamme $B \in [0, 14] T$, il s'agit du fan diagram qui est représenté sur la figure 11.7. Ce type de représentation permet de mettre en évidence la levée de dégénérescence progressive des plateaux et leur apparition. En effet, les états $\nu = 2$ et $\nu = 6$ doivent être les premiers à apparaître, puis $\nu = 4$ qui correspond à un état polarisé en spin, et $\nu = 3$ et $\nu = 5$ à des états polarisés en vallées[10]. Les deux états polarisés en vallées apparaissent avant $\nu = 4$ dès 4 T comme cela est présenté en figure 11.8.

A partir du fan diagram, on peut remonter à la densité électronique, grâce à la relation entre la densité n_{el} , V_g , ν et B (voir partie 7, équation 10.4), soit :

$$n_{el} = \nu \frac{eB}{h} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d \times e} V_g$$

Le tracé de $V_g = f(B)$ est en pointillé sur la figure, et chaque courbe a été déterminée pour les différents facteurs de remplissage. Cela a permis de trouver une épaisseur de hBN de l'ordre de 50 nm, ce qui est cohérent avec l'épaisseur du cristal utilisé, qui avait été estimée par image optique à 45 nm (voir figure 11.1).

CHAPITRE 11. CARACTÉRISATION DE L'ÉCHANTILLON

11.2. RÉSISTANCE DE L'ÉCHANTILLON AVEC LE CHAMP MAGNÉTIQUE

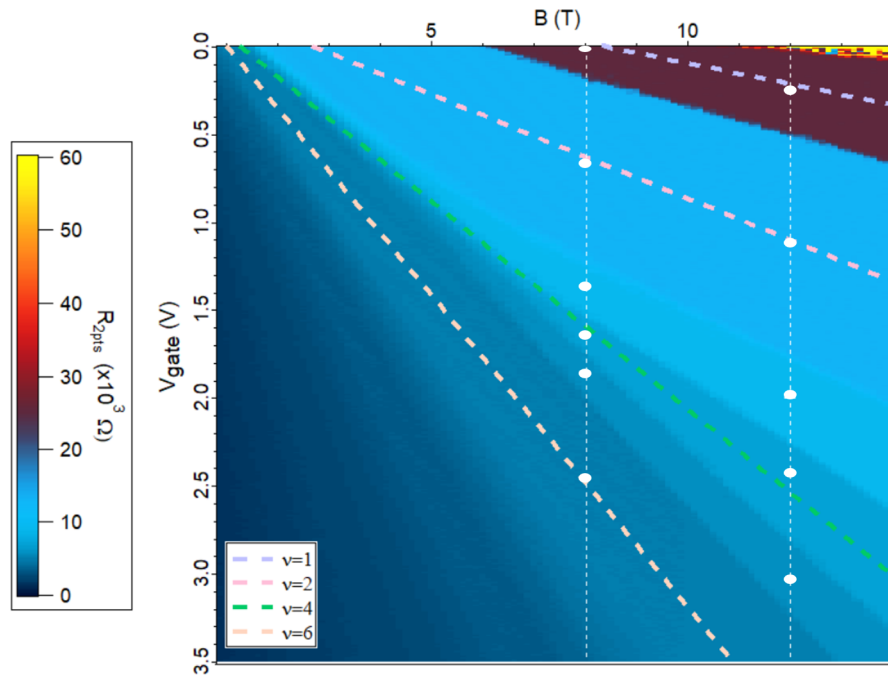


Figure 11.7 – Fan diagram de l'échantillon. En légende, est indiqué le facteur de remplissage correspondant à chacune des lignes $V_{gate} = f(B, \nu)$, qui permettent de remonter à l'épaisseur du h-BN inférieur, soit, 50 nm. Les lignes verticales en pointillés blancs correspondent aux champs magnétiques appliqués pour les mesures de bruit (8 et 12 T) où les points représentent les positions sur le plateau pour chacun des facteurs de remplissage.

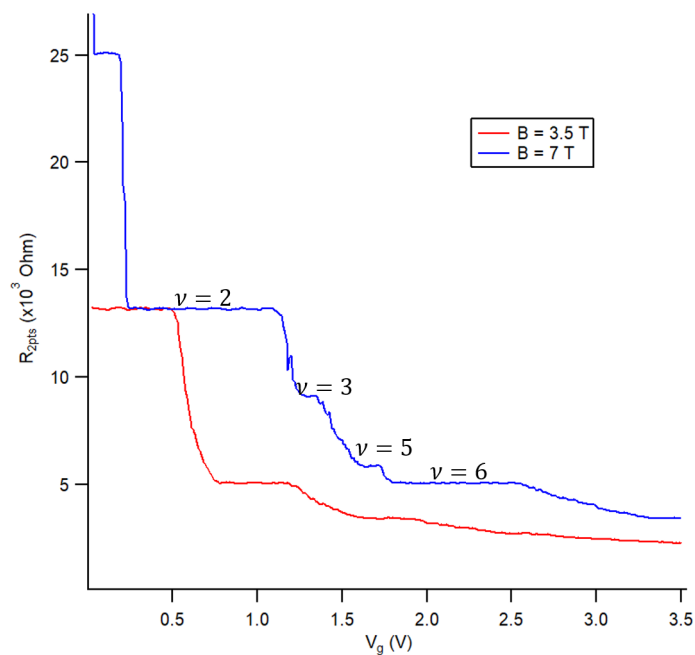


Figure 11.8 – Coupe du Fan Diagram à 3.5 T et 7 T où l'on voit apparaître $\nu = 3$ et $\nu = 5$ avant $\nu = 4$.

Toute cette première partie de caractérisation de l'échantillon, permet de mettre en évidence la présence des plateaux de conductance et leur définition, afin de sélec-

CHAPITRE 11. CARACTÉRISATION DE L'ÉCHANTILLON

11.2. RÉSISTANCE DE L'ÉCHANTILLON AVEC LE CHAMP MAGNÉTIQUE

tionner la meilleure configuration pour les mesures de bruit. Ces différentes configurations sont mises en évidence sur le Fan Diagram aux champs de mesures, 8 T et 12 T par des lignes pointillées. Les différentes positions sur les plateaux de résistance sont symbolisés avec les points.

Conclusion

L'échantillon a été caractérisé et les plateaux Hall quantique de facteur de remplissage entier ont été mis en évidence. De cette manière les états Hall quantique ont été sélectionnés pour mesurer le transport de chaleur. Le prochain chapitre est consacré aux mesures dans ces états Hall quantique entier $\nu = 1, 2, 3, 4, 5, 6$.

CHAPITRE 12

MESURES EN EFFET HALL QUANTIQUE ENTIER

Introduction

Dans ce chapitre, ils sont présentés les résultats obtenus sur l'échantillon caractérisé précédemment. Pour ces mesures, il a été utilisé la première configuration des lignes (voir partie 9). La thermalisation des lignes s'effectue ainsi dans l'enceinte du puck, et les filtres sont ceux de la première génération. Dans un premier temps, les mesures ont été effectuées à 12 T, qui est le champ auquel l'échantillon a été préalablement caractérisé, puis à 8 T où la caractérisation sera brièvement présentée avant les résultats des mesures de bruit.

Le principe des mesures de bruit a été développé dans le chapitre 8. On notera qu'ici, une seule des deux lignes de bruit a été utilisée (voir figure 11.3b). Toutes les données dans cette partie correspondront uniquement à cette ligne de bruit.

12.1 Mesures à 12 T

Dans cette partie, les valeurs de grilles utilisées pour le positionnement sur les plateaux de conductances sont celles obtenues à partir de la figure 11.4c et les positions pour $\nu = 1, 2, 3, 4, 5$ sont représentés sur la figure 11.7 par des points. Avant de traiter les données, on rappelle qu'il est essentiel d'effectuer la calibration des lignes de bruit (voir partie 8.2.2), afin d'en extraire les valeurs des différents éléments de ces lignes, pour en retirer le bruit en excès.

Les plateaux ont été sélectionnés pour les valeurs de grilles du tableau 12.1.

ν	1	2	3	4	5	6
V_g	0.25 V	1.12 V	2.0 V	2.43 V	3.03 V	3.9 V

Table 12.1 – Tableau regroupant les valeurs de la tension appliquée à la grille en graphite pour chacun des facteurs de remplissage sélectionnés à 12 T.

12.1.1 Paramètres de calibration

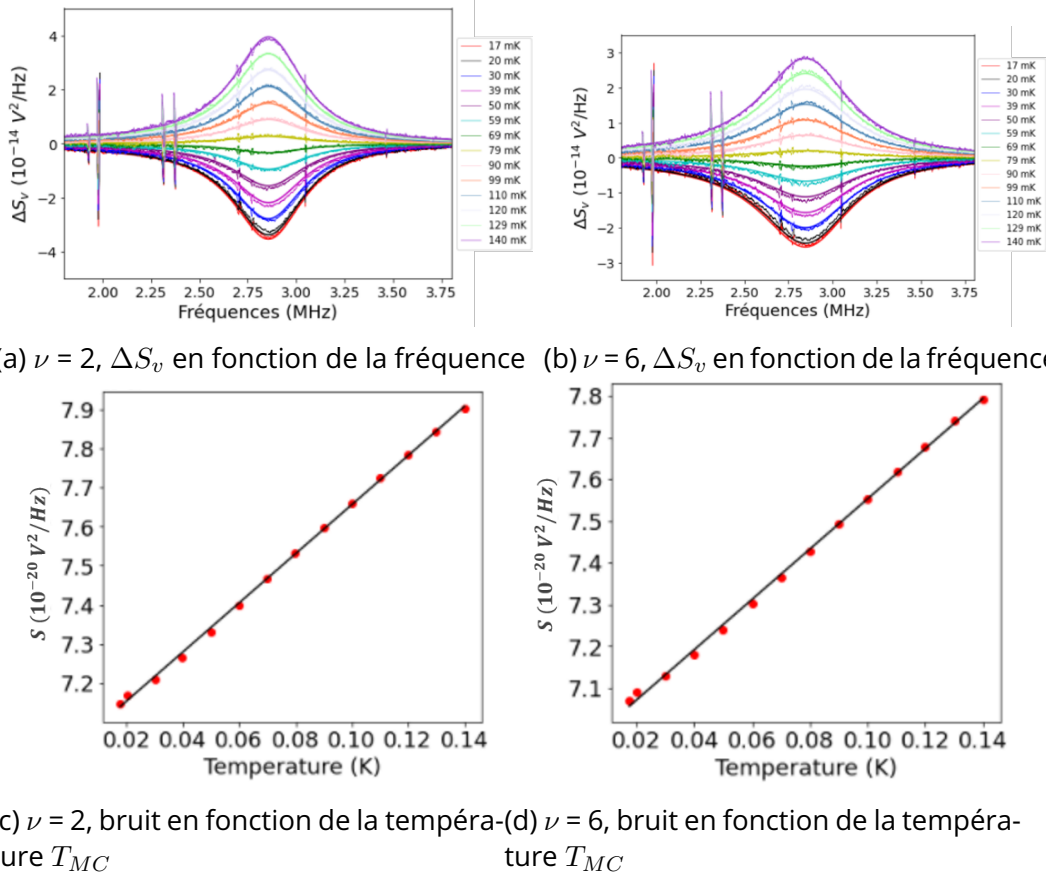


Figure 12.1 – Courbes de calibration pour $\nu = 2$ à gauche, et $\nu = 6$ à droite. En a) et b) les courbes de calibration et en c) et d) le bruit en fonction de la température dans chacun des cas présentés. Sur ces dernières, les points (en rouge) correspondent à la mesure et la droite (en noir) correspond à l'approximation $S = AT + B$ où $B = S_{v_{amp}}$.

Régulièrement, avant ou après une mesure de bruit, il est nécessaire d'effectuer une calibration afin de connaître l'état du système au moment de la prise de données. Les paramètres de la ligne de mesure ne sont pas constants dans le temps, et peuvent donc être différents entre deux sets de données. La principale source de modification, va être la polarisation des amplificateurs, où le gain peut se retrouver modifié, ainsi que le bruit des résonateurs de mesure qui varient en fonction du temps.

Pour les mesures effectuées ici, on rappelle que la configuration est telle que : $n_A = n_B = \nu$, ce qui permettra de simplifier toutes les équations qui ont été présentées dans la partie 8.2.2.

Le programme de calibration a été lancé pour $\nu = 2$ et $\nu = 6$, pour les valeurs de grille présentées précédemment (tableau 12.1) et les paramètres de la calibration à 12 T sont présentés dans le tableau 12.2 et les courbes correspondantes en figure 12.1. Le bruit représenté sur la figure est obtenu à partir de l'équation 8.29, et est

égal à :

$$\Delta S_v^{th} = 4G^2 \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) k_B \Delta T |Z_{//}|^2 \left[\text{Re}\left(\frac{1}{Z_{RLC}}\right) + \nu G_0 \right] \quad (12.1)$$

Le facteur de remplissage intervient dans les deux termes Z_{RLC} et νG_0 .

L'objectif de la calibration étant d'associer un bruit à une température, et celui-ci dépendant de l'expression 12.1, on obtient les tracés du bruit avec la température 12.1. Les courbes théoriques du bruit avec la température possèdent une pente qui dépend principalement des paramètres de la ligne de bruit, et en particulier du gain, et l'amplitude du bruit brut quant à elle, va dépendre du facteur de remplissage, par exemple, pour $\nu = 2$, à 40 mK, $S = 7.3 \cdot 10^{-20} \text{ V}^2/\text{Hz}$ et pour $\nu = 6$, l'amplitude pour cette même température est de $S = 7.2 \cdot 10^{-20} \text{ V}^2/\text{Hz}$. Ainsi pour un même ensemble de paramètre, comme sur la calibration effectuée ici, l'amplitude et la largeur à mi-hauteur des spectres sont différentes. Pour $\nu = 2$, l'amplitude est plus importante et la largeur plus faible que pour $\nu = 6$.

Paramètres	R ($k\Omega$)	r_L (Ω)	L (μH)	c_1 (pF)	c_2 nF	Gain	$S_{v,amp}$ (nV/\sqrt{Hz})
Valeurs ligne B	5000	18	22	22	140	3400	0.26

Table 12.2 – Paramètres utilisés pour la ligne B à 12 T, à partir des spectres de bruit de $\nu = 2$ et $\nu = 6$.

12.1.2 Stabilité des plateaux de résistance avec le courant incident I_{dc}

Avant d'analyser les données de bruit, il est nécessaire de s'assurer de la stabilité du plateau de conductance pour chaque facteur de remplissage en fonction du courant injecté dans l'échantillon. Sur les figures, chacun des plateaux est stable à la bonne valeur de résistance, et la résistance transmise est en moyenne de $0.49 \times R_H$ ¹. Chacun des plateaux est alors considéré comme valide pour tout I_{dc} , que cela soit en stabilité de R_{2pts} ou en portion du courant transmis.

Une légère diminution de la conductance est visible pour $\nu = 1$, à fort I_{dc} , cela est aussi le cas pour les autres valeurs de ν , et correspond à un artefact de la mesure. En effet, les valeurs ayant été prises pour des valeurs décroissantes de tension, cette valeur minimale de résistance correspond à la première valeur de I_{dc} .

1. Cette valeur a été déterminée de la même manière que dans la partie caractérisation de l'échantillon, en calculant le produit : $R_T \times G_H$

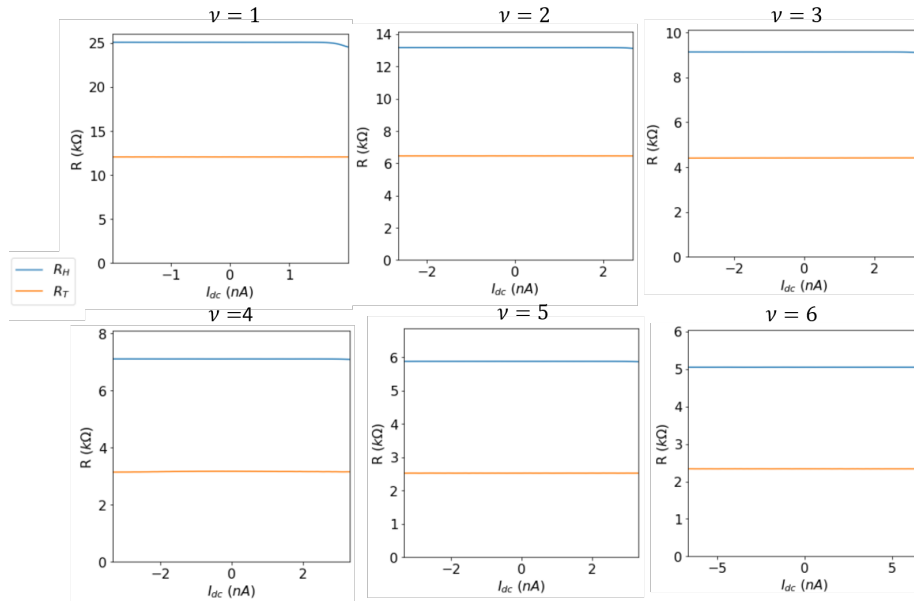


Figure 12.2 – Résistance de l'échantillon en fonction du courant I_{dc} injecté dans l'échantillon pour les différents facteurs de remplissage.

12.1.3 Détermination de la température électronique T_0

Une fois validés les différents plateaux de conductance avec le courant incident I_{dc} , la température est extraite du bruit à partir de la méthode définie dans la partie associée (chapitre 8.3). Les courbes obtenues sont en figure 12.3 et elles représentent le $\Delta T_C = T_C - T_0$ pour chacun des facteurs de remplissage en fonction du courant injecté dans l'échantillon. Les données obtenues sont comparées au modèle du transport de chaleur (voir le chapitre 6 et la partie 8.3). Si les valeurs expérimentales sont égales aux valeurs théoriques, alors on peut en déduire que le modèle du transport de chaleur pour notre échantillon est valide. Pour cela, la formule théorique du ΔT_C (voir équation 8.39) est obtenue en ajustant la valeur de T_0 , et en imposant la valeur du nombre de canaux $N = 2\nu$, supposée exacte ici, et qui se vérifie sur la figure correspondante. Les valeurs de températures T_0 obtenues avec cette méthode, sont présentées dans le tableau ci-dessous :

ν	1	2	3	4	5	6
N	2	4	6	8	10	12
$T_0 \pm 5 \text{ mK}$	50 mK	30 mK	30 mK	35 mK	45 mK	50 mK

Table 12.3 – Valeurs de la température électronique en fonction du facteur de remplissage à 12 T, la température moyenne est de 40 mK.

Dans l'expression du bruit thermique, La température électronique définit l'arrondi thermique au minimum de la fonction ΔT_C (pour $I_{dc} \approx 0$). On notera aussi que ΔT_C possède un régime linéaire pour de fortes valeurs du courant, dont l'origine dépend de la valeur de T_0 , et la pente dépend du nombre de canaux N . De plus, pour des valeurs supérieures à 40 mK, il y a une déviation des données avec la théo-

CHAPITRE 12. MESURES EN EFFET HALL QUANTIQUE ENTIER

12.1. MESURES À 12 T

rie. Cette déviation est due au bruit généré par le refroidissement du au couplage electron-phonon par exemple, dont la contribution devient apparente à partir de ces températures [37][38][39]. Cette contribution est d'autant plus forte que le facteur de remplissage est faible.

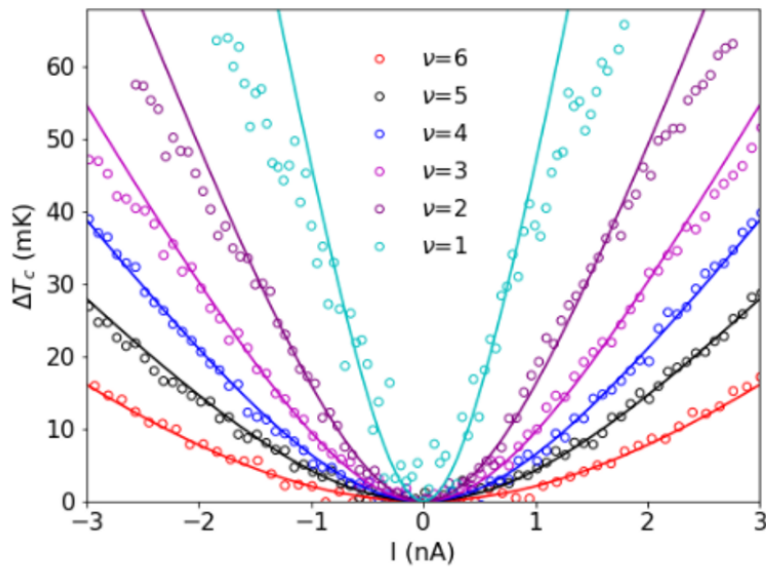


Figure 12.3 – Variation du gradient de température en fonction du courant injecté dans l'échantillon à 12 T, pour $T_{fridge} \approx 9.7$ mK, pour les différents facteurs de remplissage. Les lignes en traits pleins correspondent à la théorie du modèle de transport de chaleur, et les points correspondent aux données.

12.1.4 Mesures de transport de chaleur

Une autre manière d'analyser ces données, est de tracer le flux de chaleur J_Q en fonction de la température T_C^2 obtenu à partir des mesures de bruit, afin de mettre en évidence la quantification du flux de chaleur en effet Hall quantique entier dans notre échantillon, pour nos facteurs de remplissage. La quantification du flux de chaleur provient de la conservation de ce flux qui permet d'écrire :

$$J_Q = 2\nu \frac{\kappa_0}{2} (T_C^2 - T_0^2) \text{ où } \kappa_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3h}$$

Les données présentées en figure 12.4 montre la quantification du flux de chaleur, tel que les pentes correspondent à 2ν , comme cela est prévu par l'équation précédente. Cet échantillon, à 12 T, présente une bonne quantification du flux de chaleur en fonction de son nombre de canaux.

Conclusion sur les données à 12 T

Ces données ont permis de vérifier la quantification du flux de chaleur au sein de l'échantillon dans le cas de l'effet Hall quantique entier, pour les facteurs de

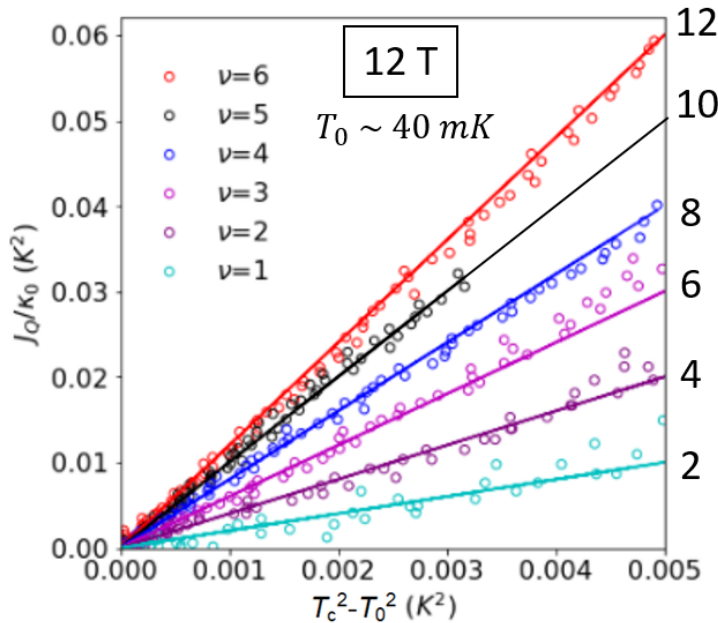


Figure 12.4 – Variation du flux de chaleur en fonction de la température de l'échantillon à 12 T pour les différents facteurs de remplissage.

remplissage allant de 1 à 6.

Ces mesures à 12 T, ont permis de vérifier la quantification du flux de chaleur au sein du graphène dans un régime d'effet Hall quantique entier, à l'image de l'expérience réalisée en 2019 qui a montré la quantification de la conductance thermique dans le graphène en effet Hall quantique entier[33].

Les mêmes mesures ont été reproduites à 8 T dont les différentes données vont être présentées dans la partie suivante.

12.2 Mesures à 8 T

Les mesures à 8 T ont été effectuées de la même manière que pour 12 T. Les plateaux ont été sélectionnés pour les valeurs de grilles présentes dans le tableau 12.4 obtenus à partir de la figure 12.5. La valeur de la conductance a été déterminée à partir des paramètres suivants (voir équation 11.1) :

	8 T	12 T
R_{lines}	800 Ω	850 Ω
R_c	290 k Ω	258 k Ω

Ces paramètres sont différents entre les deux jeux de mesures à différents champs magnétique, mais dans le même ordre de grandeur. La conclusion sur ces résistances est la même que pour 12 T. La valeur moyenne du rapport du courant transmis sur le courant réfléchi est de l'ordre de 49.4 %. Ce qui est équivalent à ce qui avait été calculé à 12 T. La différence entre les deux champs magnétiques, est la définition des plateaux. Comme par exemple, $\nu = 4$ qui est moins bien défini qu'à 12 T (voir figure 11.6), ce qui va diminuer grandement la valeur de la transmission pour ce facteur de remplissage.

CHAPITRE 12. MESURES EN EFFET HALL QUANTIQUE ENTIER
 12.2. MESURES À 8 T

ν	1	2	3	4	5	6
V_g	0.013 V	0.665 V	1.365 V	1.635 V	1.855 V	2.45 V

Table 12.4 – Tableau regroupant les valeurs de la tension appliquée à la grille en graphite pour chacun des facteurs de remplissage sélectionnés à 8 T.

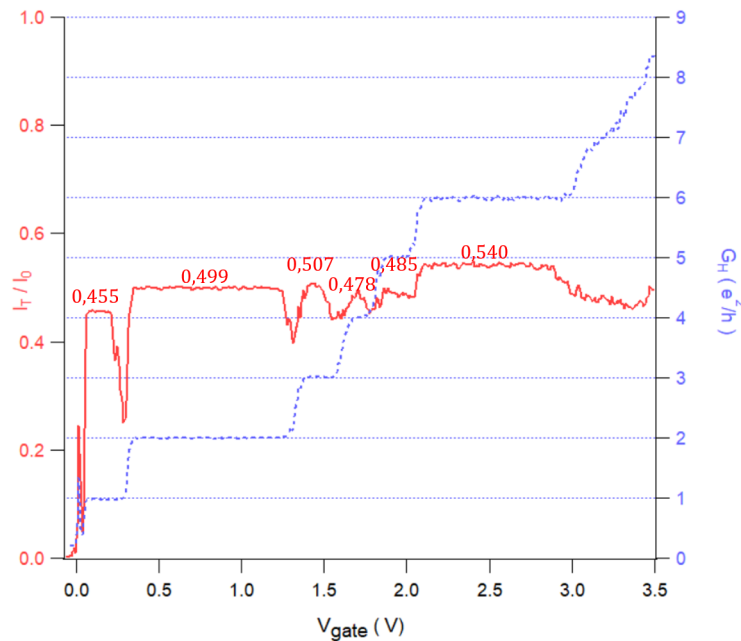


Figure 12.5 – Définition des plateaux de conductance à 8 T. En rouge est tracé I_T/I_0 où la valeur moyenne sur le plateau est écrit au dessus, par exemple pour $\nu = 2$ le rapport est de 0.499, et en bleu la conductance G_H .

12.2.1 Paramètres de calibration

Les données ayant été prises pour 8 T et 12 T sur un intervalle de temps d'une semaine, les valeurs des paramètres utilisés pour la calibration, sont les mêmes que celles utilisées à 12 T (voir tableau 12.2).

12.2.2 Stabilité des plateaux de résistance avec le courant incident I_{dc}

Avec les mêmes paramètres de mesure que pour 12 T, on observe à 8 T, sur la figure 12.6, que la résistance transmise R_T pour $\nu = 3$ et 4 n'est pas constante, contrairement aux autres facteurs de remplissage. Une possibilité à cette non-uniformité de la résistance transmise est un choix non-optimal de la position sur le plateau de résistance. En effet, les deux facteurs de remplissage qui ont une résistance transmise non homogène avec le courant I_{dc} , sont aussi les facteurs de remplissage ayant un petit plateau pour I_T/I_0 (voir la figure 12.5). Néanmoins, le rapport I_T/I_0 est de 50.7% pour $\nu = 3$, et de 47.8 % pour $\nu = 4$, avec I_{dc} . Le choix n'est donc pas optimal, mais cela ne sera pas un problème pour les mesures de bruit, comme la transmission

CHAPITRE 12. MESURES EN EFFET HALL QUANTIQUE ENTIER
12.2. MESURES À 8 T

de ces deux cas est proche de la transmission moyenne calculée précédemment (46.3 %).

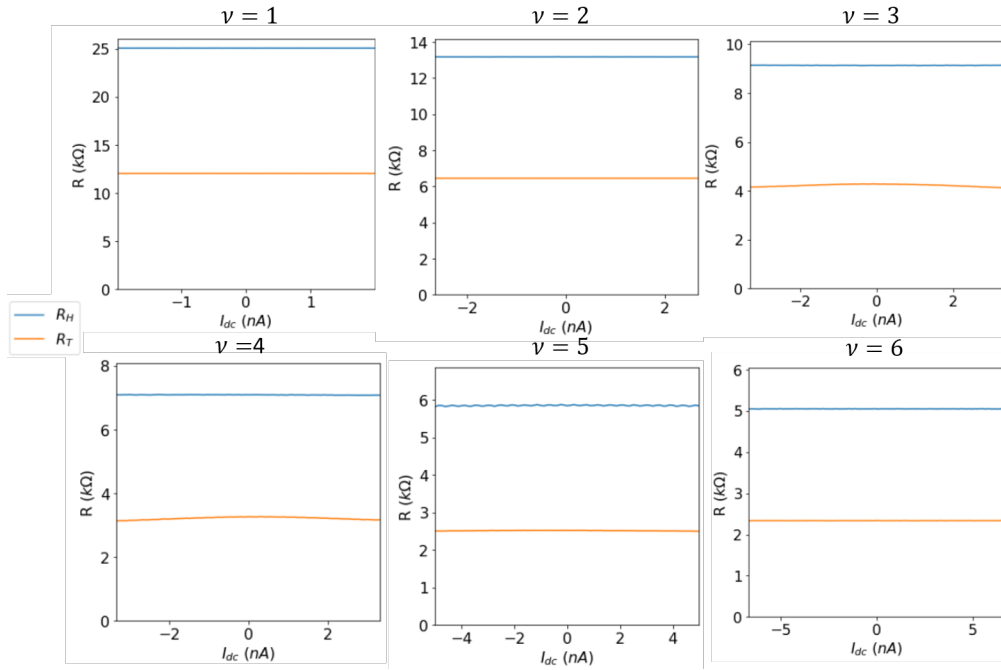


Figure 12.6 – Stabilité des plateaux de résistance avec le courant I_{dc}

12.2.3 Valeurs de T_0

ν	1	2	3	4	5	6
$T_0 \pm 5 \text{ mK (B = 8 T)}$	50 mK	35 mK	28 mK	22 mK	22 mK	45 mK
$T_0 \pm 5 \text{ mK (B = 12 T)}$	50 mK	30 mK	30 mK	35 mK	45 mK	50 mK

Table 12.5 – Valeurs de la température électronique en fonction du facteur de remplissage à 8 T.

Comme précédemment, il a été déterminé les valeurs de T_0 correspondant à chacun des plateaux de conductance, dans le respect du modèle de transport de chaleur, en fixant la valeur de N et en ajustant la valeur de T_0 afin que la courbe théorique soit égale aux valeurs expérimentales. De cette manière, la valeur moyenne de la température obtenue est de 34 mK, ce qui est inférieur à la température mesurée pour 12 T. Néanmoins, en prenant en compte l'incertitude de $\pm 5 \text{ mK}$, les valeurs sont proches pour ν égal à 1, 2, 3, et 6.

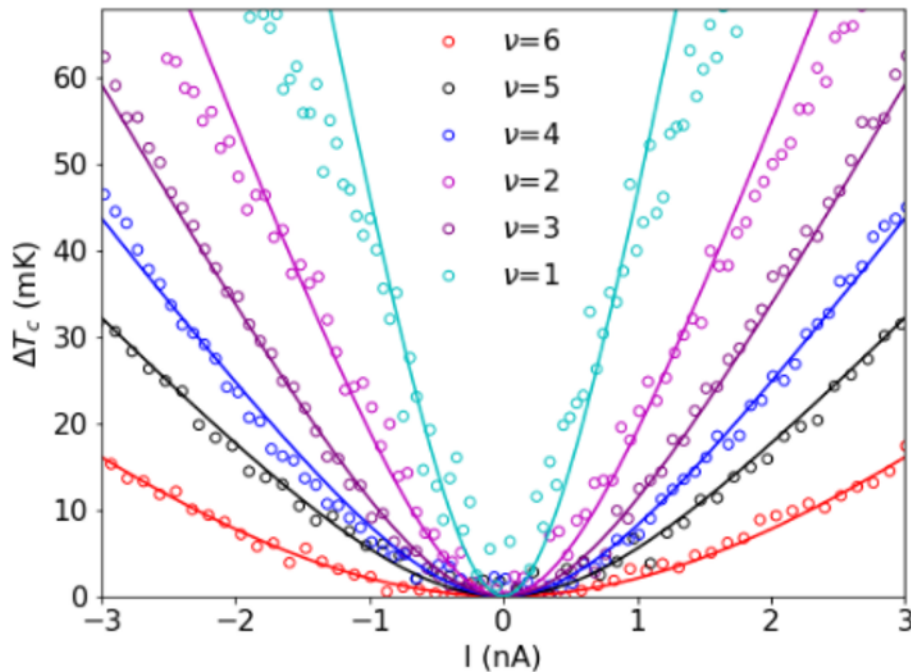


Figure 12.7 – Variation du gradient de température en fonction du courant injecté dans l'échantillon à 8 T, pour $T_{fridge} \simeq 10$ mK, pour les différents facteurs de remplissage.

12.3 Conclusion sur les mesures de transport de chaleur entre 8 et 12 T

A 8 T, les données donnent la même conclusion qu'à 12 T concernant la quantification du flux de chaleur en fonction du facteur de remplissage, avec une température électronique moyenne plus faible. A 8 T, a été observé une des résistances transmises non-homogène avec le courant incident I_{dc} (voir figure 12.6), néanmoins, ces différences n'affectent pas le transport de chaleur comme cela est montré sur la figure 12.8.

On remarquera que les valeurs de la température électronique mesurées sont plus élevées que la température du réfrigérateur, qui est d'environ 10 mK dans chacun des cas. Ainsi, après cet échantillon, il a été nécessaire de retravailler le set-up de mesure afin de chercher à diminuer la température électronique, comme cela a été décrit dans le chapitre 9.

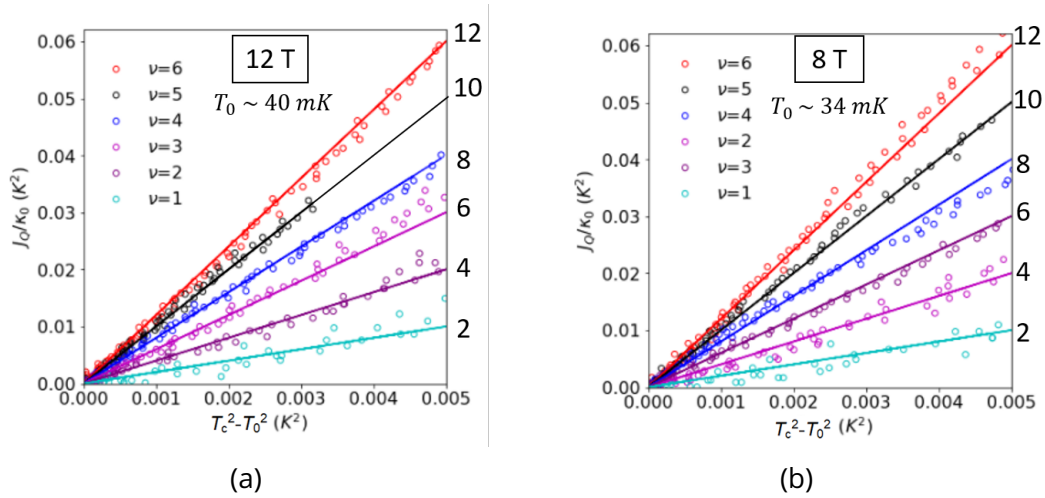


Figure 12.8 – Comparaison des résultats à 12 T et 8 T.

Conclusion

Toute cette première partie a été le fruit de plus d’un an et demi de travail, durant lequel il a fallu travailler sur la structure de l’échantillon, puis monter l’expérience et faire les premières mesures sur l’échantillon. Cet échantillon a abouti sur la vérification de la quantification du flux de chaleur dans le graphène monolayer pour deux champs magnétiques, en reproduisant les résultats des travaux dans l’AsGa[30] et dans le graphène[33]. Néanmoins, la température électronique n’étant pas optimale lors de ces mesures, c’est sur ce paramètre qu’il a été question de travailler dans un premier temps. La suite de la thèse a été de mesurer un autre échantillon, après avoir effectué les modifications sur le réfrigérateur et les lignes de mesures dont le but est de diminuer la température électronique. Ce nouvel échantillon va être l’objet de la prochaine partie et il a été fabriqué en collaboration avec le C2N².

² Echantillon fabriqué par Y. Hong et R. Ribeiro-Palau, Université Paris-Saclay, CNRS, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), 91120 Palaiseau, France

Cinquième partie

Équilibration du transport de chaleur dans l'effet Hall quantique fractionnaire

CHAPITRE 13

TRANSPORT DE CHALEUR DANS L'EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE

Dans le chapitre 5, l'effet Hall quantique fractionnaire a été détaillé, mais pas le transport de chaleur correspondant à ces états. Afin de comprendre les mesures dans ces états "Hole-conjugate", il va être effectué ici quelques rappels sur l'effet Hall fractionnaire avant de détailler le transport de chaleur.

13.1 Rappels du modèle théorique

L'effet Hall quantique fractionnaire est caractérisé par une valeur fractionnaire du facteur de remplissage ν . Ce ν est défini proportionnel à p/q où p et q sont des entiers dont le deuxième est impair. Plus généralement, il existe deux types d'états :

$$\text{"Particle-conjugate"} : \nu = N_0 + \frac{p}{q} \quad (13.1)$$

$$\text{"Hole-conjugate"} : \nu = N_0 + 1 - \frac{p}{q} \quad (13.2)$$

où N_0 correspond à la partie entière du facteur de remplissage.

Contrairement à l'effet Hall quantique entier, l'effet Hall fractionnaire à un nombre de canaux différents de son facteur de remplissage, comme cela sera présenté dans ce chapitre. La première représentation de ces états fractionnaire "Hole-conjugate" date des années 1990, où McDonald[21][22] a expliqué ces états par la présence d'un canal contre-propageant ayant une conductance fractionnaire, comme cela est représenté sur la figure 13.1 dans le cas de $\nu = 2/3 = 1 - 1/3$. Seulement, ce modèle est réfuté par la mesure de ce modèle en barre de Hall qui montre qu'en théorie, il devrait être mesuré une conductance de $4/3G_0$. Ce modèle ne suffit pas à représenter ces états "Hole-conjugate".

Un autre modèle a été présenté par Kane, Fischer et Polchinski[23] quatre ans plus tard, qui propose la présence d'un mode neutre. Ce nouveau modèle permet de comprendre ce qui est mesuré pour le transport de chaleur et est représenté pour le cas $\nu = 5/3$ sur la figure 13.2.

CHAPITRE 13. TRANSPORT DE CHALEUR DANS L'EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE
 13.1. RAPPELS DU MODÈLE THÉORIQUE

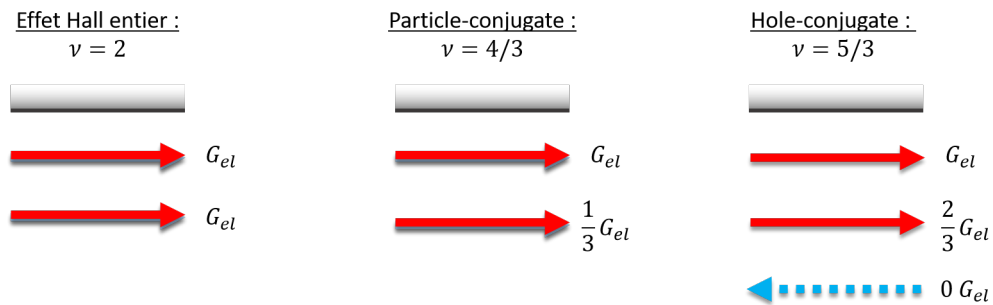
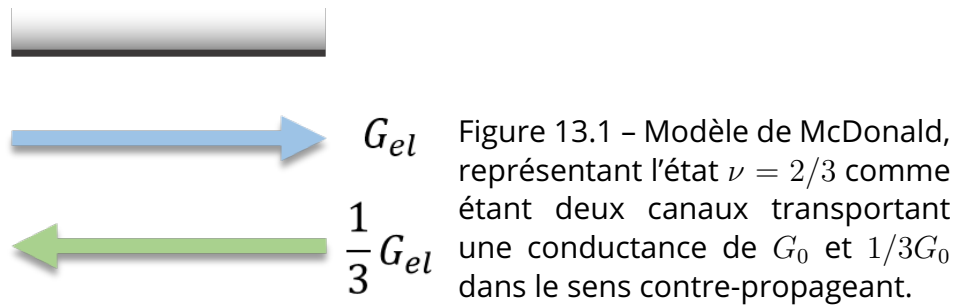


Figure 13.2 – Représentation des différents types d'état Hall quantique et des canaux de bords associés.

La figure 13.2 représente les différents états d'effet Hall quantique, et les canaux de bords associés à chaque cas. Dans le cas de l'effet Hall entier, chaque canal entier transporte le quantum de conductance G_0 , il y aura alors le nombre de canaux N qui sera égal au facteur de remplissage.

Dans le cas de l'effet Hall fractionnaire, et dans la théorie des fermions composites, pour le cas "particule-conjugate" représenté, tel que $\nu = 4/3 = 1 + 1/3$. Les canaux de bords seront tel qu'il existe un canal transportant le quanta G_0 et un canal transportant $1/3G_0$ ¹. Ainsi, le nombre de canaux est différent du facteur de remplissage. On aura dans le cas là, $N = 2$, et $\nu = 4/3$.

Dans le cas "hole-conjugate", cela se complique. Le cas présenté ici, est $\nu = 5/3 = 2 - 1/3 = 1 + 2/3$. Comme pour l'état "particule-conjugate", il y a deux canaux transportant de la charge, un ayant une conductance de G_0 , et le deuxième $\frac{2}{3}G_0$. Ce qui va différencier les deux cas en effet Hall quantique fractionnaire, est la présence d'un canal contre-propageant, qui ne transporte aucune charge. C'est ce qui est représenté sur la figure. Ce canal est appelé "mode neutre"[23] et a été mesuré pour la première fois en 2010[26], et mis en évidence à partir de mesure de shot-noise[40][41][42] et de thermométrie locale[43] dans les 2DEG.

1. L'explication de cette conductance est expliquée dans la théorie des fermions composites, en partie 5.3

13.2 Notion d'équilibration de la chaleur dans les états "hole-conjugate".

L'équilibration des canaux de bords dans les états "hole-conjugate" fait l'objet de nombreux travaux. Pour comprendre cette notion d'équilibration il faut prendre en compte les interactions entre les différents canaux. En définissant le nombre de canaux propageant N_d "downstream" et contre-propageant N_u "upstream", on observera différents cas qui sont illustrés sur la figure 13.3 pour $\nu = 2/3$ et $\nu = 5/3$, et en fonction du facteur de remplissage, les valeurs de N_d et N_u ne seront pas forcément égales. Le nombre de canaux transportant de la chaleur est défini comme suit :

$$\text{Cas non-équilibré : } \boxed{N = N_d + N_u} \quad (13.3)$$

$$\text{Cas équilibré : } \boxed{N = |N_d - N_u|} \quad (13.4)$$

Le cas non-équilibré se comprend facilement, comme tout les canaux transportent de la chaleur. Par contre, dans le cas où on a équilibration des canaux, le problème va dépendre de la valeur du facteur de remplissage. Cette équilibration des canaux de bords dépend de la longueur d'équilibration qui elle-même dépend de la température[44] en prenant le nombre de canaux $N = N_d - N_u$. Cette dépendance en température a été mesurée en 2022 dans le graphène pour $\nu = 3/5$ et $\nu = 2/3$ [45].

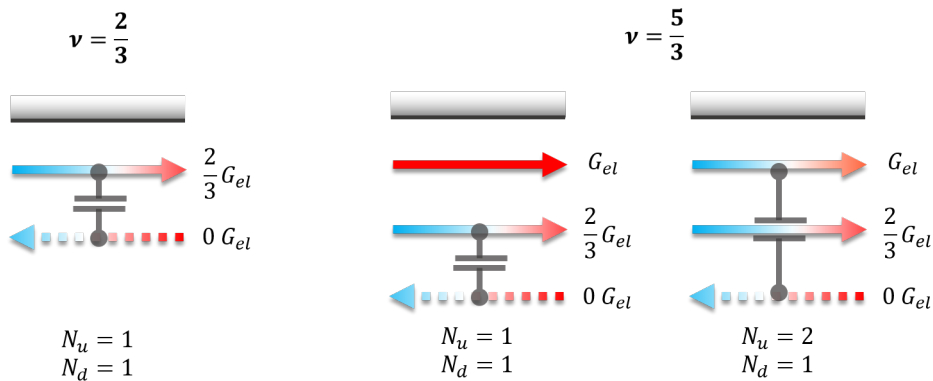


Figure 13.3 - Équilibration en fonction du nombre de canaux pour les états "hole-conjugate" $\nu = 2/3$, et $5/3$.

Pour le cas de $\nu = 2/3$, il n'y a que deux canaux et $N_d = N_u = 1$. Dans ce cas, il y a équilibration, si $N = 0$, et non équilibration si $N = 2$. Dans ce deuxième cas, les canaux sont couplés entre eux, et échangent de l'énergie. L'équilibration pour $2/3$ a été mesurée dans l'AsGa[31] mais en 2022, il a été montré que l'équilibration n'est pas complète même avec une longueur de propagation importante[46].

Reprenons le cas $\nu = 5/3$. Si tout les canaux transportent de la chaleur, il y aura $N = 3$, ce cas sera appelé le cas "non-équilibré". Dans le cas de $\nu = 5/3$, on rappelle qu'il s'agit de l'entier 1 auquel on ajoute $2/3$, qui possède un canal de conductance $\frac{2}{3}G_0$ et un mode neutre. Dans ce cas, il existe deux possibilités pour l'équilibration soit seule la partie fractionnaire s'équilibre, ce qui donne $N_d = N_u$,

soit la partie fractionnaire s'équilibre avec la partie entière et $N_d \neq N_u$. Ce premier cas est appelé l'équilibration algébrique, et le second cas l'équilibration exponentielle. La différence entre les deux va venir des interactions entre ces canaux, qui vont être plus élevées dans le second cas que dans le premier[47][44]. De plus, celles-ci sont liées à la température et à la longueur d'équilibration caractéristique comme cela a été mesuré dans le graphène[45].

Un des moyens de différencier les deux modes d'équilibrations de la chaleur, est de mesurer le transport quantique au sein du graphène pour $\nu = 8/3$. Si il n'y a pas d'équilibration, le transport de chaleur devrait être tel que l'on mesure quatre canaux, et si il y a équilibration, on devrait mesurer deux canaux seulement. De cette manière, il y a moyen de mesurer directement la transition entre les deux états, comme il a été fait dans le graphène avec la température pour $2/3$ et $3/5$ dans le graphène[45].

13.3 Cas de l'état "hole-conjugate" $\nu = 8/3$ dans le graphène.

L'objectif de l'expérience ici, est de mesurer le transport de chaleur dans l'état $\nu = 8/3$ dans le graphène. Auparavant, cet état a été mesuré dans l'AsGa[32] et il été montré que cet état dans le graphène ne montre aucune équilibration au-delà d'une quelques μm [34].

L'état $\nu = 8/3$ est défini suivant les représentations de la figure 13.4. L'état $\nu = 8/3$ est défini par $2 + 2/3$ en terme de canaux, et de transport de charge. Le nombre total de canaux va être défini comme suit :

$$\text{Sans équilibration : } \boxed{N = 4} \quad (13.5)$$

$$\text{Avec équilibration : } \boxed{N = 2} \quad (13.6)$$

L'idée ici, va être de mesurer le transport de chaleur dans cet état, et d'en déterminer l'équilibration à partir du nombre de canaux.

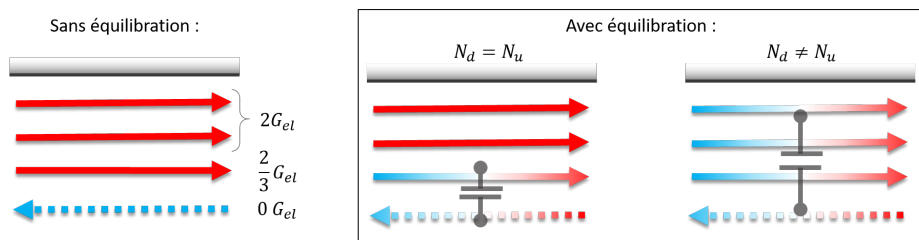


Figure 13.4 - Canaux de l'état $\nu = 8/3$ à gauche sans équilibration, et dans l'encadré à droite avec équilibration de la chaleur au sein des canaux.

Conclusion

La description du transport de chaleur dans les états de l'effet Hall fractionnaire est quelque chose en cours de compréhension. Pour cela, il a été montré ici, le cas des

CHAPITRE 13. TRANSPORT DE CHALEUR DANS L'EFFET HALL QUANTIQUE FRACTIONNAIRE
13.3. CAS DE L'ÉTAT "HOLE-CONJUGATE" $\nu = 8/3$ DANS LE GRAPHÈNE.

états de fractions $1/3$. Le modèle avec un canal contre-propageant ne transportant aucune charge, dit "mode neutre" va être associé à des effets exotiques. En effet, prendre en compte les interactions entre les canaux sera primordial pour comprendre les effets d'équilibration des canaux entre eux. Dans le prochain chapitre, l'état $\nu = 8/3$ va être mesuré en plus des états entier $\nu = 1, 2$ et 3 .

CHAPITRE 14

MESURE DE L'ÉTAT NON-ÉQUILIBRÉ DE $\nu = 8/3$

Introduction

La méthode de mesure est exactement la même que pour la mesure du transport en effet Hall entier en partie IV. La différence avec le premier échantillon, est la version du câblage qui a été modifié entre les deux mesures. Dans ce cas présent, il s'agit de la deuxième génération du câblage des lignes. L'objectif premier est de caractériser l'échantillon et de trouver à quel facteur de remplissage mesurer le transport de chaleur. Pour cela, l'échantillon doit respecter plusieurs critères, avoir un plateau de conductance et une résistance R_{xx} nulle au plateau, en plus d'avoir vérifié l'égalité des courant transmis et réfléchis, qui représente l'équipartition du courant au sein de l'îlot métallique. Ensuite, il s'agit de mesurer le transport de chaleur à partir de mesures de bruit.

14.1 Caractérisation à champ nul

L'échantillon a été fabriqué en collaboration avec le C2N¹, par R. Ribeiro-Palau et Y. Hong. Il est constitué d'une hétérostructure de graphène comme représenté en figure 14.1a). L'image optique de l'échantillon est en figure 14.1b). L'îlot métallique a une surface de $6,8 \mu m \times 1.25 \mu m$ ce qui est suffisamment faible pour limiter le couplage électrons-phonons. De plus, la distance la plus courte entre l'îlot et une électrode est de $\sim 2.5 \mu m$ pour une largeur de $\sim 5 \mu m$. La figure 14.1c correspond au tracé de la résistance R_{2pts} mesurée en fonction de la tension de grille V_g à champ nul. Il permet de mettre en évidence le point de Dirac de l'échantillon, et de s'assurer de sa réponse en grille avant de commencer les mesures de bruit.

Comme il est montré sur la figure 14.1b) l'échantillon a été connecté de la manière suivante : le côté d'injection correspond au côté réfléchi, où est connectée la ligne de bruit B. Ce côté sera appelé côté réfléchi, d'injection ou B. Et le côté transmis est celui où est la ligne de bruit A, qui de la même manière, s'appellera côté transmis

1. Centre de Nanosciences et des Nanotechnologies, 91120 Palaiseau, France

ou A, où il reste un contact de flottant qui pourra servir d'injection de courant. Lors des mesures sur cet échantillon, une seule ligne d'injection était connectée du porte échantillon aux appareils de mesure, ce qui fait qu'un seul des deux côtés de l'échantillon a pu être utilisé en tant que côté d'injection de courant.

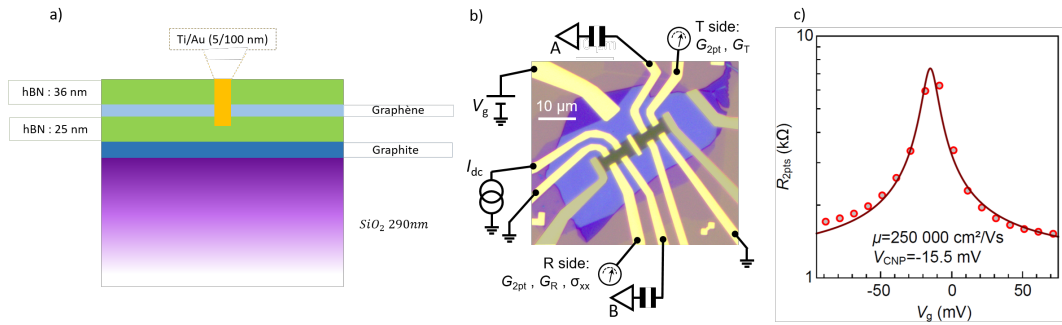


Figure 14.1 – a) Représentation schématique de la structure de l'échantillon avec les épaisseurs de hBN et de metal. b) Image optique de l'échantillon, où est indiqué le câblage. Les contacts forcés sont non-utilisés. L'îlot métallique a une surface de $6.8 \mu m \times 1.25 \mu m$. c) Trace de grille à champ nul autour du point de Dirac.

14.2 Caractérisation sous champ magnétique

14.2.1 Effet du champ magnétique

Une fois l'échantillon vérifié sans champ magnétique, la caractérisation peut s'effectuer sous champ magnétique. Le Fan Diagram associé à cette échantillon est représenté en figure 14.2a). Les dégénérescences se lèvent à bas champ, tel que $\nu = 1$ apparaît pour des champs inférieurs à 4 T comme cela est visible en figure 14.2b), comme les plateaux $\nu = 3$ et $\nu = 5$ qui apparaissent avant $\nu = 4$. Les états $\nu = 3$ et $\nu = 5$ sont définis comme étant polarisés en vallée, et $\nu = 4$ est défini comme étant polarisé en spin[10]. Les facteurs de remplissage clairement visibles, sont notifiés avec la couleur associée. Entre les différents plateaux de R_{2pts} , sont visibles d'autres plateaux. Par exemple, entre $\nu = 0$ et $\nu = 1$, ainsi qu'entre $\nu = 2$ et $\nu = 3$. Certains autres facteurs de remplissage sont moins visibles comme $\nu = 5$ qui se devine légèrement. Afin de vérifier les différents facteurs de remplissage accessible, il est nécessaire de faire une coupe, à 7 T ici, comme cela est représenté par le trait en pointillé sur le fan diagram.

La coupe à 7 T est représentée en figure 14.3. Tous les facteurs de remplissage entiers sont indiqués sur le zoom. Il existe aussi des plateaux fractionnaires, mais une analyse approfondie de cette coupe à 7 T est nécessaire, afin de vérifier l'équipartition du courant au sein de l'îlot, ainsi que la nullité de la résistance longitudinale sur un plateau.

CHAPITRE 14. MESURE DE L'ÉTAT NON-ÉQUILIBRÉ DE $\nu = 8/3$
14.2. CARACTÉRISATION SOUS CHAMP MAGNÉTIQUE

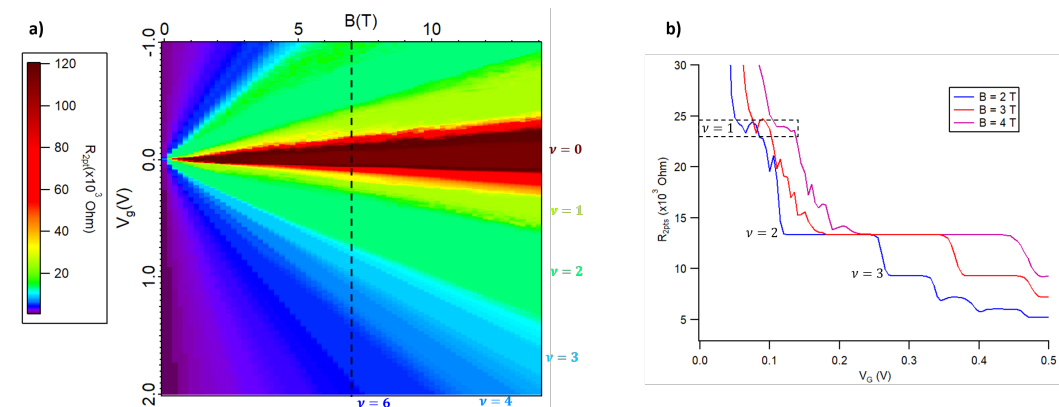


Figure 14.2 – En a), diagramme deux dimensions de la résistance R_{2pts} en fonction du champ magnétique et de la tension de grille, aussi appelé Fan Diagram. On voit apparaître très distinctement les différents plateaux de conductance. La ligne verticale correspond à la coupe à 7 T. En b) des coupes à 2 T, 3 T et 4 T du Fan Diagram où le plateau $\nu = 1$ apparaît à partir de ces champs.

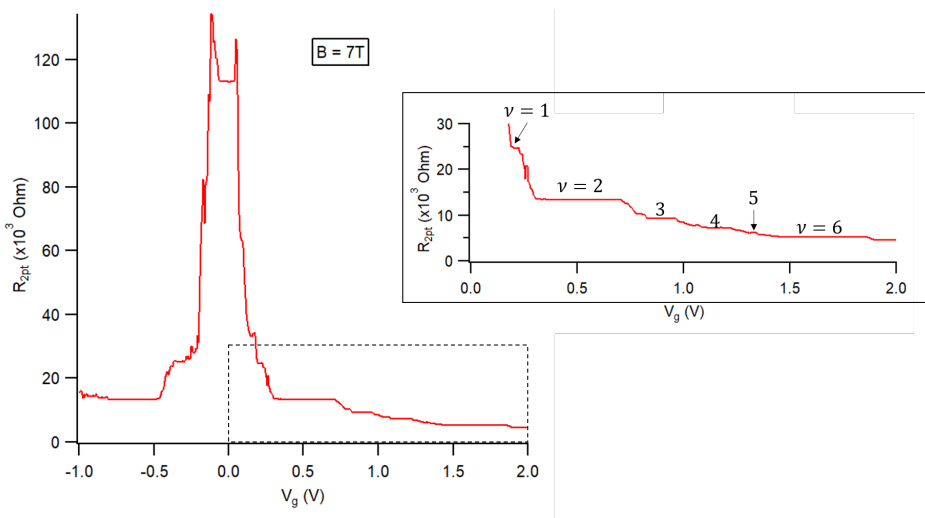


Figure 14.3 – Coupe à 7 T du Fan diagram. Un zoom sur les hautes valeurs de grille correspond à l'encadré à droite, où sont précisés les facteurs de remplissage correspondants à chaque plateau.

14.2.2 Analyse de R_{2pts} en fonction de la tension de grille

La figure 14.4 représente le tracé des différentes conductances, G_{2pts} , G_R , et de σ_{xx} en fonction de la tension de grille V_g . En plus des plateaux entiers $\nu = 1$ à $\nu = 6$, il y a aussi des plateaux fractionnaires visibles. L'état $\nu = 5$ est le seul qui est très bruité, mais cela ne gênera pas les mesures car les états $V_g > 1$, ne seront pas étudiés, car le bruit se retrouve impacté au delà de $1V$. Cela sera vu dans la partie sur l'étude du bruit en fonction de la tension de grille. Chacun des états pour $V_g < 1V$ respecte la chiralité du transport, et l'équipartition du courant, en ayant

$G_T = G_R = G_H/2$ et $\sigma_{xx} = 0$, ce qui impose que le bulk est bien isolant, et que le transport s'effectue uniquement sur les bords de l'échantillon. De cette manière, il est possible de sélectionner les valeurs de tension de grille de manière à choisir le facteur de remplissage souhaité. Avant cela, il est nécessaire de vérifier les plateaux fractionnaires, car l'objectif est de mesurer l'état "hole-conjugate" $8/3$.

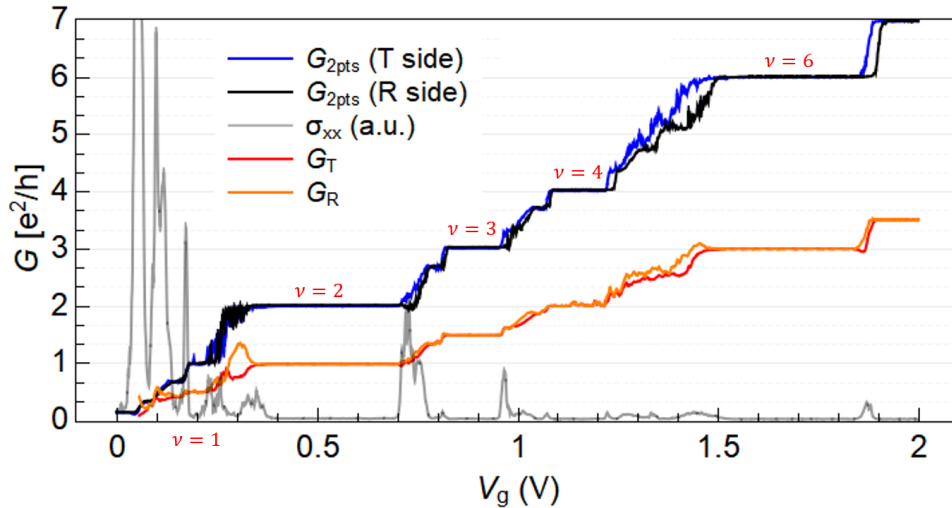


Figure 14.4 – Tracé en grille des différentes résistances. Les valeurs des facteurs de remplissage entiers $\nu = 2, 3, 4$ et 6 sont indiquées pour chaque plateau.

Sur la figure 14.5, sont visibles la trace $V_g < 1V$ ainsi que le zoom entre $\nu = 2$ et $\nu = 3$. Sur le zoom, le plateau $\nu = 8/3$ est visible. Néanmoins, il est possible de faire une mesure indépendante, afin de vérifier la valeur des plateaux de conductance. Pour cela, il est nécessaire de se placer dans les différents états, pour différentes tensions de grille qui sont mis en évidence par un trait en pointillé noir. Les valeurs ainsi choisies sont :

V_g	0.08 V	0.12 V	0.2 V	0.5 V	0.77 V	0.9 V
ν	1/3	2/3	1	2	8/3	3

Table 14.1 – Tableau des facteurs de remplissage sélectionnés et des tensions de grille associées.

La méthode qui permet la vérification des valeurs des fractions, est une méthode par mesure DC, en appliquant une tension $V_{applied}$ sur l'échantillon et en mesurant le courant I_{mes} , au même contact. Pour cela, les trois fractions $1/3$, $2/3$ et $8/3$ vont être posées comme inconnues, avec les noms respectifs frac1, frac2 et frac3. Les facteurs de remplissage entiers $\nu = 1, 2, 3$ vont être utilisés en référence.

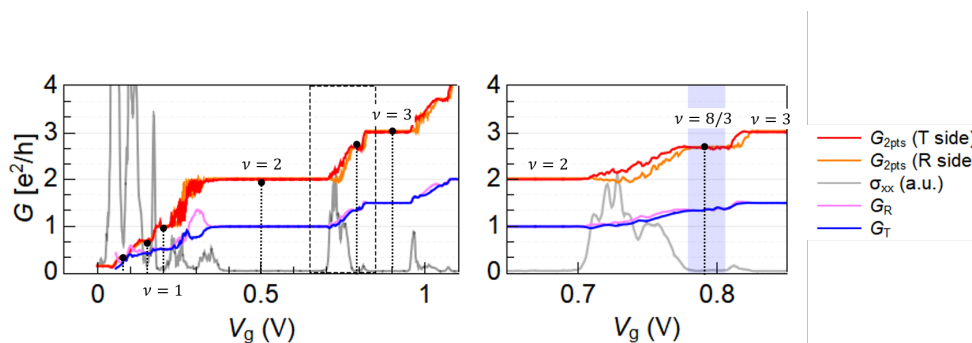


Figure 14.5 – Trace en grille des différentes résistances mesurées en fonction de l'échantillon, avec le zoom entre $\nu = 2$ et $\nu = 3$ à droite.

14.2.3 Mise en évidence des valeurs de ν fractionnaires

Afin de vérifier à quel facteur de remplissage les plateaux fractionnaires correspondent, on applique une tension de $V_{applied}$ sur un contact et on mesure le courant I_{mes} à ce même contact, ce qui permet d'utiliser la relation linéaire suivante, afin de déterminer la résistance de l'échantillon :

$$V_{applied} = R_S I_{mes} + V_{offset} \quad (14.1)$$

où la valeur V_{offset} correspond à un décalage thermoélectrique important non-négligeable.

L'échantillon est mis aux états voulus, en imposant les différentes valeurs de tensions auxquelles on souhaite connaître les facteurs de remplissage. Pour avoir une référence sur la mesure, on choisit aussi des facteurs de remplissage entiers. Ici, les valeurs de grilles sélectionnées sont dans le tableau suivant, avec les noms de "frac1", "frac2", et "frac3" pour les valeurs des facteurs de remplissage fractionnaires recherchées :

V_g	0.2 V	0.5 V	0.9 V
ν	1	2	3
V_g	0.08 V	0.12 V	0.7725 V
ν	frac1	frac2	frac3

Table 14.2 – Tableau des valeurs de grilles sélectionnées pour les mesures $V_{applied} = f(I_{mes})$, dans le but de trouver les valeurs de frac1, frac2 et frac3, les trois fractionnaires recherchées.

Le tracé des données est en figure 14.6. Les valeurs obtenues pour $\nu = 1$ et $\nu = 2$ ne nécessitent aucun traitement supplémentaire. Par contre, la valeur de $\nu = 3$ étant trop faible, il est nécessaire de corriger cette erreur d'approximation, afin d'avoir une valeur exacte du facteur de remplissage appelé "frac3" ici. Pour cela, a été calculé l'écart entre la valeur obtenue suite à l'approximation tel que :

$$\Delta R = R_S - R_{fit} \quad (14.2)$$

Cet écart correspond à $1.1 \text{ k}\Omega$ pour $\nu = 3$. Il sera donc nécessaire d'ajouter cette quantité à la valeur obtenue pour "frac3", qui correspond à la résistance des lignes. Au delà de $V_g = 1\text{V}$, l'échantillon connaît une fuite de grille. Cette fuite a été principalement mise en évidence à partir des mesures de plateaux de bruit, qui seront détaillés plus tard. Ainsi, pour "frac1" et "frac2" les valeurs correspondent respectivement à $\nu = 1/3$ et $\nu = 2/3$, et pour "frac3" il est nécessaire de calculer la valeur en utilisant, compte tenu de l'écart entre $\nu = 3$ calculé et la valeur réelle :

$$R_{frac3} = R_{fit} + \Delta R \quad (14.3)$$

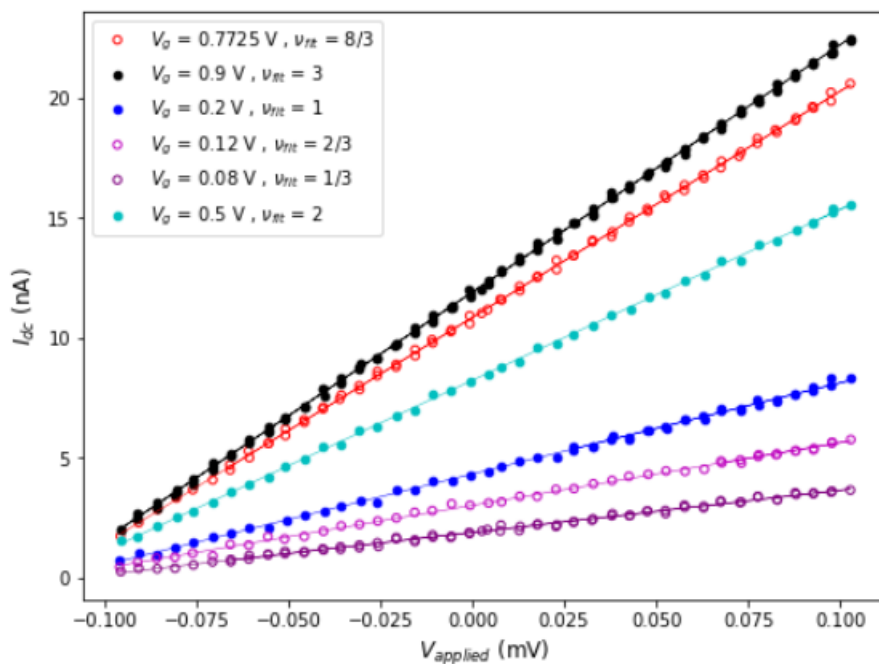


Figure 14.6 – Courant de l'échantillon mesuré en fonction de la tension appliquée. La droite correspond à la relation linéaire, et les points aux mesures. Les points pleins sont les facteurs de remplissage entiers, et les points vides correspondent aux facteurs de remplissage fractionnaires recherchés.

De cette manière, on trouve les facteurs de remplissage suivant :

V_g	0.08 V	0.12 V	0.2 V	0.5 V	0.7725 V	0.9 V
ν	1/3	2/3	1	2	8/3	3

Table 14.3 – Tableau des facteurs de remplissage obtenus par mesure directe.

14.2.4 Analyse du bruit en fonction de la tension de grille

Sur la figure 14.7 est représenté le bruit en fonction de la tension de grille V_g pour les deux lignes de bruit, pour $I_{dc} = 0\text{A}$ à deux différents champs magnétiques. A part

CHAPITRE 14. MESURE DE L'ÉTAT NON-ÉQUILIBRÉ DE $\nu = 8/3$
 14.2. CARACTÉRISATION SOUS CHAMP MAGNÉTIQUE

pour $\nu = 2$, pour $V_g \in [0.25, 0.50]$, le bruit à 3.5 T est inférieur au bruit à 6 T. De plus, le bruit au delà de $V_g = 1.0$ V n'est pas linéaire sur un plateau, et il augmente avec la tension de grille. Cela peut être expliqué par une légère fuite de grille, qui rend impossible les mesures au delà de $V_g = 1$ V. Les valeurs de bruit tracées ont été obtenues à partir du bruit brut auquel a été soustrait la valeur à $V_g = 0$ V.

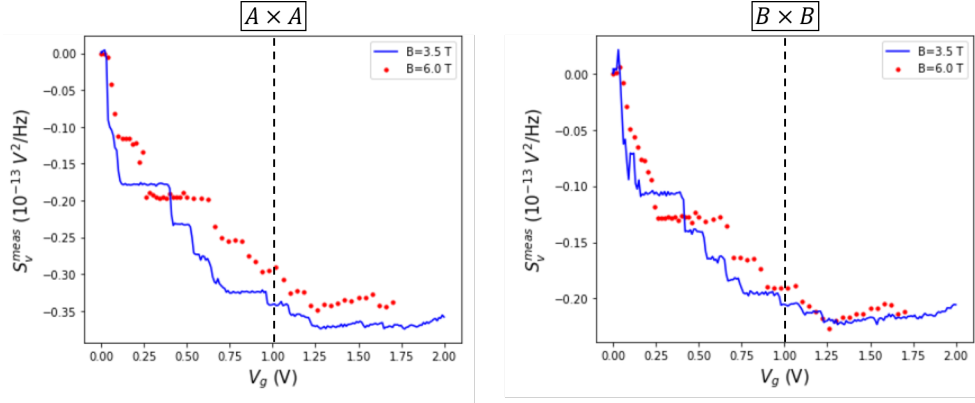


Figure 14.7 – Bruit brut en fonction de la tension de grille V_g pour deux champs magnétiques, 3.5 T en bleu et 6.0 T en rouge pour les deux lignes de bruit. La ligne verticale correspond à la limite $V_g = 1$ V.

La figure 14.8 représente le bruit brut à 7 T, pour la ligne B du réfrigérateur (cercles bleus), avec la conductance associée G_{2pts} en rouge, pour $V_g < 1$ V. Tous les états $\nu = 1/3, 1, 2, 8/3$ et 3 forment un plateau de bruit et de conductance. Il est possible de mesurer le transport de chaleur pour ces 5 états. Les états entiers étant déjà connus, il s'agira de venir vérifier leur définition et la fiabilité de nos mesures. Cela permettra de s'assurer que l'échantillon réagit comme il le devrait pour les états fractionnaires $\nu = 1/3$ et $8/3$.

Comme pour l'échantillon précédemment présenté, les mesures de transport de chaleur nécessitent la connaissance de la température électronique de base. Sur la figure 14.8, les lignes en pointillés noirs représentent le bruit calculé sur les plateaux à partir des données de calibration et de la valeur de T_0 . En effet, on rappelle l'expression du bruit mesuré (voir l'équation 8.26) :

$$\begin{aligned}
 S_{th,v}^{meas} = & G^2 \times \int_{BW} df F\left(\frac{f}{f_c}\right) \left[S_{v,amp}^2 \right. \\
 & + |Z_{//}|^2 \left(S_{i,amp}^2 \right. \\
 & + 4k_B T Re\left(\frac{1}{Z_{RLC}}\right) \\
 & \left. \left. + S_{i,sample}^2(T_S, T_C = T_S) \right) \right]
 \end{aligned}$$

Ainsi, il est possible de déterminer les valeurs de T_0 dans le cas où $I_{dc} = 0$ pour chacun des états Hall quantique. C'est la première chose qui sera faite dans le paragraphe suivant.

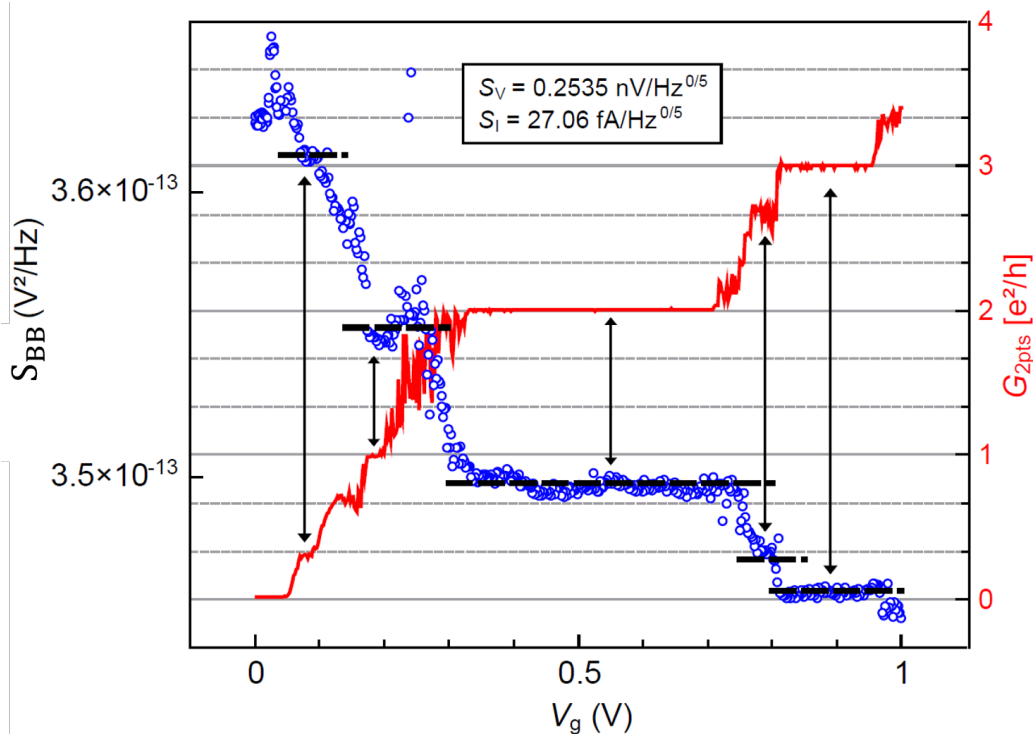


Figure 14.8 – Bruit brut sur la ligne B (cercles bleus) et G_{2pts} (en rouge) en fonction de V_g . La position des plateaux Hall quantique est indiquée avec les lignes verticales. Les lignes horizontales correspondent aux valeurs calculées du bruit en utilisant les données de calibration et la valeur extraite de T_0 .

14.3 Mesure de transport de chaleur dans l'état $\nu = 8/3$

Les mesures de transport de chaleur sont obtenues à partir des mesures de bruit thermique. La calibration correspondant aux conditions de mesures est celle présentée dans la partie 8.2.2. Les auto et cross-corrélations sont représentées en figure 14.9 en rouge, orange et bleu respectivement pour les facteurs de remplissage $\nu = 1/3$, $\nu = 2$ et $\nu = 8/3$ de gauche à droite. Le signal utilisé dans l'analyse du bruit correspond au bruit moyen $\langle S \rangle$ qui correspond à :

$$\langle S \rangle = \frac{S_{A \times A} + S_{B \times B} - S_{A \times B}}{2} \quad (14.4)$$

Ce bruit moyenné, permet de retirer le bruit généré par les contacts, et d'extraire uniquement la contribution thermique. Les valeurs de bruit en auto-corrélation des deux lignes A et B doivent être égales, ce qui permet d'assurer la bonne équipartition du courant au sein de l'échantillon, et le bruit en corrélation croisée $S_{A \times B}$ doit être égal à $-S_{A \times A}$ par exemple. Ainsi, comme montré sur la figure 14.9, pour $\nu = 2$ et $\nu = 8/3$ l'égalité des auto-corrélation et du bruit moyen, assure la condition préalablement établie. Le cas $\nu = 1/3$ montre un signal moyenné $\langle S \rangle < S_{A \times A}$,

le bruit additionnel est important comparé à la contribution thermique. De plus, le bruit pour $\nu = 8/3$ présente un décalage au delà de $I_{dc} = 1$ nA, ainsi, les mesures présentées dans la suite, correspondent à des valeurs du courant $I_{dc} < 1$ nA.

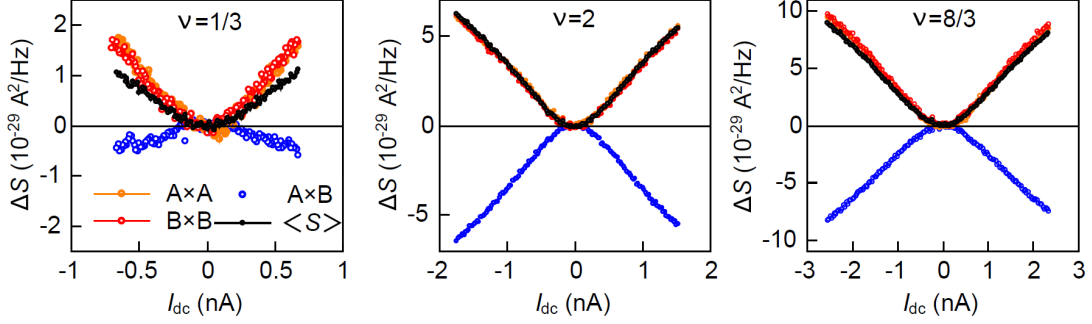


Figure 14.9 – Auto-corrélations en orange et rouge, et corrélation croisée (cross-corrélation) en bleu, ainsi que la contribution thermique calculée $\langle S \rangle$ en noir, en fonction de I_{dc} aux facteurs de remplissage $\nu = 1/3$, $\nu = 2$ et $\nu = 8/3$ de gauche à droite.

La température T_0 des électrons à $I_{dc} = 0A$ est indispensable pour étudier le transport de chaleur. Cette température détermine l'arrondi thermique du bruit en fonction du courant injecté, et ainsi la température de base des électrons au sein de l'échantillon. La figure 14.10a) représente la température extraite du bruit $\Delta T_C = T_C - T_0$ en fonction du courant injecté I_{dc} obtenue à partir de l'équation :

$$\Delta T_C = \sqrt{\frac{1}{G_0} \frac{1}{2N} \frac{R_K}{4\nu} I_{dc}^2 + T_0^2} - T_0 \quad (14.5)$$

La valeur de T_0 est ainsi ajustée en fixant la valeur de N et les valeurs obtenues pour chacun des facteurs de remplissage sont rassemblées dans la table 14.4. Seul l'état $\nu = 1/3$ a une température supérieure à 20 mK.

L'expression du flux de chaleur dans un canal balistique en fonction de la température de l'îlot métallique est rappelée dans l'expression suivante :

$$J_Q = \frac{\pi^2 k_B^2}{6h} (T_C^2 - T_0^2) \quad (14.6)$$

$$J_Q = 0.5\kappa_0 (T_C^2 - T_0^2) \text{ tel que } \kappa_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3h} \quad (14.7)$$

Ce qui permet d'écrire le flux de chaleur au sein des N canaux :

$$J_Q = \frac{1}{4\nu G_0} I_{dc}^2 = 2N \frac{\kappa_0}{2} (T_C^2 - T_0^2) \quad (14.8)$$

Le bilan de chaleur donné en équation 14.6, permet de tracer la figure 14.10b), où on peut relier chaque facteur de remplissage au nombre de canaux N correspondant. Le couplage électron-phonon est négligeable dans les conditions d'expériences, car l'îlot central est suffisamment petit, ce qui fait écho à de précédents travaux sur des structures similaires, où ce couplage était aussi négligeable[33][34][45]. De plus, la température du réfrigérateur permet de négliger ce couplage. En effet, la température

CHAPITRE 14. MESURE DE L'ÉTAT NON-ÉQUILIBRÉ DE $\nu = 8/3$
 14.3. MESURE DE TRANSPORT DE CHALEUR DANS L'ÉTAT $\nu = 8/3$

électronique est proche de la température du réfrigérateur, à savoir ~ 12 mK, contre ~ 10 mK pour le réfrigérateur.

Les facteurs de remplissage entiers ont leur nombre de canaux qui leurs sont égaux $\nu = N$. Le cas où $\nu = 1/3$ possède un seul canal de conductance $1/3G_0$, à l'image de la théorie représentée en figure 14.10c). Cet état a aussi été montré dans l'AsGa[31] et dans le graphène[33][45]. Le cas de $\nu = 8/3$ montre quatre canaux balistiques de transport de chaleur. Ce nombre de canaux est cohérent au modèle des quatre canaux lorsque le transport est non-équilibré, qui est représenté en figure 14.10d), c'est-à-dire que chacun des canaux transporte de la chaleur de manière balistique et indépendante. Ces résultats confirment de précédents travaux dans le graphène[34].

ν	1/3	1	2	8/3	3
T_0	42 mK	11 mK	11 mK	16 mK	12.5 mK

Table 14.4 – Tableau des valeurs de T_0 obtenues

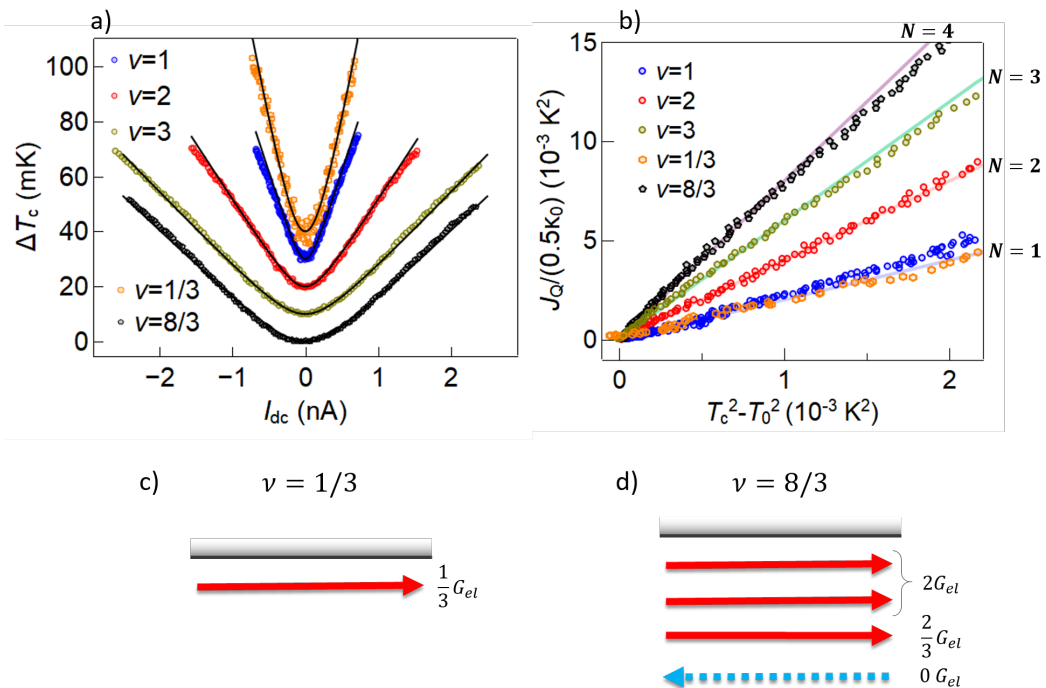


Figure 14.10 – Les cercles oranges correspondent à $1/3$, les noirs à $8/3$, et les bleus, rouges et verts à $\nu = 1, 2$ et 3 respectivement. En a), ΔT_C en fonction du courant injecté dans l'îlot. Les lignes pleines correspondent à la théorie du transport de chaleur. En b), flux de chaleur J_Q (en unité de $\kappa_0/2$) en fonction de $T_C^2 - T_0^2$. Les lignes correspondent à la prédiction théorique pour les nombres de canaux $N = 1$ à $N = 4$.

Conclusion

L'objectif de cette partie a été de mesurer un état "hole-conjugate" de l'effet Hall fractionnaire. L'état mesuré a été $\nu = 8/3$, dont les mesures de bruit ont permis de montrer que cet état possède quatre canaux balistiques, ce qui est la signature d'une non-équibration des canaux au sein du graphène.

La suite des mesures dans cet échantillon va être de changer le contact d'injection en passant du côté B au côté A². Le côté B deviendra le côté transmis et le côté B le côté réfléchi.

2. Le choix des côtés A et B correspond au côté des mesures de bruit.

CHAPITRE 15

MESURES DE L'ÉTAT ÉQUILIBRÉ DE $\nu = 8/3$

Introduction

L'échantillon a été sorti du réfrigérateur afin de changer le côté d'injection du courant, en passant du côté de mesure de bruit B, au côté A comme cela est représenté sur la figure 15.1. Les côtés transmis et réfléchis sont, avec cette nouvelle configuration, inversés par rapport à la première. Et le contact initialement servant à l'injection de courant, est à présent flottant. Après avoir été refroidi, l'échantillon a directement été placé sous champ magnétique, à 7 T, afin de réitérer les mesures précédentes dans cette configuration. La première étape a donc été de faire la nouvelle caractérisation de l'échantillon sous champ magnétique.

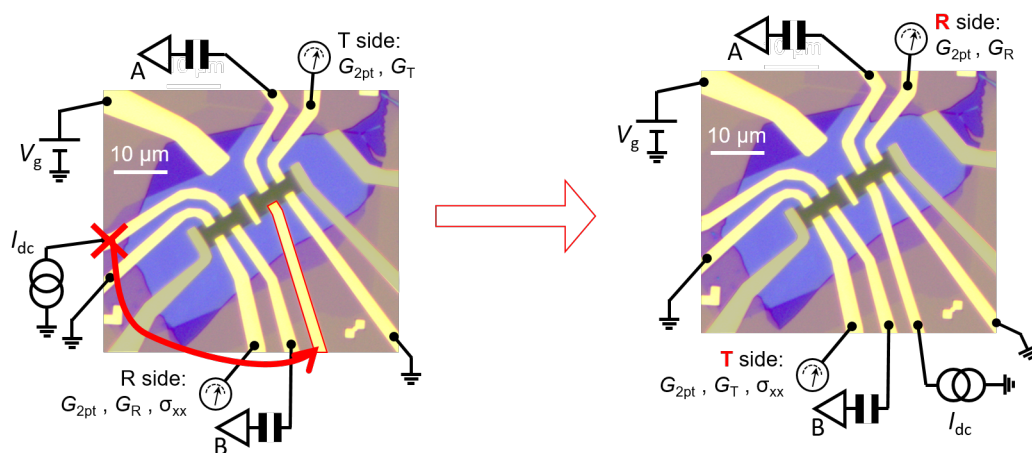


Figure 15.1 – Changement du bonding entre les deux mesures. A gauche, image optique de l'échantillon pour les premières mesures où est entouré en rouge le nouveau contact d'injection. A droite la nouvelle configuration.

15.1 Caractérisation de l'échantillon sous champ magnétique

15.1.1 Caractérisation avec la tension de grille

Pour ce second CD¹ de l'échantillon, la caractérisation a été effectuée à 7 T uniquement. L'objectif étant de reproduire les données du premier CD. Le tracé des conductances de ce premier CD est visible en figure 15.2a), et du deuxième en figure 15.2b). Pour les premières mesures, on rappelle que tous les facteurs de remplissage $\nu = 1/3, 2/3, 1, 2, 8/3$ et 8 respectent les conditions de définition d'un plateau de conductance, soit, que la redistribution du courant est respectée avec $G_R = G_T$, et $\sigma_{xx} = 0$. Pour ce qui est des secondes mesures, il n'y a que $\nu = 1/3$ qui ne respecte pas la condition d'équipartition du courant. Et les figures 15.2c) et d) montrent un rétrécissement du plateau $\nu = 8/3$ entre les deux refroidissements, avec de plus, le $\sigma_{xx} \neq 0$ dans le deuxième cas, avec un minimum local, tout en ayant la condition $G_T = G_R$ de respectée.

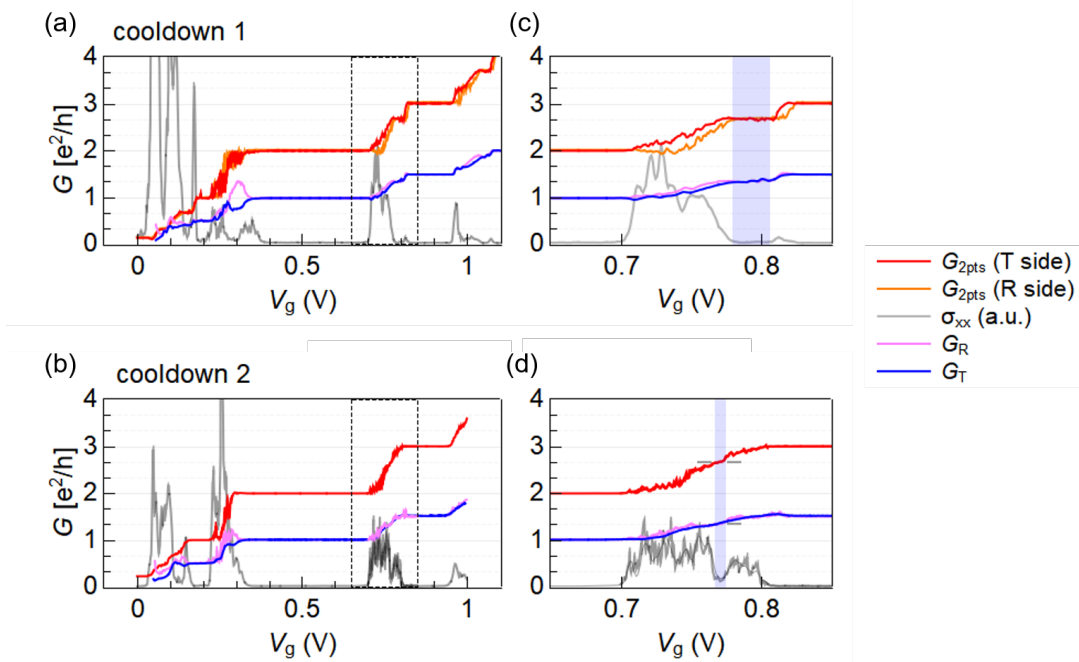


Figure 15.2 - Conductance de l'échantillon en unité de e^2/h sur la plage de tension de grille $[0, 1]$ V, et le zoom pour $\nu \in [2, 3]$ à côté.

La figure 15.3 représente l'élargissement des plateaux de conductance, à travers le rapport :

$$R_{\text{plateau}}^w = \frac{W_{CD2}}{W_{CD1}}$$

1. CD : Cooldown = Refroidissement

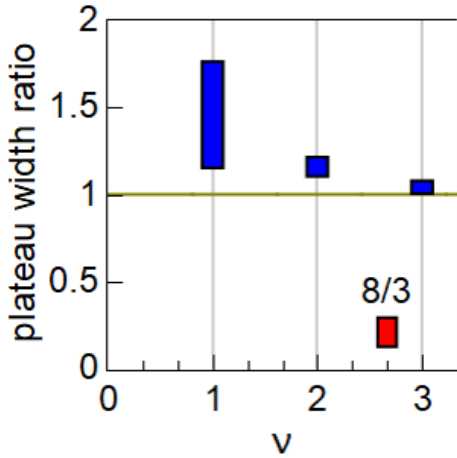


Figure 15.3 – Rapport entre la largeur de la tension de grilles de $\nu = 1, 2, 3$ en bleu et de $\nu = 8/3$ entre les deux refroidissement : $R_{\text{plateau}}^w = \frac{W_{CD2}}{W_{CD1}}$ dont les largeurs ont été extraites des mesures de $G_{2\text{pts}}$ et du minimum extrait de σ_{xx} .

Ainsi, la figure 15.3 montre que les plateaux de ν entiers se sont élargis et que le plateau $\nu = 8/3$ s'est rétréci. Cet élargissement des plateaux entiers est caractéristique d'une augmentation du désordre au sein de l'échantillon. Néanmoins, le désordre reste toujours suffisamment faible pour laisser apparaître les états fractionnaires. Afin de définir plus raisonnablement l'augmentation de ce désordre, il sera utile de regarder la mobilité de l'échantillon. Or, aucune mesure à champ nul n'a été effectuée pour ce refroidissement.

15.1.2 Observation du désordre dans l'échantillon

Le calcul de la densité électronique va donner une indication sur le désordre dans l'échantillon. Sur la figure 15.4, est tracé le décalage ΔV_g du centre du plateau du second CD par rapport au premier. Ce décalage a été obtenu à partir des données de $G_{2\text{pts}}$ ou σ_{xx} . Le dopage intrinsèque est obtenu à partir du calcul du ΔV_g des plateau, pour $\nu = 8/3$, $\Delta V_g = 23 \text{ mV}$, ce qui permet de remonter à la densité, en utilisant le calcul reliant la capacité entre la grille et le graphène² à $\Delta n_0 = 1.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur obtenue du décalage en densité, correspond à une augmentation de celle-ci. La valeur de l'augmentation de la densité électronique déduite est $\Delta n_e = 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, qui équivaut à une augmentation du désordre comme supposé précédemment par l'élargissement des plateaux entier.

15.2 Mesure du transport de chaleur dans l'état $\nu = 8/3$

Les mesures de transport de chaleur dans cet échantillon, ont été effectuées pour les valeurs de ν de 1, 2, 8/3 et 3 compte tenu de la mauvaise définition de 1/3. Pour rappel, 1/3 est le seul facteur de remplissage qui ne respecte pas la condition $G_T = G_R$.

2. Dans le modèle du condensateur plan.

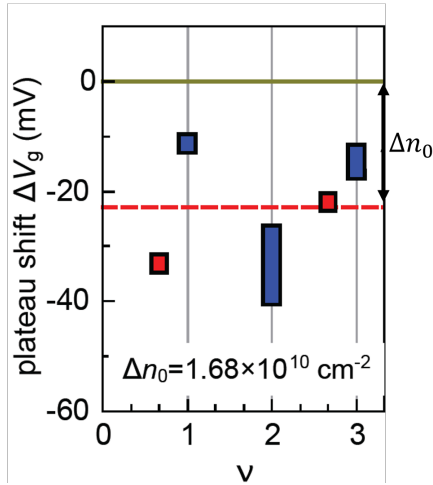


Figure 15.4 – Décalage de tension de grille du centre du plateau de conductance pour le deuxième cooldown par rapport au premier cooldown. Les états fractionnaires sont montrés en rouge, et les entiers en bleus. La ligne en pointillée rouge représente le décalage moyen générant une augmentation de la densité électronique Δn_0 .

15.2.1 Analyse des différents bruits mesurés

Comme pour le premier refroidissement de l'échantillon, les mesures de transport de chaleur s'effectuent par mesure de bruit. La première étape est de vérifier l'égalité des bruits mesurés en auto-corrélation et en cross-corrélation. On rappelle que s'il n'y a aucun bruit parasite, ces bruits doivent être égaux, tel que :

$$S_{A \times A} = S_{B \times B} = -Re(S_{A \times B})$$

Le bruit moyen $\langle S \rangle$ et le bruit mesuré pour $\nu = 8/3$ sont tracés en figure 15.5. L'égalité de la moyenne avec les auto-corrélations, permet de vérifier que le bruit parasite est négligeable. La valeur utilisée par la suite, correspondra à la valeur moyenne du bruit.

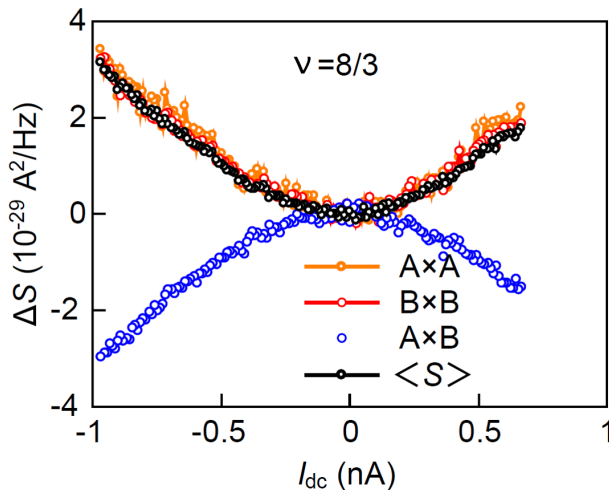


Figure 15.5 – Auto corrélation de la ligne A (en orange) et de la ligne B (en rouge) et cross-corrélation (en bleu). Est ajouté en noir, la contribution thermique calculée $\langle S \rangle$, fonction de I_{dc} pour le deuxième cooldown à $\nu = 8/3$.

15.2.2 Détermination de la température électronique

Ensuite, la seconde étape, est d'extraire du bruit la valeur de la température électronique T_0 . Pour cela, on extrait la température à partir du bruit moyen $\langle S \rangle$

mesuré, et on trace la différence de température ΔT_C en fonction du courant injecté dans l'échantillon I_{dc} .

La figure 15.6 représente cette quantité pour les deux refroidissements. Les courbes obtenues montrent une dépendance au courant injecté similaire dans les deux cas. Les valeurs de T_0 obtenues sont indiquées dans le tableau suivant, et montrent en moyenne que le deuxième refroidissement est plus chaud que le premier :

ν	1	2	8/3	3
T_0 (± 3 mK) CD1	11	11	11.5	12
T_0 (± 3 mK) CD2	20	15	12.5	16

Table 15.1 – Température électronique T_0 déterminée pour les deux cool-downs, à partir de l'ajustement à la théorie obtenu sur la figure 15.6.

Pour le premier ensemble de données, les valeurs de températures sont autour de $T_0 \sim 11 - 12$ mK, avec une température du frigo de 8.7 mK, et pour le deuxième, elles sont autour de $T_0 \sim 13 - 16$ mK, sauf pour $\nu = 1$ qui est à 20 mK. La comparaison avec la théorie, a ici été effectuée pour une valeur de N fixée. On rappelle l'équation :

$$\Delta T_C = \sqrt{\frac{1}{G_0} \frac{1}{2N} \frac{R_K}{4\nu} I_{dc}^2 + T_0^2} - T_0 \quad (15.1)$$

Il est aussi possible d'ajuster cette valeur qui permet de faire varier la pente.

La figure 15.7 présente les deux méthodes pour ce deuxième cooldown, comparé au premier avec la méthode avec N fixé. Pour ce deuxième cooldown, l'approximation des valeurs N et T_0 donne les résultats suivants :

	N fixé, T_0 inconnue	N, T_0 inconnus
N	2	1.86 ± 0.09
T_0	$11.5 \pm 3mK$	$18 \pm 3mK$

Table 15.2 – Tableau comparant les deux méthodes de détermination de la température T_0 et du nombre de canaux pour l'état $\nu = 8/3$.

En résumé, ces deux méthodes donnent des résultats proches pour un nombre de canaux $N = 2$. Au vu de l'incertitude sur les valeurs de N et T_0 , les deux méthodes aboutissent à un résultat proche.

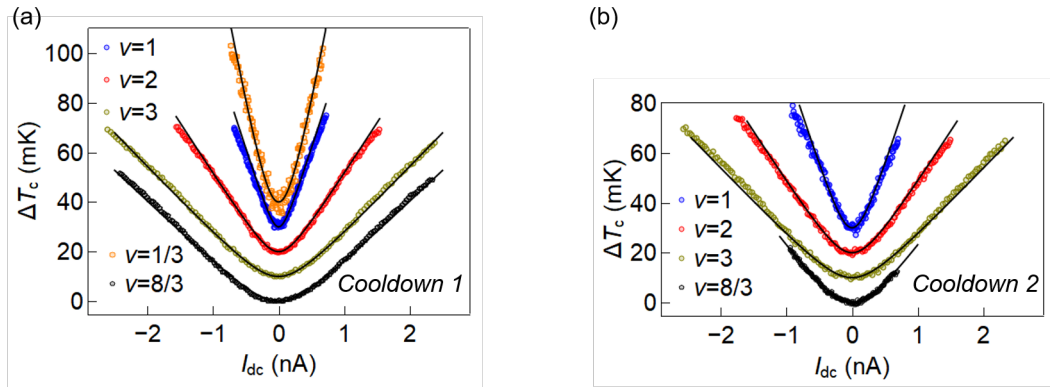


Figure 15.6 – Mesure de l'augmentation de la température électronique T_C dans l'îlot métallique en fonction du courant I_{dc} , pour les facteurs de remplissage $\nu = 1$ (bleu), 2 (rouge), 3 (vert), 1/3 (orange) et 8/3 (noir) pour le premier cooldown en a) et pour le deuxième en b). Chaque ensemble de données est décalé verticalement de 10 mK pour la clarté. Les lignes noires correspondent à l'équation 15.1 utilisée pour le modèle du transport de chaleur sans le refroidissement dû au couplage électron-phonon, utilisant la température électronique T_0 comme un paramètre d'ajustement.

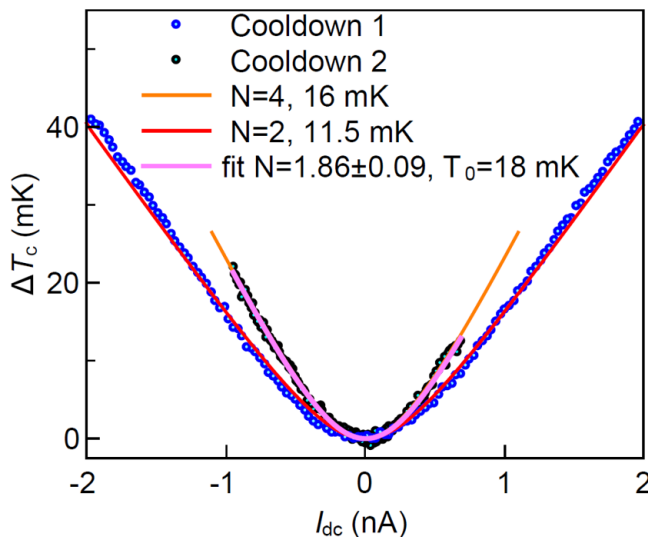


Figure 15.7 – ΔT_C en fonction du courant I_{dc} pour $\nu = 8/3$ pour le premier cooldown (bleu) et pour le deuxième cooldown (noir). Les lignes correspondent au modèle du transport de chaleur. En rouge et orange, la théorie où la valeur de N est fixée pour chacun des deux cool-downs. En rose, la théorie avec T_0 et N sont ajustés pour le second cooldown.

15.2.3 Analyse du flux de chaleur sortant de l'îlot métallique.

La figure 15.8 représente le flux de chaleur J_Q qui doit suivre la relation :

$$J_Q = 2N \frac{\kappa_0}{2} (T_C^2 - T_0^2) = \frac{1}{4\nu G_0} I_{dc}^2$$

Cette relation est représentée par les lignes de couleur bleu pour $N=1$, rose pour $N=2$, vers pour $N=3$ et lavande pour $N=4$, pour chacun des refroidissements. Le second refroidissement est représenté sur la figure 15.8b).

CHAPITRE 15. MESURES DE L'ÉTAT ÉQUILBRÉ DE $\nu = 8/3$
 15.2. MESURE DU TRANSPORT DE CHALEUR DANS L'ÉTAT $\nu = 8/3$

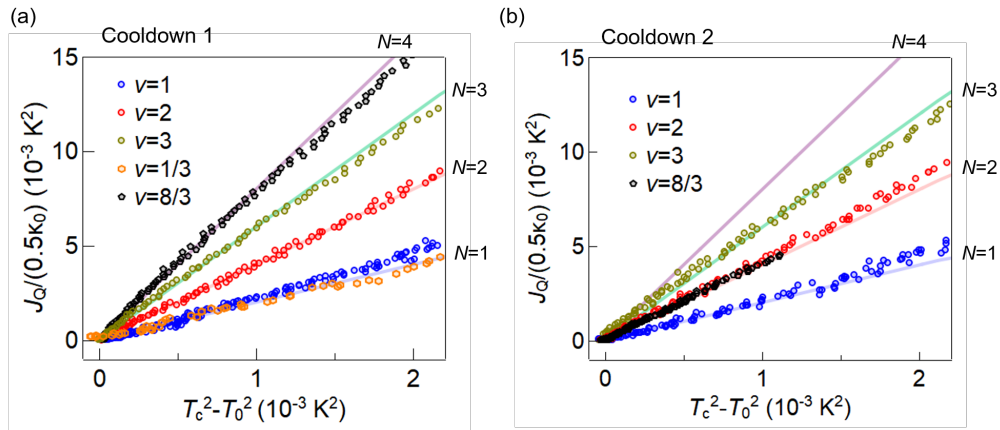


Figure 15.8 – Flux de chaleur sortant de l'îlot en unité de $\frac{\kappa_0}{2} = \frac{\pi^2 k_B^2}{6h}$ en fonction de la différence des température carrées T_C et T_0 pour le cooldown 1 en a), et pour le cooldown 2 en b), pour les facteurs de remplissage $\nu = 1$ (bleu), 2 (rouge), 3 (vert), $1/3$ (orange) et $8/3$ (noir). Les lignes correspondent à la relation linéaire du flux de chaleur avec le nombre de canaux N , pour les valeurs suivante : $N = 1$ (bleu clair), $N = 2$ (rose), $N = 3$ (vert) et $N = 4$ (lavande).

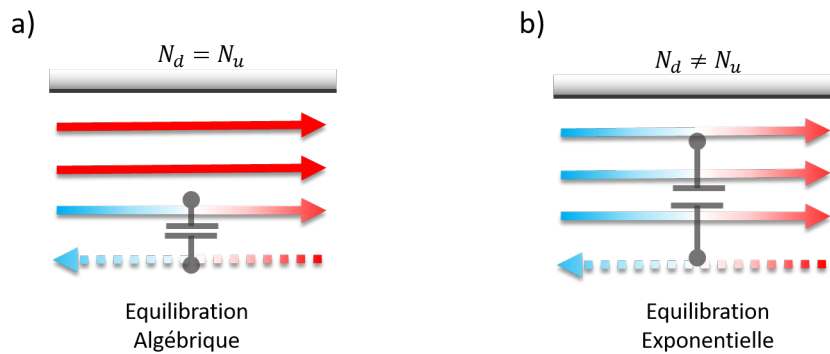


Figure 15.9 – Procédé d'équilibration du cas $\nu = 8/3$.

Il a été vu dans le chapitre 13, que le cas de $\nu = 8/3$ à deux possibilités pour son nombre de canaux. Soit $N = 4$, comme cela a été mesuré lors du premier refroidissement, dont les mesures sont visibles sur la figure 15.8a), où tous les canaux transportent de la chaleur. Soit, $N = 2$, tel que le transport de chaleur balistique s'effectue comme si il y avait uniquement deux canaux. Dans les faits, cela peut s'expliquer par les procédés d'équilibration présenté en figure 15.9 où le nombre de canaux totaux correspond à la valeur : $N = |N_d - N_u| = 2$, qui correspond à une suppression d'un canal via le mode neutre. Une des hypothèses est de considérer qu'il y a du transport au sein du bulk, car $\sigma_{xx} \neq 0$, mais si c'était le cas, il y aurait plus de canaux, or c'est l'inverse qui est mesuré.

15.2.4 Electrostatique des bords et équilibration

Pour comprendre quel est le procédé d'équilibration mis en oeuvre dans l'échantillon, il faut regarder ce qui a pu arriver entre les deux refroidissements. L'hypothèse la plus probable est le dépôt d'impuretés chargées lorsqu'il a été exposé à l'air ambiant. Ces impuretés se sont alors déposées aléatoirement sur la surface de l'échantillon, et cela a pour conséquence une augmentation du dopage intrinsèque des électrons, comme il a été mesuré sur la figure 15.4. Ainsi, les charges déposées aux bords de l'échantillon ont pour effet de diminuer le potentiel électrostatique comme il est représenté par la ligne rouge sur la figure 15.10, avec pour référence la ligne noire, avant le dépôt de ces impuretés.

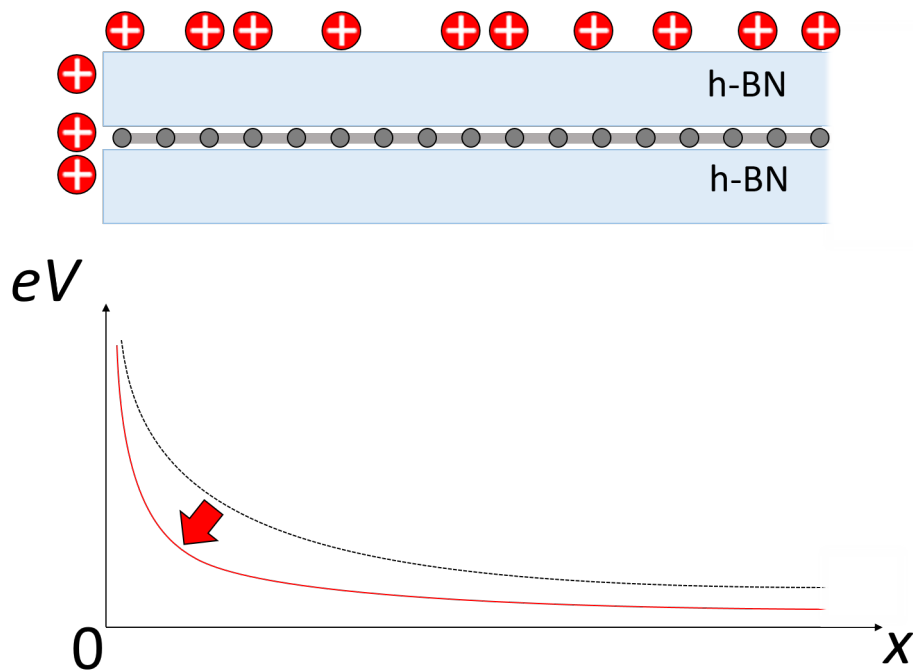


Figure 15.10 - En haut : Une vue schématique de l'hétérostructure avec les impuretés chargées (billes rouges) qui sont réparties aléatoirement à la surface de la structure et au niveau des bords pour le deuxième refroidissement. En bas : croquis du profil du potentiel électrostatique le long des bords de l'échantillon en absence de tension de grille. La ligne noire symbolise la configuration sans particules chargées, dans le cas du premier refroidissement, et en rouge, la configuration avec particules chargées dans le cas du deuxième refroidissement.

Le calcul du potentiel de confinement dans une hétérostructure de graphène a été effectuée récemment, où une équipe a montré une diminution de ce potentiel avec l'ajout de charge aux bords de l'échantillon avec le dépôt d'une grille proche des bords[48]. Le confinement étant plus important sur les bords de l'échantillon avec ces impuretés, le couplage entre les canaux les plus proches va ainsi augmenter. Ce qui est en accord avec le cas d'équilibration exponentielle (cf figure 15.9. Il est

donc nécessaire de prendre en compte les canaux de bords entiers dans le processus d'équilibration.

15.2.5 Reproductibilité des résultats

Afin de vérifier la reproductibilité des mesures, il a été effectué un troisième refroidissement de l'échantillon après l'avoir laissé pendant plusieurs mois dans une atmosphère enrichie en azote³.

Caractérisation du troisième refroidissement

La première étape a été d'effectuer une caractérisation rapide de l'échantillon, en commençant par une mesure sans champ magnétique représentée en figure 15.11a). Sur la figure, les points en rouge correspondent aux données mesurées, et en noir à la fonction de la résistance en fonction de la tension V_g afin d'en déterminer la mobilité. En pointillée rose est représenté cette même mesure pour le premier refroidissement, présentée dans le chapitre 14, et en figure 14.1c). Ces données montrent que le point de Dirac s'est décalé d'environ - 46.5 mV, ce qui équivaut à un décalage de - 31 mV par rapport au premier refroidissement, et la mobilité a diminué entre les deux mesures, ce qui montre l'augmentation du désordre entre ces deux refroidissements.

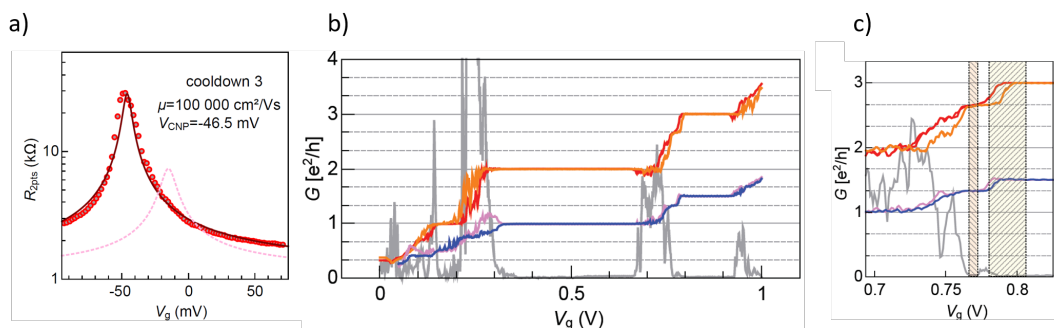


Figure 15.11 - a) Mesure de R_{2pts} du côté transmis de l'échantillon en fonction de la tension V_g à $B = 0$ T et $T = 12$ mK. Les points rouges correspondent aux données. La ligne noire correspond à la courbe théorique ($R = R_c + \frac{2}{e\mu\sqrt{n_0^2 + \frac{\epsilon}{e}(V - V_{dp})^2}}$) afin de déterminer la mobilité μ . Le trait en pointillé rose, correspond aux données du premier refroidissement. b) Conduc-tance avec la tension de grille V_g mesurée à $B = 7$ T et $T = 12$ mK pour le troisième refroidissement. En rouge et orange les conductances deux points respectivement du côté transmis et réfléchi. En gris, la valeur de σ_{xx} . En la-vande et bleu les conductances transmises et réfléchies respectivement. c) Zoom entre $\nu = 2$ et $\nu = 3$. La position du plateau $\nu = 8/3$ est indiquée dans les régions hachurée en jaune pour le premier refroidissement et en orange pour le deuxième.

3. L'échantillon était stocké dans une "dry box", c'est-à-dire, une boîte de stockage dans laquelle l'atmosphère est saturée d'azote, et dont l'humidité est contrôlée.

En figure 15.11b, est représenté la conductance de l'échantillon en fonction de la tension de grille V_g appliquée à l'échantillon. Sur cette même figure en c), est montré le zoom entre $\nu = 2$ et $\nu = 3$. On peut y voir le plateau $\nu = 8/3$ semblable au deuxième refroidissement. Néanmoins, une asymétrie des côtés transmis et réfléchi de l'échantillon apparaît, où le plateau côté réfléchi est plus large que celui du côté transmis, contrairement au cas du deuxième refroidissement. Le décalage mesuré des plateaux est d'environ - 26 mV, ce qui est comparable aux - 31 mV du point de Dirac.

A présent, les mesures de transport de chaleur vont être effectuées pour les mêmes états que le deuxième refroidissement, c'est à dire $\nu = 1, 2, 8/3$ et 3.

Transport de chaleur

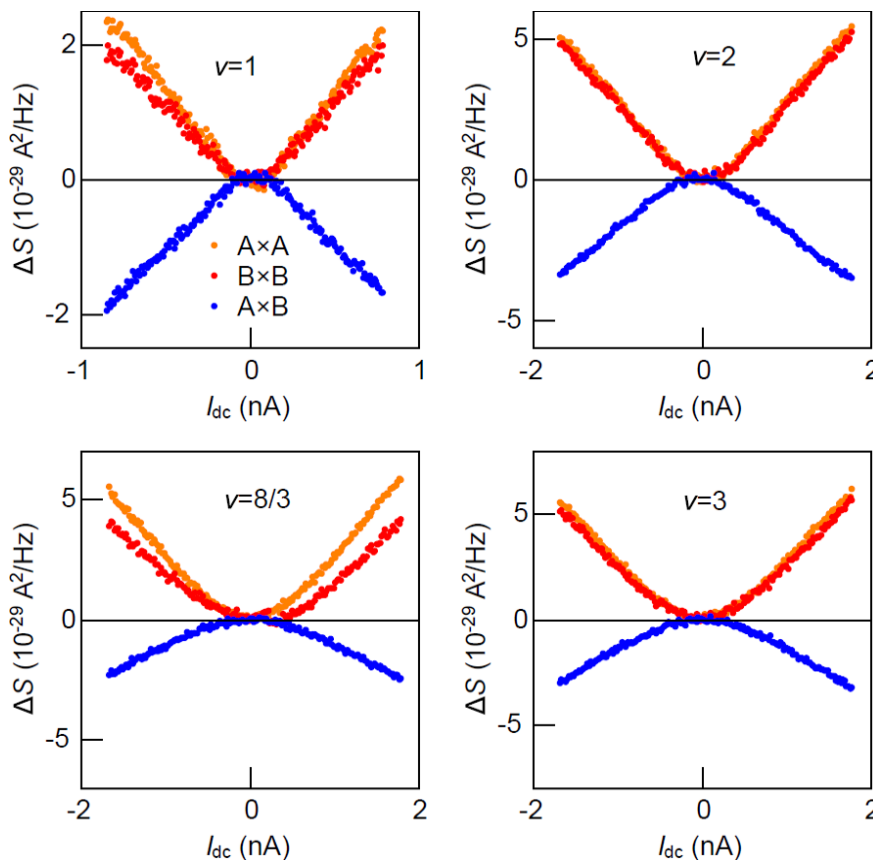


Figure 15.12 – Auto (en rouge et orange), et cross-corrélation (en bleu) en fonction de I_{dc} pour le troisième refroidissement pour $\nu = 1$ en haut à gauche, $\nu = 2$ en haut à droite, $\nu = 8/3$ en bas à gauche et $\nu = 3$ en bas à droite.

Les mesures de bruit dans le but de mesurer le transport de chaleur ont été effectuées dans les quatre états $\nu = 1, 2, 8/3$ et 3. La figure 15.12 représente les auto et cross-corrélation du bruit pour les différents facteurs de remplissage. Pour $\nu = 2$ et $\nu = 3$, les auto-corrélations sont égales entre elles. Par contre, elles ne sont pas égales dans les deux autres cas. Cette inégalité des auto-corrélations montre que la moyenne $\langle S \rangle$ du bruit, contient un bruit additionnel généré par le contact, qui ne

peut pas être soustrait de manière fiable. De plus, ces états correspondent à des états où les conductances transmises et réfléchies ne sont pas égales sur tout le plateau, comme il a été montré sur la figure 15.11b) et c). Ainsi l'analyse du flux de chaleur est effectuée pour les facteurs de remplissage $\nu = 2$ et $\nu = 3$ seulement en figure 15.13.

Sur la figure 15.13 est représenté le flux de chaleur J_Q en fonction de la différence des température au carré $T_C^2 - T_0^2$. Ainsi, les deux états $\nu = 2$ et $\nu = 3$ montre une cohérence totale de ces états en ayant chacun $N = \nu$. Les températures T_0 associées à ces mesures sont de 27 mK et 24 mK pour $\nu = 2$ et $\nu = 3$ respectivement.

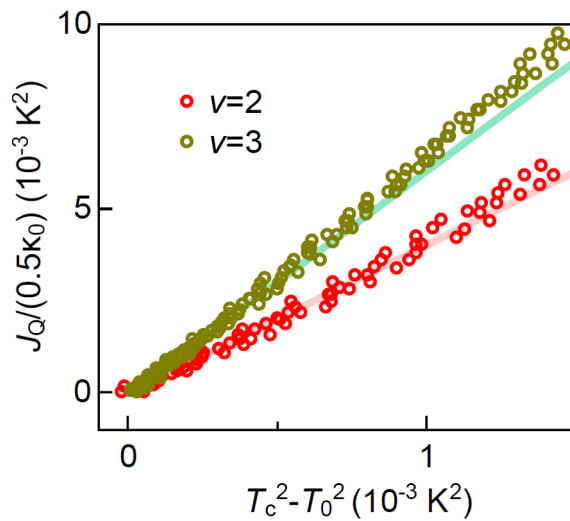


Figure 15.13 - Flux de chaleur J_Q en unité de $\frac{k_0}{2} = \frac{\pi^2 k_B^2}{6h}$ pour le troisième refroidissement. Les données expérimentales correspondent aux points rouges ($\nu = 2$) et verts ($\nu = 3$). Les lignes rose et vert clair (respectivement $N = 2$ et $N = 3$) correspondent aux prédictions théoriques du flux de chaleur J_Q dont la pente correspond à $2N$.

Conclusion

Le premier refroidissement de l'échantillon a permis de mesurer l'état $\nu = 8/3$ non-équilibré, c'est à dire, l'état où chaque canal transporte de la chaleur. Pour ce deuxième refroidissement où le côté d'injection a été modifié, les mesures ont montré une augmentation du désordre (dopage intrinsèque, largeur des plateaux de conductance). Cette augmentation du désordre de l'échantillon a eu pour conséquence une augmentation du couplage des différents canaux, ce qui a permis la mesure de l'équilibration dans l'état $\nu = 8/3$. Ces mesures ont donné lieu à une publication, et il s'agit de la référence [49].

CHAPITRE 16

CONCLUSION

Cette thèse a été axée sur le transport quantique de chaleur dans le graphène en régime d'effet Hall quantique et a abouti sur la mesure de ce transport en régime d'effet Hall quantique fractionnaire, et à la mise en évidence des modes neutres. Elle s'est déroulée en trois étapes distinctes. La première fut de fabriquer des échantillons de haute qualité, puis le réfrigérateur a été installé et il a fallu le câbler intégralement. La dernière étape a été de mesurer et analyser les différents échantillons. Les deux premières étapes ont duré un an et demi à elles deux, et la dernière étape a duré le reste du temps de thèse. Ce manuscrit a regroupé l'essentiel de ce qui a été fait, et a été divisé en cinq parties.

Dans la première partie, les différentes notions ont été introduites une à une, en commençant par le graphène dans le chapitre 2, et ses particularités, comme la présence des vallées dans son diagramme de dispersion. Puis, dans le chapitre 3, les outils utiles à la compréhension des différents mécanismes nécessaires au transport en régime d'effet Hall quantique ont été donnés. L'effet Hall quantique peut-être résumé par la quantification du transport de charge, et la présence de canaux de bords balistiques et chiraux. La quantification de la résistance découle des niveaux de Landau définis sous champ magnétique, où le facteur de remplissage ν correspond aux nombres de niveaux de Landau remplis sous le niveau de Fermi. Ainsi, le nombre de canaux de bords est égal à ν dans le cas de l'effet Hall quantique entier. Ces éléments ont tous été expliqués, ainsi que l'importance du désordre et des symétries de spin dans le cas de gaz 2D. Aussi, les canaux de bords de l'effet Hall quantique, peuvent à la fois transporter de la charge, et de la chaleur lorsque les canaux connectent deux réservoirs aux températures T_1 et T_2 . Ensuite dans le chapitre 4, l'effet Hall quantique a été appliqué au graphène. Les niveaux de Landau du graphène ont été définis, ainsi que les notions de symétries de spin et de vallées, qui imposent une dégénérescence totale des niveaux de Landau égale à 4. Cela va jouer sur leur apparition, en effet, les premiers facteurs de remplissage à apparaître seront $\nu = 2, 4, 6, 10, \dots$. Et pour lever ces dégénérescences et observer les autres facteurs de remplissage, il faut jouer sur la valeur de la densité électronique. Cela dépend de l'échantillon, car ces symétries sont dépendantes des interactions coulombiennes. Dans le chapitre 5, qui est le dernier de cette première partie, l'effet Hall quantique fractionnaire a été introduit, et en parti-

culier la notion de fermions composites. Cet effet dépend fortement des interactions et le rend sensible au désordre au sein de l'échantillon. Les canaux de bords de l'effet Hall quantique fractionnaire sont définis comme étant un nombre entier différent du facteur de remplissage, qui lui est une fraction p/q , où p et q sont des entiers, et q est impair. La particularité de l'effet Hall fractionnaire est la présence de modes neutres, qui correspondent à des canaux contre-propageants pouvant transporter un flux de chaleur, mais pas de charge, ce qui rend leur conductance nulle.

La seconde partie du manuscrit était consacrée à la quantification du flux de chaleur dans le graphène. Le chapitre 6 a présenté le modèle de transport de chaleur dans un canal balistique. Tel que chaque canal de bord va transporter un quantum de charge et un flux de chaleur. Ainsi, comme pour le transport de charge, le transport de chaleur est quantifié. En écrivant l'équation de conservation du flux de chaleur dans les conditions de l'expérience, il est possible de relier le nombre de canaux de bords au flux de chaleur incident. La réalisation de ces mesures est développée dans le chapitre 7. Pour effectuer ces mesures, le principe est le suivant : on chauffe l'échantillon en injectant un courant I_{dc} , et on mesure le bruit thermique. Le principe de mesure de bruit a été présenté dans le chapitre 8. Ainsi, en mesurant le bruit thermique, il est possible de remonter à la température de l'échantillon. Pour cela, il est nécessaire de procéder à une calibration des lignes de bruits, à partir d'une prise de données comme étant une fonction de la température. De cette manière, on peut déterminer les différents paramètres de la chaîne d'amplification des lignes de bruit. Le descriptif de ces lignes et leur développement sont donnés dans le prochain chapitre.

En effet, la partie qui suit a été consacrée au dispositif expérimental pour la réalisation de l'expérience, en commençant, par le chapitre 9, qui présente le câblage du réfrigérateur, d'une part pour les lignes DC, consacrées aux mesures de conductance, et d'une autre part, pour les lignes de mesures MHz consacrées au bruit. Ensuite, dans le chapitre 10, est présenté la méthode de fabrication de l'échantillon, qui s'est déroulée en deux temps. Tout d'abord, l'idée a été de se consacrer à un échantillon entièrement en graphène. Néanmoins, cet échantillon n'a pas eu le comportement espéré, et cette méthode a été abandonnée, au profit d'un échantillon standard pour ce type de mesure, composé d'un îlot métallique.

L'avant dernière partie, a présenté les résultats obtenus sur un échantillon fabriqué durant la thèse, qui a été caractérisé dans le chapitre 11. Cela a permis de déterminer les différents états Hall quantique dans lesquels on a souhaité mesurer le transport de chaleur. Les mesures en effet Hall entier, sont ainsi présentées dans le chapitre 12. Ces mesures ont permis de vérifier la quantification du transport de chaleur au sein du graphène, dans nos échantillons. Durant ces mesures, on s'est aperçu que la température électronique était un peu élevée. Ainsi, des modifications au sein du réfrigérateur qui ont été détaillées dans le chapitre correspondant au câblage, ont été effectuées. L'échantillon qui a été mesuré ensuite a montré une diminution de la température électronique à des valeurs proches de celles du réfrigérateur.

C'est ainsi que la dernière partie de ce manuscrit a été consacrée à la mesure de l'équilibration du transport de chaleur dans l'effet Hall quantique fractionnaire. Dans le chapitre 13, le transport de chaleur dans l'effet Hall fractionnaire a été expliqué. En effet, la présence des modes neutres augmente l'influence des interactions inter-canaux. Ainsi, on peut dissocier deux cas de figure. Le premier, où chaque

canal transporte un flux de chaleur, on appelle ce cas, le cas "non-équilibré". Et le second, où le mode neutre, en interagissant avec les autres canaux, va supprimer l'équivalent d'un canal, et est appelé le cas "équilibré". Dans le chapitre 14, c'est le cas "non-équilibré" qui a été mesuré dans l'état $\nu = 8/3$. Dans un premier temps, l'échantillon a été caractérisé, et dans un second temps les mesures de transport de chaleur ont été faites dans cet état particulier. Enfin, le dernier chapitre de la thèse, qui est le chapitre 15, a montré l'équilibration des canaux de bords au sein de ce même état $\nu = 8/3$. Ces deux mesures ont été effectuées dans le même échantillon, mais celui-ci a été remis à température ambiante dans l'objectif de modifier la ligne d'injection de courant. Ainsi, l'échantillon a durant ce processus, gagné en impuretés chargées, ce qui a augmenté le dopage intrinsèque de l'échantillon et ainsi, augmenté son désordre. De cette manière, le couplage entre les canaux est plus fort, ce qui permet de voir cet état d'équilibration. Cette hypothèse a été vérifiée, en analysant un troisième refroidissement de l'échantillon, après avoir passé plusieurs mois au sein d'une atmosphère enrichie en azote.

Pour conclure ce travail, nous avons mis en évidence la quantification du flux de chaleur dans l'effet Hall quantique entier dans le graphène, ainsi que l'équilibration du flux de chaleur en état d'effet Hall fractionnaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P.R. Wallace. The band theory of Graphite. *Physical Review*, Volume.71, May 1st 1947.
- [2] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science* 306, page 666, 2004.
- [3] Castro Neto, A. H., F. Guinea, and N. M. R. Peres. Drawing conclusions from graphene. *Physical World* 19(11),33, 2006.
- [4] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov and A. K. Geim. The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics*, Volume 81, 2009.
- [5] Das Sarma, S., Adam, S., Hwang, E. H., and Rossi, E. . Electronic transport in two-dimensional graphene. *Reviews of Modern Physics*, 83(2), 407–470, 2011.
- [6] M.O. Goerbig. Electronic properties of graphene in a strong magnetic field. *Reviews of Modern Physics*, Volume.83, 2011.
- [7] Dean, C. R., Young, A. F., Meric, I., Lee, C., Wang, L., Sorgenfrei, S., Watanabe, K., Taniguchi, T., Kim, P., Shepard, K. L., and Hone, J. . Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics. *Nature Nanotechnology*, 5(10), 722–726., 2010.
- [8] R. Ribeiro-Palau, C. Zhang, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hone, and C. R. Dean. Twistable electronics with dynamically rotatable heterostructures. *Science* 361, 690–693, august 2018.
- [9] E. Arrighi, V.-H. Nguyen†, M. Di Luca, G. Maffione, K. Watanabe, T. Taniguchi, D. Maily, J.-C. Charlier, and R. Ribeiro-Palau. Non-identical moiré twins in bilayer graphene. *arXiv :2205.01760v2*, 2022.
- [10] Dean, C., Young, A. F., Wang, L., Meric, I., Lee, G. H., Watanabe, K., Taniguchi, T., Shepard, K., Kim, P., and Hone, J. . Graphene based heterostructures. *Solid State Communications*, 152(15), page 1275–1282, 2012.
- [11] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid state physics*. BrooksCole, 2005.
- [12] B. Douçot, B. Duplantier, V. Pasquier, V. Rivasseau, Editors. *The Quantum Hall Effect*. Séminaire Poincaré, 2004.

- [13] Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer and P. Kim. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene. *Nature*, Volume 438, 2005.
- [14] Y. Zhang, Z. Jiang, J. P. Small, M. S. Purewal, Y.-W. Tan, M. Fazlollahi, J. D. Chudow, J. A. Jaszczak, H. L. Stormer, and P. Kim. Landau-Level Splitting in Graphene in High Magnetic Fields. *Physical Review Letters* 96, 136806, 2006.
- [15] C. R. Dean, A. F. Young, P. Cadden-Zimansky, L. Wang, H. Ren, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, J. Hone and K. L. Shepard. Multicomponent fractional quantum Hall effect in graphene. *Nature Physics*, Volume 7, september 2011.
- [16] Wang et al. One-Dimensional Electrical Contact to a Two-Dimensional Material. *Science*, page 614, November 2013.
- [17] D. Tsui, H. Stormer, A. Gossard. Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit. *Physical Review Letters*, 48, 1559, 1982.
- [18] R. B. Laughlin. Anomalous Quantum Hall Effect : An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitations. *Physical Review Letters* 50, 1395, 1983.
- [19] J.K. Jain. Composite-Fermion Approach for the Fractional Quantum Hall Effect. *Physical Review Letters*, 63, 2, july 1989.
- [20] P. Lederer et M.O. Goerbig. Introduction to the Quantum Hall Effects. Lectures notes, 2006.
- [21] C. W. J. Beenakker. Edge channels for the Fractional Quantum Hall Effect. *Physical Review Letters*, 64, 2, January 1990.
- [22] A. H. MacDonald. Edge States in the Fractional-Quantum-Hall-Effect Regime. *Physical Review Letters*, 64, 2, January 1990.
- [23] C. L. Kane, P. A. Fisher and J. Polchinski. Randomness at the Edge : Theory of Quantum Hall Transport at Filling $\nu = 2/3$. *Physical Review Letters*, 72, 26, June 1994.
- [24] C.L. Kane, P.A. Fisher. Quantized thermal transport in the fractional quantum Hall effect. *Physical Review B*, 55, 23, June 1997.
- [25] C.L. Kane, P.A. Fisher. Impurity scattering and transport of fractional quantum Hall edge states. *Physical Review B*, 51, 19, May 1995-I.
- [26] A. Bid, N. Ofek, H. Inoue, M. Heiblum, C. L. Kane, V. Umansky and D. Mahalu. Observation of neutral modes in the fractional quantum Hall regime. *Nature* 466, july 2010.
- [27] L. G. C. Rego and G. Kirczenow. Fractional exclusion statistics and the universal quantum of thermal conductance : A unifying approach. *Physical Review B*. Volume 59, number 20, 1999.
- [28] K. Schwab, E. A. Henriksen, J. M. Worlock and M. L. Roukes. Measurement of the quantum of thermal conductance. *Nature*, Volume 404, 2000.
- [29] M. Meschke, W. Guichard and J. P. Pekola. Single-mode heat conduction by photons. *Nature* Volume 444, 2006.

- [30] S. Jezouin, F. D. Parmentier, A. Anthore, U. Gennser, A. Cavanna, Y. Jin, and F. Pierre. Quantum Limit of Heat Flow Across a Single Electronic Channel. *Science* 342, 2013.
- [31] M. Banerjee, M. Heiblum, A. Rosenblatt, Y. Oreg, D. E. Feldman, A. Stern and Vladimír Umansky. Observed quantization of anyonic heat flow. *Nature* Volume 545, May 2017.
- [32] M. Banerjee, M. Heiblum, V. Umansky, D. E. Feldman, Y. Oreg and A. Stern. Observation of half-integer thermal Hall conductance. *Nature* Volume 559, July 2018.
- [33] S. K. Srivastava, M. R. Sahu, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Banerjee, and A. Das. Universal quantized thermal conductance in graphene. *Science Advances*, 5(7), 1–6, 2019.
- [34] S. K. Srivastava, R. Kumar, C. Spånslätt, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. D. Mirlin, Y. Gefen, and A. Das. Vanishing Thermal Equilibration for Hole-Conjugate Fractional Quantum Hall States in Graphene. *Physical Review Letters* 126, 216803, 2021.
- [35] Blanter, Y. M., Sukhorukov, E. V. Semiclassical Theory of Conductance and Noise in Open Chaotic Cavities. *Physical Review Letters*, 84(6), 1280–1283, 2000.
- [36] E. Sivre, A. Anthore, F.D. Parmentier, A. Cavanna, U. Gennser, A. Ouerghi, Y. Jin, and F. Pierre. Heat Coulomb Blockade of One Ballistic Channel. *Nature Physics* 14, 145, 2018.
- [37] R. Bistritzer and A. H. MacDonald. Observation of half-integer thermal Hall conductance. *Physical Review Letters*, 102, 206410, 2009.
- [38] J. K. Viljas and T. T. Heikkilä. Electron-phonon heat transfer in monolayer and bilayer graphene. *Physical Review B* 81, 245404, 2010.
- [39] D. K. Efetov and P. Kim. Controlling Electron-Phonon Interactions in Graphene at Ultrahigh Carrier Densities. *Physical Review Letters*, Physical Review Letters 105, 256805, 2010.
- [40] M. Dolev, Y. Gross, R. Sabo, I. Gurman, M. Heiblum, V. Umansky, and D. Mahalu. Characterizing Neutral Modes of Fractional States in the Second Landau Level. *Physical Review Letter*, 108, 226801, July 2011.
- [41] Y. Gross, M. Dolev, M. Heiblum, V. Umansky, and D. Mahalu. Upstream Neutral Modes in the Fractional Quantum Hall Effect Regime : Heat Waves or Coherent Dipoles. *Physical Review Letter*, 107, 036805, June 2012.
- [42] H. Inoue, A. Grivnin, Y. Ronen, M. Heiblum, V. Umansky and D. Mahalu. Proliferation of neutral modes in fractional quantum Hall states. *Nature Communications* 5067, June 2014.
- [43] V. Venkatachalam, S. Hart, L. Pfeiffer, K. West and A. Yacoby. Local thermometry of neutral modes on the quantum Hall edge. *Nature Physics* 466, August 2012.
- [44] A. Aharon-Steinberg, Y. Oreg and A. Stern. Phenomenological theory of heat transport in the fractional quantum Hall effect. *Physical Review B* 99, 041302(R), 2019.

BIBLIOGRAPHIE
BIBLIOGRAPHIE

- [45] S. K. Srivastav, R. Kumar, C. Spånslätt, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. D. Mirlin, Y. Gefen, and A. Das. Determination of topological edge quantum numbers of fractional quantum Hall phases. arXiv :2202.00490, 2022.
- [46] R. A. Melcer, B. Dutta, C. Spånslätt, J. Park, A. D. Mirlin and V. Umansky. Absent thermal equilibration on fractional quantum Hall edges over macroscopic scale. Nature Communications, 13, 376, 2022.
- [47] C. Spanslatt, J. Parl, Y. Gefen and A. D. Mirlin. Topological Classification of Shot Noise on Fractional Quantum Hall edges. Physical Review Letter 123, 137701, 2019.
- [48] I.M. Flør, A. Lacerda-Santos, G. Fleury, P. Roulleau and X. Waintal. How do edge states position themselves in a quantum Hall graphene pn junction? 10.48550/arXiv.2201.12025, 2022.
- [49] G. Le Breton, R. Delagrangé, Y. Hong, K. Watanabe, T. Taniguchi, R. Ribeiro-Palau, P. Roulleau, P. Roche, and F.D. Parmentier. Heat Equilibration of Integer and Fractional Quantum Hall Edge Modes in Graphene. Physical Review Letter 129, 116803, 2022.

ANNEXE A

FABRICATION DES SLIDES DE PPC

PPC slide fabrication (In cleanroom)

Aim: Clean PPC dome with smooth morphology, preferably no wrinkle no particle.

It is better to make, ~10 or more of PPC slides at a time. Because it is more time efficient than just fabricating few at a time.

What do you need? ¹



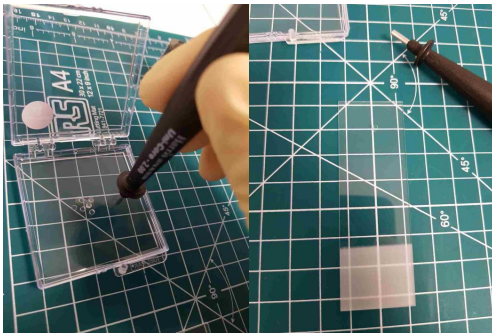
- A: Clear scotch tape²
- B: A tool for cutting PDMS ³
- C: plastic Tweezer (preferably rounder tip)
- D: knife
- E: GEL-Pak for PDMS⁴
- F: Slide glass ⁵
- G: measure cutting board

1

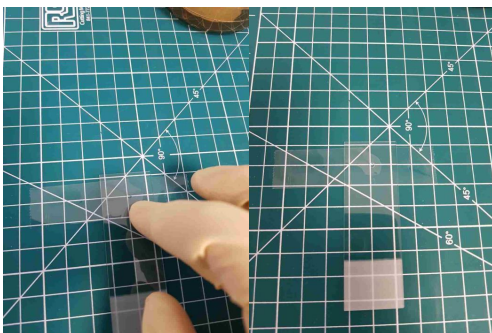
The modified recipe, 'direct coating' [- 2.5 hr for 10 PPC slides]

- 1) Check its cleanness of slide glass surface. If not then remove the dirt by the wiper or use IPA if necessary. You need only one clean side (where you will put PDMS block).
- 2) Use a cutting tool (B) cut the PDMS from gel-pak. Gently press down the tool and rotating few times. And slowly lift the tool off. Cut PDMS chunk will still stay inside of the tool. Don't push the button on the handle while cutting. It is for releasing process.
- 3) Now release cut PDMS cylinder onto a slide glass. Slowly push the button. When PDMS chunk is barely getting out of the tool tip, make contact between one side edge of PDMS chunk with glass surface and then slowly releasing PDMS and moving the tool accordingly. You can make PDMS chunk upside down, which means the original top surface of PDMS now makes contact with slide glass. This needs some practice. Idea is bottom side of cut PDMS is cleaner than top side.
Like the picture below, you want to put the block roughly 1cm from each edge. You can use a tweezer to move the PDMS but you don't have to be extremely precise with the location of PDMS block. Just don't touch the top part of PDMS, it has to be clean.

2

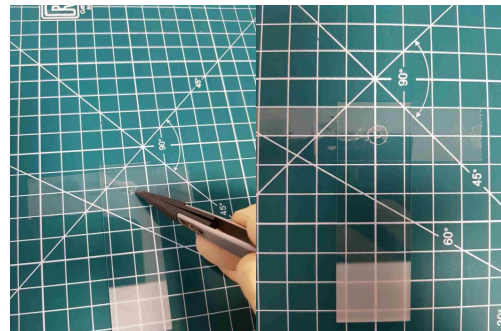


4) Cover this PDMS with the clear scotch tape. The part will make a contact with PDMS should be clean so cut the suitable length of the tape. Fix both ends of the tape to the board. Gently rub with your finger to make contact between the tape and slide glass. From outside to inside, be careful, the center part should not be touched. Leave the one corner untouched, so the air inside the dome shape of tape could escape (picture below right).



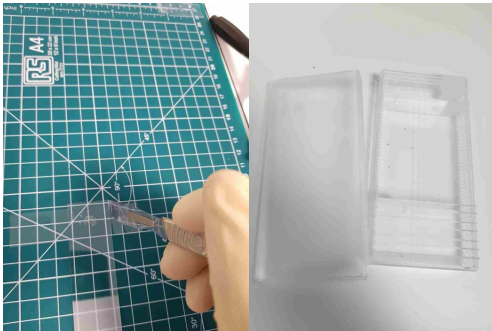
3

5) With tweezers, keep narrow down the uncontacted area of the tape. Eventually closed the area and make a circular dome shape.



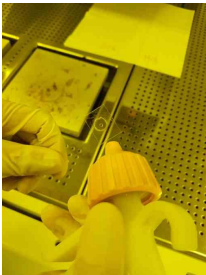
6) Cut the excessive tape by knife, following the edge of the glass. Store them in the slide glass box.

4



7) Using Prep II. Do the oxygen plasma treatment for 3min, O₂, 2 bar, ~150 mtorr (before plasma), Power level max. Tape dome should be facing up. I do this process to promote better adhesion of soon to be spin-coated PPC to the tape surface

8) Put the slide glass on the vacuum chuck for 1cm samples.



Blow the surface of tape with N₂ gun to remove any unwanted particle on top.

5



2) Get a new bottle from the shelf, which you can find on the left of the door to the yellow room. Blue cap and thick brown color glass bottle. A new one should be pre-sealed with white plastic lid. You remove this white plastic when you actually use it. You don't have to clean inside of the bottle.

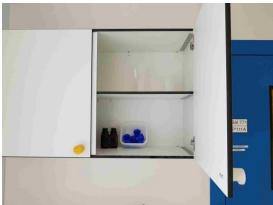
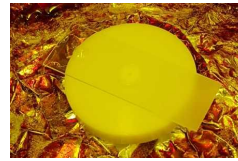


Figure 2 A shelf where you can find new clean bottles.

3) Take Anisole bottle from the shelf of solvent1.

7

Put the glass like below image. This is important because an unbalanced position of slide glass could make it wobble while spinning and it could lead to injury to users. So for safety lowered position of a hood door while spinning would be a good idea (to protect your face). Turn the vacuum on to fix the slide glass. Vacuum indicator should be ~ 500-800.



9) Apply few droplets of PPC solution to ensure it covers at least whole dome area.

10) Spin it with 2200 RPM 1min. Bake it on hot plate 90C for 1min. Store in the container and keep the container inside of the dry box. (usually recipe is saved under the name of 'ppc')

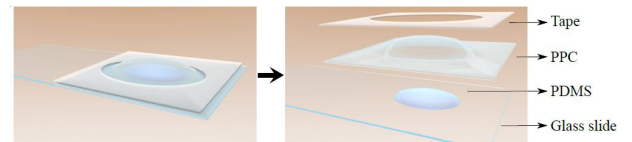


Figure 1 figure imported from "Quantum point contact in high mobility graphene" by Katrin ZIMMERMANN dissertation, Université Grenoble Alpes, 2016.

11) Store in the container and keep the container inside of the dry box.

How to prepare PPC solution.

1) Take PPC, Poly(propylene carbonate)⁶ from the small refrigerator. Now you can find small brown glass bottle with red plastic cap in the upper fridge. Take this bottle few hours before opening it. So it can warm up to room temperature. This is for avoiding water condensation inside of PPC bottle. (Left: PPC bottle, right: refrigerators and a nametag printing machine on top.)

6



4) Using microscale⁷, mass cylinder or pipet, measure the exact ratio of PPC and Anisole. Use clean dishes and clean tweezers or other tools. Avoid any contamination.

Mix 3 g of (solid) PPC in 20 mL of Anisole -> to the bottle

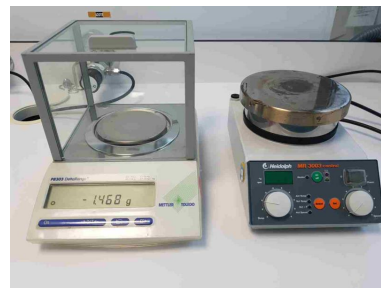


Figure 3 left microscale, right heater/stirrer

8

5) Take hotplate/stirrer⁸ and install it inside the hood. Clean the magnetic Teflon coated magnetic stirring tool (where? Consult with Francois), put it in the bottle. Heat for 24 hours at 50 °C (close the lid) with stirring. Put it in the hood with your name, date and the name of chemical.

6) When the PPC solution is ready, then take another brand new bottle. Using filter and syringe, filter the liquid. And label the date and name. You can find filter and syringe inside yellow room. Try the first drawer from the top.

Put the name tag, as like 'PPC filtered 2018 Mar 28'. And we store this bottle in the cabinet in the yellow room with other PMMA bottles.



Pictures from OM in nanofabrication room: Paint program (window) / click Image / click Redimensionner / change shorter axis 1922 -> 600 pixels /save with different name/ quality 60/ then it will reduced to ~40kb from ~2Mb

¹ Where we store these items. Drawer names as "GNE GRAPHENE"



² We were using 3M Scotch Crystal tape (left), model 600, 19 mm x 33 m. Other suggestion (right): UHU rollafix, transparent. Recommended by Rebeca Ribeiro-Palau. Less adhesive residue.

Picture size was reduced.

My phone camera pictures: Paint program (window) / click Image / click Redimensionner / change shorter axis 3024 -> 1000 pixels /save with different name/ quality 20/ then it will reduced to ~70kb from ~3Mb



³ TED PELLA, inc product number 15076, Harris Uni-Core Hole 2.0 mm

⁴ Gel-Pak inc. AD-22T-00-X4, 2" x 2" x 0.25" Transparent Gel-Box Gel with Retention Level Parameter X4

⁵ Conventional Soda lime slide glass, 75 x 25 mm (lateral dimension is important for transfer station), 1mm thick

⁶ 2018 Apr, we are using Sigma Aldrich, product # 389021, 25g, recommended storage temp 2-8 C

⁷ PB303 delta range. METTLER TOLEDO inc.

⁸ MR 3003 control. Heidolph inc.

ANNEXE B

PROCÉDÉ D'EMPILEMENT DE L'HÉTÉROSTRUCTURE

Procédure pour la fabrication de l'hétérostructure :

1. Prendre une lame avec du PPC inutilisée et la recuire 30 secondes à $90^{\circ}C$ ¹ ;
2. Choisir le morceau qui doit être récupéré ;
3. Placer la puce contenant le morceau à récupérer sur le porte échantillon ;
4. Trouver où est la bulle de PPC pour une lame neuve ;
 - (a) Superposer à l'oeil le PPC sur une zone vierge (sans morceaux) ;
 - (b) Rapprocher progressivement les deux éléments jusqu'à les mettre en contact ;
 - (c) Reculer suffisamment pour pouvoir se déplacer sans danger ;
5. Se placer au dessus du morceau en étant à bonne distance du centre de la bulle (préalablement trouvée) ;
6. Rapprocher le porte échantillon et le PPC jusqu'au contact ;
7. Monter progressivement la température de $37^{\circ}C$ jusqu'au maximum $40^{\circ}C$ (au delà, il peut avoir détérioration du PPC), le but étant que le morceau soit intégralement en contact avec le PPC ;
8. Si besoin, on monte un peu le porte échantillon ;
9. On redescend à $37^{\circ}C$;
10. On sépare progressivement le porte échantillon et le PPC ;
11. Si le morceau ne semble pas attraper, on remonte un peu, en montant la température jusqu'au maximum, et/ou en plaquant brusquement (en fonction du cas, après cette opération, on refroidit et/ou recule) ;
12. On recule jusqu'au décollement et on sépare suffisamment les deux éléments ;
13. On recuit notre lame 30 secondes à $90^{\circ}C$;
14. S'il y a un autre morceau à attraper on retire la puce du porte échantillon et on place la nouvelle avec le morceau souhaité à la place ;

1. Recuire le PPC permet de le rendre plus souple et moins sujet aux déformations.

ANNEXE B. PROCÉDÉ D'EMPILEMENT DE L'HÉTÉROSTRUCTURE

15. On superpose le PPC (sur lequel on a commencé notre hétérostructure), et notre morceau avec un bon alignement ;
16. On effectue les étapes à partir de 6 jusqu'au dernier morceau pour le dépôt ;
17. On dépose l'hétérostructure sur un SiO_2 marqué avec des croix d'alignements² ;
 - (a) On démarre l'opération à $60^{\circ}C$;
 - (b) On rapproche jusqu'au contact du SiO_2 et du PPC ;
 - (c) Au contact, on monte la température jusqu'à $80^{\circ}C$ en reculant de sorte à ne pas décoller le PPC, mais en gardant le PPC du côté intérieur de la zone de contact ;
 - (d) On monte la température jusqu'à $130^{\circ}C$ avec un pas très faible de température pour que la zone de contact passe l'hétérostructure ;
 - (e) On décolle le PPC et le SiO_2 en prenant soin de surveiller si l'hétérostructure s'est déposée ;
18. On recuit le tout trois heures à $400^{\circ}C$ sous vide afin de faire fondre le PPC (et le faire s'évaporer).

2. Les croix d'alignements serviront pour la lithographie e-beam, pour aligner l'hétérostructure et le dessin de gravure, et pour la métallisation.

ANNEXE C

PROCÉDÉ DE CRÉATION DES CONTACTS MÉTALLIQUES DE L'HÉTÉROSTRUCTURE

1. Enduction de résine
 - (a) Gravure au plasma O_2 10 secondes
 - (b) Première couche de PMMA A6
 - (c) Recuit à $180^\circ C$ pendant 6 minutes
 - (d) Deuxième couche de PMMA A2
 - (e) Recuit à $180^\circ C$ pendant 2 minutes
2. Lithographie e-beam¹
3. Développement dans du MIBK (méthylisobutylcétone) pendant 45 secondes, puis dans de l'IPA (IsoPropanol) pendant 30 secondes.
4. Gravure du hBN dans un plasma CHF_3/O_2 pendant 1 minute (dans le but de graver le hBN et mettre à nu le graphène).
5. Dépôt du métal à l'aide d'un évaporateur, ici on dépose 10 nm de Chrome et 80 nm d'Or.
6. Passage dans l'acétone pour retirer la résine (et les métaux déposés sur la résine).

1. La lithographie E-BEAM s'effectue dans un Microscope Électronique à Balayage, le principe est d'exposer la résine appliquée (ici PMMA A6/A2) sur la zone où on souhaite ensuite graver/déposer.

ANNEXE D

ANALYSES DE DONNÉES DE L'ÎLOT EN GRAPHÈNE.

Le fan diagram de l'échantillon est montré en figure D.1. Sur cette figure est présentée l'apparition des plateaux de résistance avec le champ magnétique et la tension de grille en graphène. C'est la valeur de l'équivalent R_{xx} qui est tracée. Il est mis en évidence dans les encadrés blancs, les bandes issues de la grille de silicium et du centre de l'îlot qui réagit avec le champ magnétique. En effet, étant constitué de graphène fortement dopé, celui-ci est aussi en effet Hall quantique avec le champ magnétique. De plus, $\nu = 4$ apparaît à partir de 8 T. Cet échantillon n'est pas le plus propre qui a été fabriqué. Néanmoins, des mesures de bruit thermique ont été lancées pour les facteurs de remplissage $\nu = 2, 4$ et 6.

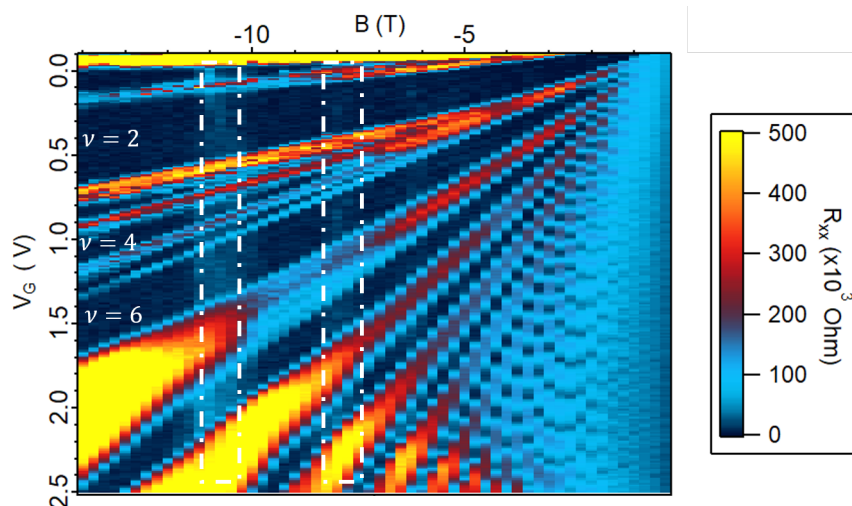


Figure D.1 – Fan diagram de l'échantillon avec l'îlot en graphène. Les encadrés blancs correspondent aux zones où l'interaction avec la grille de silicium est visible.

ANNEXE E

$\Delta T_C = F(I_{DC})$, AJUSTEMENT DE T_0 ET N.

Ces données correspondent aux mesures du chapitre 15.

La figure E.1 représente les valeurs de ΔT_C en fonction du courant injecté I_{dc} pour les deux refroidissements, chronologiquement de gauche à droite. Les traits noirs plein et gris pointillés représentent la valeur théorique qui est égale à :

$$\Delta T_C = \sqrt{\frac{1}{G_0} \frac{1}{2N} \frac{R_K}{4\nu} I_{dc}^2 + T_0^2} - T_0$$

dans le cas où T_0 et N sont des paramètres d'ajustement et T_0 est un paramètre d'ajustement et N une valeur fixée égale à la théorie pour chacun des cas (ν entier $N = \nu$, ν fractionnaire dépend de ν). Les valeurs obtenues pour T_0 et N en paramètres d'ajustement sont donnés dans les tableaux E.1 et E.2. Les valeurs de N déterminées pour $\nu \leq 1$ sont toujours surestimées, alors que les autres valeurs sont assez proches de la valeur théorique attendue. De plus, les courbes obtenues entre les deux méthodes de détermination de N et de la température électronique sont égales sur les tracés pour chacun des facteurs de remplissage.

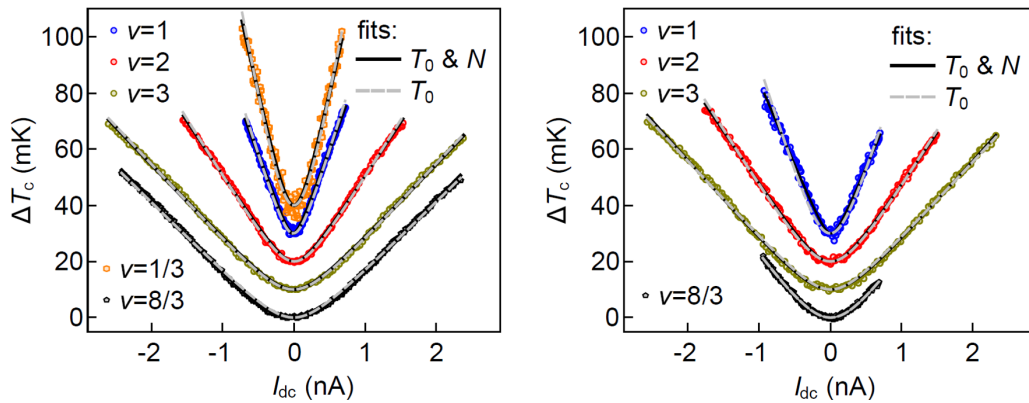


Figure E.1 – Tracé de ΔT_C en fonction de I_{dc} , des points expérimentaux comparés à la théorie, dans le cas où les paramètres d'ajustement sont T_0 et N en traits pleins noirs, et seulement T_0 en pointillés gris pour le premier refroidissement à gauche, et le deuxième à droite.

ANNEXE E. $\Delta T_C = F(I_{DC})$, AJUSTEMENT DE T_0 ET N.

ν	1	2	3	1/3	8/3
T_0	7.4	8.7	10.2	13.5	14.1
N	1.35	2.32	3.13	1.5	3.52

Table E.1 – Tableau des paramètres d’ajustement T_0 et N pour le premier refroidissement

ν	1	2	3	8/3
T_0	7.0	13	13	18
N	1.9	2.4	2.7	1.9

Table E.2 – Tableau des paramètres d’ajustement T_0 et N pour le second refroidissement

ANNEXE F

CONDUCTANCE DE L'ÉCHANTILLON AVEC LE COURANT INJECTÉ

Ces données correspondent aux mesures du chapitre 15.

La figure F.1 représente les valeurs transmise et réfléchie pour chacun des facteurs de remplissage pendant les deux refroidissements en fonction du courant I_{dc} . Les valeurs obtenues sont constantes proches de zéro, mais s'éloignent de la valeur attendue d'environ 10% pour $I_{dc} > \pm 1$ nA pour $\nu = 8/3$. Ces quantités permettent de s'assurer de la stabilité des plateaux de conductance avant le courant injecté.

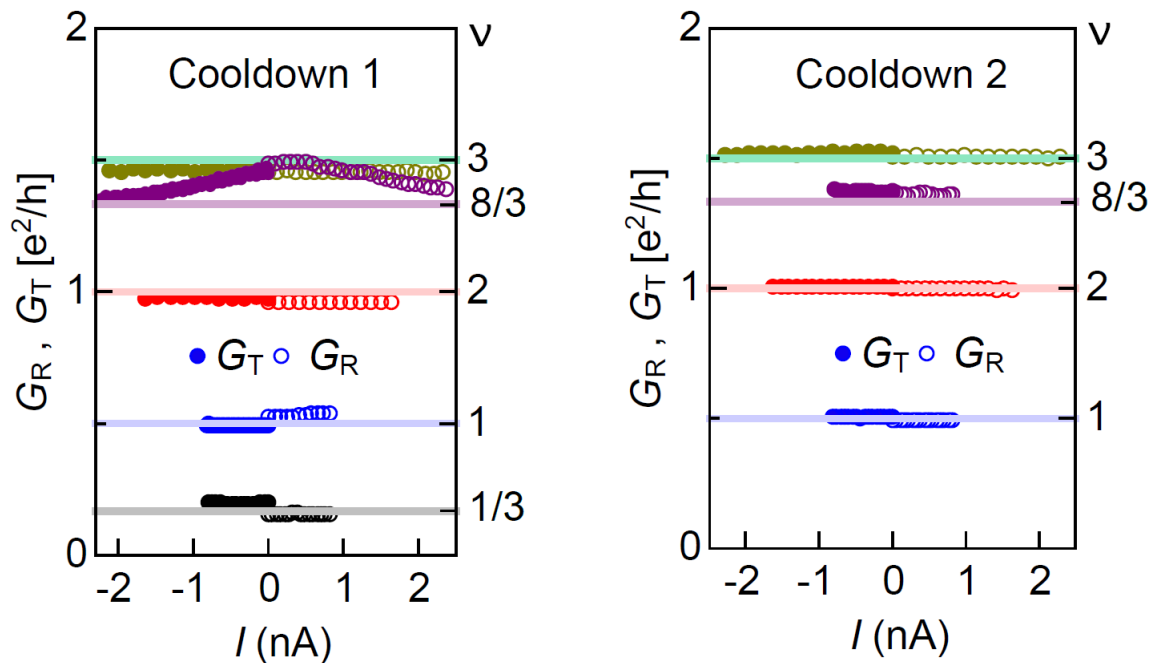


Figure F.1 - Conductances de l'échantillon en fonction du courant injecté I_{dc} .

ANNEXE G

REFROIDISSEMENT DES PHONONS

Ces données correspondent aux mesures du chapitre 15.

Sur la figure G.1, est représenté ΔT_C en fonction du courant injecté I_{dc} afin de mettre en évidence l'impact du couplage électron-phonon. Le cas prenant en compte ce couplage est représenté par le trait bleu. Celui-ci montre qu'au delà de $I_{dc} = 1$ nA, c'est ce couplage que l'on mesure. Le terme de couplage électron-phonon ajouté au flux de chaleur J_Q est $J_Q^{e-ph} = \Sigma\Omega(T_C^\delta - T_0^\delta)$ avec Σ qui dépend du matériau et Ω le volume de l'îlot métallique, et $\delta = 5$. Ce couplage peut être négligé pour des faibles courants, car la surface de l'îlot est suffisamment faible.

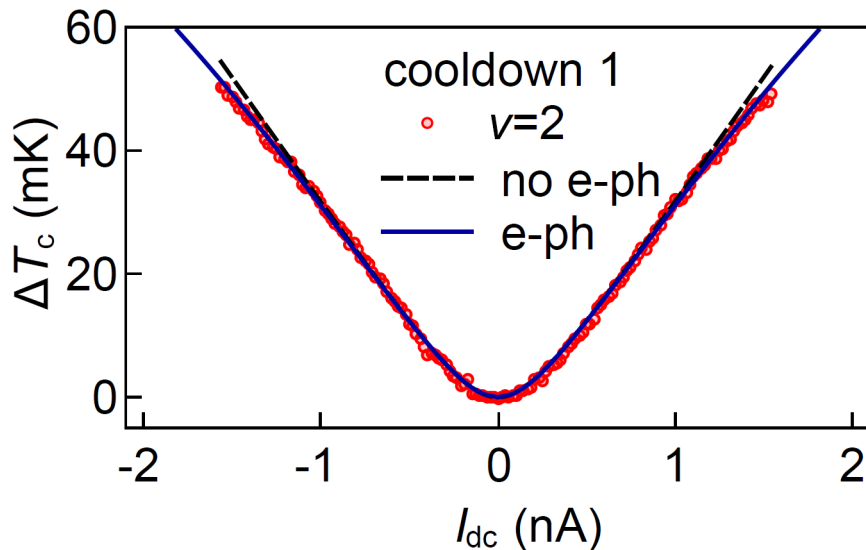


Figure G.1 - ΔT_C en fonction du courant I_{dc} pour $\nu = 2$. Les points rouges correspondent aux données expérimentales du premier refroidissement. La ligne noire en pointillée correspond au transport de chaleur pour N fixé égal à 2, et $T_0 = 11$ mK. La ligne pleine bleue correspond au modèle de transport de chaleur prenant en compte le couplage électron-phonon pour $T_0 = 11$ mK.