

N° D'ORDRE: 788

THÈSE

présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES
APPLIQUÉES DE TOULOUSE

en vue de l'obtention

du grade de Docteur I.N.S.A.
spécialité: Nanophysique, nanocomposants,
nanomesures

École Doctorale de physique de Toulouse
I.N.S.A. Toulouse
G.H.M.F.L.-C.N.R.S./L.C.M.I.-U.P.R. 5021 Grenoble

par

Vincent Renard
Ingénieur I.N.S.A.T.

**Corrections quantiques à la conductivité dans les
systèmes d'électrons bidimensionnels : effet de
l'interaction électron-électron.**

Soutenue publiquement le 9 sept 2005 devant la commission d'examen:

A. Coujou, Professeur, UPS Toulouse, CNRS/CEMES, Toulouse
M. Dyakonov, Professeur, Université Montpellier II, LPM, Montpellier (Rapporteur)
A. Raymond, Professeur, Université Montpellier II, CNRS, GES, Montpellier (Rapporteur)
M. Sanquer, Directeur de recherche, DRFMC-CEA, Grenoble
E. Olshanetsky, Professeur, Institut de Physique des Semiconducteurs, Novosibirsk
J.C. Portal, Professeur IUF-INSA Toulouse, CNRS-LCMI, Grenoble

RÉSUMÉ DE LA THÈSE

Nom: RENARD

Prénom: VINCENT

TITRE DE LA THÈSE:

CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ DANS LES SYSTÈMES D'ÉLECTRONS
BIDIMENSIONNELS: EFFET DE L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON.

SPÉCIALITÉ DU DOCTORAT:

NANO-PHYSIQUE, NANO-COMPOSANT, NANO-MESURE.

Soutenue publiquement le 9 sept 2005 à 10 h 30 au Laboratoire des Champs
Magnétiques Intenses de Grenoble.

Résumé: Ce mémoire présente l'étude des corrections quantiques à la conductivité d'un gaz d'électron bidimensionnel. Les échantillons ont été choisis de façon à permettre une comparaison optimale avec les modèles théoriques disponibles à l'heure actuelle.

La première partie de l'étude expérimentale porte sur des gaz d'électrons de haute densité et de faible mobilité obtenus dans des puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Ces échantillons permettent une comparaison directe (sans paramètre d'ajustement) avec la théorie de liquide de Fermi des corrections quantiques au tenseur des conductivités. Un accord quantitatif est obtenu.

La deuxième partie de ce travail porte sur des gaz d'électrons obtenus à l'interface Si/SiGe. Ce système est original en raison de la structure mixte du désordre qui y est présent et par la présence de contrainte modifiant le spectre énergétique. Une étude détaillée de la conductivité et de la magnéto-résistance est menée. Un accord qualitatif avec la théorie de liquide de Fermi est obtenu.

Ces résultats s'inscrivent dans l'effort de recherche mené pour déterminer la nature de l'état fondamental d'un système bidimensionnel d'électrons en interaction. Ce sujet a vu son intérêt renouvelé depuis la découverte en 1994 d'un état apparemment métallique dans ce type de systèmes.

Mots clés: GAZ D'ÉLECTRONS BIDIMENSIONNELS; INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON;
CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ; TRANSITION MÉTAL-ISOLANT.

Laboratoires: LABORATOIRE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES INTENSES DE GRENOBLE,
CNRS

COMPOSITION DU JURY:

A. Coujou, Professeur, UPS Toulouse, CNRS/CEMES, Toulouse
M. Dyakonov, Professeur, Université Montpellier II, LPM, Montpellier (Rapporteur)
A. Raymond, Professeur, Université Montpellier II, CNRS, GES, Montpellier (Rapporteur)
M. Sanquer, Directeur de recherche, DRFMC-CEA, Grenoble
E. Olshanetsky, Professeur, Institut de Physique des Semiconducteurs, Novosibirsk
J.C. Portal, Professeur IUF-INSA Toulouse, CNRS-LCMI, Grenoble

Remerciements

Je remercie Armand Coujou, Professeur à l'université Paul Sabatier de Toulouse d'avoir présidé le jury de thèse. Je remercie également Michel Dyakonov et André Raymond, professeurs à l'université de Montpellier II, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je remercie enfin Marc Sanquer, Directeur de recherche au CEA de Grenoble, pour sa participation au jury.

J'ai accompli cette thèse au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses de Grenoble. Je tiens à remercier son directeur Gérard Martinez ainsi que tout le personnel technique et administratif du laboratoire. Leur aide et leur écoute ont été un élément important de la réussite de ce travail.

Merci en particulier à Gilbert Arnaud pour son savoir faire et sa patience.

Je remercie le professeur Jean-Claude Portal pour m'avoir accueilli dans son groupe. Comme tout pari sur l'avenir, celui-ci comportait des risques mais j'espère que le voici rassuré. Merci de m'avoir fourni de réelles bonnes conditions de travail indispensables au développement d'une recherche efficace. Merci de m'avoir soutenu lorsque cela était nécessaire. Merci de votre gentillesse.

Ma thèse fût co-dirigée par Evguenii Olshanetsky, professeur à l'Institut de Physique des Semi-conducteurs de Novosibirsk. Son calme, sa patience, sa culture et ses compétences ont été une grande aide pour ma formation à la physique des systèmes d'électrons bidimensionnels. Merci d'avoir toujours répondu présent.

Je remercie également le professeur Kvon du même institut ainsi que son équipe pour avoir réalisé la plupart des systèmes expérimentaux étudiés. Je remercie aussi les collaborations avec l'équipe du professeur Harris de l'University College de Londres ainsi que l'équipe du Docteur Hartmann du CEA-LETI. C'est grâce à leur travail que nous avons pu étudier des hétérostructures Si/SiGe de si grande qualité.

Je voudrais souligner l'importance des échanges survenus avec l'ensemble des visiteurs du groupe. Chacun d'entre eux (Vincent Bayot, Alexis Bikov, Maxim Budantsev, Guena Gusev, Dima Kvon, David Leadley...) aura eu son influence sur mon travail ou sur ma vision des choses. C'est avec émotion que je me rappelle les enseignements de Yourii Dubrovskii disparu il y a quelques mois, trop tôt. Il était le seul théoricien de la pêche à la ligne que j'aie jamais rencontré. J'espère qu'il a pu s'y mettre depuis et aussi qu'il voit beaucoup de belles choses d'où il se trouve maintenant.

Le docteur Olga Tkachenko fut pour moi une seconde mère lors de cette thèse. Merci donc Olga de m'avoir pris sous ton aile et pour toute l'énergie que tu m'as insufflée. Sans cette rencontre je ne serais sans aucun doute pas allé aussi loin.

Je remercie Igor Gornyi pour son appui théorique et sa patience dans l'explication des subtilités de la théorie du liquide de Fermi. Je me souviendrai toujours ce courriel commençant par "I cant' believe! My prediction for the value of the constant in front of $1/T$ dependence (PRB, Eq. 5.18) was $17\pi/192 = 0.278$, while from your last graph I see that you get $50/165 = 0.303$ ". Probablement le moment le plus fort de cette thèse, un soir de février 2005.

Ce travail n'aurait été le même sans toute la bonne humeur des autres thésards du laboratoire. En premier lieu Olivier qui finalement m'aura bien mis sur les rails. SébastIAN, tu sais ce que je te souhaite. Benjamin et Sébastien les doutes sont le lot du thésard mais se poser des questions après tout c'est la moindre des choses pour un chercheur. Ayez confiance en vous.

Sami, sois fort!

Et puisque je n'ai pas passé les trois dernières années enfermé dans mon labo je souhaite saluer toutes les personnes qui ont accompagné cette thèse, de l'extérieur. La liste serait trop longue pour l'écrire en détail mais bonne grimpe aux athlètes, bons vols à la gente parapentesque, bons voyages aux nomades, bons boeufs aux zicos, baisers à Mouniou et bon tout à ceux qui ne se sont pas encore reconnus.

Merci enfin à ma famille. Bisous aux jeunes mariés. Papa et maman, vous n'avez pas pleuré en tout cas je n'ai rien vu. Ca y est, j'y suis, 26 ans plus tard...

Table des matières

Introduction générale	1
1 Introduction au transport électronique dans les systèmes bidimensionnels	7
1.1 Le gaz d'électrons bidimensionnel	9
1.1.1 Définition	9
1.1.2 Outils statistiques	10
1.1.3 Systèmes bidimensionnels réels	12
1.2 Théorie du transport	15
1.2.1 Modèle de Drude	15
1.2.2 Equation de Boltzmann	16
1.2.3 Application d'un champ magnétique	17
1.2.3.1 Modèle de Drude-Boltzmann	17
1.2.3.2 Effet Shubnikov de Haas	18
1.3 Théorie de la localisation	20
1.3.1 Localisation d'Anderson : approche Classique	20
1.3.2 Théorie d'échelle de la localisation : approche quantique	22
1.3.3 Effet de la température : rupture de phase	25
1.3.4 Localisation faible	26
1.3.4.1 Rétrodiffusion cohérente	26
1.3.4.2 Signature de la localisation faible	27
1.3.4.3 Localisation faible, dépendance de la conductivité en fonction de T	29
1.4 Interaction électron-électron	31
1.4.1 Intensité et régime de l'interaction	31
1.4.1.1 Intensité de l'interaction	31

1.4.1.2	Régime d'interaction	32
1.4.2	Régime diffusif	33
1.4.2.1	Champ magnétique nul	33
1.4.2.2	Champ magnétique non nul	33
1.4.2.3	Levée de dégénérescence en spin	35
1.4.3	Régime Balistique	35
1.5	Théorie de l'interaction électron-électron dans le régime intermédiaire	37
1.5.1	Théorie ZNA	37
1.5.1.1	Interprétation qualitative	37
1.5.1.2	Conductivité en champ nul	38
1.5.1.3	Effet Hall	40
1.5.2	En champ magnétique perpendiculaire: théorie G & M	41
2	Corrections quantiques à la conductivité, un système en faible interaction	49
2.1	Puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs	52
2.1.1	Détail des échantillons	52
2.1.2	Modélisation du puits quantique	54
2.1.3	Mesures	58
2.2	Corrections quantiques à la conductivité	60
2.2.1	Origines de la dépendance en température	60
2.2.1.1	Variation de la densité d'électrons	61
2.2.1.2	Interaction électron-phonon	62
2.2.2	Extraction des corrections quantiques	64
2.2.2.1	Analyse de la localisation faible	64
2.2.2.2	Méthode directe	68
2.2.3	Analyse	72
2.2.3.1	Conductivité	73
2.2.3.2	Effet Hall	77
2.2.3.3	Conductivité transverse	79
2.2.3.4	Magnéto-résistance	80
3	Magnéto-résistance induite par l'interaction électron-électron	89
3.1	L'hétérojonction Si/SiGe	91
3.1.1	Description générale	91

3.1.2	Détail des échantillons	96
3.1.3	Mesures	97
3.2	Transport dans une hétérojonction Si/SiGe	98
3.2.1	Transition Métal-isolant	98
3.2.1.1	Transition en champ nul	98
3.2.1.2	Transition à champ magnétique non nul	100
3.2.1.3	Conductivité dans le régime métallique	101
3.2.2	Magnéto-résistance à faible champ	103
3.2.2.1	Échantillon N°1	104
3.2.2.2	Échantillon N°2	108
	Conclusion générale	117
	A Compétences et savoir faire	123
A.1	Cryogénie	123
A.2	Mesures de transport à faible bruit	130
A.3	Management et communication	131

Introduction Générale

En 1924 Louis de Broglie imagina que les atomes pouvaient se comporter comme des ondes. En une synthèse géniale des lois de la physique ondulatoire et corpusculaire il établit la fameuse relation $\lambda = h/p$ qui exprime la dualité onde corpuscule pour laquelle il reçut le prix Nobel en 1929. h est la constante de Planck, λ est la longueur d'onde et p la quantité de mouvement. Aujourd'hui, les ondes de matière sont utilisées de manière routinière par les physiciens et les chimistes dans les microscopes électroniques ou via la diffraction des neutrons afin de sonder la matière à l'échelle du nanomètre, et de voir enfin les atomes et les molécules. Cependant la nature n'a pas encore livré tous ses secrets et l'étude des propriétés fondamentales de la matière reste un sujet très actuel. A ce propos la description de la physique liée aux électrons se révèle primordiale. Ces particules élémentaires jouent en effet un rôle très important dans les processus chimiques et confèrent la plupart de leurs propriétés (couleur, dureté, conduction de l'électricité et de la chaleur...) aux matériaux.

Les technologies de l'information utilisent quant à elles de façon intensive la propriété des électrons de transporter l'électricité. Cependant malgré les développements théoriques du début du siècle seules les propriétés corpusculaires des électrons sont exploitées, c'est à dire que leur nature ondulatoire reste négligée par les technologues. Il est vrai que le succès de la loi de Moore qui prédit le doublement de la densité d'intégration tout les dix huit mois n'a pas encouragé les industriels à renouveler leur conception de l'électronique. L'augmentation de la performance étant basée sur la diminution de la taille des composants. Cependant les progrès ont mené les technologies à des échelles où la nature ondulatoire des électrons se manifeste, à des échelles où la mécanique quantique devient nécessaire pour décrire correctement la physique. Cette intrusion de la mécanique quantique est souvent considérée comme un inconvénient mais pourrait se révéler comme une grand pro-

grès dans le traitement de l'information. Ainsi depuis deux décennies de nombreuses recherches ont été menées sur le plan fondamental avec l'espoir de réaliser un traitement quantique de l'information [Galindo02; Fiuráek04]. Le calcul quantique promet des solutions puissantes de traitement et transmission de l'information et quelques succès ont déjà été remportés en cryptographie. Ces développements sont pour l'instant restreints à des études théoriques mais les expérimentateurs, stimulés par ces efforts se sont lancés à la recherche d'un composant simple. Ce composant ultime utilisant les principes de la physique quantique viendrait remplacer les transistors actuels et constituer la brique de base de ce que serait le futur ordinateur quantique. Les études de la résonance paramagnétique nucléaire ont montré la faisabilité de la manipulation d'objets quantiques [Vandersypen04]. En ce qui concerne la physique de la matière condensée les points quantiques communément appelés atomes artificiels sont actuellement les systèmes les plus prometteurs pour implémenter un composant quantique de base [van der Wiel03].

Il est impossible de prédire à quelle échelle de temps une utilisation facile et économique de la mécanique quantique apparaîtra dans les calculateurs commerciaux. Il est cependant clair qu'une utilisation efficace des principes quantiques reposera sur une connaissance plus profonde de la nature ondulatoire de particules. A ce sujet l'étude de systèmes très simples se révèle de première importance car elle permet une observation plus lisible des phénomènes physiques.

Les systèmes de basse dimensionnalité en sont un exemple frappant car ils permettent l'étude de nombre de problèmes physiques dans des conditions expérimentales relativement simples. Nous avons par exemple déjà évoqué les atomes artificiels réalisés dans les points quantiques on peut aussi parler des fils de dimension atomique que constituent les nanotubes de carbone sur lesquels la connectique de demain sera peut-être basée. La réalisation de systèmes bidimensionnels de grande qualité se révèle d'un intérêt particulier car ils se situent à l'interface entre le monde tridimensionnel et unidimensionnel et révèlent des propriétés intéressantes. Ainsi la localisation faible ou l'effet Arhonor-Bohm furent observés permettant de mettre clairement en évidence (si cela était encore nécessaire) le rôle de la nature ondulatoire des électrons sur les propriétés de transport de l'électricité. Les progrès basés sur le développement des techniques d'épitaxie des semiconducteurs permirent aussi des découvertes importantes et inattendues comme celle des effets Hall quantique entier et fractionnaire [v. Klitzing80; Tsui82]. Ce dernier effet est original dans le

sens ou l'interaction entre les électrons y joue un rôle central. La particularité des électrons est qu'en effet sous certaines conditions ils ne peuvent pas être décrits comme des particules indépendantes mais interagissant entre elles. La nature ondulatoire et l'interaction font des systèmes d'électrons, malgré tout couramment utilisés dans nos ordinateurs, un système complexe qui reste méconnu.

Récemment une découverte intéressante a été réalisée dans des systèmes bidimensionnels [Kravchenko94]. Il s'agit de l'observation d'une apparente transition métal-isolant. C'est une découverte surprenante car l'observation d'un comportement métallique dans un système bidimensionnel est interdite par la théorie d'échelle de la localisation [Lee84]. Les arguments de la théorie d'échelle sont d'ordre interférentiels et elle montre que les fonctions d'ondes électroniques sont localisées par le moindre désordre. La propriété des systèmes bidimensionnels d'être isolants est donc une propriété intrinsèque qui est liée à la nature de l'onde électronique dans ces systèmes. Très vite, l'interaction entre les électrons fut pointée comme susceptible d'être responsable du comportement métallique. La question posée est de savoir si l'interaction entre les particules modifie profondément la nature de l'onde électronique et rend le système métallique ou si le comportement métallique n'est qu'apparent. A ce jour cette question n'a toujours pas trouvé de réponse malgré les efforts menés sur les plans théoriques et expérimentaux [Abrahams01; Pudalov]. L'apparente transition métal-isolant ne pouvait pas être expliquée dans le cadre théorique de l'époque car les conditions expérimentales de cette observation ne correspondaient pas au domaine de validité des théories d'alors. Aujourd'hui, grâce au travail des théoriciens, la théorie de liquide de Fermi généralise la théorie d'échelle au cas des systèmes en interaction et couvre tous les régimes de température expérimentalement disponibles [Zala01a; Zala01b; Gornyi04]. Il s'agit donc de tester les prédictions de cette théorie et de vérifier si elle explique les nouveaux résultats expérimentaux. Cette vérification constitue l'objet de ce travail de thèse.

Pour apporter des éléments nouveaux à ce sujet, l'objet de ce travail n'est pas d'étudier la transition métal isolant en soi mais de tester une théorie susceptible de l'expliquer: la théorie du liquide de Fermi. C'est pourquoi nous avons choisi d'étudier des systèmes d'électrons bidimensionnels réalisés dans des puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs de faible mobilité. C'est une démarche qui va un peu à contresens de la démarche usuelle qui consiste à étudier les meilleurs échantillons

disponibles en terme de qualité. Cependant nous montrerons dans la deuxième partie de ce manuscrit que ces échantillons constituent les systèmes adéquats pour tester la théorie. Une description minutieuse de ces puits quantiques sera effectuée et suivie d'une étude approfondie de leurs propriétés à basse température et en présence de champ magnétique.

Nous aurons pris soin lors de la première partie de ce mémoire de rappeler les notions fondamentales sur les systèmes bidimensionnels. Cette partie précisera en détail la relation existant entre la conductivité de ces systèmes et la nature des fonctions d'ondes électroniques. Ces notions seront utilisées tout au long du manuscrit.

Le troisième chapitre présentera l'étude des propriétés de gaz d'électrons bidimensionnel réalisés à l'interface Si/SiGe. Ces échantillons originaux possèdent le double avantage de reposer sur les technologies du silicium ce qui rend l'étude intéressante du point de vue technologique. Ces échantillons constituent aussi un système expérimental original puisqu'ils possèdent un spectre énergétique différent de celui des structures basées sur l'utilisation du Gallium et de l'Arsenic. Ce dernier chapitre présente la première observation de la transition métal-isolant dans ces systèmes ainsi qu'une étude détaillée des propriétés de transport dans le régime métallique. La conclusion permettra de voir comment s'inscrit cette étude dans le contexte de la recherche sur la transition métal-isolant. En effet si le but n'était pas d'étudier directement cette transition notre étude apporte des résultats qui confortent la théorie de liquide de Fermi. Cette théorie est parfois invoquée pour expliquer l'apparente transition métal isolant.

Bibliographie

- [Abrahams01] E. Abrahams, S. V. Kravchenko, M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251, (2001).
- [Fiuráek04] J. Fiuráek, N. J. Cerf, I. Duchemin, C. Joachim, *Physica E* **24**, 161, (2004).
- [Galindo02] A. Galindo, M. A. Martín-Delgado, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 347, (2002).
- [Gornyi04] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **69**, 045313, (2004).
- [Kravchenko94] S. V. Kravchenko, *et al*, *Phys. Rev. B* **50**, 8039, (1994).
- [Lee84] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287, (1984).
- [Pudalov] V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, *Cond-mat/0401396*. (unpublished).
- [Tsui82] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett* **48**, 1559, (1982).
- [v. Klitzing80] K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494, (1980).
- [van der Wiel03] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha, L. P. Kouwenhoven, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1, (2003).
- [Vandersypen04] L. M. K. Vandersypen, I. L. Chuang, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 1037, (2004).
- [Zala01a] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 214204, (2001).
- [Zala01b] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 201201, (2001).

Chapitre 1

Introduction au transport électronique dans les systèmes bidimensionnels

Introduction

Il est bien connu que la conductance (G) d'un conducteur de dimension caractéristique L en dimension d s'écrit de la façon suivante:

$$G = \sigma L^{d-2} \tag{1.1}$$

La conductivité σ est une propriété intrinsèque du matériau, indépendante de ses dimensions. Savoir jusqu'à quelles dimensions minimum cette relation reste valable est une question que se posent les physiciens depuis longtemps. Les progrès obtenus depuis une vingtaine d'années dans les domaines de la micro-fabrication, puis de la nano-fabrication ont permis d'obtenir des systèmes de faibles dimensions dans lesquels l'écoulement du courant a été étudié à des échelles très petites. Ces progrès expérimentaux ont débouché sur une meilleure compréhension (jusqu'à l'abandon du concept Ohmique de l'équation 1.1) de la signification de la conductance aux échelles inférieures au libre parcours moyen (l). Cependant, ces systèmes présentent encore des dimensions nettement supérieures à l'échelle atomique qui est censée régir les phénomènes microscopiques. La physique de cette nouvelle échelle de taille située entre les mondes macroscopiques et microscopiques a été nommée mésoscopique (du grec *meso*, milieu).

Parmi la variété de systèmes qui furent réalisés une catégorie importante est constituée des systèmes bidimensionnels. Les implications tant pour l'industrie de la micro-électronique que pour la physique fondamentale en ont fait un sujet d'étude privilégié.

Dans ce chapitre, quelques aspects fondamentaux de la physique des systèmes bidimensionnels seront décrits. Une définition de ceux-ci, ainsi qu'une description de leurs propriétés physiques seront tout d'abord présentées. Puis, nous exposerons la théorie classique du transport en l'absence et en présence de champ magnétique. Par la suite, le concept de localisation sera introduit et dans une dernière partie son influence sur les propriétés de conduction des systèmes bidimensionnels sera exposée. Enfin, nous conclurons en présentant la problématique de notre étude.

Ce premier chapitre présente le cadre théorique de notre étude expérimentale. La suite de cette dissertation fera appel aux notions qui y sont présentées. Cependant il n'a pas vocation d'être exhaustif et le lecteur trouvera des informations supplémentaires dans les ouvrages de référence suivants [Ando82; Lee84; Altshuler85; Kittel86; Datta95; Davies98; Ferry97].

1.1 Le gaz d'électrons bidimensionnel

1.1.1 Définition

Du point de vue de la physique classique un conducteur de dimensions L_x, L_y, L_z est qualifié de bidimensionnel (2D) si l'une de ses dimension est très inférieure aux deux autres $L_z \ll L_x, L_y$. Dans ce cas, aux échelles L_x, L_y tout se passe comme si les électrons responsables de la conduction se mouvaient dans un plan.

En physique quantique on peut donner la définition suivante : un système d'électrons est bidimensionnel si la fonction d'onde ψ qui caractérise leur état a la forme de celle d'une particule libre dans le plan (xy) et d'une particule localisée selon l'axe z .

Du point de vue mathématique l'état d'un électron du système bidimensionnel est décrit par la fonction d'onde ψ vérifiant l'équation de Shrödinger indépendante du temps :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(z) \right] \psi(x,y,z) = E\psi(x,y,z) \quad (1.2)$$

où m représente la masse de l'électron et $V(z)$ représente le potentiel de confinement. Ce potentiel traduit la possibilité pour les électrons de se déplacer librement dans le plan (x,y) et de façon contrôlée suivant l'axe z . Sa forme peut varier suivant les systèmes considérés (triangulaire, rectangulaire, parabolique...). Les variables de l'équation 1.2 étant séparables, on montre aisément que les fonctions d'ondes ont pour forme:

$$\psi(\mathbf{r},z) = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \varphi_n(z) \quad (1.3a)$$

$$E_{n,k} = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (1.3b)$$

où $\mathbf{r}=(x,y)$ et $\mathbf{k}=(k_x,k_y)$ désignent la position et le vecteur d'onde de l'électron dans le plan de confinement. A est l'aire du système dans le plan (xy) .

E_n (l'énergie de confinement) et $\varphi_n(y)$ vérifient l'équation:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \varphi_n(z) = E_n \varphi_n(z) \quad (1.4)$$

Pour un puits de potentiel infini de largeur a ,

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} (n+1) \quad n = 0,1,2... \quad (1.5)$$

Le spectre énergétique des électrons possède donc deux composantes (Eq.1.3b) : une composante continue dans le plan de confinement (caractéristique des particules libres) et une composante discrète selon l'axe z (caractéristique des particules localisées). C'est la définition quantique d'un système bidimensionnel. A chaque valeur de n correspond un ensemble d'énergies disponibles dans le plan de confinement. Cet ensemble constitue une *sous-bande*.

La séparation énergétique entre les différentes sous-bandes est inversement proportionnelle au carré de la largeur du puits. En pratique, ce paramètre pourra donc être utilisé pour espacer les différentes sous-bandes afin d'obtenir un système *puremment bidimensionnel* (un système pour lequel une seule sous-bande est occupée).

1.1.2 Outils statistiques

Définissons à présent les outils statistiques qui seront utiles par la suite. Tout d'abord la densité d'états qui représente le nombre d'états possibles à une énergie E par unité de surface. On montre [Datta95; Davies98; Ferry97] que pour les systèmes de dimension 2 elle s'écrit :

$$D(E) = D_0 \sum_n \Theta(E - E_n). \quad (1.6)$$

$D_0 = g_s g_v m / 2\pi\hbar^2$ (g_s et g_v sont les dégénérescences de spin et de vallée respectivement), et Θ représente la fonction d'Heavyside ($\Theta(x) = 1$ si $x \geq 0$ et $\Theta(x) = 0$ si $x < 0$).

Une autre fonction importante donne la probabilité d'occupation d'un état en fonction de son énergie, c'est la distribution de Fermi-Dirac :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_f)/k_B T]} \quad (1.7)$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

La distribution de Fermi-Dirac se traduit de la façon suivante, à température nulle la probabilité de trouver un électron dans l'état d'énergie $E < E_f$ est 1, alors que la probabilité de trouver un électron ayant une énergie supérieure est nulle. E_f (énergie de Fermi) correspond donc à l'énergie de l'état occupé le plus haut en énergie. A température finie les électrons proches de l'énergie de Fermi peuvent atteindre les états libres d'énergie $E > E_f$. De manière générale ce sont ces électrons

qui participent aux propriétés de conduction du système.

La donnée de ces deux fonctions (densité d'état et distribution de Fermi-Dirac) permet par exemple de calculer la densité surfacique n_s d'électrons :

$$n_s = \int D(E)f(E)dE. \quad (1.8)$$

Cette expression se ramène pour un système dégénéré ($E_f \gg k_B T$) à $n_s = D_0 E_f$ ou encore $n_s = g_s g_v k_f^2 / 4\pi$ avec $E_f = \hbar^2 k_f^2 / 2m$, g_s et g_v sont les dégénérescence de spin et de vallée.

Ces fonctions permettent en outre de calculer la valeur moyenne de toute grandeur physique λ du système.

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\int \lambda(E) D(E) f(E) dE}{\int D(E) f(E) dE} \quad (1.9)$$

L'application d'un champ magnétique \mathbf{B} change profondément les propriétés des systèmes d'électrons bidimensionnels notamment la densité d'état [Datta95]. Lorsqu'un champ magnétique \mathbf{B} est appliqué au système, la densité d'état en escaliers (voir Eq. 1.6) se transforme en une séquence de pics séparés par l'énergie $\hbar\omega_c$ où $\omega_c = eB/m^*$ est la fréquence cyclotron : les niveaux de Landau. Le spectre énergétique du système s'écrit alors :

$$D(E) = \frac{g_s g_v e B}{h} \sum_{i,n} \delta(E - E_{i,n}) \quad (1.10a)$$

$$E_{i,n} = E_n + \hbar\omega_c \left(i + \frac{1}{2}\right) \quad i, n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.10b)$$

avec δ la fonction pic de Dirac, E_n l'énergie de confinement et $\hbar\omega_c(i + \frac{1}{2})$ l'énergie de Landau.

Notons que l'équation 1.8 reste valable avec cette nouvelle définition de la densité d'état.

La discrétisation de la densité d'état est à l'origine d'oscillations de la résistance du système 2D. Ce phénomène sera décrit plus loin.

Enfin, le spin de l'électron a jusqu'ici été ignoré excepté pour le calcul de la densité d'états. Le couplage du spin et du champ magnétique se traduit par un terme supplémentaire, l'énergie Zeeman, dans l'équation 1.10b. L'énergie Zeeman a pour valeur $m_s g^* \mu_B B$ où $m_s = \pm 1/2$ est le nombre quantique de spin, g le facteur

de Landé, et μ_B le magnéton de Bohr. C'est cette énergie qui lève la dégénérescence de spin pour des champs magnétiques suffisamment élevés ($m_s g \mu_B B > k_B T$).

Ce paragraphe a permis de présenter les outils principaux utilisés pour décrire les systèmes bidimensionnels en général. Seuls les systèmes *purement bidimensionnels* ($E_n = E_1$) seront considérés dans la suite de ce manuscrit.

1.1.3 Systèmes bidimensionnels réels

Les premiers gaz d'électrons bidimensionnels furent réalisés dans des couches minces métalliques. Cependant leurs propriétés de conduction restent mauvaises, ainsi quantité d'autres méthodes ont été utilisées pour réaliser de meilleurs gaz 2D. Actuellement l'industrie de la micro-électronique se base sur l'usage des semiconducteurs et fait une utilisation massive des transistors à effet de champ de type MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor). De bons résultats ont été obtenus avec de tels dispositifs [Kravchenko94] mais les meilleures performances (ce terme sera défini en détail au paragraphe suivant) ont été mesurées en laboratoire dans des hétérojonctions semiconductrices [Zudov03]. Mentionnons les puits quantiques semiconducteurs qui constituent les systèmes expérimentaux de l'étude présentée dans ce mémoire et qui seront décrits en premier lieu. Le fonctionnement d'une hétérojonction sera ensuite exposé.

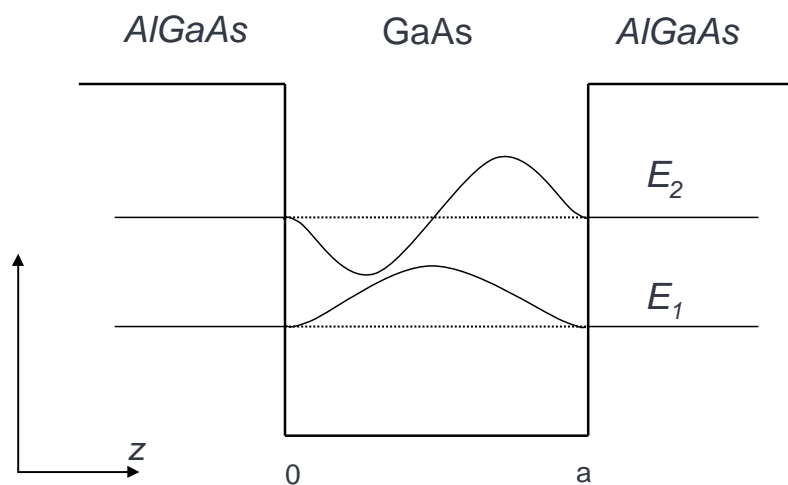


FIG. 1.1 – Puits de potentiel formé dans la structure *AlGaAs/GaAs/AlGaAs* et représentation des fonctions $\varphi_1(z)$ et $\varphi_2(z)$

Une solution pour réaliser un puits de potentiel consiste à prendre en sandwich une couche d'un premier semi-conducteur entre deux couches d'un semi-conducteur différent choisi de façon astucieuse. La Figure. 1.1 montre par exemple un puits formé à partir de GaAs et de AlGaAs. Quelques calculs (dont le principe est donné dans le chapitre 7 de la référence [Kittel86] montrent que l'énergie d'un électron de conduction dans GaAs est plus faible que dans AlGaAs. Le potentiel vu par les électrons ressemble donc à un puits rectangulaire dans lequel les électrons se voient piégés, le gaz d'électron bidimensionnel se forme . La résolution de l'équation 1.2 permet de calculer les fonctions d'ondes ψ et les énergies E_n des électrons et d'évaluer la densité d'électrons maximale pour n'avoir qu'une seule sous-bande occupée ($E_f < E_2$), le but étant en effet de fabriquer un système purement bidimensionnel (la méthode d'un calcul numérique auto-consistant du potentiel électrostatique, des fonctions d'ondes et des énergies sera exposée au chapitre 2).

En pratique, dans un semiconducteur intrinsèque tous les électrons apportés par les atomes sont utilisés pour réaliser des liaisons chimiques entre eux. Seuls quelques électrons supplémentaires sont fournis par les atomes d'impureté présents dans le semi-conducteur. Il en résulte que le nombre d'électrons venant peupler le puits est petit. Pour contrôler la densité électronique et remplir le puits de potentiel, la solution est d'introduire intentionnellement dans le semi-conducteur des atomes d'impureté possédant des électrons supplémentaires : C'est le *dopage*. Une fois séparés de leurs électrons supplémentaires les atomes de dopants possèdent une charge positive, on les appelle donneurs ionisés. Malheureusement si elle augmente le nombre d'électrons disponibles, l'introduction de ces impuretés apporte des défauts dans le cristal et dégrade les propriétés électriques de celui-ci. Il faut donc trouver un compromis entre l'apport d'électrons et la qualité des échantillons. Un grand progrès fût réalisé lorsque les dopants furent séparés spatialement du puits de potentiel dans les hétérojonctions à modulation de dopage [Dingle78] . Dans ce cas les électrons piégés ne subissent plus l'influence néfaste des atomes donneurs ionisés.

La figure 1.2 présente le schéma d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs. Lorsque ces deux semiconducteurs sont mis en regard, les électrons contenus dans AlGaAs ont une énergie potentielle plus forte que dans GaAs. Ils migrent naturellement dans le GaAs. Cependant, suite à ce déplacement de charges AlGaAs n'est plus neutre électriquement et les donneurs ionisés tendent à rappeler les électrons par l'intermédiaire des forces électrostatiques. Néanmoins l'énergie électrostatique n'est pas

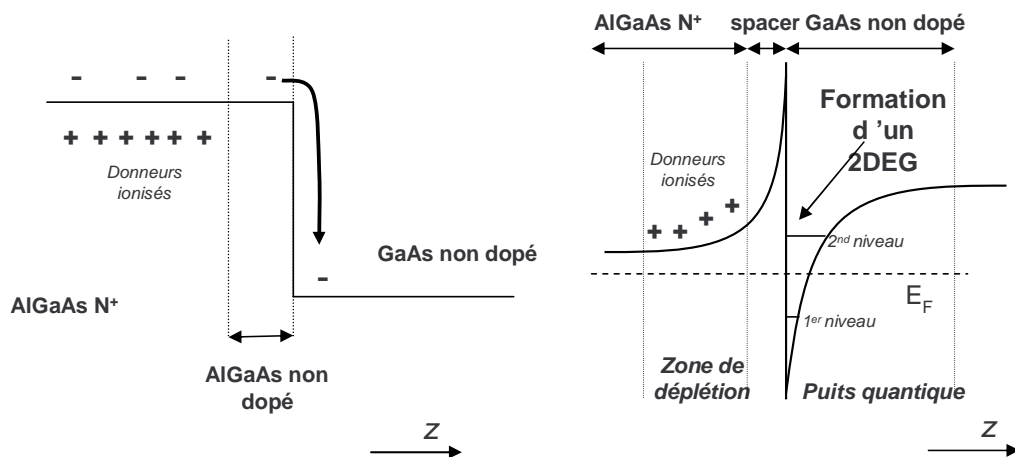


FIG. 1.2 – Formation d'un gaz d'électron bidimensionnel à l'hétérojonction AlGaAs/GaAs. Formation d'un puits de potentiel triangulaire

suffisante pour permettre aux électrons de passer la barrière de potentiel à l'interface AlGaAs/GaAs, ceux-ci s'accumulent donc à cet endroit. La présence de cette accumulation de charge courbe les bandes énergétiques dans les deux semi-conducteurs et donne lieu, à l'équilibre, à la création d'un puits de potentiel triangulaire. Pour augmenter le nombre d'électrons on peut doper l'AlGaAs. Comme le gaz d'électron se forme dans GaAs les dopants et les électrons ne se situent pas dans une même région de l'espace. Cela améliore grandement les qualités du gaz 2D [Dingle78], c'est l'intérêt des hétérojonctions.

Remarque : les cristaux semiconducteurs sont un arrangement périodique d'atomes. On montre [Ashcroft76] que l'influence de ces atomes sur les états électroniques peut dans certains cas être prise en compte en modifiant la masse des porteurs de charge. C'est l'*approximation de la masse effective*. Dans ce cas les électrons dans un cristal ressemblent à des électrons libres avec une masse m^* différente de celle dans le vide m_0 . Cette masse effective dépend du matériau considéré. Ainsi les équations précédentes restent valables pour des électrons dans un cristal semiconducteur si l'on remplace m par m^* . La suite de ce manuscrit se place dans l'approximation de la masse effective.

1.2 Théorie du transport

1.2.1 Modèle de Drude

La notion de désordre est un aspect important dans l'étude des phénomènes de transport électrique. L'écoulement du courant se trouve limité par la présence dans les systèmes réels de défauts (atomes d'impuretés, dislocations...). Des collisions sur les défauts se produisent et opposent une *résistance* au passage du courant électrique.

Le modèle de Drude est le premier modèle du transport électrique, il fût établi en 1900. Il présente les porteurs de charge comme se déplaçant, à l'équilibre, librement entre des collisions sur des impuretés [Pottier]. Le champ électrique \mathbf{E} appliqué entraîne une dérive des électrons, leur vitesse moyenne peut être aisément calculée en résolvant les équations du mouvement :

$$m \frac{d\langle v \rangle}{dt} + m \frac{\langle v \rangle}{\tau} = q\mathbf{E} \quad (1.11)$$

où q est la charge des particules et τ le temps moyen entre deux collisions (temps de vol).

En régime stationnaire,

$$\langle v \rangle = \frac{q\tau}{m} \mathbf{E}. \quad (1.12)$$

La mobilité μ des particules est le coefficient de proportionnalité entre leur vitesse et la valeur du champ électrique. La conductivité s'écrit $\sigma = nq\mu$, on déduit :

$$\sigma_0^D = \frac{n_s q^2 \tau}{m} \quad (1.13)$$

La mesure expérimentale de la conductivité permet donc de connaître des paramètres du système. C'est la raison pour laquelle les mesures de transport électrique ont été massivement utilisées par les physiciens pour étudier les matériaux. Le modèle de Drude décrit qualitativement les conducteurs dits Ohmiques (ceux dont la conductance est décrite par l'équation 1.1) mais il reste un modèle très simple, qui fût perfectionné par la suite.

Remarques:

- la mobilité est une mesure de la qualité d'un échantillon car elle est directement proportionnelle au temps de vol τ . Plus celui-ci est grand plus le désordre est faible. C'est cette notion qui était invoquée au paragraphe précédent lorsque la qualité des gaz bidimensionnels était évoquée.

- en pratique il existe toujours plusieurs mécanismes de collisions (sur les impuretés, sur les phonons...). Le temps de vol total sera tel que : $(\tau_{tot})^{-1} = \tau_{impurity}^{-1} + \tau_{phonons}^{-1} + \dots$

1.2.2 Equation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann permet de traiter des problèmes plus complexes, elle ne se base pas sur les équations du mouvement mais sur les équations de conservation de la matière [Ashcroft76]. L'équation de Boltzmann 1.14 régit l'évolution de la fonction $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$, probabilité de trouver un électron à l'instant t dans l'état \mathbf{k} , à la position \mathbf{r} .

Remarquons en premier lieu que cette équation consiste à trouver l'expression appropriée de $\frac{df}{dt}$. Cependant le terme dt ne représente pas une durée infinitésimale mais une échelle de temps grande Δt par rapport à la durée τ_0 d'une collision. De plus l'échelle pertinente Δt reste petite devant le temps de vol τ ; si bien que l'équation de Boltzmann doit décrire l'évolution de la fonction de distribution à une échelle de temps intermédiaire $\tau_0 \ll \Delta t \ll \tau$. Pour des particules de vitesse \mathbf{v} soumises à une force \mathbf{F} elle s'écrit :

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \mathbf{F} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \quad (1.14)$$

où $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ est la quantité de mouvement. En l'absence de collisions le nombre de particules contenues dans le volume $d\mathbf{r}d\mathbf{k}$ reste constant : $\frac{\partial f}{\partial t}_{coll} = 0$. Ce terme de collision contient toute la physique du problème. La difficulté consiste à l'explicitier puis à résoudre l'équation intégral-différentielle 1.14.

Ce problème compliqué nécessite un certain nombre d'approximations :

- seules les collisions binaires sont considérées (pas de collisions impliquant plusieurs particules et une impureté par exemple).
- les collisions sont considérées comme locales et instantanées $\tau_0 \ll \Delta t$.
- on fait l'hypothèse du temps de relaxation qui suppose que l'influence du terme $\frac{\partial f}{\partial t}_{coll}$ est de faire relaxer la fonction de distribution vers une fonction de distribution d'équilibre local.
- on fait l'hypothèse du chaos moléculaire qui est équivalente à une redistribution aléatoire des impuretés dans le système après chaque collision.

Cette dernière approximation est fondamentale dans la théorie. Elle signifie que les particules ne transportent pas d'informations sur les collisions précédentes. Elle établit une distinction entre l'avant et l'après d'une collision et elle est ainsi la source de l'irréversibilité dans l'équation de Boltzmann. Cette hypothèse a récemment été remise en cause [Bobylev95; Baskin98; Dmitriev01; Polyakov01] avec les conséquences pour la magnéto-résistance qui ne seront pas décrites dans le présent mémoire.

Une série de calculs montre que dans le cadre de ces hypothèses la conductivité du système peut s'écrire:

$$\sigma = \frac{nq^2\langle\tau\rangle}{m^*} \quad (1.15)$$

C'est une expression similaire à l'expression de Drude où $\langle\tau\rangle$ se définit de la façon suivante :

$$\langle\tau\rangle = \frac{\int \tau(E)D(E)f(E)dE}{\int D(E)f(E)dE}. \quad (1.16)$$

L'expression de $\tau(E)$ dépend du mécanisme de collisions. De manière générale l'étude de la dépendance de la conductivité en fonction de la température, caractéristique du processus, pourra être utilisée pour l'identifier. Pour une revue dans les systèmes bidimensionnels voir [Ando82].

1.2.3 Application d'un champ magnétique

1.2.3.1 Modèle de Drude-Boltzmann

Si un champ magnétique B est appliqué perpendiculairement au système bidimensionnel les électrons sont soumis à la force de Lorentz $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. On peut alors résoudre à nouveau l'équation 1.14 et l'on obtient le tenseur des conductivités suivant :

$$\vec{\sigma} = \sigma_0^D \begin{pmatrix} \frac{1}{1+(\omega_c\tau)^2} & \frac{\omega_c\tau}{1+(\omega_c\tau)^2} \\ \frac{-\omega_c\tau}{1+(\omega_c\tau)^2} & \frac{1}{1+(\omega_c\tau)^2} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Le tenseur des résistivités s'obtient en inversant le tenseur de conductivité. La résistance longitudinale est indépendante du champ magnétique $\rho_{xx} = 1/\sigma_0^D$ et la résistance transverse est proportionnelle au champ magnétique $\rho_{xy} = B/qn$. Il apparaît donc une différence de potentiel perpendiculairement à l'écoulement du courant. C'est l'*effet Hall* [Hall79]. C'est un effet remarquable car il a permis de distinguer deux types de charges: négatives les électrons et positives les trous. En

outre, cet effet ne dépend que de leur densité surfacique. C'est pourquoi il est fréquemment utilisé pour la déterminer.

1.2.3.2 Effet Shubnikov de Haas

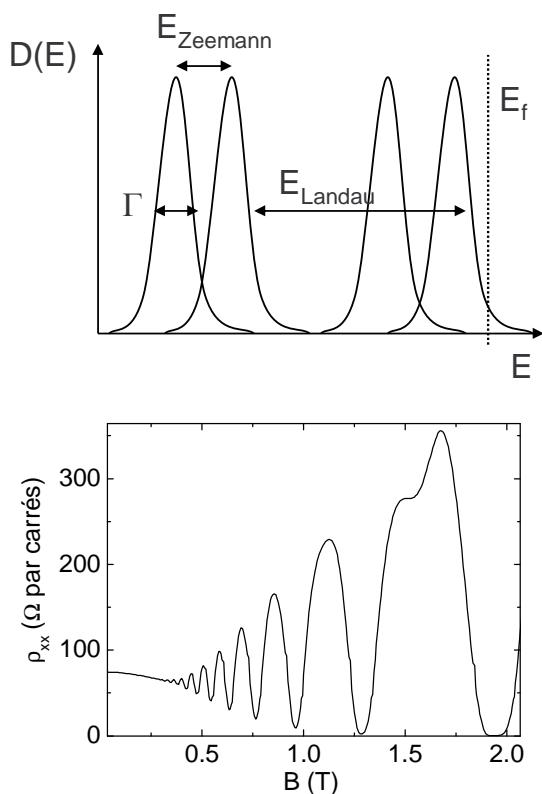


FIG. 1.3 – (a) Densité d'état en présence de champ magnétique dans un système réel. Les niveaux de Landau élargis sont séparés par l'énergie $E_{Landau} = \hbar\omega_c$. Le champ magnétique lève la dégénérescence de spin par l'intermédiaire de l'énergie Zeeman $E_{Zeeman} = g\mu_B B$. (b) Variation de la résistance en fonction du champ Magnétique : l'effet Shubnikov de Haas

La théorie précédente du transport n'est justifiée en présence de champ magnétique que si celui-ci vérifie la condition $\hbar\omega_c \ll k_B T$. Dans le cas contraire la quantification en niveaux de Landau ne peut être négligée et l'équation de Boltzmann cesse d'être valide, une théorie quantique devient nécessaire. Cependant dans les systèmes réels l'équation de Boltzmann peut être utilisée à des températures inférieures en raison de la présence de désordre. Les collisions sur les impuretés provoquent un élargissement Γ des niveaux de Landau. La densité d'état $D(E)$ ressemble alors à une série de pics élargis et la théorie reste donc valide pour $k_B T \gg \hbar\omega_c - \Gamma$. Dans le cas contraire la quantification est effective.

En faisant varier le champ magnétique de façon continue l'espacement entre les niveaux de Landau élargis augmente en même temps que le nombre d'électrons qu'ils sont susceptibles d'accueillir. Le nombre d'électrons étant constant, à me-

sure que le champ magnétique augmente un nombre plus restreint de niveaux de Landau se trouve occupé. C'est ce qui explique que le niveau de Fermi reste sensiblement constant dans le système. Le niveau de Fermi croise donc successivement les différents niveaux de Landau en fonction de la valeur du champ magnétique. La résistance longitudinale de l'échantillon qui est proportionnelle à la densité d'état au niveau de Fermi [Coleridge89] présente donc des oscillations. C'est l'effet *Shubnikov de Haas*. Ces oscillations suivent une loi en $1/B$ de période $\Delta(1/B) = e/\pi\hbar n$. Ainsi, la période des oscillations Shubnikov de Haas dans ρ_{xx} est un outil extrêmement utile pour d'obtenir une estimation expérimentale de n_s conjointement à l'effet Hall.

1.3 Théorie de la localisation

La physique quantique domine en apparence la physique moderne mais de nombreux phénomènes apparaissant tout d'abord comme purement quantiques se révèlent avoir des analogues en physique classique. Cela tient au fait que la théorie quantique inclut la physique des ondes. La question de la localisation d'une onde est par exemple un problème général qui touche des domaines variés de la physique. On retrouve cette question en acoustique, en optique et bien entendu en électronique car depuis l'avènement de la physique quantique on sait que les électrons sont à la fois décrits comme des ondes et comme des particules. En premier lieu, une approche classique de la localisation sera présentée. Ce modèle simple permettra de comprendre les mécanismes de base de la localisation. La théorie quantique sera ensuite présentée.

1.3.1 Localisation d'Anderson : approche Classique

Une approche très simplifiée consiste à considérer une onde se propageant sur un fil tendu de longueur infinie et de masse nulle [Maynard01]. Le résultat obtenu pour ce système unidimensionnel pourra être généralisé à la dimension 2. Le dispositif est tel qu'une excitation peut être appliquée à une extrémité l'autre étant attachée de façon à absorber toute onde incidente. Le fil ayant une longueur infinie et une masse nulle, quelle que soit l'amplitude et la fréquence de l'oscillation appliquée celle-ci crée une onde qui se propage le long du fil. En régime stationnaire l'onde existe sur tout le fil elle est *délocalisée*.

Si une masse m est placée à un endroit sur le fil une partie de l'énergie de l'onde incidente est réfléchiée par la masse et une partie est transmise (Fig. 1.4b). Enfin, si une série de masses est placée sur le fil, des réflexions se produisent sur chacune d'elles. Si les masses sont régulièrement espacées les réflexions spéculaires se produisant sur chacune d'entre elles interfèrent constructivement et il résulte que certaines fréquences (modes) sont autorisées. Les modes, ou ondes de Bloch classiques, autorisés sont tels que la distance entre les masses est un multiple de leur période ($1/f$, Fig. 1.4c). Le système continue à transmettre les ondes au moins dans certaines bandes de fréquences. Notons que ces modes acoustiques ont été observés dans variété de systèmes de dimensionnalité différente [Maynard01; Torres98].

Une théorie des bandes d'énergies a de même été développée en physique de la ma-

tière condensée pour expliquer les propriétés dans les matériaux cristallins. Le rôle des masses est tenu par les atomes du cristal et celui des ondes par les électrons.

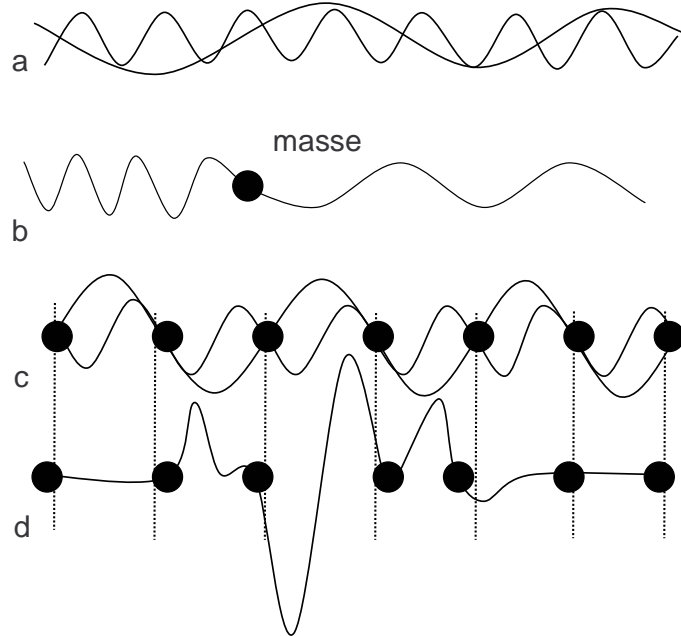


FIG. 1.4 – (a) Propagation le long d'un fil tendu. (b) réflexion d'une partie de l'énergie incidente sur une masse accrochée au fil (c) interférences constructives sur le réseau, création des ondes de Bloch classiques (d) Localisation de l'onde par le désordre.

Il est intéressant d'examiner comment ce schéma est modifié par l'introduction de désordre dans le système. En d'autres termes que se passe-t-il si les masses ne sont plus régulièrement placées sur le fil mais de façon aléatoire? Les ondes réfléchies par chacune des masses n'interfèrent plus constructivement tout au long du fil, l'onde se trouve alors forcée de n'exister que dans une partie du fil (Fig. 1.4d): elle est *localisée* par le désordre. C'est la localisation d'Anderson [Anderson58]. Ce phénomène se produit aussi pour les électrons dans un métal et fût invoqué par Anderson et Mott pour expliquer la transition métal-isolant dans les métaux désordonnés tridimensionnels.

On montre qu'en présence de fort désordre la fonction d'onde s'atténue de façon exponentielle à partir d'un point de l'espace [Anderson58]. L'extension spatiale caractéristique de la fonction d'onde est appelée longueur de localisation ζ , elle sera d'autant plus petite que le désordre sera grand.

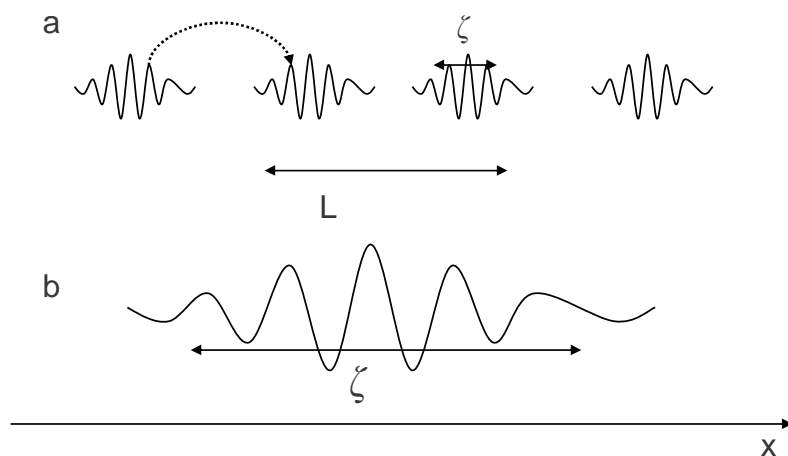


FIG. 1.5 – (a) *Localisation forte*, lorsque la longueur de localisation ζ est plus petite que la taille de l'échantillon L . La conduction se fait par sauts entre différents états localisés (b) *Régime délocalisé*.

En comparant la taille de l'échantillon L à la longueur de localisation on peut différencier deux régimes dépendant du niveau de désordre (cf. Fig. 1.5). Pour un faible désordre, le régime *délocalisé* lorsque $\zeta > L$. Dans ce cas la théorie de Drude-Boltzman s'applique. Pour un fort désordre, le régime de la *localisation forte* lorsque $\zeta < L$. Le système est qualifié d'isolant d'Anderson. La conductance décroît alors de façon exponentielle avec L , la taille de référence étant la longueur de localisation ζ . La conductance s'écrit alors: $G(L) \propto e^{-L/\zeta}$. De manière qualitative pour traverser l'échantillon les électrons doivent "sauter" d'état localisé en état localisé. La conductance du système est liée à la probabilité $e^{-L/\zeta}$ de ces sauts.

Ces considérations simples montrent que le comportement de la conductivité d'un système dépend du niveau de désordre et de sa taille. C'est le but de la théorie d'échelle que d'essayer de comprendre la localisation en considérant la conductance du système et sa taille L .

1.3.2 Théorie d'échelle de la localisation: approche quantique

Au milieu des années soixante Thouless et ses collaborateurs commencèrent à formuler une Théorie d'échelle qui s'attaque au problème suivant: peut-on prévoir les propriétés d'un échantillon à partir de celles d'un échantillon de taille légèrement

différente?

Si l'on double la taille d'un échantillon il semble raisonnable que ses propriétés seront liées à celles de l'échantillon de départ. De quelle manière? Est-il possible de résumer l'évolution des propriétés avec un nombre restreint de paramètres? Ce sont des questions auxquelles ils tentèrent d'apporter une réponse. Ils montrèrent en effet que pour les systèmes unidimensionnels il existe un paramètre unique qui contrôle le comportement du système quand il change de taille: c'est sa conductance G .

Deux limites ont déjà été exposées. Dans les cas de grande conductance la théorie de Drude (Eq. 1.1) s'applique et ainsi $G(L) = n_s e^2 \tau / m^* L^{d-2}$, d étant la dimensionnalité du système. Dans le cas de faible conductance on s'attend à se trouver dans le régime fortement localisé $G(L) = e^{-L/\zeta}$. Dans ces deux cas la conductance du système apparaît clairement liée à sa taille.

La théorie d'échelle se trouva renforcée lorsqu'en en 1979 Abrahams et ses collaborateurs obtinrent que la fonction $\beta = d \ln g / d \ln L$ ne dépend que de la conductance g (ici donnée dans les unités e^2/h) [Abrahams79]. La théorie est valable pour un mouvement diffusif des électrons c'est à dire à des tailles L supérieures au libre parcours moyen, elle s'applique aux systèmes de dimension 1, 2 et 3. L'idée est que le changement de désordre effectif quand le système devient un peu plus grand est déterminé par sa valeur à la taille précédente. La seule mesure de ce désordre effectif est la conductance g . Cette fonction $\beta(g)$ permet de calculer la conductance du système quand celui-ci change de taille et a pour asymptotes:

$$\beta(g) = \begin{cases} d - 2 & g \gg 1 \\ \text{const.} + \ln g & g \ll 1 \end{cases} \quad (1.18)$$

Où d est la dimensionnalité du système. La fonction β s'obtient aisément en considérant la conductivité de Drude pour la limite $g \gg 1$ et la localisation forte dans le cas contraire. En dehors de ces deux limites une théorie perturbative permet de calculer des corrections à la fonction β pour un faible désordre. Les fonctions d'échelles pour des systèmes uni-, bi- et tridimensionnels sont représentées sur la figure 1.6.

Pour les systèmes tridimensionnels le comportement en fonction de la taille dépend de la conductance de départ. Il existe un niveau de désordre critique au delà duquel la conductance se comporte comme celle d'un système localisé $\beta < 0$. Ce niveau de

désordre correspond à une *transition métal isolant*.

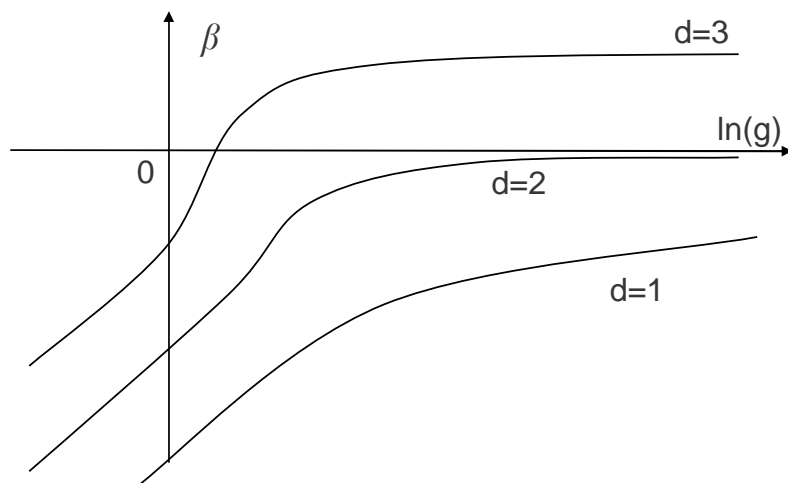


FIG. 1.6 – Fonction d'échelle β en fonction de la conductance pour différentes dimensions

La fonction $\beta(g)$ est toujours négative pour $d = 1, 2$; si bien que dans tout système uni- ou bidimensionnel un accroissement de la taille se traduit par une diminution de la conductance. C'est cette propriété de la conductance qui définit un système comme étant localisé. La conclusion importante de la théorie d'échelle de la localisation est: quel que soit le niveau de désordre dans le système uni-, bidimensionnel celui-ci se comporte comme un système *localisé*.

Dans ce contexte il n'est plus possible de faire la distinction régime de localisation forte et le régime délocalisé. Cependant le comportement pour $\zeta < L$ et $\zeta > L$ ont une nature différente et si l'on parle alors de régime *fortement localisé* on doit maintenant considérer un régime *faiblement localisé* dans le cas contraire. En pratique la longueur de localisation peut être évaluée comme $\zeta \approx e \frac{\pi^2 \hbar}{g e^2}$ où ρ est la résistivité du système. Cela correspond à une longueur de localisation d'environ 10^5 m pour un échantillon ayant une mobilité de 10^4 cm²/Vs (cela constitue une mobilité relativement faible comparée aux meilleures obtenues). Les échantillons courant ayant une taille de l'ordre du centimètre la plus part des systèmes se trouveront donc faiblement localisés.

1.3.3 Effet de la température : rupture de phase

Avant de décrire le régime de localisation faible examinons l'effet de la température sur la fonction d'onde. Ceci permettra d'expliquer comment la température est introduite dans la théorie de la localisation.

En rendant dynamique un certain nombre de processus la température a pour conséquence de détruire la nature ondulatoire des électrons par l'intermédiaire de la rupture de phase [Mohanty]. Pour comprendre ce qu'est la rupture de phase on peut imaginer l'expérience suivante : un faisceau d'électrons est coupé en deux puis recombéné. La différence de phase qui existe entre les deux chemins est nulle si ceux-ci sont identiques, il résulte alors une interférence constructive. On montre [Feynman65] que l'application d'un champ magnétique introduit une différence de phase supplémentaire entre les deux chemins et change donc l'interférence de constructive à destructive alternativement au point de recombinaison, c'est l'effet Aharonov-Bohm. Dans un cristal réel la forme des trajectoires dépend de la distribution d'impuretés ou de défauts, il y a donc peu de chance que les deux chemins soient initialement identiques. Cependant, tant que la distribution d'impuretés reste statique la relation de phase entre les deux chemins est "donnée" et l'application du champ magnétique ne fait que faire osciller l'interférence au point de recombinaison. Si la relation de phase varie de façon aléatoire avec le temps il n'existe alors plus de figure d'interférence stationnaire et l'on ne peut plus observer d'effet interférentiel. C'est la rupture de phase. En physique de la matière condensée les phonons ou les degrés internes de liberté des impuretés sont activés par la température. Ces processus font varier de façon dynamique la phase entre deux chemins et détruisent les phénomènes interférentiels. Un autre mécanisme de rupture de phase bien connu est l'interaction électron-électron.

Le temps caractéristique durant lequel la phase est conservée dépend de la température, il est appelé temps de cohérence de phase τ_φ . Ce temps permet à son tour de définir la longueur de cohérence de phase $l_\varphi = D\tau_\varphi$ où D est la constante de diffusion du système. La longueur de cohérence donne l'échelle à laquelle on peut considérer l'électron comme une onde. La localisation forte requiert $L, l_\varphi > \zeta$. En d'autres termes elle requiert que l'électron ressemble suffisamment à une onde pour que l'effet interférentiel puisse se produire et que les états localisés se créent. Dans le cas contraire l'onde est détruite sur une longueur caractéristique $l_\varphi(T)$ qui constitue la longueur de coupure des effets interférentiels. Du point de vue de la théorie

de la localisation tout se passe comme si l'on étudiait un échantillon de longueur $L = l_\varphi(T)$. C'est pourquoi c'est cette longueur qui entre dans les expressions de la localisation à température non nulle.

1.3.4 Localisation faible

1.3.4.1 Rétrodiffusion cohérente

La localisation forte a pour origine les effets interférentiels. De même, la localisation dans le régime de localisation faible a pour origine des interférences. Celles-ci sont d'un autre type que celles précédemment évoquées et donnent lieu à une rétrodiffusion cohérente de l'onde électronique [Datta95]. Il s'agit d'interférences entre différentes trajectoires possibles dans l'échantillon.

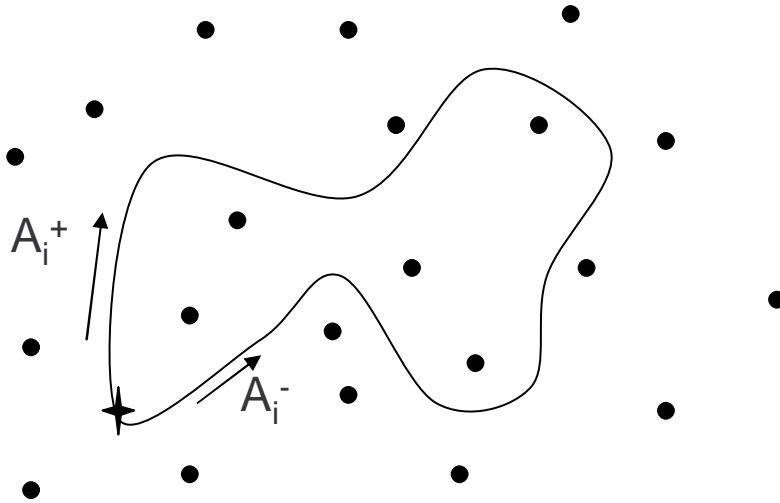


FIG. 1.7 – Une trajectoire fermée peut être parcourue dans les deux sens. L'interférence constructive des deux chemins au point de départ donne lieu à la rétrodiffusion cohérente.

La rétrodiffusion cohérente peut être expliquée à l'aide de la probabilité $P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)$ qu'a un électron de rejoindre le point \mathbf{r}' de l'espace à partir du point \mathbf{r} à l'instant t . Cette probabilité s'écrit:

$$P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \underbrace{\sum_i |A_i|^2}_{\text{terme classique}} + \underbrace{\sum_{i \neq j} A_i A_j^*}_{\text{interferences}} \quad (1.19)$$

Les amplitudes de probabilité A_i correspondent aux différents chemins i possibles entre \mathbf{r} et \mathbf{r}' . Si les points \mathbf{r} et \mathbf{r}' sont quelconques, le terme interférentiel sera moyenné à 0 car les trajectoires ont dans ce cas des phases non corrélées. Par contre, si les points \mathbf{r} et \mathbf{r}' coïncident (cas de retour au point de départ), les orbites peuvent être groupées en paires symétriques par renversement du temps A_i^+ et A_i^- pour lesquelles $A_i^+ = A_i^- = A_i$. L'équation 1.19 devient:

$$P(\mathbf{r}, \mathbf{r}, t) = \underbrace{\sum_i |A_i^+|^2 + |A_i^-|^2}_{\text{terme classique}} + \underbrace{\sum_i A_i^+ A_i^{-*} + A_i^- A_i^{+*}}_{\text{interferences}} = 2 \sum_i |A_i|^2 \quad (1.20)$$

Ainsi, le terme interférentiel augmente la probabilité de revenir au point de départ par rapport à la probabilité de se diriger vers un autre point. C'est la rétrodiffusion cohérente qui est à l'origine du comportement localisé dans le régime de localisation faible.

1.3.4.2 Signature de la localisation faible

La signature unique de la localisation faible est sa destruction par l'application d'un champ magnétique. Celui-ci supprime en effet la rétrodiffusion cohérente de l'onde électronique. Le champ magnétique introduit une phase ϕ supplémentaire à la fonction d'onde sur le parcours $\mathbf{r}\mathbf{r}'$ [Feynman65]. L'amplitude de probabilité A_i du chemin i entre \mathbf{r} et \mathbf{r}' devient $A_i e^{i\phi}$. Pour deux chemins fermés symétriques par renversement du temps la différence de phase s'écrit :

$$\Delta\phi_i = \frac{2e}{\hbar} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \frac{2eBS_i}{\hbar} = \frac{2\pi B}{B_i} \quad (1.21)$$

où S_i désigne l'aire contenue par la trajectoire fermée, B_i est un champ caractéristique dépendant de l'aire de la trajectoire fermée. L'amplitude de probabilité totale de rétrodiffusion pour le chemin i revenant au point de départ s'écrit : $A_i(B) = 2A_i(0) \cos(2\pi B/B_i)$. L'effet du champ magnétique est donc de faire osciller à une fréquence caractéristique la probabilité de rétrodiffusion pour un chemin donné. La fréquence des oscillations dépend du chemin considéré et varie continûment entre une valeur minimale et l'infini. En considérant tous les chemins possibles l'amplitude totale s'écrit:

$$A = \sum_i 2A_i(0) \cos(2\pi B/B_i) \quad (1.22)$$

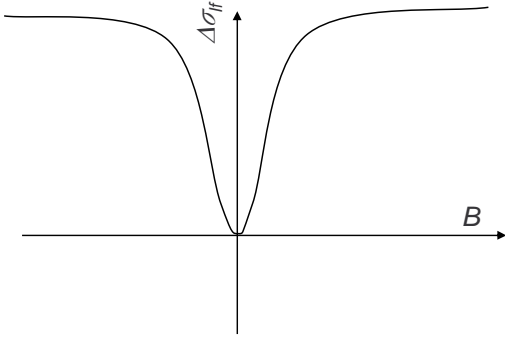


FIG. 1.8 – *Destruction de la localisation faible par le champ magnétique, influence sur la conductivité.*

Cette somme diminuant de façon continue avec le champ magnétique donne lieu à la destruction de la rétrodiffusion cohérente. Le champ magnétique B_c nécessaire pour détruire la rétrodiffusion est égal à la plus petite période B_i correspondant au chemin cohérent le plus grand. Pour un échantillon de taille supérieure à la longueur de cohérence cette aire est l_φ^2 ainsi,

$$B_{cr} \sim \frac{h}{eS_{max}} = \frac{h}{e(l_\varphi)^2}. \quad (1.23)$$

L'influence de la suppression de la localisation faible sur la conductivité prend la forme d'une correction à la conductivité de Drude (Eq.1.17). La dépendance fonctionnelle de cette correction en fonction du champ magnétique nécessite une théorie plus élaborée [Altshuler80; Hikami80] et prend la forme (voir la figure. 1.8):

$$\delta\sigma_{xx}^{lf}(B) = \frac{\alpha e^2}{\pi h} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_B}{2\tau_\varphi} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_B}{2\tau} \right) \right] \quad (1.24)$$

où Ψ est la fonction digamma, α est un facteur dépendant du mécanisme de rupture de phase et $\tau_B = l_m^2/2D$ est temps de relaxation magnétique avec $l_m = \sqrt{\hbar/eB}$ la longueur magnétique.

Expérimentalement l'ajustement des mesures à cette dépendance permet d'obtenir le temps de relaxation de phase donnant des informations importantes sur les mécanismes de rupture de phase. L'ajustement des données fera l'objet d'un paragraphe dans la partie expérimentale.

Il faut noter l'universalité de la localisation faible et de sa dépendance fonctionnelle. Elle a été observée dans les semiconducteurs pour les électrons [Wheeler81], dans les milieux désordonnés pour la lumière [Akkermans86] et même pour les ondes sismiques dans la croûte terrestre [Larose04].

1.3.4.3 Localisation faible, dépendance de la conductivité en fonction de T

La relation qui existe entre la théorie de la localisation et la conductivité d'un système physique a été mise en lumière de façon qualitative. L'objectif de ce paragraphe est de décrire de façon qualitative les prédictions théoriques dans les systèmes bidimensionnels spécifiquement.

L'objet de la présente étude expérimentale n'étant pas de considérer le régime de localisation forte, rappelons simplement que dans ce régime la conduction est dite "activée". A température non nulle la conductivité dépend de façon exponentielle de la température qui fournit l'énergie d'activation. Le problème de la transition entre le régime de localisation forte et de localisation faible est un problème relativement ancien qui a traversé les deux dernières décennies [Dolan79; Jiang92; Minkov02] et qui ne sera pas non plus traité de façon explicite. Le paragraphe suivant donne donc les prédictions théoriques dans le régime de localisation faible.

Les considérations sur la fonction d'échelle β ont montré qu'à température nulle tout système bidimensionnel se comporte comme un isolant. Ce, quel que soit le niveau de désordre qu'il contient. Cela se manifeste par une diminution de sa conductance quand ses dimensions augmentent. On montre que la conductivité du système peut alors s'écrire [Lee84].

$$\sigma = \sigma_0^D - \alpha \frac{e^2}{\hbar\pi^2} \ln \frac{L}{l} \quad (1.25)$$

où σ_0^D est la conductivité de Drude, L est la taille de l'échantillon et l le libre parcours moyen. Le rôle fondamental de la température est de détruire le caractère ondulatoire des électrons. Une nouvelle échelle caractéristique doit alors être utilisée, la longueur de cohérence de phase l_φ pour laquelle les électrons peuvent être considérées comme des ondes. Tout se passe alors comme si l'on étudiait un échantillon de longueur l_φ . Ainsi à température non nulle $\sigma = \sigma_0^D - \alpha \frac{e^2}{\hbar\pi^2} \ln \frac{l_\varphi}{l}$. Après quelques manipulations et en supposant que $\tau_\varphi \propto T^{-p}$ on obtient la dépendance en température de la conductivité:

$$\sigma(T) = \sigma_0^D - \alpha p \frac{e^2}{\hbar\pi^2} \ln \frac{T}{T_0} \quad (1.26)$$

où T_0 dépend du détail de l'échantillon. Il faut noter que cette expression est obtenue en utilisant la théorie des perturbations. Elle n'est donc valable que si

le deuxième terme de l'équation 1.26 reste petit par rapport à la conductivité de Drude. Lorsque ce terme devient non négligeable le système entre dans le régime de localisation forte.

La localisation faible donne donc une contribution telle que la conductivité du système diminue quand la température diminue. C'est ce que l'on qualifera de *comportement isolant*. Ce comportement logarithmique en fonction de la température fût observé dès le début des années 80 [Dolan79; Bishop80] confirmant les prédictions. Dans ce contexte la découverte en 1994 d'un comportement métallique dans des systèmes bidimensionnels [Kravchenko94] apparut comme une surprise car en complète contradiction avec la théorie d'échelle. Une tentative pour concilier cette observation et la théorie d'échelle fût d'y introduire les effets d'interaction électrons-électrons.

1.4 Interaction électron-électron

Les effets de l'interaction électron-électron ont jalonné la physique de la matière condensée moderne donnant lieu parfois à des comportements absolument nouveaux et imprévus. Pour preuve l'effet Hall quantique fractionnaire qui fût découvert en 1982 [Tsui82] et pour lequel les auteurs reçurent le prix Nobel de physique en 1998. En 1994 Kravchenko et ses collaborateurs observèrent qu'en faisant varier la densité électronique les gaz d'électrons dans les MOS Silicium pouvaient présenter une résistance diminuant avec la température : *un comportement de type métallique* interdit alors par la théorie. Ils avaient donc observé une apparente Transition Métal-Isolant dans les systèmes bidimensionnels [Kravchenko94].

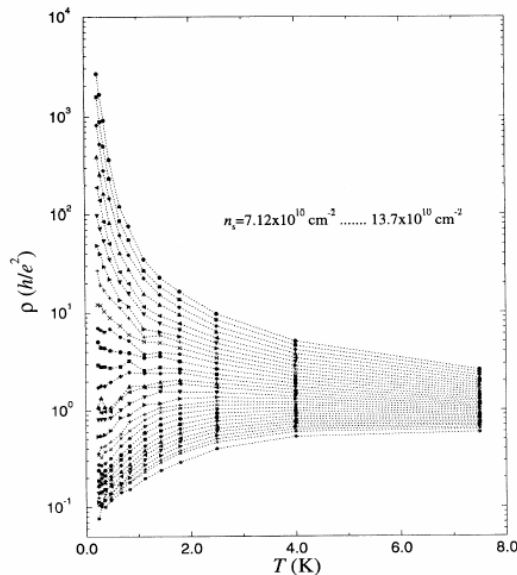


FIG. 1.9 – *Transition Métal-Isolant*; la figure tirée de la référence [Kravchenko95]. Le système est mené d'un comportement isolant à un comportement métallique en faisant varier la densité d'électrons.

Très vite, l'interaction fût invoquée pour expliquer cette observation. Cette partie expose comment l'interaction électron-électron était prise en compte en 1994. Les modifications apportées à ce cadre théorique pour tenter d'expliquer la transition seront présentées dans la partie suivante.

1.4.1 Intensité et régime de l'interaction

1.4.1.1 Intensité de l'interaction

Le paramètre r_s est utilisé pour quantifier la force de l'interaction entre les électrons à l'intérieur d'un système. Celui-ci est défini comme le rapport entre

l'énergie de Coulomb E_c et l'énergie de Fermi E_f , il traduit la compétition entre deux comportements. Si ce rapport est grand, l'énergie de Coulomb est prépondérante dans le système, l'effet de l'interaction est fort. Dans le cas contraire c'est l'énergie de Fermi qui est prépondérante et le système d'électrons ressemble alors à un gaz de Fermi sans interactions. Le paramètre r_s s'écrit :

$$r_s = \frac{E_c}{E_f} \propto \frac{g_s g_v m^*}{n_s^{1/2}}. \quad (1.27)$$

Ce paramètre est donc inversement proportionnel à la racine carrée de la densité surfacique d'électrons. On comprend donc qu'en faisant varier la densité électronique dans leur système Kravchenko et ses collaborateurs faisaient varier l'interaction électron-électron. C'est pourquoi celle-ci fût rapidement pressentie comme l'origine de l'apparente transition.

Qualitativement, moins le système contiendra d'électrons et plus l'influence de leurs interactions sera grande. Pour se représenter cela en termes simples il faut considérer le nombre d'états disponibles donné. Le nombre de possibilités de répartir les électrons dans ces états est plus petit pour un système de grande densité que pour un système de faible densité. Le système de faible densité a donc plus de choix pour répartir les électrons de manière à minimiser leur interaction. C'est dans ce cas que l'interaction a le plus d'influence.

1.4.1.2 Régime d'interaction

Il faut distinguer deux limites pour l'interaction électron-électron. Les deux cas sont obtenus en comparant l'énergie thermique $k_B T$ à l'énergie de désordre \hbar/τ . La condition $k_B T \tau / \hbar \ll 1$ définit le *régime diffusif* au sens de l'interaction. Dans le cas contraire le régime est dit *ballistique*.

Physiquement la condition du régime diffusif implique que le temps effectif d'interaction $\hbar/k_B T$ soit plus grand que le temps de relaxation τ . Cela signifie que deux électrons interagissant ont déjà interagit avec plusieurs impuretés. Dans le régime ballistique l'interaction ne met en jeu qu'une seule impureté [Li03].

L'interaction électron-électron ne fût initialement discutée que dans ces deux cas limites [Altshuler85; Gold86]. Une théorie [Zala01a; Zala01b; Gornyi04] incluant les deux régimes de diffusion ne fût disponible que plus tard.

Remarque: L'utilisation des termes diffusif et ballistique dans la suite de ce mémoire

fait référence à la présente définition. Elle ne fait pas référence à la définition usuelle pour laquelle on compare le libre parcours moyen à la taille de l'échantillon. Il faudra donc comprendre régime diffusif ou balistique "au sens de l'interaction" dans la suite de cet exposé.

1.4.2 Régime diffusif

1.4.2.1 Champ magnétique nul

Lorsque le système présente une interaction entre les particules il est possible de montrer que les interactions peuvent être prises en compte dans l'approche de liquide de Fermi développée par Landau [Ashcroft76]. Un certain nombre de paramètres sont alors introduits traduisant la renormalisation des grandeurs physiques par l'interaction. Ces renormalisations peuvent être grandes mais doivent rester finies [Lee84]. En ce qui concerne le problème de la conductivité c'est le paramètre F_0^σ gouvernant la renormalisation de la susceptibilité magnétique qui est important. Au début des années 80 Altshuler et Aronov traitèrent le problème à l'aide de la théorie des perturbations au premier ordre en fonction de l'interaction [Altshuler85] et dans le régime diffusif. Ils obtinrent la contribution suivante pour l'interaction électron-électron:

$$\delta\sigma_{ee}(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma} \right) \right] \ln \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right). \quad (1.28)$$

L'interaction électron-électron est donc aussi la source d'une correction logarithmique. Cette correction fût rapidement observée [Lin84].

1.4.2.2 Champ magnétique non nul

Si un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au gaz bidimensionnel la théorie de Drude-Boltzmann prédit que la conductivité s'écrit selon l'équation 1.17. Dans l'éventualité de corrections $\delta\sigma_{xx} = \delta\sigma_{xy}$ et $\delta\sigma_{xy} = -\delta\sigma_{yx}$ au tenseur des conductivités, il existe une correction sur le tenseur des résistivités. Celle-ci s'obtient en inversant le tenseur des conductivités et s'écrit:

$$\delta\rho_{xx} = \rho_D^2 \left[(\omega_c^2 \tau^2 - 1) \delta\sigma_{xx} + 2\omega_c \tau \delta\sigma_{xy} \right] \quad (1.29)$$

$$\delta\rho_{xy} = \rho_D^2 \left[(\omega_c^2 \tau^2 - 1) \delta\sigma_{xy} - 2\omega_c \tau \delta\sigma_{xx} \right] \quad (1.30)$$

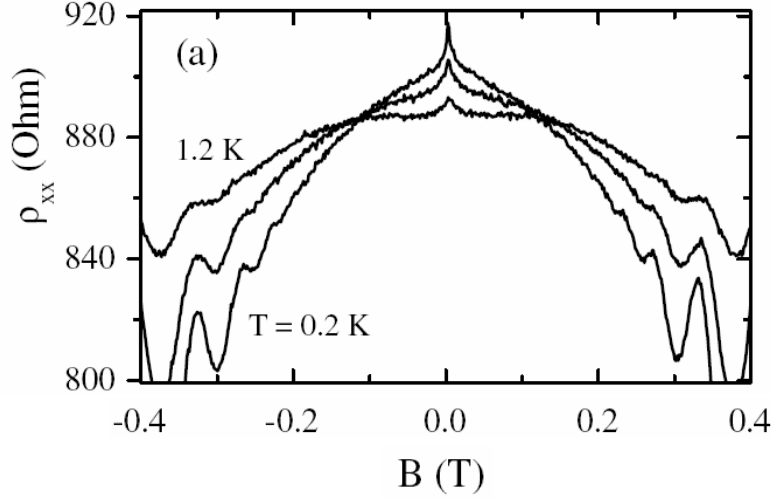


FIG. 1.10 – *Magnéto-résistance dans une hétérojonction n-GaAs, la figure est tirée de la référence [Li03]. Le pic à bas champ magnétique est dû à la destruction de la localisation faible. La composante parabolique est l'effet de l'interaction électron-électron. Notons que cette figure a valeur d'illustration car ce résultat expérimental est obtenu dans le régime intermédiaire d'interaction.*

On montre [Houghton82; Altshuler85] que la localisation faible et l'interaction électron-électron n'apportent pas de correction à σ_{xy} . Dans le régime diffusif les deux équations précédentes se réduisent alors à :

$$\delta\rho_{xx} = \rho_D^2(\omega_c^2\tau^2 - 1)\delta\sigma_{xx} \quad (1.31)$$

$$\delta\rho_{xy} = -2\rho_D^2\omega_c\tau\delta\sigma_{xx}^{ee} \quad (1.32)$$

Seule $\delta\sigma_{xx}^{ee}$ intervient dans l'expression de $\delta\rho_{xy}$ car terme de localisation faible s'annule [Altshuler85].

Les propriétés du tenseur des conductivités sont importantes car elles permettent de différencier la localisation faible et l'interaction électron-électron. Cette tâche est à priori difficile car ces deux effets donnent une contribution logarithmique à la dépendance en température de la conductivité. Cependant les deux phénomènes ne dépendent pas du champ magnétique de la même façon. La localisation faible est supprimée par le champ magnétique [Hikami80] alors que l'interaction électron-électron y est insensible [Altshuler85]. Aux faibles champs ($\omega_c\tau \ll 1$, $B < B_{cr}$) la magnéto-résistance est due à la destruction de la localisation faible et a la forme de la fonction digamma de l'équation 1.24. A champ magnétique fort ($\omega_c\tau \gg 1$)

la magnéto-résistance est parabolique avec une courbure donnée par l'interaction électron-électron. Cette caractéristique fut rapidement observée dans les expériences [Paalanen83; Choi86]

Le champ magnétique est donc un outil puissant pour déterminer l'influence respective des différentes contributions. C'est l'outil qui fût utilisé lors de la présente étude.

1.4.2.3 Levée de dégénérescence en spin

Lorsque le champ magnétique devient suffisant pour lever la dégénérescence en spin, c'est à dire lorsque $k_B T < g\mu_B B$, la contribution due à l'interaction électron-électron est modifiée donnant lieu à une magnéto-résistance s'écrivant [Hikami80]:

$$\delta\sigma_{spin}(B) = -\frac{e^2}{\pi h} G(F_0^\sigma, b) \quad (1.33)$$

où $b = g\mu_B B/k_B T$. Pour les petites valeurs de b la fonction G varie comme $0.084b^2$ alors que pour les grandes valeurs de b elle varie comme $\ln b/1.3$. Il est possible de calculer cette fonction pour les valeurs intermédiaires de b [Burdis88].

Il faut noter que le régime diffusif correspond pour les échantillons de haute mobilité aux très basses températures ($k_B T\tau/\hbar \ll 1$ pour $T < 6$ mK pour les échantillons de l'étude [Zudov03]). De sorte que l'étude de ces échantillons nécessite une théorie dans le régime balistique d'interaction.

1.4.3 Régime Balistique

Les premiers calculs pour les hautes températures sont dus à Gold et Dolgoplov [Gold86] qui menèrent une approche semi-classique dont le principe est le suivant : Les électrons ne sont pas seulement affectés par la présence d'impuretés ou de phonons mais aussi par la présence d'autres électrons. Ceux-ci écrantent les impuretés ionisées d'une façon qui dépend de la température. Cet écrantage dépendant de la température est la source d'une correction à la conductivité [Gold86]. Gold et Dolgoplov calculèrent le temps de relaxation associé à ce processus en utilisant la théorie de Drude-Boltzmann et obtinrent la dépendance en température suivante:

$$\sigma(T) = \sigma_0^D - \frac{e^2}{\pi h} \frac{k_B T \tau}{\hbar} f(r_s) \quad (1.34)$$

où f est une fonction positive du paramètre r_s . Il montrèrent par là que dans le régime balistique la conductivité du système devait varier linéairement avec la température. Le signe de la variation étant toujours négatif cette théorie prédisait en outre un comportement métallique de la conductivité dans ce régime d'interaction.

On a pensé jusqu'à récemment que les deux limites (diffusive, balistique) devaient se connecter à température intermédiaire donnant lieu à un comportement non-monotone de la conductivité. La découverte d'un comportement métallique aux températures intermédiaires [Kravchenko94] a motivé des investigations théoriques dans ce régime.

1.5 Théorie de l'interaction électron-électron dans le régime intermédiaire

La découverte d'une apparente transition métal isolant dans des MOSFETs de silicium [Kravchenko94] a renouvelé l'intérêt pour l'étude des corrections à la conductivité. L'observation de ce nouveau comportement a été faite aux températures intermédiaires, c'est pourquoi la comparaison avec les théories existantes était difficile. La question était de savoir si cette apparente transition était une réelle transition de phase ou si le comportement métallique observé était un effet à température intermédiaire et pouvait être expliqué par la théorie de la localisation. Pour tenter de répondre à cette question Zala, Narozhny et Aleiner s'engagèrent en 2001 dans une généralisation de la théorie en publiant une série d'articles. Ces travaux portèrent sur le calcul la conductivité d'un système désordonné en champ magnétique nul [Zala01a] et les corrections au coefficient de Hall pour les faibles champs magnétiques [Zala01b] pour des températures quelconques. Ils montrèrent que leur théorie est une version plus générale de la théorie de l'écrantage [Gold86; Sarma04; Sarma] qui ne sera pas discutée ici. Gornyi et Mirlin franchirent ensuite un pas supplémentaire dans la généralisation en faisant des prédictions sur le comportement en champ magnétique perpendiculaire [Gornyi04; Gornyi03]. Cette section présente ces récents développements théoriques.

1.5.1 Théorie ZNA

1.5.1.1 Interprétation qualitative

En 2001 Zala, Narozhny et Aleiner généralisèrent la théorie de l'interaction électron-électron à tous les régimes de températures. Leur théorie [Zala01a; Zala01b], depuis communément nommée ZNA, se base sur le difficile formalisme des diagrammes de Feynman, ils en donnèrent cependant une interprétation physique. En présence d'une impureté chargée les électrons de la mer de Fermi ont tendance à écranter la charge de cette impureté. C'est à dire qu'ils s'accumulent près d'elle (cf. Figure 1.11).

On montre que la densité de charge autour de l'impureté présente des oscillations, appelées oscillations de Friedel. La modulation de la densité provoque une modulation du potentiel d'interaction qui se fait à une période reliée à la longueur

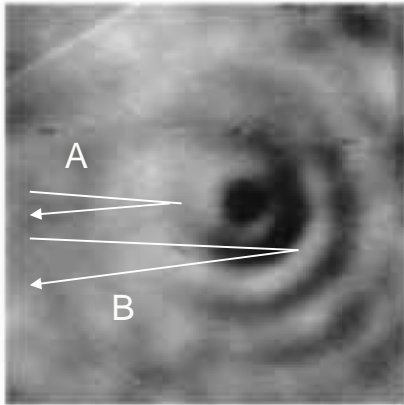


FIG. 1.11 – *Oscillations de Friedel observées par microscope à effet tunnel sur une surface d'InAs [Kanisawa01]. Dans le gaz d'électron bidimensionnel l'interférence des chemins A et B donne lieu à une correction à la conductivité [Zala01a].*

d'onde de Fermi. A cette échelle les variations de potentiel induites provoquent la diffusion des électrons; origine de la modification des propriétés de conduction du système. Cette interprétation montre clairement que la correction à la conductivité due à l'interaction électron-électron est un phénomène interférentiel. Tout comme la localisation faible son amplitude est donc liée à la probabilité de retour au point de départ.

En donnant cette explication, valable pour toutes les températures, Zala et ses collaborateurs réconcilièrent les deux théories précédentes [Altshuler85; Gold86] qui semblaient ne pas être reliées.

1.5.1.2 Conductivité en champ nul

Le premier volet de la théorie ZNA [Zala01a] traite de la conductivité en champ magnétique nul. Cette théorie fait l'hypothèse d'un désordre à courte distance (Désordre causé par les impuretés présentes dans le plan d'électrons). Cela est justifié à champ magnétique nul car la présence d'une composante à longue distance ne modifie pas la probabilité de retour (et donc la correction à la conductivité) à champ magnétique nul. Le potentiel d'interaction est décomposé en un terme d'échange (terme de Fock) et un terme direct (terme d'Hartree). En développant leurs calculs les auteurs purent écrire la correction totale à la conductivité comme la somme d'un terme de "charge" (qui contient le terme de Fock et le terme correspondant au singulet du terme d'Hartree) et de la contribution du triplet:

$$\Delta\sigma_{xx}^{ee} = \delta\sigma_C + 3\delta\sigma_T \quad (1.35)$$

où

$$\delta\sigma_C = \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{k_B T \tau}{\hbar} \left[1 - \frac{3}{8} f(k_B T \tau / \hbar) \right] - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \left[\frac{E_F}{k_B T} \right];$$

est le terme de charge et

$$\begin{aligned} \delta\sigma_T = & \frac{F_0^\sigma}{[1 + F_0^\sigma]} \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{k_B T \tau}{\hbar} \left[1 - \frac{3}{8} t(k_B T \tau / \hbar; F_0^\sigma) \right] \\ & - \left[1 - \frac{1}{F_0^\sigma} \ln(1 + F_0^\sigma) \right] \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \left[\frac{E_F}{k_B T} \right]; \end{aligned}$$

la contribution du triplet. Les fonctions f et t sont détaillées dans l'article [Zala01a], ce sont elles qui décrivent la transition entre le régime diffusif et le régime balistique d'interaction.

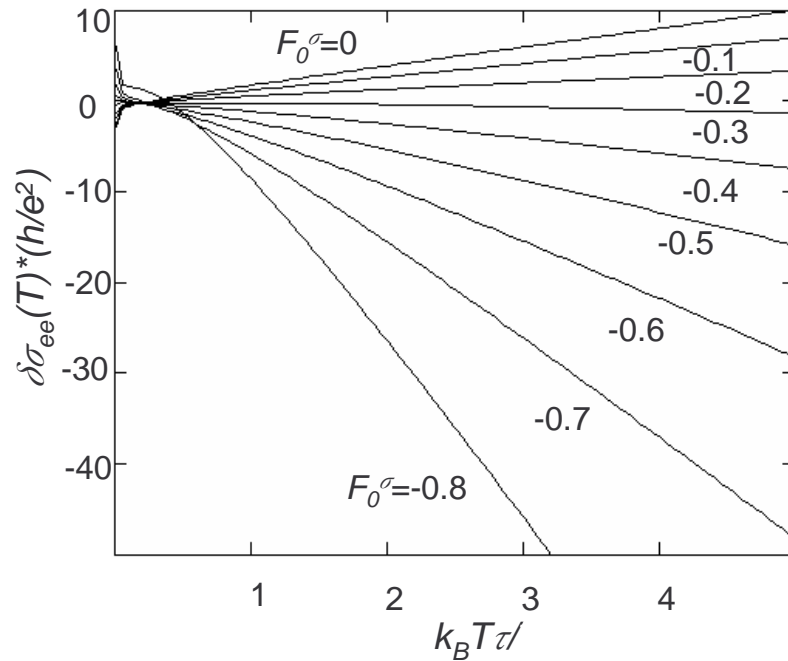


FIG. 1.12 – Correction à la conductivité prévue par la théorie ZNA pour différentes valeurs du paramètre F_0^σ .

Il faut retenir que cette formule retrouve le **comportement logarithmique de l'équation 1.28 dans le régime diffusif et la loi linéaire de l'équation 1.34 dans le régime balistique**. Cependant, dans le régime balistique le coefficient du terme linéaire peut avoir un signe différent en fonction de l'intensité de l'interaction. Ceci n'était pas prévu par la précédente théorie [Gold86]. Cela tient au fait que la

théorie de Gold ne prenait pas en compte la contribution du triplet alors que la théorie ZNA en tient compte. Enfin, la théorie prévoit un comportement non-monotone de la correction pour $-0.45 < F_0^\sigma < -0.25$. Ce comportement non-monotone fût observé [Kvon02] peu après la parution de la théorie. La figure 1.12 présente la prédiction théorique pour différentes valeurs du paramètre d'interaction F_0^σ elle a été réalisée par nos soins en utilisant les indications de la référence [Zala01a]. Notons que cette figure ne reproduit pas la figure 7 de cette référence car dans celle-ci les fonctions f et t ont été négligées.

1.5.1.3 Effet Hall

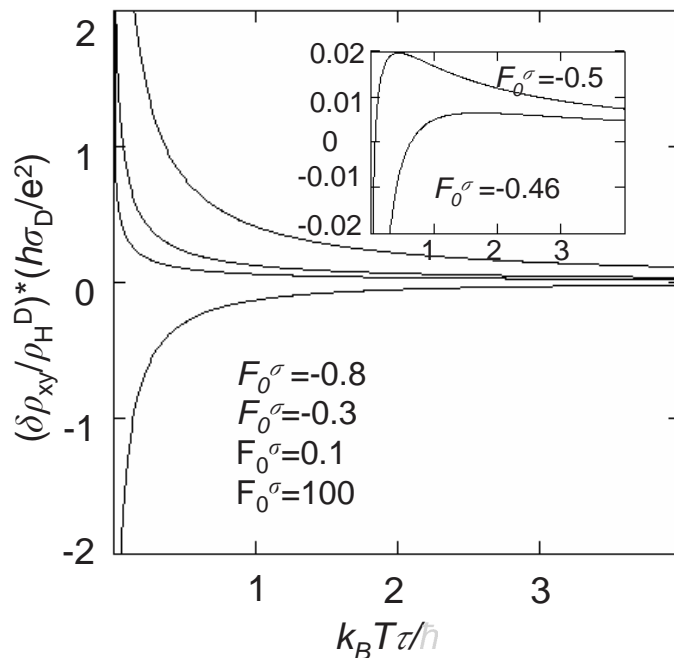


FIG. 1.13 – Correction au coefficient de Hall prévue par la théorie ZNA pour différentes valeurs du paramètre F_0^σ .

En utilisant le même formalisme Zala, Narozhny, et Aleiner calculèrent les corrections apportées au coefficient de Hall pour les champs magnétiques faibles [Zala01b]. La résistance transverse peut s'écrire:

$$\rho_{xy} = \rho_H^D + \delta\rho_{xy}^C + \delta\rho_{xy}^T \quad (1.36)$$

où ρ_H^D est la résistance de Hall classique,

$$\frac{\delta\rho_{xy}^C}{\rho_H^D} = \frac{2 G_0}{\pi \sigma_D} \ln \left(1 + \lambda \frac{\hbar}{k_B T \tau} \right)$$

est la correction dans le singulet et

$$\frac{\delta\rho_{xy}^T}{\rho_H^D} = \frac{6 G_0}{\pi \sigma_D} h(F_0^\sigma) \ln \left(1 + \lambda \frac{\hbar}{k_B T \tau} \right)$$

le correction dans le triplet. Le coefficient λ vaut $11\pi/192$ et la fonction h est détaillée dans la référence [Zala01b].

Le coefficient de Hall a donc une variation logarithmique à basse température et proportionnelle à $1/T$ à haute température. De nouveau pour un certain intervalle de valeurs du paramètre F_0^σ ($-0.61 < F_0^\sigma < -0.45$) la correction est non-monotone en fonction de la température. La figure 1.13 présente le comportement prévu, elle correspond à la figure 2 de la référence [Zala01b].

Remarque: Dans un troisième article [Zala02] les auteurs considèrent la magnéto-résistance en champ parallèle. Les résultats ne sont pas exposés ici car la magnéto-résistance en champ parallèle n'est pas visée par notre étude expérimentale.

1.5.2 En champ magnétique perpendiculaire: théorie G & M

Il est prévu dans le régime diffusif une magnéto-résistance parabolique. Cette magnéto-résistance dépendante de la température a pour origine le fait que la correction liée à l'interaction électron-électron n'est pas modifiée par le champ magnétique [Altshuler85]. Elle fût en effet observée dans de nombreuses expériences [Paalanen83; Choi86; Li03; Minkov03]. Cependant, dans la majorité des cas [Paalanen83; Choi86; Li03] les résultats ont été obtenus dans le régime balistique et ne peuvent pas être comparés à la théorie du régime diffusif. En 2003 Gornyi et Mirlin suivant la voie ouverte par la théorie ZNA généralisèrent la théorie à tous les régimes de température, tous les types de désordre et pour les champs magnétiques forts.

Il n'était en effet pas clair jusqu'à ce travail si dans le régime balistique les corrections obtenues par la théorie ZNA en champ nul persisteraient en présence de champ magnétique (donnant lieu à une magnéto-résistance similaire à celle du régime diffusif) ou si ces corrections seraient modifiées voire supprimées par le champ magnétique.

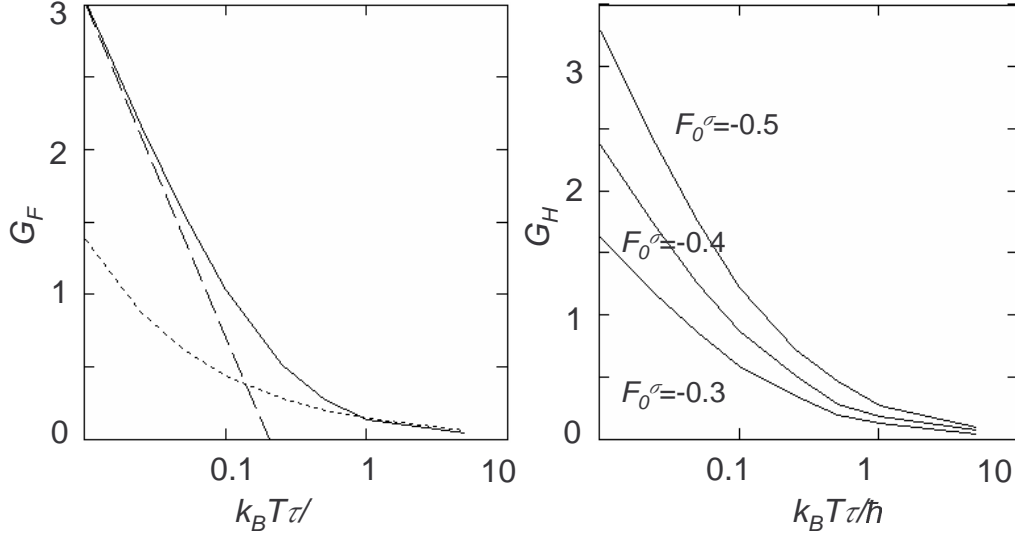


FIG. 1.14 – Correction au coefficient de Hall prévue par la théorie ZNA pour différentes valeurs du paramètre F_0^σ .

Comme cela a été souligné précédemment la théorie ZNA se restreint en effet au désordre courte distance. Cela est justifié en champ magnétique nul ou faible car dans ce cas le désordre longue distance diminue la probabilité de retour et donc l'effet de l'interaction électron-électron. La présence de champ magnétique fort augmente la probabilité de retour et restaure donc les corrections dues à l'interaction même dans le cas d'un désordre à longue distance. Il était donc important d'examiner ces questions. La première version de la théorie [Gornyi03] ne considère que la présence d'un désordre à longue distance. Cette description fût complétée par le traitement du cas de désordre mixte [Gornyi04] suite à notre étude [Olshanetsky03]. Seul le cas du désordre longue distance sera décrit ici. Dans le cas des champs magnétiques forts la résistivité de l'échantillon peut s'écrire:

$$\rho_{xx}(B) = \rho_D + \delta\rho_{xx}^F(B) + \delta\rho_{xx}^H(B). \quad (1.37)$$

La contribution d'échange s'écrit:

$$\frac{\delta\rho_{xx}^F(B, T)}{\rho_D} = -\frac{(\omega_c \tau)^2}{\pi k_f l} G_F \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right)$$

avec

$$G_F(x) = 32\pi^2 x^2 \int_0^\infty dQ Q^3 J_0^2(Q) \times \sum_{n=1}^\infty \frac{n(12\pi n x [1 - J_0^2(Q)] + [3 - J_0^2(Q)] Q^2)}{(4\pi n x + Q^2)^3 (4\pi n x [1 - J_0^2(Q)] + Q^2)^2}$$

Le terme d'Hartree quant à lui s'écrit:

$$\frac{\delta\rho_{xx}^H(B,T)}{\rho_D} = \frac{(\omega_c\tau)^2}{\pi k_f l} G_H \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right)$$

Pour une forte interaction ($r_s \gg 1$), $G_H(x)$ a la même forme que $G_F(x)$ multiplié par 3 et en remplaçant $J_0^2(Q)$ par $J_0^2(Q) \frac{F_0^\sigma}{1+F_0^\sigma}$.

La figure 1.14 montre les fonction G_F et G_H calculées par nos soins. Elles reproduit les figures 4 et 6 de la référence [Gornyi04].

Il faut remarquer que le terme de Fock et le terme d'Hartree n'ont pas le même signe, ainsi suivant le poids relatif de ces deux contributions, la correction totale pourra être positive ou négative voire changer de signe avec la température. C'est une observation importante sur laquelle nous insisterons lors de l'analyse des données expérimentales.

Conclusion

Ce chapitre a permis d'introduire les notions élémentaires permettant de comprendre les propriétés physiques des systèmes bidimensionnels. La phénoménologie puis les lois de la théorie de la localisation furent ensuite exposées. Enfin, nous avons décrit comment l'interaction électron-électron est prise en compte par la théorie. Les récents développements théoriques dans ce domaine ont été motivés par l'observation d'une apparente transition métal isolant en 1994 [Kravchenko94] et ont mené à l'apparition d'un nouveau cadre théorique [Zala01a; Zala01b; Gornyi03]. L'objet de la présente étude est de tenter de vérifier de façon expérimentale ces prédictions récemment élaborées.

Bibliographie

- [Abrahams79] E. Abrahams, P. W. Anderson, P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett* **42**, 673, (1979).
- [Akkermans86] E. Akkermans, P. E. Wolf, R. Maynard, *Phys. Rev. Lett* **56**, 1471, (1986).
- [Altshuler80] B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **22**, 5142, (1980).
- [Altshuler85] B. L. Altshuler, A. G. Aronov. *Electron-electron interaction in disordered systems*. A. L. Efros, M. Pollak, Amsterdam, 1985.
- [Anderson58] P. W. Anderson, *Phys. Rev* **109**, 1492, (1958).
- [Ando82] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys* **54**, 437, (1982).
- [Ashcroft76] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin. *Solid State physics*. Saunders College Publishing, 1976.
- [Baskin98] E. M. Baskin, M. V. Entin, *Physica B* **249-251**, 805, (1998).
- [Bishop80] D. J. Bishop, D. C. Tsui, R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1153, (1980).
- [Bobylev95] A. V. Bobylev, F. A. Maaø, A. Hansen, E. H. Hauge, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 197, (1995).
- [Burdis88] M. S. Burdis, C. C. Dean, *Phys. Rev. B* **38**, 3269, (1988).
- [Choi86] K. K. Choi, D. C. Tsui, S. C. Palmateer, *Phys. Rev. B* **33**, 8216, (1986).
- [Coleridge89] P. T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher, *Phys. Rev. B* **39**, 1120, (1989).
- [Datta95] S. Datta. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press, 1995.

-
- [Davies98] J. H. Davies. *The physics of low-dimensional semiconductors*. Cambridge University Press, 1998.
- [Dingle78] R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, W. Weigmann, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665, (1978).
- [Dmitriev01] A. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien, *Phys. Rev. B* **64**, 233321, (2001).
- [Dolan79] G. J. Dolan, D. D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett* **43**, 721, (1979).
- [Ferry97] D. K. Ferry, S. M. Goodnick. *Transport in Nanostructures*. Cambridge University Press, 1997.
- [Feynman65] R. P. Feynman. *lectures on Physics, Vol II*. Addison-Wesley, New York, 1965.
- [Gold86] A. Gold, V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **33**, 1076, (1986).
- [Gornyi03] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett* **90**, 076801, (2003).
- [Gornyi04] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **69**, 045313, (2004).
- [Hall79] E. H. Hall, *American Journal of Mathematics, Pure and Applied* **2**, 287, (1879).
- [Hikami80] S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707, (1980).
- [Houghton82] A. Houghton, J. R. Senna, S. C. Ying, *Phys. Rev. B* **25**, 2196, (1982).
- [Jiang92] H. W. Jiang, C. E. Johnson, K. L. Wang, *Phys. Rev. B* **46**, 12830, (1992).
- [Kanisawa01] K. Kanisawa, M. J. Butcher, H. Yamaguchi, Y. Hirayama, *Phys. Rev. Lett* **86**, 3384, (2001).
- [Kittel86] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. J. Wiley and sons Inc, New York, 1986.
- [Kravchenko94] S. V. Kravchenko, *et al*, *Phys. Rev. B* **50**, 8039, (1994).
- [Kravchenko95] S. V. Kravchenko, *et al*, *Phys. Rev. B* **51**, 7038, (1995).
- [Kvon02] Z. D. Kvon, O. Estibals, G. M. Gusev, J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **65**, 161304, (2002).
- [Larose04] E. Larose, L. Margerin, B. A. van Tiggelen, M. Campillo, *Phys. Rev. Lett* **93**, 048501, (2004).
- [Lee84] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys* **57**, 287, (1984).

- [Li03] L. Li, Y. Y. Proskuryakov, A. K. Savchenko, E. H. Linfield et D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett* **90**, 076802, (2003).
- [Lin84] B. J. F. Lin, D.C. Tsui, M. A. Paalanen, A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* **29**, 927, (1984).
- [Maynard01] J. D. Maynard, *Rev. Mod. Phys* **73**, 401, (2001).
- [Minkov02] G. M. Minkov, *et al*, *Phys. Rev. B* **65**, 235322, (2002).
- [Minkov03] G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, B. N. Zvonkov, *Phys. Rev. B* **67**, 205306, (2003).
- [Mohanty] P. Mohanty. *Complexity from microscopic to macroscopic scales: Coherence and large deviations*. A. T. Skjeltorp, V. Vicsek. Disponible sur cond-mat/0205274.
- [Olshanetsky03] E. B. Olshanetsky, V. Renard, Z. D. Kvon, J. C. Portal, N. J. Woods, J. Zhang, J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **68**, 085304, (2003).
- [Paalanen83] M. A. Paalanen, D. C. Tsui, J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. Lett* **51**, 2226, (1983).
- [Polyakov01] D. G. Polyakov, F. Evers, A. D. Mirlin, P. Wolfle, *Phys. Rev. B* **55**, 205306, (2001).
- [Pottier] N. Pottier. *Physique statistique hors équilibre : équation de Boltzmann, réponse linéaire*. Notes de cours DEA physique des Solides. Disponible à <http://www.lpthe.jussieu.fr/DEA/pottier.html>.
- [Sarma] S. Das Sarma, E. H. Hwang, *Cond-mat/0412670*. (unpublished).
- [Sarma04] S. Das Sarma, E. H. Hwang, *Phys. Rev. B* **69**, 195305, (2004).
- [Torres98] M. Torres, J. P. Adrados, F. R. Montero de Spinoso, *Nature* **398**, 114, (1998).
- [Tsui82] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett* **48**, 1559, (1982).
- [Wheeler81] R. G. Wheeler, *Phys. Rev. B* **24**, 4645, (1981).
- [Zala01a] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 214204, (2001).
- [Zala01b] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 201201, (2001).

- [Zala02] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **65**, 020201, (2002).
- [Zudov03] M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer R. R. Du and, K. W. West, *Phys. Rev. Lett* **90**, 046807, (2003).

Chapitre 2

Corrections quantiques à la conductivité, un système en faible interaction

Introduction

En 1994 la découverte d'un état apparemment métallique dans un système bidimensionnel jusqu'aux plus basses températures accessibles par Kravchenko et ses collaborateurs [Kravchenko94] apparaît comme une révolution. En effet cette observation contredit la théorie d'échelle de la localisation qui semblait bien vérifiée jusqu'alors [Dolan79; Bishop80]. Très vite l'interaction électron-électron fût pointée comme une origine possible du phénomène. Cependant les mesures ont été effectuées dans un régime de températures tel que $k_B T \tau / \hbar > 1$ ne correspondant pas au domaine de validité de la théorie de l'interaction électron-électron disponible à cette époque [Altshuler85]. Il apparaissait donc difficile d'effectuer une comparaison.

En fait, l'effet de l'interaction électron-électron dans le régime balistique avait déjà été considéré [Gold86] et les auteurs prédisaient une dépendance en température toujours métallique ($d\rho/dT < 0$) de la conductivité d'un système bidimensionnel. Ce résultat attira donc alors beaucoup d'attention. Plus récemment Zala, Narozhny et Aleiner développèrent une théorie systématique des corrections quantiques dues à l'interaction électron-électron [Zala01a; Zala01b] valide pour des valeurs de $k_B T \tau / \hbar$ quelconques. Cette théorie retrouve le comportement logarithmique [Altshuler85] dans le régime diffusif. Dans le régime balistique un comportement linéaire est

prévu mais contrairement à la théorie précédente [Gold86] le signe de la variation de la conductivité avec la température dépend de l'interaction. Pour une faible interaction, le comportement sera de type isolant alors qu'il sera de type métallique à forte interaction. La théorie décrit la transition entre les deux régimes en se basant sur une description de liquide de Fermi. Dans un liquide de Fermi les interactions sont prises en compte par l'intermédiaire de la renormalisation de certaines des grandeurs physiques. Le paramètre important dans la théorie ZNA renormalise la susceptibilité de spin, il s'appelle F_0^σ .

Depuis la parution de cette nouvelle théorie de nombreuses études expérimentales [Proskuryakov02; Coleridge02; Shashkin02; Pudalov03; Minkov03; Noh03; Yasin] ont tenté de la vérifier dans des systèmes variés. Néanmoins, la majorité des expériences ont été réalisées dans le régime apparemment métallique. Si cela est justifié pour vérifier si la nouvelle théorie est susceptible d'expliquer l'apparente transition métal isolant, il apparaît cependant que le domaine de température accessible dans ce cas n'est pas le plus approprié pour vérifier la théorie. En effet l'étude du régime métallique nécessite des systèmes en forte interactions ($r_s \gg 1$) et donc des systèmes de faible densité. En même temps la conductivité du système doit rester importante pour ne pas entrer dans le régime de localisation forte. C'est pourquoi les échantillons modernes de haute mobilité sont les candidats idéaux. Cependant dans ces échantillons le temps de relaxation est tellement grand que l'étude expérimentale ne peut se faire que dans le régime balistique. Par exemple $k_B T \tau / \hbar \sim 1$ à $T \sim 60$ mK pour l'étude [Yasin]. Notons que d'après la théorie, la transition entre les deux régimes se fait à $k_B T \tau / \hbar \sim 0.1$, si bien que les travaux mentionnés se trouvaient profondément dans le régime balistique. Pour les systèmes en forte interaction étudiées, les expérimentateurs retrouvèrent donc le comportement linéaire de type métallique de la conductivité prévu [Gold86; Zala01a] mais sans pouvoir apprécier l'apport de la théorie ZNA par rapport à la théorie précédente.

Une idée pour départager les deux théories était d'étudier un échantillon présentant une faible interaction pour lequel un comportement isolant dans le régime balistique est prédit par la théorie ZNA alors qu'il est interdit par la théorie de Gold-Dolgoplov. Une autre idée consistait à étudier un système dans le régime de transition $k_B T \tau / \hbar \sim 0.1$ et voir comment la théorie ZNA décrit les données expérimentales.

En étudiant les puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs l'objet de la présente recherche était de combiner les avantages de ces deux idées pour tester la théorie ZNA. Ce chapitre décrira les échantillons utilisés et pourquoi ils apparaissent plus appropriés pour la comparaison entre la théorie et l'expérience. Le protocole expérimental et les résultats des mesures seront ensuite présentés. Une discussion détaillée des corrections à la conductivité longitudinale et à l'effet Hall sera enfin réalisée.

2.1 Puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs

Pour vérifier la théorie ZNA une série d'échantillons furent élaborés par nos collaborateurs de l'équipe de Z. D. Kvon à L'Institut de Physique des Semiconducteurs de Novosibirsk. La première idée était de réaliser des échantillons de faible mobilité afin de pouvoir observer la transition entre le régime balistique et le régime diffusif dans un domaine de température accessible expérimentalement. Un rapide calcul montre que pour une mobilité d'environ $\mu = 250 \times cm^2/Vs$ on obtient $k_B T \tau / \hbar = 0.1$ à $T = 20$ K. Un échantillon d'une telle mobilité donne donc accès à l'observation de la transition dans un cryostat à température variable produisant des températures entre 1.5 K et 150 K. La mobilité n'est cependant pas la seule contrainte, en effet l'échantillon doit présenter une conductivité suffisante pour ne pas tomber dans le régime de localisation forte. Enfin à des températures aussi élevées l'influence des phonons peut se révéler importante c'est une donnée à laquelle il faudra faire attention.

L'utilisation puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs apparut comme idéale car elle permettait de concilier toutes ces contraintes. Elle se révéla même avoir des avantages supplémentaires.

2.1.1 Détail des échantillons

La figure 2.1 présente une coupe de la double hétérojonction utilisée pour réaliser un puits quantique AlGaAs/GaAs/AlGaAs.

Celui-ci consiste en une couche de 5 nm de GaAs prise en sandwich entre deux couches d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Au centre du puits une couche δ de dopage au silicium de concentration $10^{13} cm^{-2}$ est insérée pour apporter les électrons.

Les deux avantages principaux de cette structure sont qu'elle permet de former des systèmes de faible mobilité et de grande densité.

En pratique les échantillons réalisés présentent une mobilité de l'ordre de 200 à 1000 cm^2/Vs à $T = 4$ K pour des densités de 2 à $5 \times 10^{12} cm^{-2}$. La densité et la mobilité dépendant de l'illumination initiale. Il faut noter que la densité électronique obtenue est toujours inférieure au niveau de dopage.

Ces paramètres font de ces systèmes les candidats idéaux pour vérifier la théorie ZNA. Tout d'abord, la faible mobilité du gaz 2D permet de ramener la température

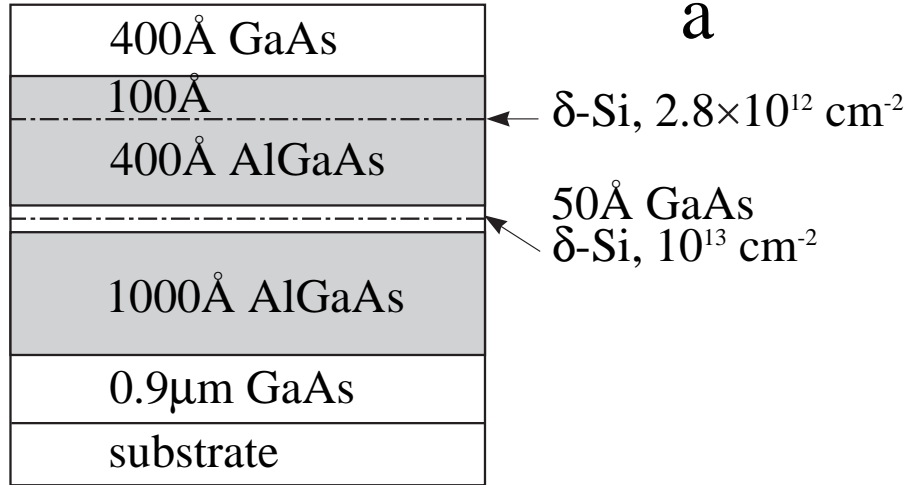


FIG. 2.1 – Double hétérojonction AlGaAs/GaAs/AlGaAs permettant de réaliser un puits quantique de 5 nm de large. Ce puits est dopé au centre ce qui permet l’apport d’un grand nombre d’électrons et une source importante de désordre.

de transition entre le régime diffusif et balistique à des températures accessibles expérimentalement.

Les grandes densités électroniques permettent de conserver la conductivité à un niveau acceptable ($\sigma > e^2/h$) et d’éviter le régime de localisation forte. De plus les grandes densités permettent d’obtenir de grande energies de Fermi ($E_F \approx 1000 \text{ K}$ dans nos échantillons). Ce critère est important car la théorie ZNA est valide pour $E_F \gg k_B T$.

Notons que des systèmes ayant ces propriétés ont déjà été étudiés [Kulbachinskii94; Minkov01; Minkov02; Minkov03], cependant ni le régime balistique ni la transition entre le régime diffusif et balistique n’ont été étudiés.

Ces systèmes possèdent en enfin des avantages annexes :

- Les porteurs étant injectés dans le puits il ne peut y avoir de conduction parallèle.
- Les impuretés se situant dans le plan d’électrons le désordre est majoritairement à courte distance et isotrope conformément aux hypothèses de la théorie ZNA
- Le puits quantique étant symétrique les effets d’interaction spin orbite [Hikami80] sont éliminés.
- A ce niveau de désordre l’influence des phonons sur la conductivité est faible.

Nous reviendrons sur ce point lors de l'analyse des données.

Avant de continuer l'analyse il faut s'assurer que le système ne compte qu'une seule sous-bande occupée autrement dit que le système est purement bidimensionnel. Une modélisation du système par ordinateur associée à des mesures expérimentales a permis de s'en assurer. La théorie ZNA ne traite en effet pas le cas de l'interaction entre plusieurs sous-bandes.

2.1.2 Modélisation du puits quantique

Malgré la faible largeur du puits quantique il n'est pas évident qu'une seule sous-bande soit occupée aux densités électroniques obtenues. C'est pourquoi en parallèle à la croissance des échantillons une modélisation a été réalisée par nos collaborateurs de Novosibirsk. La largeur du puits, la discontinuité énergétique $\Delta E_C = 0.24\text{eV}$ bien connue à l'hétérojonction AlGaAs/GaAs et la masse effective des électrons ont été pris en compte dans la simulation numérique. Celle-ci inclut en outre la non-parabolicité des bandes et la discontinuité de la masse effective à l'interfaces AlGaAs/GaAs. Pour plus de détails se référer à l'article [Kvon04].

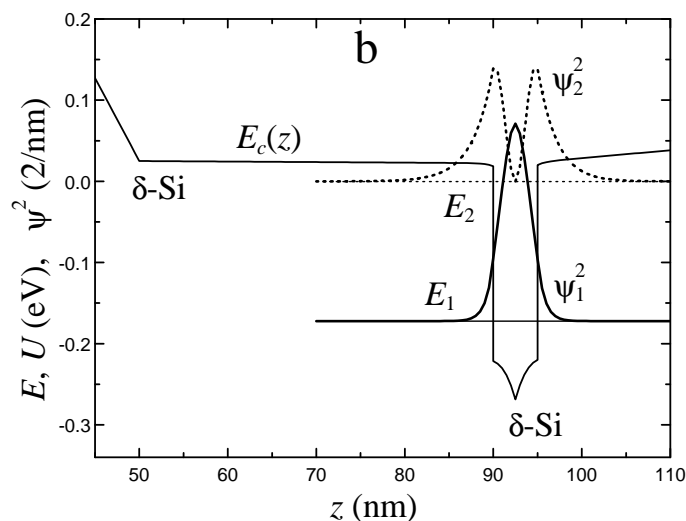


FIG. 2.2 – Potentiel E_C calculé ainsi que les niveaux énergétiques $E_{1,2}$ des deux premières sous-bandes à $n_s = 5.6 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ pour $\Delta E_C = 0.24\text{eV}$. Le niveau de Fermi se situe à $E=0\text{ eV}$ La figure présente aussi la probabilité de présence $|\Psi_{1,2}(z)|^2$ en fonction de z .

D'après le résultat du calcul le bas de la seconde sous-bande coïncide avec le niveau

de Fermi pour une densité $n_s = 5.6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ (Voir figure 2.2). Il est donc prévu que pour des densités inférieures à $5.6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ une seule sous-bande soit occupée. Examinons comment cette caractéristique se manifeste expérimentalement.

Les mesures expérimentales des résistances longitudinales et transverses en fonction du champ magnétique sont présentées dans la figure 2.3. Après refroidissement on obtient la courbe 1 de magnéto-résistance. Le pic observé à bas champ est attribué à la destruction de la localisation faible [Hikami80]. En illuminant progressivement l'échantillon la densité électronique ainsi que la mobilité sont graduellement augmentées (courbe 2). Cela se traduit par une diminution de la résistance et par l'apparition d'oscillations de Shubnikov de Haas. La pente de la résistance de Hall diminuant traduit aussi l'augmentation de la densité. Au delà d'une certaine valeur de densité le comportement du système change brusquement. La résistance en champ nul est fortement diminuée et un système de pics dans la magnéto-résistance se forme à bas champ tandis que le comportement à haut champ reste identique. Parallèlement ρ_{xy} dévie fortement de la dépendance linéaire à faible champ magnétique.

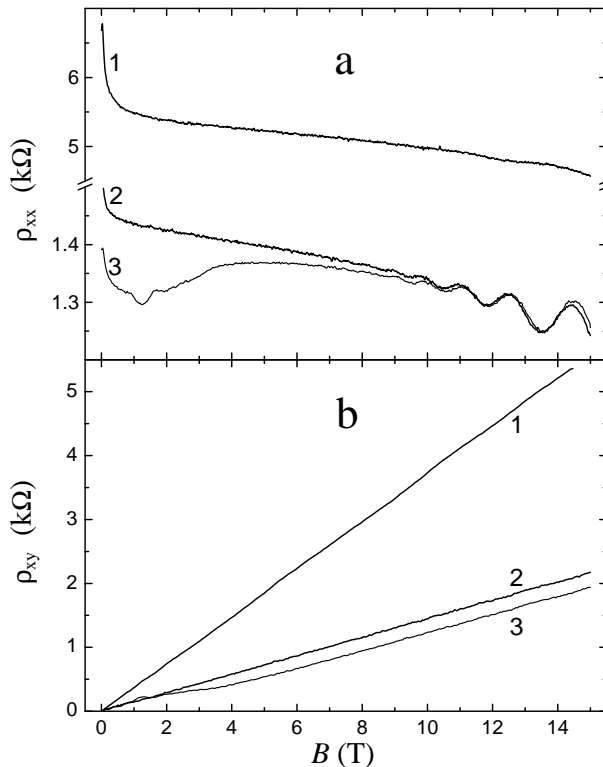


FIG. 2.3 – Magnéto-résistance ρ_{xx} et résistance de Hall ρ_{xy} à différentes densités électroniques: (1) $n_s = 1.7 \times \text{cm}^{-2}$, (2) $n_s = 4.8 \times \text{cm}^{-2}$, (3) $n_s = (4.8 - 5) \times \text{cm}^{-2}$.

Le fait que les oscillations de Subnikov de Haas à haut champ magnétique soient pratiquement inchangées indique que la variation de densité dans le système est assez faible. Cependant c'est une variation qui produit un grand effet sur les propriétés de conduction du système. L'analyse des oscillations de Shubnikov de Haas permet de savoir que ce bouleversement se produit vers $n_s = 4.8 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $\mu = 1000 \text{cm}^2/\text{Vs}$.

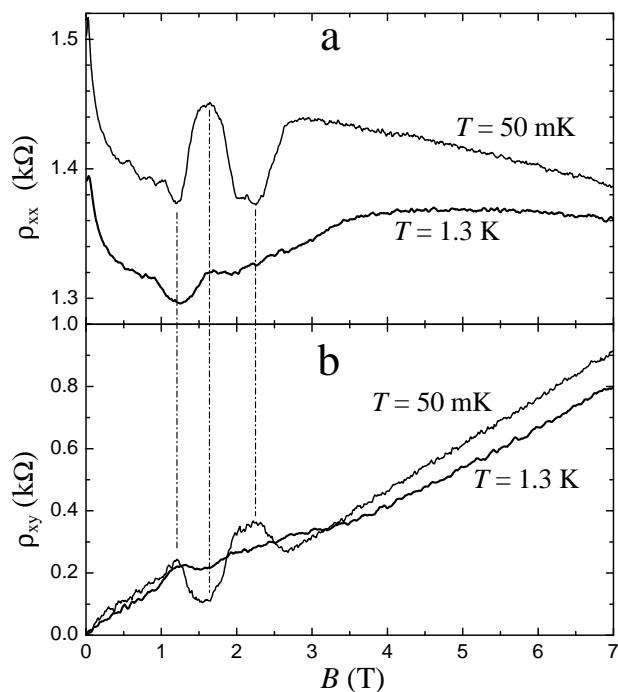


FIG. 2.4 - Magnéto-résistance ρ_{xx} et résistance de Hall ρ_{xy} à $T = 1.3 \text{ K}$ et $T = 50 \text{ mK}$.

La figure 2.4 montre en détail les mesures pour deux températures différentes. La diminution de température amplifie les anomalies observées à bas champ. Il est raisonnable de suggérer que le comportement anormal des propriétés de transport est dû à l'apparition dans le système d'une petite fraction d'électrons de mobilité beaucoup plus grande que celle du reste des électrons. Dans ce cas les deux minima de ρ_{xx} constituent des oscillations de Subnikov de Haas de ce système d'électrons de haute mobilité. La forte dépendance en température du second minimum (à $B = 2.2 \text{ T}$) ainsi que l'absence d'autre oscillation à plus haut champ suggère que ces minima correspondent aux facteurs de remplissage $\nu = 1$ et $\nu = 2$ de ce système d'électrons. Cette observation permet de déterminer précisément la densité surfacique n_s^{hm} de cette portion d'électrons. On obtient $n_s^{hm} = 5.3 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$. En négligeant l'interaction entre les deux systèmes d'électrons on peut évaluer la mobi-

lité de la petite fraction d'électrons ayant une plus grande mobilité. Cela est fait en comparant la résistivité en champ nul donnée par les courbes (2) et (3) de la figure 2.3, l'estimation donne $\mu = 10^4 \text{cm}^2/\text{Vs}$. On a donc un système où 1% des électrons ont une mobilité 10 fois supérieure à celle du reste du système d'électrons.

La modélisation numérique du puits de potentiel peut en fait expliquer ce comportement inattendu. En effet la figure 2.2 montre que la probabilité de présence $|\psi_2(z)|^2$ dans la seconde sous-bande est plus faible dans le puits qu'à l'extérieur de celui-ci. Les électrons de la deuxième sous-bande sont donc moins soumis à l'effet des impuretés placées au centre du puits. En d'autres termes ils ont une plus grande mobilité. Cela est encore plus manifeste pour les électrons de la troisième sous-bande (voir figure. 2.5). Les électrons de la deuxième et troisième sous-bande sont donc responsables des propriétés de transport observées et la transition observée entre les courbes (2) et (3) de la figure 2.3a correspond au moment où la deuxième sous-bande commence à être occupée.

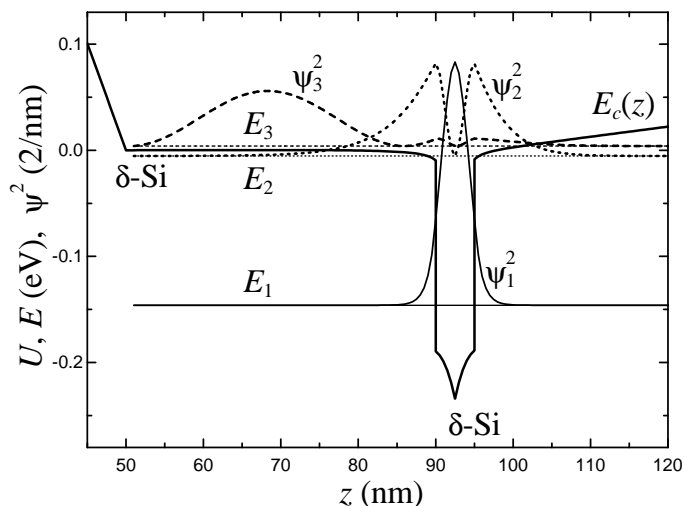


FIG. 2.5 – Potentiel E_C calculé ainsi que les niveaux énergétiques $E_{1,2,3}$ des trois premières sous-bandes à $n_s = 4.8 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ pour $\Delta E_C = 0.19 \text{eV}$. La figure présente aussi la probabilité de présence $|\Psi_{1,2,3}(z)|^2$ en fonction de z .

D'après les calculs le peuplement de la deuxième sous-bande devrait commencer à plus haute densité électronique ($n_s = 5.6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$) il existe donc une différence entre le modèle et l'expérience. Les raisons possibles pour ce désaccord viennent des paramètres introduits dans le modèle qui peuvent être différents des paramètres

réels (Masse effective, largeur du puits, discontinuité de bande ΔE_C).

Il paraît difficile d'incriminer une mauvaise valeur de la masse effective pour expliquer le désaccord. En effet la masse effective est un paramètre très fondamental et il est bien connu que les effets de non-parabolicité sont négligeable jusqu'à 1 eV dans GaAs. De même l'épitaxie par jets moléculaires ayant la précision d'une mono-couche atomique il paraît peu probable qu'une erreur sur la largeur du puits ait été commise lors de la croissance. Cependant en l'absence de mesure supplémentaires cela ne peut être exclu. Le plus raisonnable pour expliquer la différence est de considérer que la valeur utilisée pour la discontinuité de bande est erronée. La figure 2.5 montre que l'on peut ajuster la profondeur ΔE_C du puits pour obtenir un peuplement de la seconde sous-bande commençant à $n_s = 4.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

La discussion reste qualitative et l'on retiendra que la transition observée dans la figure 2.3 à $n_s = 4.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ correspond au peuplement des sous-bandes de plus hautes énergies. Pour des densités bien inférieures le système se présente donc comme un système purement bidimensionnel.

2.1.3 Mesures

Les échantillons furent fabriqués par épitaxie par jets moléculaires puis des barres de Hall furent réalisées sur les échantillons par photolithographie et gravure chimique (voir figure 2.6). Cette géométrie permet de mesurer directement les résistances longitudinale et transverse en s'affranchissant de tout facteur géométrique. Des contacts sont ensuite réalisés par diffusion de dopant.

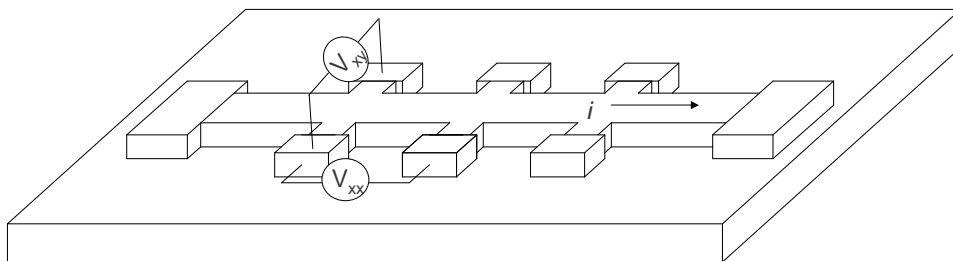


FIG. 2.6 – Barres de Hall permettant la mesure précise et simultanée de la tension longitudinale et de la tension de Hall.

Les échantillons furent placés dans un cryostat à température variable à l'intérieur d'un aimant supraconducteur. Ce dispositif expérimental donne accès à une

large gamme de températures (1.5 K à 150 K) et de champ magnétiques ($B < 15$ T). Des mesures complémentaires furent effectuées en utilisant un cryostat à flux continu placé au centre d'une bobine résistive de 20 MW produisant un champ de 20 T.

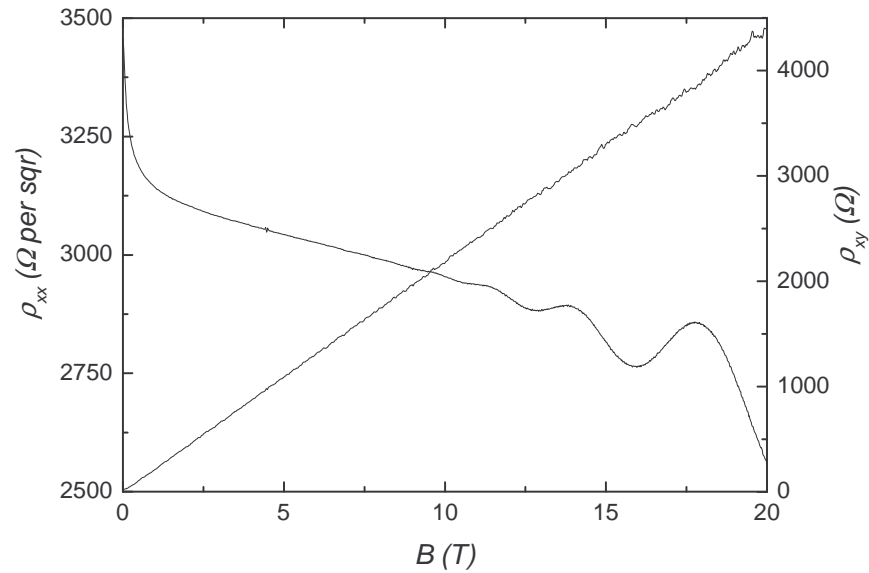


FIG. 2.7 – *Magnéto-resistance et resistance de Hall de l'échantillon n°1 à $T = 5$ K*

Enfin, une mesure quatre point par detection synchrone à été effectuée pour obtenir les résistances longitudinale et transverse ; le courant injecté étant 10 nA de façon à éviter tout élévation de la température de l'échantillon.

Notons que deux échantillons provenant d'un même wafer furent mesurés. Les résultats obtenus sont similaires pour ces deux échantillons. La figure 2.7 montre un exemple de donnée obtenue sur l'échantillon n°1 à $T = 5$ K.

2.2 Corrections quantiques à la conductivité

Avant de comparer les mesures aux corrections quantiques à la conductivité il convient de s'assurer que les autres causes possible de dépendance en température de la conductivité peuvent être éliminées ou prises en compte de façon appropriée. Ce travail ayant pour objet d'étudier les corrections quantiques à la conductivité relatives à l'interaction électron-électron il s'agit ensuite d'extraire celles-ci des données expérimentales puis de les comparer aux prédictions de la théorie ZNA.

2.2.1 Origines de la dépendance en température

La figure 2.8 présente la résistance longitudinale et la résistance de Hall de l'échantillon n°2 en fonction du champ magnétique pour des températures comprises entre 1.4 K et 110 K.

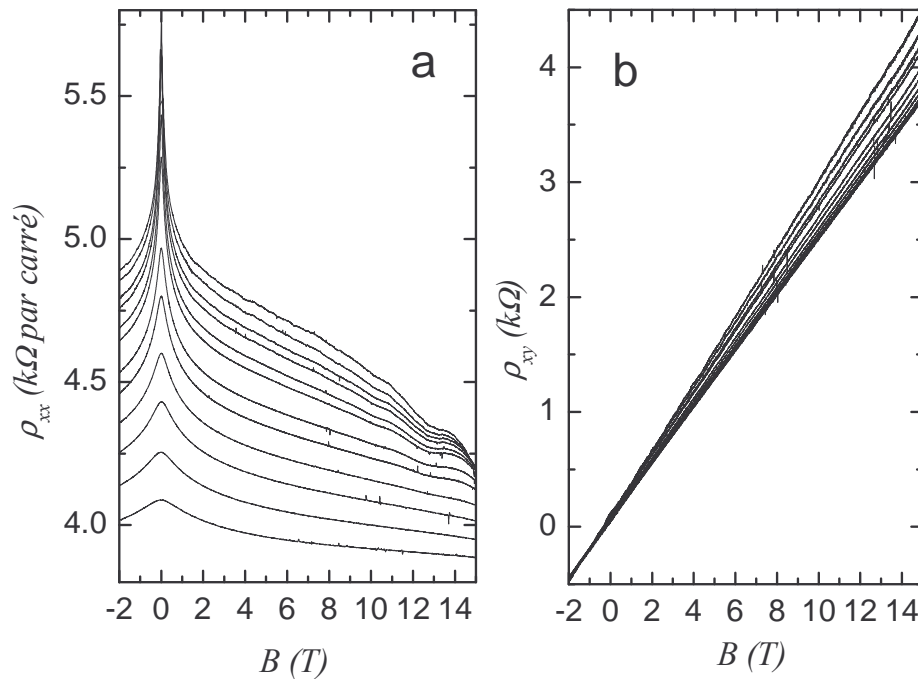


FIG. 2.8 – Magnéto-résistance (a) et résistance de Hall (b) de l'échantillon n°2 pour les températures $T=1.4$ K, 1.9 K, 3.1 K, 4 K, 7.2 K, 10.25 K, 21.5 K, 31 K, 46.2 K, 62.8 K, 84.5 K et 110 K de haut en bas.

Il existe une forte variation de la résistance longitudinale en fonction de la température. La résistance de Hall quant à elle varie fortement à basse température et

devient presque indépendante de la température pour $T > 30$ K.

Les sources probables de dépendance en température sont les corrections quantiques à la conductivité mais aussi l'interaction électron-phonon ou la variation de la densité.

2.2.1.1 Variation de la densité d'électrons

Avant d'imputer les variations des paramètres de transport à des processus complexes il convient de s'assurer que la densité d'électrons ne varie pas dans le puits de potentiel. En effet la conductivité classique est proportionnelle à la densité n_s d'électrons et la résistance de Hall lui est inversement proportionnelle. Toute variation de densité se traduit donc par une variation des coefficients de transport.

Pour s'assurer que la densité reste constante dans tout le domaine de température des expériences à plus fort champ magnétique ont été effectuées (Voir Figure. 2.9).

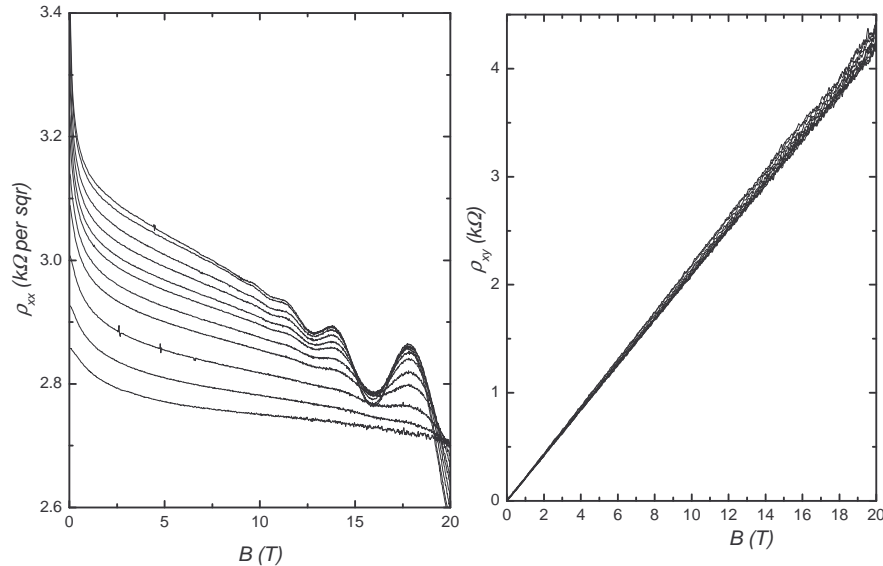


FIG. 2.9 – *Magnéto-resistances de l'échantillon n°1 pour les températures $T=5$ K, 7 K, 10 K, 15 K, 20 K, 25 K, 35 K, 45 K, 65 K, 85 K, 110 K de haut en bas.*

La mesure à haut champ magnétique permet d'observer plus d'oscillations de Shubnikov de Haas et jusqu'à des températures plus élevées. Un changement de densité se traduit par un décalage des oscillations sur le tracé des courbes de magnéto-résistance. La figure 2.9 montre que la position de celles-ci ne varie pas avec la tem-

pérature. Dans la gamme de température où l'on observe les oscillations ($T < 40$ K) la densité électronique ne varie donc pas.

De plus, la densité électronique obtenue par l'étude des oscillations de Shubnikov de Haas à basse température correspond à quelques pour cent près à celle obtenue par l'analyse de la résistance de Hall à $T > 40$ K. A ces températures la résistance de Hall ne varie plus. Cela qui correspond à un comportement classique dont la loi est $R_H(B,T) = eB/n_s$.

On peut conclure que la densité électronique ne varie pas dans toute la gamme de température que nous avons exploré.

2.2.1.2 Interaction électron-phonon

Comme les mesures ont été effectuées jusqu'à de hautes températures, il convient de s'assurer que l'influence des vibrations du réseau (les phonons) n'est pas trop importante. Outre l'effet de décohérence évoqué précédemment les phonons ont aussi un effet classique sur la conductivité. Un traitement basé sur la théorie de Boltzmann permet de calculer le temps de relaxation associé à cet effet [Davies98; Pottier]. Les phonons étant thermiquement activés, ce temps de relaxation dépend de la température. On montre que l'interaction électron-phonon donne une variation linéaire de la résistance avec la température $\rho_{xx} \propto T$. Cependant, ce mécanisme est en compétition avec d'autres processus comme la diffusion sur les impuretés [Davies98]. Le mécanisme ayant le plus court temps de vol étant dominant, il s'agit de comparer les différentes sources de diffusion et de trouver celle qui est prépondérante.

Pour ce faire on peut examiner les résultats obtenus dans la littérature [Lin84a; Pfeiffer89]. Ces études présentent des échantillons GaAs de très haute mobilité dans lesquels le principal mécanisme de diffusion à haute température est l'interaction avec les phonons. Les mesures montrent que dans ces systèmes la mobilité est jusqu'à mille fois plus élevée que dans nos échantillons même à la température de l'azote. La référence [Lin84a] présente par exemple une mobilité $\mu = 4 \times 10^5$ cm²/Vs à 77 K. Ainsi la contribution due aux phonons ne devrait pas représenter plus de 0.1-0.3% de la conductivité de Drude pour nos échantillons. Les résultats de calculs [Leadley93; Leon95] confirment que cette contribution ne devrait pas excéder quelques pourcents.

La contribution de l'interaction électron-phonon est donc négligeable comparée à l'interaction avec les impuretés dans tout le domaine de température.

L'effet classique jouant un rôle négligeable il faut aussi examiner les possibles effets interférentiels impliquant des phonons [Sergeev04]. Dans cet article les auteurs développent une théorie de corrections quantiques liées à l'interaction électron-phonon-impureté. Il n'existe pas encore d'interprétation physique de cette théorie. Une possibilité est que les phonons "habillent" les impuretés comme le font les oscillations de Friedel dans la théorie ZNA. Ce faisant ils provoquent une correction à la conductivité.

Les auteurs prédisent pour ce phénomène une dépendance en température donnée par l'équation suivante:

$$\frac{\delta\sigma_{ee-ph}}{\sigma_0^D} = -c \left(\frac{k_B T}{E_f} \right)^2 \ln \frac{T}{T_1} \quad (2.1)$$

où $T_1 = uk_f r_s \hbar / k_B$ avec u la vitesse du son dans le cristal; c est un paramètre dépendant de u , de la masse volumique et du potentiel de déformation dans le cristal. Pour cet échantillon $T_1 = 3.2$ K et $c = 0.31$ si bien que la correction à 110 K représente environ 1% de la conductivité de l'échantillon. Cette correction peut donc elle aussi être négligée.

Les considérations précédentes permettent donc d'éliminer tout effet des phonons sur la conductivité de nos échantillons. C'est l'avantage indirect d'avoir dopé les puits quantiques en leur centre pour diminuer leur mobilité.

Ayant exclu l'influence des phonons et la variation de la densité électronique dans le puits toutes les variations en températures observées dans la figure 2.8 sont attribuées aux corrections quantiques à la conductivité.

2.2.2 Extraction des corrections quantiques

A champ magnétique nul et en ne prenant en compte que les effets quantiques la conductivité du système peut s'écrire:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0^D + \delta\sigma_{xx}^{lf} + \delta\sigma_{ee} \quad (2.2)$$

où $\delta\sigma_{xx}^{lf}$ et $\delta\sigma_{ee}$ sont les corrections dues à la localisation faible et à l'interaction électron-électron respectivement. Pour étudier l'interaction électron-électron il faut donc pouvoir extraire la conductivité de Drude et la contribution de la localisation faible de la conductivité mesurée. La méthode fréquemment utilisée consiste à analyser la localisation faible puis à soustraire cette contribution ainsi que la conductivité de Drude. Cependant cette méthode est difficilement applicable dans notre étude. Ainsi, nous avons développé une méthode directe permettant de déterminer tous les paramètres à la fois. Ces deux méthodes seront exposées avant de procéder à l'analyse des résultats.

2.2.2.1 Analyse de la localisation faible

La localisation faible et l'interaction électron-électron n'ayant pas la même dépendance en champ magnétique [Altshuler85; Hikami80] il est possible de les séparer par ce biais. La magnéto-conductivité est due à la destruction de la localisation faible alors que l'interaction électron-électron ne provoque pas de magnéto-conductivité. La démarche usuelle est de déterminer les paramètres de la localisation faible en analysant la magnéto-conductivité qui est décrite par la formule:

$$\delta\sigma_{xx}^{lf}(B,T) = \frac{\alpha e^2}{\pi h} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_B}{2\tau_\varphi} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_B}{2\tau} \right) + \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau} \right] \quad (2.3)$$

(cf. le chapitre préliminaire).

L'étude consiste à ajuster cette dépendance avec α et τ_φ comme paramètres. La connaissance d' $\alpha(T)$ et $\tau_\varphi(T)$ donne accès à la correction en champ nul $\delta\sigma_{xx}^{lf}(T) = -\alpha \frac{e^2}{h\pi^2} \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau}$. Un exemple d'ajustement de la magnéto-conductivité est donné dans l'insert de la figure 2.10. L'ajustement a été réalisé pour un intervalle de champ $\Delta B = 0 - 1$ T car la formule 2.3 est valable pour $B < B_{cr}$ [Hikami80; McPhail04]. Pour cet échantillon le champ de coupure B_{cr} correspond à environ 1.5 T.

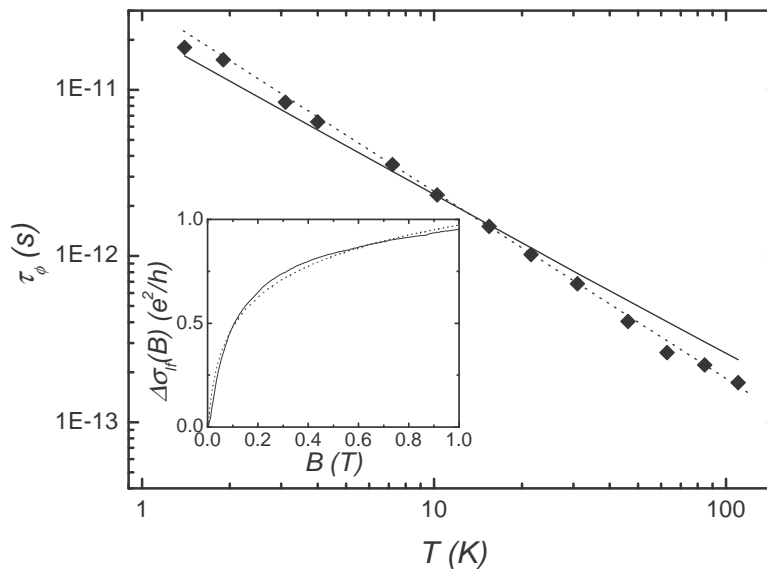


FIG. 2.10 – Dépendance en température du temps de cohérence de phase τ_ϕ . Les mesures sont représentées par les points noirs. La ligne solide correspond à la prédiction théorique [Altshuler82]. L'insert présente un exemple d'ajustement de l'équation 2.3 aux données expérimentales; $T = 1.4$ K.

La figure 2.10 montre le temps de relaxation de phase obtenu. Elle permet de remarquer que celui-ci a la forme $\tau_\phi \propto T^{-p}$ avec un exposant p proche de 1. Nous observons $p = 1.12$. Ceci est en accord avec les prédictions théoriques [Altshuler82]:

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{k_B T}{\hbar \sigma} \ln(\sigma). \quad (2.4)$$

Ici, σ est la valeur de la conductivité en champ nul.

Cette équation prédit en effet une variation en $1/T$ du temps de cohérence de phase et est représentée par la ligne noire dans la figure 2.10. L'amplitude du temps de relaxation de phase est en outre correctement décrite contrairement à l'étude [Minkov01] qui traite d'échantillons très similaires. La raison de la différence entre les résultats expérimentaux est pour le moment inconnue.

Le deuxième paramètre d'ajustement α varie peu avec la température et a pour valeur 0.7. D'après les prédictions d'Hikami [Hikami80] ce paramètre devrait avoir pour valeur 1. Cependant une récente étude [Minkov04] montre qu'aux faibles conductances le paramètre α doit être renormalisé. En effet la localisation faible est une correction au premier ordre en $1/\sigma$, pour des petites valeurs de σ les termes d'ordre supérieur deviennent importants. Le terme d'ordre 2 est explicité dans l'ar-

ticle [Minkov04] et les auteurs montrent que la formule 2.3 reste valable jusqu'à $\sigma \sim 3 \times e^2/h$ en prenant la précaution de remplacer $\alpha = 1$ par $\alpha = 1 - 2G_0/\sigma$ où G_0 est le quantum de conductance. Cette renormalisation prédit une valeur de α voisine de 0.6 pour les valeurs de conductance que nous avons mesurées. La correction au second ordre décrit donc qualitativement nos mesures.

Notons que les paramètres α et τ_φ dépendent peu du domaine de champ magnétique utilisé pour effectuer l'ajustement. Ainsi, on obtient des valeurs similaires en utilisant $\Delta B = 0 - 0.5$ T ou $\Delta B = 0 - 1.5$ T comme intervalle d'ajustement.

En soustrayant la contribution de la localisation faible et de la conductivité de Drude à la conductivité mesurée on obtient la valeur de la correction due à l'interaction électron-électron présentée dans la figure 2.11.

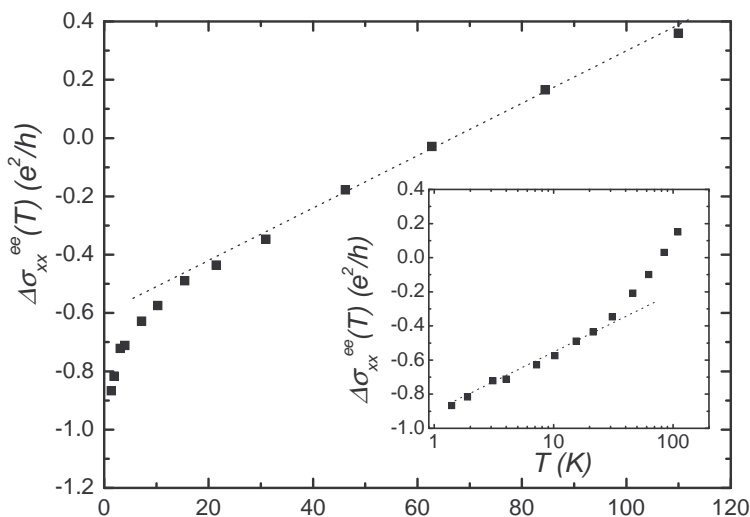


FIG. 2.11 – Correction quantique à la conductivité obtenue après l'analyse de la localisation faible. L'insert montre les mêmes données sur une échelle logarithmique.

La figure 2.11 montre qu'à haute température le comportement de la correction est linéaire alors qu'à basse température le comportement est logarithmique. Cela correspond qualitativement aux observations précédentes dans le régime diffusif [Lin84b; Paalanen83; Choi86; Minkov01] et dans le régime balistique [Proskuryakov02; Coleridge02; Shashkin02; Pudalov03; Noh03; Yasin].

Si cette méthode est utilisée fréquemment dans la littérature [Minkov01; Coleridge02; Olshanetsky03; Yasin] elle n'est pas la plus appropriée dans notre cas. En effet la

détermination de l'amplitude de la correction due à l'interaction électron-électron nécessite la connaissance précise du temps de relaxation τ . Celui-ci intervient à la fois dans l'expression de la conductivité de Drude mais aussi dans l'expression de la magnéto-conductivité de l'équation 2.3. Pour les études citées la conductivité est grande si bien que les corrections quantiques sont petites comparées à la conductivité. Il est donc difficile de déterminer τ avec suffisamment de précision. Dans notre cas la conductivité est faible $\sigma \sim 6 \times e^2/h$ et la variation en température de la conductivité est de l'ordre de 20 %. La conductivité de Drude est donc masquée par les phénomènes quantiques et il est impossible de déterminer τ avec précision. Une possibilité pour le déterminer est d'introduire un troisième paramètre d'ajustement dans l'équation 2.3 mais c'est une manipulation hasardeuse. L'utilisation d'un nombre élevé de paramètres d'ajustement laisse en effet beaucoup de liberté à l'ajustement et supprime la signification physique de celui-ci.

Une autre possibilité pour déterminer τ consiste à utiliser la valeur de la conductivité à haute température en considérant que les effets quantiques sont détruits.

Enfin, l'expression 2.3 n'est valable que pour le régime de basses températures lorsque la contribution des chemins non diffusifs peut être négligée. A plus haute température l'expression de la correction due à la destruction de la localisation faible prend une forme compliquée [McPhail04].

Ainsi la méthode d'extraction classique se révèle imprécise en raison de ces deux désavantages. C'est pourquoi une méthode alternative d'extraction des corrections quantiques à été imaginée : la méthode directe. Elle permet en outre de déterminer précisément la valeur du temps de relaxation. C'est cette valeur qui a été utilisée pour établir les figures 2.10 et 2.11. La méthode directe supprime l'analyse de la magnéto-conductance due à la localisation faible et ainsi les erreurs possibles cette étape.

Remarque: Pour une revue détaillée sur la magnéto-conductance due à la localisation faible se reporter à la référence [McPhail04].

2.2.2.2 Méthode directe

Pour éviter les inconvénients liés à la méthode décrite précédemment nous avons imaginé une méthode directe d'extraction des données concernant l'interaction électron-électron. Elle fût développée pour déterminer précisément le temps de relaxation τ et les différentes contributions quantiques. Elle se révèle fournir des données plus précises et plus complètes que la méthode précédente.

Tout se base sur l'interprétation de la magnéto-conductivité du système qui s'écrit de la façon suivante:

$$\sigma_{xx}(T,B) = \frac{\sigma_D(T)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(T)} + \Delta\sigma_{ee}^{\text{Diff}}(T) + \Delta\sigma_{xx}^{\text{lf}}(T,B), \quad (2.5)$$

$$\sigma_{xy}(T,B) = \frac{\omega_c \tau(T) \sigma_D(T)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(T)} + \omega_c \tau(T) \Delta\sigma_{ee}^{\text{H}}(T) + \Delta\sigma_{xy}^{\text{lf}}(T,B), \quad (2.6)$$

De façon générale la conductivité de Drude $\sigma_D(T)$ dépend de la température en raison de la renormalisation due à l'interaction du temps de transport $\tau(T)$ et de la vitesse de Fermi $v_F(T)$. Rigoureusement la fréquence cyclotron est elle aussi renormalisée par l'interaction par l'intermédiaire de la masse effective $m^*(T)$. Cependant, les équations 2.5 et 2.6 ne font intervenir que la combinaison τ/m^* ; ainsi la renormalisation de la masse effective peut être "intégrée" à celle de τ .

Les premier termes dans les équations 2.5 et 2.6 ont la structure de la conductivité classique et les termes $\Delta\sigma_{ee}^{\text{Diff}}$, $\Delta\sigma_{xx}^{\text{lf}}$, $\Delta\sigma_{ee}^{\text{H}}$ et $\Delta\sigma_{xy}^{\text{lf}}$ apparaissent comme les correction quantiques.

Les équations 2.5 et 2.6 ne sont justifiées que pour $\omega_c \ll \pi/\tau + 2\pi^2 k_B T/\hbar$. Cette condition permet de négliger les oscillations de Subnikov de Haas dans le présent cas d'un désordre à courte distance. Sous cette même condition la courbure des trajectoires électroniques due au champ magnétique est faible et est prise en compte par une définition adéquate des quantités $\sigma_D(T)$, $\Delta\sigma_{ee}^{\text{Diff}}(T)$ et $\Delta\sigma_{ee}^{\text{H}}$. Cela rend possible l'extraction des corrections quantiques à $B = 0$ T à partir de la magnéto-conductivité à haut champ. Cette condition est vérifiée dans tout le domaine de champ magnétique et de température présenté dans ce mémoire.

Les termes $\Delta\sigma_{xx}^{\text{lf}}(B,T)$ et $\Delta\sigma_{xy}^{\text{lf}}$ correspondent aux corrections aux conductivités longitudinales et transverses dues à la suppression de la localisation faible. Ils proviennent de la renormalisation de τ et peuvent donc en principe être absorbés dans

les premiers termes des équations 2.5 et 2.6 par l'intermédiaire d'une correction à τ dépendant du champ magnétique [Gornyii].

Le terme $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ correspond à la contribution de l'interaction électron-électron dans le régime diffusif, elle implique deux ou plusieurs impuretés. Cette contribution disparaît à haute température puisque la probabilité d'une interaction impliquant plusieurs impuretés est minime. En fait le terme $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ inclut aussi l'influence du champ magnétique sur la probabilité de retour. Cette contribution à $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ domine dans le régime balistique et donne naissance à la magnéto-resistance comme cela est expliqué plus loin.

La contribution mettant en jeu une seule impureté se manifeste par une renormalisation du temps τ [Gold86; Zala01a]. La dépendance en température de $\sigma_D(T)$ est dominée par l'influence de $\tau(T)$ car la dépendance en température de la vitesse de Fermi est plus faible. Ainsi, **la correction linéaire dans le régime balistique entre donc dans l'équation 2.5 par l'intermédiaire d'un temps τ renormalisé par l'interaction.**

L'interprétation de l'équation 2.5 constituait toute la difficulté de l'analyse des courbes de conductivité.

Remarque: Les effets de mémoire discutés dans les articles [Dmitriev01; Dmitriev02] ont été négligés dans l'équation 2.5. Ils trouvent leur origine dans le fait qu'une partie des électrons ne participent pas aux propriétés de transport. En effet, en présence de champ magnétique certains électrons se trouvent piégés sur des orbites circulaires qui ne rencontrent pas de défauts. La fraction de ces électrons est $P = e^{-2\pi/\omega_c\tau}$. Leur rôle se traduit par une correction à la conductivité classique:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0^D \frac{1 - P}{1 + (\omega_c\tau)^2} \quad (2.7)$$

La mobilité des électrons dans notre système est très faible si bien que la fraction P reste très petite dans tout le domaine de champ magnétique exploré. Ainsi les effets de mémoire peuvent être négligés.

L'idée principale de notre méthode d'extraction des corrections est d'utiliser les données obtenues à champ relativement fort pour déduire les corrections quantiques à la conductivité en champ nul. Cela permet de s'affranchir de l'étude de la localisation faible puisque celle-ci est supprimée à $B \gg B_{cr}$.

La première étape de l'extraction des données consiste à calculer la conductivité expérimentale à partir des résistances longitudinales et transverses mesurées (voir figure 2.12). $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ étant indépendant du champ magnétique, à $B \gg B_{cr}$ toute la dépendance en champ magnétique provient du premier terme de l'équation 2.5; le terme $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ n'introduisant qu'un décalage vertical des courbes de magnéto-conductivité.

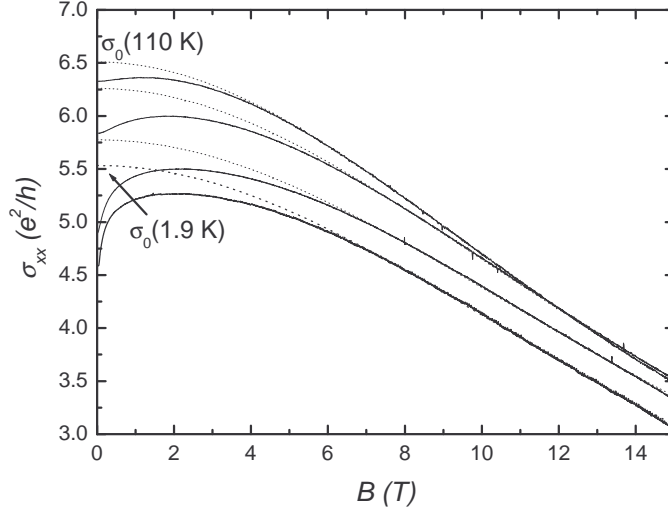


FIG. 2.12 – Ajustement de l'équation 2.5 à la conductivité expérimentale (courbe noire). Le résultat est ensuite extrapolé à $B = 0$ T (ligne pointillée).

À basse température on observe en effet qu'à haut champ magnétique (lorsque la localisation faible est supprimée) les données correspondant à différentes températures forment un réseau de courbes décalées verticalement. Pour $T > 30$ K la forme des courbes commence à changer. Cela est attribué à la renormalisation du temps τ dans le régime balistique.

Un ajustement est ensuite réalisé en utilisant une version simplifiée de l'équation 2.5. Pour cela toute la dépendance en température de σ_D est attribuée à celle de τ en écrivant $\sigma_D(T) = e^2 n \tau(T) / m^*$. De plus nous faisons l'hypothèse que la dépendance en température de $\omega_c \tau$ est la même que celle de σ_D . Cette approximation a déjà été utilisée [Minkov03; Minkov] et mène aux correctes asymptotes des corrections quantiques dans les régimes balistique et diffusif. Avec ces hypothèses l'équation 2.5 et pour $B > B_{cr}$ se simplifie de la façon suivante:

$$\tilde{\sigma}_{xx}(B, T) = \frac{ne^2}{m^*} \frac{\tau(T)}{1 + (\omega_c \tau(T))^2} + \Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T) \quad (2.8)$$

L'ajustement est réalisé pour $B > 6$ T avec τ et $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ comme paramètres d'ajustement. Cette méthode possède donc aussi le risque lié à l'ajustement avec deux paramètres. Cependant dans ce cas la fonction utilisée ressemble à $y = ax^2 + b$; c'est une fonction considérablement plus simple que la fonction digamma nécessaire pour ajuster la magnéto-conductivité due à la localisation faible. Les paramètres τ et $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ obtenus sont présentés dans la figure 2.13.

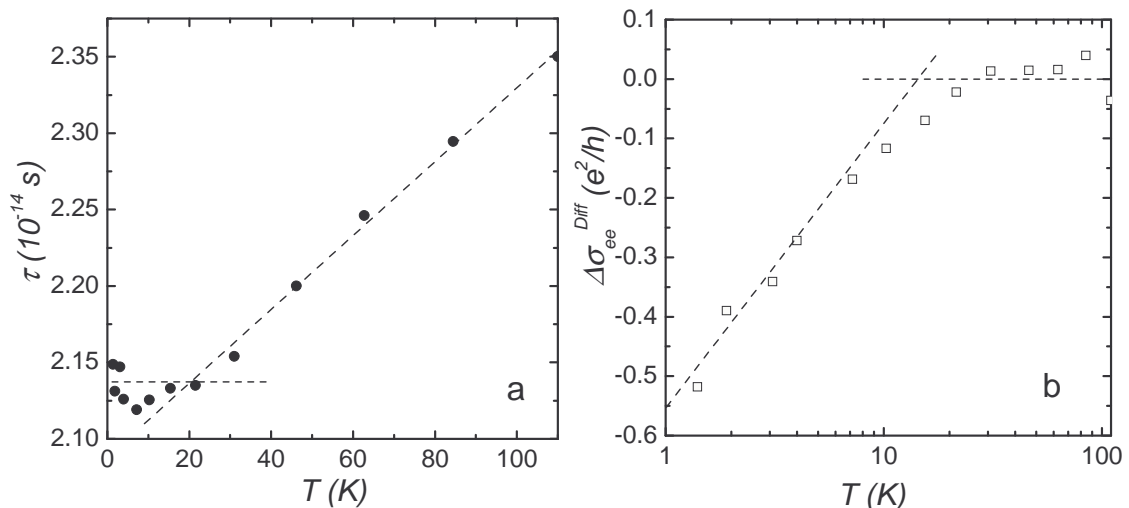


FIG. 2.13 – Paramètres obtenus après l'ajustement. (a) Temps de relaxation $\tau(T)$ (b) Correction due à l'interaction électron-électron dans le régime diffusif tracée sur une échelle logarithmique.

Conformément à la prédiction, la contribution dans le régime diffusif varie de façon logarithmique avec la température [Altshuler85; Zala01a]. On constate que ce terme est supprimé pour $T > 20$ K. Le temps de relaxation quant à lui est constant à basse température et varie linéairement pour $T > 20$ K. C'est qualitativement ce qui est attendu [Zala01a].

Le terme $\tilde{\sigma}_{xx}(B, T) = \frac{ne^2}{m^*} \frac{\tau(T)}{1 + (\omega_c \tau(T))^2} + \Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ est ensuite extrapolé à $B = 0$ T en utilisant les paramètres obtenus de façon à déterminer $\sigma_0(T) = \tilde{\sigma}_{xx}(B = 0, T)$. Cette étape élimine la contribution de la localisation faible des données (voir figure 2.12). la conductivité classique de Drude $\sigma_0^D = 6.3 \times e^2/h$ est enfin soustraite à $\sigma_0(T)$ pour obtenir la correction à la conductivité due à l'interaction électron-électron. Cette valeur de la conductivité de Drude est obtenue par l'étude de la magnéto-résistance comme décrit plus loin.

La figure. 2.14 présente les corrections dues à l'interaction électron-électron obtenues

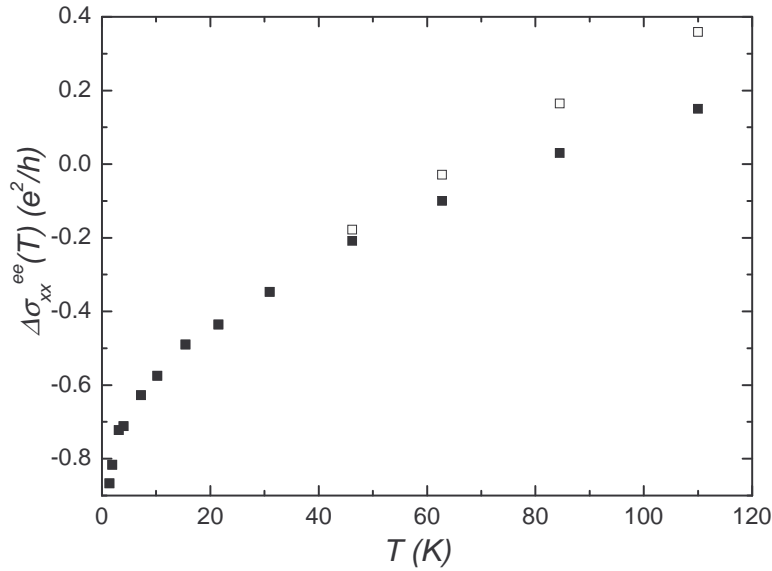


FIG. 2.14 – Correction due à l'interaction électron-électron obtenues par deux méthodes différentes. Analyse de la localisation faible (carrés blancs) méthode directe (carrés noirs). Les deux méthodes ne diffèrent qu'à haute température.

par cette méthode et les compare à celles obtenues par la seconde méthode. On constate que les deux méthodes produisent un résultat similaire à basse température et qu'elles divergent à haute température. Cela vient du fait que l'analyse de la localisation faible à l'aide de l'équation 2.3 s'avère inexacte à haute température.

Hormis le fait de donner une information plus précise sur la correction totale la méthode directe permet de séparer la contribution du régime diffusif de celle du régime balistique (Figure 2.13). C'est un point important qui sera repris lors de l'analyse.

2.2.3 Analyse

Une méthode d'extraction des corrections quantiques à la conductivité relatives à l'interaction électron-électron a été présentée. Les échantillons possèdent des caractéristiques correspondant aux objectifs de l'étude et au domaine de validité de la théorie: une seule sous-bande occupée, $E_f \gg k_B T$. Les précautions nécessaires concernant les aspects expérimentaux (densité électronique, influence des phonons) ont été prises. L'analyse des résultats en termes de la théorie ZNA [Zala01a; Zala01b] peut donc être effectuée. Les résultats obtenus sur les deux échantillons mesurés

étant très similaires seules les mesures réalisées sur l'échantillon 2 seront présentées.

2.2.3.1 Conductivité

Le premier volet de la théorie ZNA concerne les corrections à la conductivité longitudinale [Zala01a]. Les auteurs prévoient une correction ayant la forme suivante:

$$\Delta\sigma_{xx}^{ee} = \delta\sigma_C + 3\delta\sigma_T \quad (2.9)$$

où

$$\delta\sigma_C = \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{k_B T \tau}{\hbar} \left[1 - \frac{3}{8} f(k_B T \tau / \hbar) \right] - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \left(\frac{E_F}{k_B T} \right);$$

est la contribution du singulet et

$$\begin{aligned} \delta\sigma_T = & \frac{F_0^\sigma}{[1 + F_0^\sigma]} \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{k_B T \tau}{\hbar} \left[1 - \frac{3}{8} t(k_B T \tau / \hbar; F_0^\sigma) \right] \\ & - \left[1 - \frac{1}{F_0^\sigma} \ln(1 + F_0^\sigma) \right] \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \left(\frac{E_F}{k_B T} \right); \end{aligned}$$

la contribution du triplet. Les fonctions f et t sont détaillées dans l'article [Zala01a], ce sont elles qui décrivent la transition entre le régime diffusif et le régime balistique d'interaction.

A forte interaction le paramètre d'interaction F_0^σ ne possède pas de dépendance analytique en fonction du paramètre d'interaction r_s et il est utilisé comme paramètre d'ajustement à la théorie. En revanche à faible interaction les auteurs indiquent l'on peut l'évaluer de la façon suivante:

$$F_0^\sigma \rightarrow -\frac{1}{2} \frac{r_s}{r_s + \sqrt{2}} \quad (2.10)$$

dans la première ligne de la contribution du triplet et

$$F_0^\sigma \rightarrow -\frac{1}{2\pi} \frac{r_s}{\sqrt{2 - r_s^2}} \ln \left(\frac{\sqrt{2} + \sqrt{2 - r_s^2}}{\sqrt{2} - \sqrt{2 - r_s^2}} \right) \quad (2.11)$$

dans la seconde ligne. Notons que l'équation 2.10 représente la valeur du paramètre d'interaction dans le régime balistique pour lequel le retour se fait sur une ligne droite et pour lequel l'interaction n'est pas moyennée sur les angles mais prise pour

$q = 2k_F$, où q est le vecteur d'onde transféré. En revanche l'équation 2.11 correspond au régime diffusif pour lequel l'interaction implique plusieurs impuretés et correspond donc à une interaction isotrope.

A la valeur de densité considérée ($n_s = 2.56 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) le paramètre r_s vaut 0.35 et l'on peut utiliser les deux formules précédentes. Dans ce cas la théorie devient un modèle qui ne contient aucun paramètre d'ajustement. **Le dernier avantage de nos échantillons est donc de fournir un système pour lequel la comparaison avec la théorie ne nécessite pas d'ajustement** contrairement aux études précédentes [Proskuryakov02; Coleridge02; Shashkin02; Pudalov03; Minkov03; Noh03; Yasin] pour lesquelles l'utilisation de F_0^σ comme paramètre d'ajustement était rendue nécessaire par la forte interaction.

La figure 2.15 présente les résultats expérimentaux et le modèle de la théorie ZNA pour $r_s = 0.35$ (ligne pointillée).

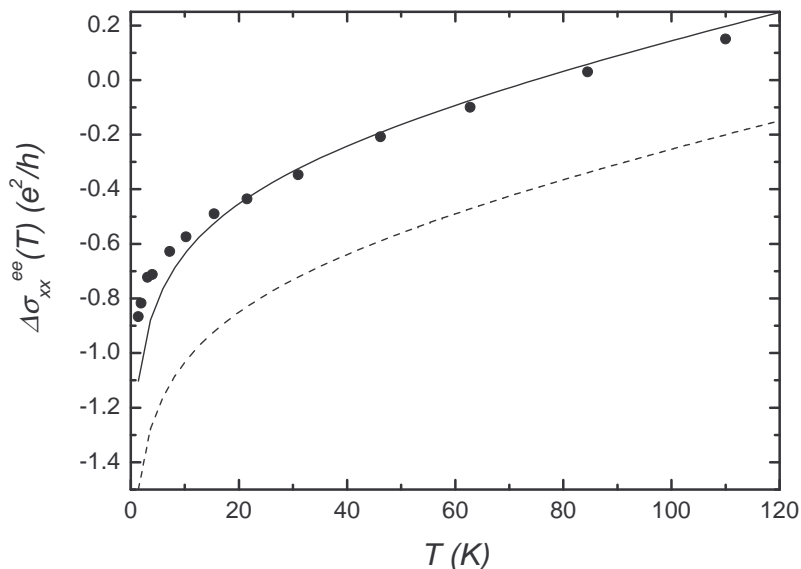


FIG. 2.15 – Correction due à l'interaction électron-électron obtenues expérimentalement (points noirs). Ces mesures sont comparées au modèle de la théorie ZNA (Courbe pointillée). La courbe noire présente le même modèle décalé vers le haut.

On constate qu'il existe un décalage entre les données expérimentales et le modèle. Ce décalage peut être expliqué par le fait que la théorie ne prévoit que les variations de la correction dues à l'interaction et pas l'amplitude totale de la correction. En d'autres termes les corrections données par la théorie ZNA sont définies à une

constante près.

Il existe en premier lieu une contribution indépendante de la température liée à la renormalisation de τ par les oscillations de Friedel (voir l'équation 3.33 de la référence [Zala01a]). Cette contribution n'est pas explicitée par la théorie et elle est inséparable de la conductivité classique de Drude. Cependant cette contribution est déjà prise en compte dans la valeur de σ_0^D déterminée expérimentalement et ne devrait donc pas provoquer de décalage entre l'expérience et la théorie.

De même dans la correction logarithmique correspondant au régime diffusif contient une contribution indépendante de la température $\sim \ln E_F \tau / \hbar$. Cette contribution est aussi déjà prise en compte dans σ_0^D obtenue par l'analyse de la magnéto-résistance ainsi, écrire l'équation 2.9 avec $E_F/k_B T$ comme argument dans les logarithmes revient à compter cette contribution deux fois. Dans notre cas l'argument correct pour les logarithmes dans l'expression 2.9 est $k_B T / \hbar$. En réalité l'énergie de coupure présente dans les logarithmes n'est connue qu'à une constante d'ordre 1 près. Nous avons donc pu superposer la théorie aux données en remplaçant E_F par une quantité de l'ordre de \hbar/τ dans les logarithmes de l'expression 2.9.

La figure 2.15 montre que l'on obtient un bon accord quantitatif entre le modèle et les résultats expérimentaux. Encore une fois, dans notre cas l'analyse en utilisant la théorie ZNA ne requiert aucun paramètre d'ajustement. Le bon accord obtenu entre le modèle et les points expérimentaux est sans doute dû à l'hypothèse d'un désordre à courte distance faite dans la théorie ZNA. Cela décrit bien les échantillons étudiés pour lesquelles les impuretés sont placées dans le plan d'électron.

L'accord est plus profond que celui montré par la figure 2.15. La méthode d'extraction utilisée permet de séparer les contributions dans le régime diffusif et dans le régime balistique. Les résultats présentés dans la figure 2.13 méritent d'être analysés dans le détail. La figure 2.16 reproduit la figure 2.13.

Cette figure montre que d'une part la contribution dans le régime diffusif est de forme logarithmique et quelle est supprimée à $T > 20$ K. De même la contribution dans le régime balistique $\Delta\sigma_{ee}^{Bal}(T) = ne^2\tau(T)/m^*$ ne commence à varier que pour $T > 20$ K. **Cette figure met donc d'une part clairement en évidence qu'expérimentalement la correction totale qui est la somme de ces deux termes varie de façon logarithmique à basse température et linéaire à haute température.** D'autre part, elle illustre la transition qui se produit aux températures intermédiaires pour lesquelles la contribution du régime diffusif s'éteint et est rem-

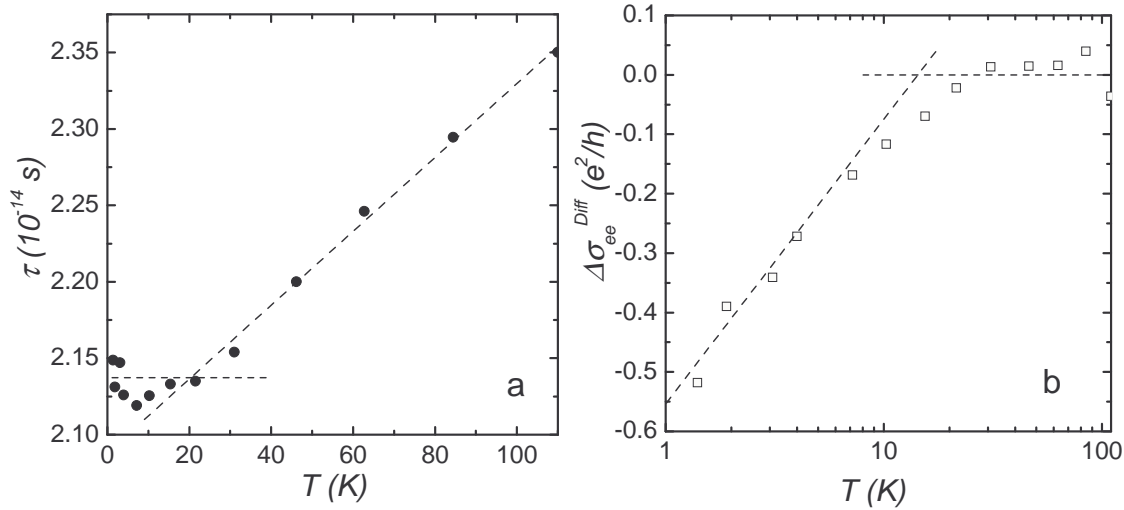


FIG. 2.16 – *Reproduction de la figure 2.13. Paramètres obtenus après l'ajustement par la méthode directe. (a) Temps de relaxation τ (b) Correction due à l'interaction électron-électron dans le régime diffusif tracée sur une échelle logarithmique.*

placée par la contribution du régime balistique. **La figure 2.16 montre donc clairement que la transition entre le régime diffusif et le régime balistique se produit à $T = 20$ K.**

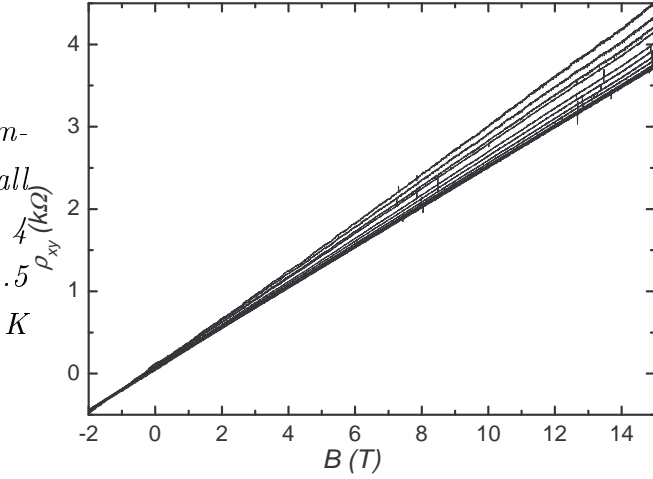
D'après la théorie ZNA la transition entre le régime balistique et le régime diffusif doit se produire vers $k_B T \tau / \hbar \sim 0.1$ ce qui correspond à $T = 30$ K dans notre cas. Un bon accord qualitatif est donc obtenu quant à la position de la transition.

Enfin, dans le régime balistique on observe $d\sigma/dT > 0$. Cela correspond à l'observation d'un comportement isolant qui n'est pas prévu par la théorie d'"écranage" [Gold86] alors qu'il est possible dans le cadre de la théorie ZNA. La théorie de l'"écranage" qui ne prend pas en compte la contribution du triplet ne pouvant pas expliquer nos résultats, ceux-ci permettent de discriminer la théorie d'"interaction" (ZNA) de la théorie de l'"écranage".

En conclusion la comparaison entre les résultats expérimentaux et la théorie ZNA a été menée sans aucun paramètre d'ajustement. Un bon accord quantitatif est obtenu. Le bon accord quantitatif est sans doute à rapprocher du caractère courte distance du désordre dans les échantillons étudiées car c'est une hypothèse importante de la théorie ZNA. Les données expérimentales permettent une observation claire de la transition entre le régime diffusif et le régime balistique d'interaction.

2.2.3.2 Effet Hall

FIG. 2.17 – *Dépendance en température de la résistance de Hall pour $T=1.4$ K, 1.9 K, 3.1 K, 4.7 K, 7.2 K, 10.25 K, 15.45 K, 21.5 K, 31 K, 46.2 K, 62.8 K, 84.5 K et 110 K de haut en bas.*



La figure 2.17 présente la variation de la résistance de Hall en fonction de la température. Cette figure montre que le coefficient de Hall varie fortement avec la température. Pour chaque température celui-ci a été obtenu en ajustant les courbes présentées dans la figure 2.17 à une fonction affine. La possibilité d'une variation de la densité d'électrons a été exclue, cette variation est donc attribuée aux correction quantiques aux coefficients de transport.

Le second volet de la théorie ZNA concerne l'effet Hall [Zala01b]. Les auteurs prévoient que la pente de Hall doit être renormalisée par l'interaction électron-électron. La résistance de Hall s'écrit alors:

$$\rho_{xy} = \rho_H^D + \delta\rho_{xy}^C + \delta\rho_{xy}^T \quad (2.12)$$

où ρ_H^D est la résistance de Hall classique,

$$\frac{\delta\rho_{xy}^C}{\rho_H^D} = \frac{2}{\pi} \frac{G_0}{\sigma_D} \ln \left(1 + \lambda \frac{\hbar}{k_B T \tau} \right)$$

est la correction dans le singulet et

$$\frac{\delta\rho_{xy}^T}{\rho_H^D} = \frac{6}{\pi} \frac{G_0}{\sigma_D} h(F_0^\sigma) \ln \left(1 + \lambda \frac{\hbar}{k_B T \tau} \right)$$

la correction dans le triplet. Le coefficient λ vaut $11\pi/192$ et la fonction h est détaillée dans la référence [Zala01b]. Notons que les données présentées correspondent à $\omega_c \tau < 0.9$ ce qui permet de négliger les corrections dépendantes du champs dans

l'équations 2.12. Ces corrections sont petites même à $\omega_c\tau \sim 1$ [Gornyi03; Gornyi04] ainsi il est possible d'utiliser les résultats de la théorie ZNA [Zala01b] obtenus dans la limite $B \rightarrow 0$.

Un calcul réalisé sans essayer d'ajuster la théorie aux mesures produit la courbe pointillée de la figure 2.18. Pour ce modèle nous avons utilisé la valeur $F_0^\sigma = -0.17$ donnée par la formule 2.11 préconisée par les auteurs pour une faible interaction. En effet c'est cette valeur qui doit être utilisée pour le coefficient de Hall car elle correspond à une interaction isotrope. Les processus principaux modifiant le coefficient de Hall font intervenir au moins trois impuretés ainsi, la valeur de F_0^σ utilisée doit ressembler à la valeur moyenne sur les angles correspondant à l'équation 2.11 plus qu'à celle donnée par l'équation 2.10.

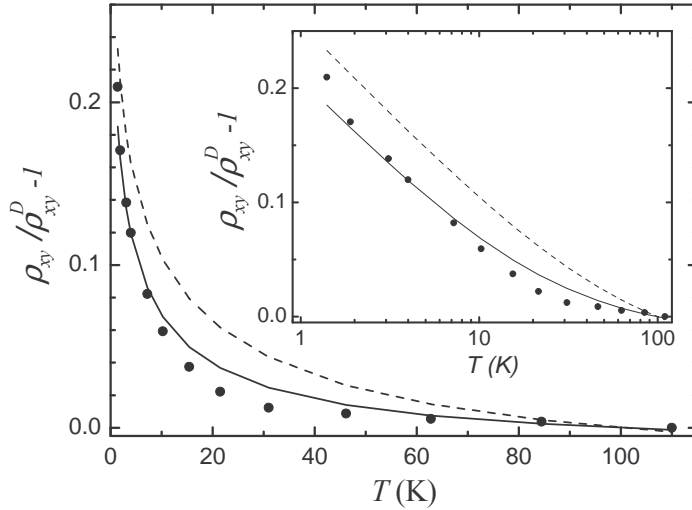


FIG. 2.18 – Dépendance en température du coefficient de Hall (points noirs) comparée au modèle de l'équation 2.12 (ligne pointillée). La ligne noire présente ce même modèle où λ est remplacé par $4\pi/192$.

La figure 2.18 montre qu'un accord qualitatif est obtenu. Le comportement logarithmique à basse température est clairement établi dans l'insert de la figure 2.18. **Le modèle reproduit correctement ce comportement mais l'amplitude de la correction prévue est plus importante que celle observée.** Notons que l'utilisation de F_0^σ comme paramètre d'ajustement ne permet pas d'obtenir un meilleur accord. En effet si l'utilisation d'une plus petite constante d'interaction permet de diminuer l'amplitude totale de la correction elle change aussi la pente de la dépendance logarithmique à basse température. En revanche nous avons observé

que si le coefficient $\lambda = 11\pi/192$ est remplacé par $\lambda = 4\pi/192$ la courbe théorique décrit correctement la dépendance expérimentale. Ce résultat est sans doute lié à l'anisotropie de la diffusion des électrons. L'anisotropie réduit la probabilité de retour et donc l'amplitude de la correction à champ magnétique faible ($\omega_c\tau \ll 1$). Dans le régime balistique la correction au coefficient de Hall est proportionnelle à λ et la réduction de ce facteur pourrait être la signature de l'anisotropie dans ce cas. Notons que dans le régime balistique le coefficient de Hall est plus sensible à l'anisotropie que la conductivité longitudinale. Cela est dû au fait que les processus donnant lieu à la correction au coefficient de Hall impliquent au moins trois impuretés. Les effets d'une faible anisotropie s'ajoutant à chaque collision sur une impureté.

En conclusion nous avons observé une forte dépendance en température du coefficient de Hall. Ce comportement est correctement décrit par la théorie ZNA. Cependant, l'accord quantitatif nécessite une petite modification qui est attribuée aux effets de l'anisotropie. Notons qu'à notre connaissance il n'existe que quelques autres articles [Coleridge02; Yasin; Gao04] considérant l'effet de l'interaction sur le coefficient de Hall. De plus la plupart d'entre elles considèrent des systèmes de trous qui possèdent un spectre énergétique plus complexe que les électrons. La comparaison avec ces résultats est donc difficile. Notons cependant que l'étude [Yasin] considérant des systèmes d'électrons montre des résultats qui sont qualitativement bien décrits par la théorie ZNA.

2.2.3.3 Conductivité transverse

La figure 2.19a présente les résultats concernant la conductivité de Hall. Celle-ci est obtenue en inversant le tenseur des résistances. **La conductivité transverse reste constante à basse température.** C'est un résultat attendu car la localisation faible ne contribue pas à l'effet Hall et dans le régime diffusif l'interaction électron-électron ne contribue pas non plus à la conductivité transverse [Altshuler85]. Il a déjà été observé [Minkov01]. **A haute température, en revanche, la conductivité transverse varie de façon linéaire avec la température.** Ce résultat est assez inattendu car on pourrait s'attendre à ce que le comportement du régime diffusif soit conservé. Il n'en est rien comme le montre cette première étude de la conductivité transverse dans le régime balistique. La dé-

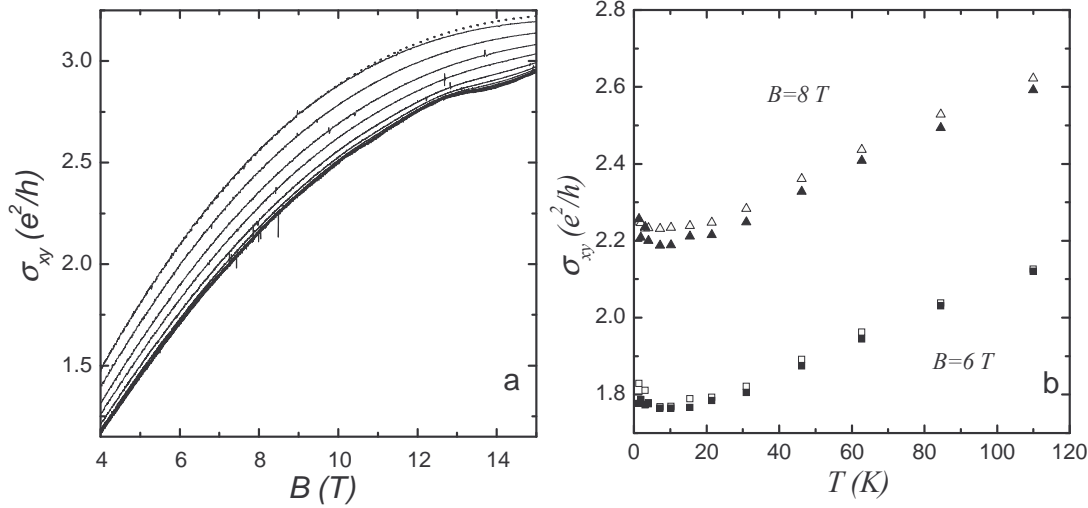


FIG. 2.19 – (a) Conductivité transverse obtenue par inversion du tenseur des résistances. (b) Dépendance en température de la conductivité transverse pour deux champs magnétiques différents (symboles noirs). La conductivité transverse calculée en utilisant la formule de Drude et le temps $\tau(T)$ renormalisé par l'interaction est représentée par la courbe pointillée dans le cadre a) et par les symboles vides dans le cadre b).

pendance linéaire de la conductivité de Hall à haute température est à rapprocher de la dépendance linéaire de la conductivité dans le régime balistique. Les deux comportements s'expliquent en effet de la même façon. Une bonne description des courbes expérimentales en calculant la conductivité transverse par la formule de Drude $\sigma_{xy} = \sigma_D(\tau)\omega_c\tau/(1 + (\omega_c\tau)^2)$ et en utilisant les valeurs de $\tau(T)$ montrées dans la figure 2.16. La figure 2.19 montre la conductivité transverse évaluée par cette méthode. Un excellent accord est atteint.

2.2.3.4 Magnéto-résistance

Pour conclure l'analyse examinons la magnéto-résistance. Cette étude permettra de vérifier la cohérence de la description des coefficients de transports $\rho_{xx}(B,T)$, $\sigma_{xx}(B,T)$, $\rho_{xy}(B,T)$ and $\sigma_{xy}(B,T)$. De plus, bien qu'ayant été vérifiée pour des systèmes présentant un désordre longue distance la récente théorie de la magnéto-résistance n'a pas été confrontée à notre connaissance à des résultats obtenus pour des échantillons de faible mobilité. Enfin, le comportement de $\rho_{xx}(B,T)$ dans le

régime balistique est gouverné par des processus plus subtils que les autres coefficients de transport. En effet la dépendance en température de $\rho_{xx}(B)$ reflète la petite dépendance en fonction du champ magnétique de la probabilité de retour que nous avons négligé dans l'analyse précédente. En inversant le tenseur de conductivité on montre facilement que les équations de Boltzmann ne provoquent pas de dépendance en champ magnétique de la résistance et que $\rho_{xx}(B,T) = m^*/e^2 n \tau(T)$. La magnéto-résistance est donc provoquée par d'autres effets. Les effets de mémoire ayant été négligés la magnéto-résistance est attribuée aux processus quantiques.

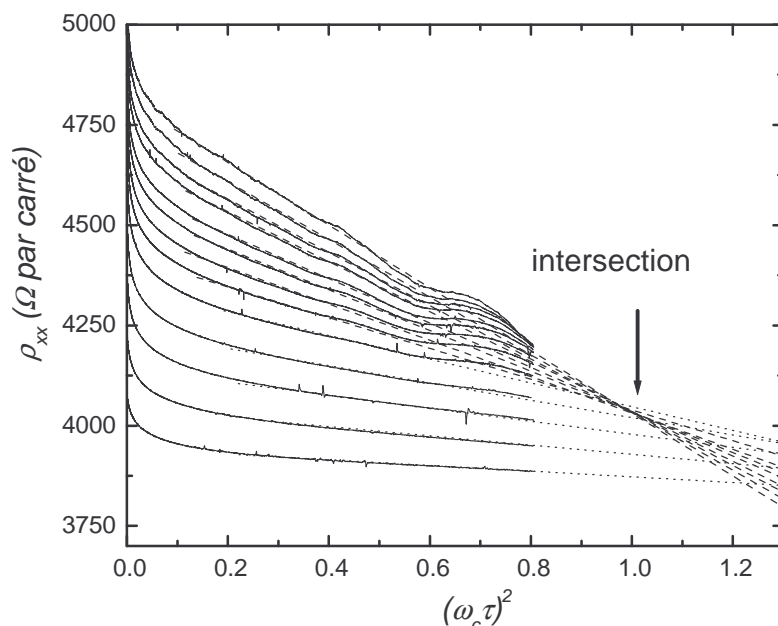


FIG. 2.20 – Résistance en fonction de $(\omega_c \tau)^2$ pour les températures $T=1.4$ K, 1.9 K, 3.1 K, 4 K, 7.2 K, 10.25 K, 15.45 K, 21.5 K, 31 K, 46.2 K, 62.8 K, 84.5 K et 110 K de haut en bas. Une variation linéaire est obtenue.

La magnéto-résistance à bas champ magnétique ($B < B_{cr}$) est causée par la destruction de la localisation faible et a déjà été discutée. La magnéto-résistance à plus haut champ est due à l'interaction électron-électron. Dans le régime diffusif celle-ci est parabolique et s'écrit [Houghton82; Girvin82]:

$$\frac{\delta \rho_{xx}(B)}{\rho^D} = \frac{1 - (\omega_c \tau)^2}{2\pi E_F \tau} \left(1 - 3 \left[1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma} \right] \right) \times \ln \left(\frac{\hbar}{k_B T \tau} \right) \quad (2.13)$$

Le cas du régime balistique fût récemment traité par Gornyi et Mirlin [Gornyi03; Gornyi04] qui montrèrent que la magnéto-résistance induite par l'interaction reste

parabolique mais que le coefficient de parabolicité dépend du type de désordre. Dans le cas d'un désordre à courte distance la forme asymptotique s'écrit :

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho^D} = -(\omega_c\tau)^2 \frac{1 + 3g(F_0^\sigma)}{2\pi E_F\tau} \frac{17\pi\hbar}{192k_B T\tau}, \quad (2.14)$$

où $g(F_0^\sigma)$ correspond à la contribution du triplet.

Notons qu'à faible interaction $r_s \ll 1$ la magnéto-résistance est dominée par la contribution du singulet qui est négative. Les équations 2.13 et 2.14 sont obtenues en inversant le tenseur des conductivités en prenant en compte les corrections quantiques. Dans le régime diffusif la magnéto-résistance est causée par le terme $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$. Dans le régime balistique la situation est plus complexe car il faut aussi prendre en compte l'influence du champ magnétique sur la probabilité de retour au point de départ. Celle-ci influence la valeur de $\tau(T)$. On a : $\delta\tau(T, B) - \delta\tau(T, B = 0) \sim (\hbar\omega_c/k_B T)^2 \delta\tau(T, B = 0) \sim (\hbar\omega_c/k_B T)^2 (k_B T/E_F)\tau$ (voir [Gornyi04]).

Notons que dans notre cas le terme $\Delta\sigma_{ee}^{Diff}(T)$ s'annule à haute température si bien que pour $T > 30$ K la principale source de magnéto-résistance est la faible dépendance de τ en fonction du champ magnétique.

La figure 2.20 montre la résistance en fonction de $(\omega_c\tau)^2$ pour diverses températures. Les droites obtenues prouvent que la magnéto-résistance est effectivement parabolique.

La figure 2.20 montre aussi la transition entre le régime diffusif et le régime balistique d'interaction. Les courbes de magnéto-résistances ont été extrapolées à $(\omega_c\tau)^2 \sim 1$. Cela met clairement en évidence le fait que les courbes se coupent à $\omega_c\tau = 1$ pour $T < 20$ K. Cette observation est conforme à la prédiction de l'équation 2.13 dans le régime diffusif. A ce point la valeur de la résistance a exactement la valeur de la résistance de Drude (voir Eq. 2.13). C'est cette valeur que nous avons utilisé pour calculer la conductivité de Drude σ_0^D . Pour les températures supérieures à 20 K les courbes ne se croisent plus à $\omega_c\tau = 1$. Cela signale l'entrée dans le régime balistique d'interaction.

Le coefficient de proportionnalité entre ρ_{xx} et $(\omega_c\tau)^2$ est présenté dans la figure 2.21. Il a été obtenu dans l'intervalle $(\omega_c\tau)^2 = 0.1 - 0.4$ pour les courbes correspondant à $T < 20$ K et pour $(\omega_c\tau)^2 > 0.2$ pour les courbes correspondant à $T > 20$ K. Cela permet de limiter l'influence des oscillations de Subnikov de Haas à basse température et celle de la localisation faible à haute température. L'erreur commise en

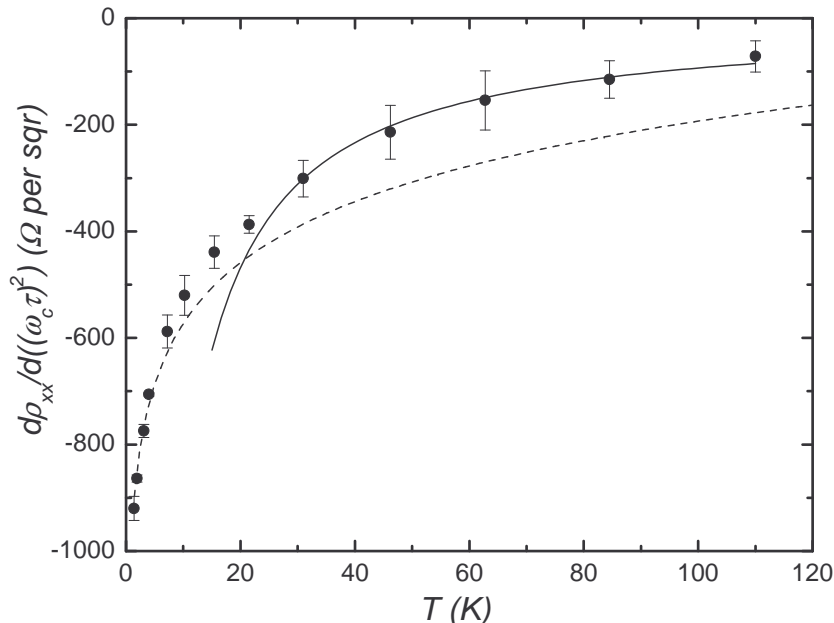


FIG. 2.21 – Coefficient de proportionnalité entre ρ_{xx} et $(\omega_c\tau)^2$. L'erreur est liée au choix de l'intervalle choisi pour la détermination de ce coefficient. La ligne pointillée correspond à l'équation 2.13, la ligne noire correspond à l'équation 2.14.

raison du choix de l'intervalle d'évaluation à été estimée en comparant les valeurs à celles obtenues en utilisant l'intervalle $(\omega_c\tau)^2 = 0.2 - 0.35$. La figure 2.21 montre aussi les asymptotes prévues par les équations 2.13 et 2.14 pour les régimes diffusif et balistique respectivement. Nous avons utilisé $F_0^\sigma = -0.17$ correspondant au régime diffusif pour évaluer l'équation 2.13 et $g(F_0^\sigma) = F_0^\sigma / (1 + F_0^\sigma)$ avec $F_0^\sigma = -0.1$ pour l'équation 2.14 dans le régime balistique. **Dans les deux limites un très bon accord est obtenu.** Notons qu'à nouveau le modèle ne fait intervenir aucun paramètre d'ajustement.

Conclusion

Cette partie a présenté les résultats de mesures effectuées sur des puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs dopés en leur centre. Ce système expérimental se révèle approprié pour tester la récente généralisation de la théorie de l'interaction [Zala01a; Zala01b; Gornyi04]. En effet dans ces échantillons l'énergie de Fermi est très grande et malgré tout une seule sous-bande est occupée. De plus la présence

d'un fort désordre permet de déplacer la température de transition entre le régime diffusif et balistique d'interaction vers un domaine accessible expérimentalement. Elle permet en outre de rendre l'effet des phonons négligeable même à haute température. Enfin la grande densité d'électrons présents dans le gaz bidimensionnel situe le système dans un régime de faible interaction pour lequel la théorie ne requiert aucun paramètre d'ajustement.

La méthode d'extraction des données permet de séparer la contribution à la conductivité due à l'interaction électron-électron dans le régime diffusif de celle dans le régime balistique. Elle permet ainsi de mettre clairement en évidence la transition entre les deux régimes. La conductivité longitudinale est d'écrite de façon quantitative par le modèle de la théorie ZNA.

L'effet Hall est décrit de façon qualitative, une petite modification du modèle restaure un accord quantitatif. Notre étude présente des mesures de la conductivité transverse qui est décrite de façon quantitative par la théorie ZNA.

Enfin, la magnéto-résistance à haut champ magnétique est elle aussi décrite par la théorie de l'interaction sans paramètre d'ajustement.

Un bon accord général entre la théorie et les mesures réalisées est donc observé.

Finalemnt si l'objet de cette étude était de vérifier les prédictions de la théorie ZNA elle ne s'adresse qu'aux deux premiers volets de celle-ci. En effet les mêmes auteurs publièrent en 2002 un article où l'effet du champ magnétique parallèle est considéré [Zala02]. Cependant les échantillons que nous avons étudiés ne permettent pas de réaliser une étude considérant cet aspect. En effet l'analyse rigoureuse de l'effet du champ magnétique parallèle nécessite la possibilité de pouvoir polariser en spin complètement le gaz d'électron. A $n_s = 2.56 \times 10^{12} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ cette polarisation se produit à $B = 106 \text{ T}$ et se trouve donc hors de portée pour les expériences. Cependant le lecteur pourra se référer aux études suivantes qui traitent de ce sujet [Vitkalov03; Pudalov03; Proskuryakov04].

Bibliographie

- [Altshuler82] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, D. E. Khmel'nitskii, *J. Phys. C* **15**, 7367, (1982).
- [Altshuler85] B. L. Altshuler, A. G. Aronov. *Electron-electron interaction in disordered systems*. A. L. Efros, M. Pollak, Amsterdam, 1985.
- [Bishop80] D. J. Bishop, D. C. Tsui, R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1153, (1980).
- [Choi86] K. K. Choi, D. C. Tsui, S. C. Palmateer, *Phys. Rev. B* **33**, 8216, (1986).
- [Coleridge02] P. T. Coleridge, A. S. Sachrajda, P. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **65**, 125328, (2002).
- [Davies98] J. H. Davies. *The physics of low-dimensional semiconductors*. Cambridge University Press, 1998.
- [Dmitriev01] A. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien, *Phys. Rev. B* **64**, 233321, (2001).
- [Dmitriev02] A. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien, *Phys. Rev. Lett* **89**, 266804, (2002).
- [Dolan79] G. J. Dolan, D. D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett* **43**, 721, (1979).
- [Gao04] X. P. A. Gao, G. S. Boebinger, A. P. Mills, A. P. Ramirez Jr., L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. Lett* **93**, 256402, (2004).
- [Girvin82] S. M. Girvin, M. Jonson, P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **26**, 1651, (1982).
- [Gold86] A. Gold, V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **33**, 1076, (1986).
- [Gornyi03] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett* **90**, 076801, (2003).
- [Gornyi04] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **69**, 045313, (2004).
- [Gornyii] I. V. Gornyi, (non publié).

-
- [Hikami80] S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707, (1980).
- [Houghton82] A. Houghton, J. R. Senna, S. C. Ying, *Phys. Rev. B* **25**, 2196, (1982).
- [Kravchenko94] S. V. Kravchenko, *et al*, *Phys. Rev. B* **50**, 8039, (1994).
- [Kulbachinskii94] V. A. Kulbachinskii, G. G. Kytin, V. I. Kadushkin, *et al*, *J. Appl. Phys.* **75**, 2081, (1994).
- [Kvon04] Z. D. Kvon, V. A. Tkachenko, O. A. Tkachenko, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, V. Renard, J.-C. Portal, *Physica E* **21**, 742, (2004).
- [Leadley93] D. R. Leadley, R. J. Nicholas, F. M. Peeters W. Xu, J. T. Devreese, J. Singleton, J. A. A. J. Perenboom, L. van Bockstal, F. Herlach, C. T. Foxon, J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **48**, 25457, (1993).
- [Leon95] H. Leon, F. Garcia-Moliner, V. R. Velasco, *Thin Solid Films* **266**, 38, (1995).
- [Lin84a] B. J. F. Lin, D.C. Tsui, M. A. Paalanen, A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 695, (1984).
- [Lin84b] B. J. F. Lin, D.C. Tsui, M. A. Paalanen, A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* **29**, 927, (1984).
- [McPhail04] S. McPhail, C. E. Yasin, A. R. Hamilton, M. Y. Simmons, E. H. Linfield, M. Pepper, D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **70**, 245311, (2004).
- [Minkov] G. M. Minkov, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko, O.E. Rut, V.A. Larionova, B.N. Zvonkov, *cond-mat/0503567*. non-publié.
- [Minkov01] G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, V. M. Daniltsev, *Phys. Rev. B* **64**, 235327, (2001).
- [Minkov02] G. M. Minkov, *et al*, *Phys. Rev. B* **65**, 235322, (2002).
- [Minkov03] G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, B. N. Zvonkov, *Phys. Rev. B* **67**, 205306, (2003).

- [Minkov04] G. M. Minkov, A. V. Germanenko, I. V. Gornyi, *Phys. Rev. B* **70**, 245423, (2004).
- [Noh03] H. Noh, et al, *Phys. Rev. B* **68**, 165308, (2003).
- [Olshanetsky03] E. B. Olshanetsky, V. Renard, Z. D. Kvon, J. C. Portal, N. J. Woods, J. Zhang, J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **68**, 085304, (2003).
- [Paalanen83] M. A. Paalanen, D. C. Tsui, J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. Lett* **51**, 2226, (1983).
- [Pfeiffer89] L. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1888, (1989).
- [Pottier] N. Pottier. *Physique statistique hors équilibre : équation de Boltzmann, réponse linéaire*. Notes de cours DEA physique des Solides. Disponible à <http://www.lpthe.jussieu.fr/DEA/pottier.html>.
- [Proskuryakov02] Y. Y. Proskuryakov, A. K. Savhenko, S. S. Safonov, M. Pepper, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett* **89**, 076406, (2002).
- [Proskuryakov04] Y. Y. Proskuryakov, Z.D. Kvon, A. K. Savhenko, *Phys. Rev. B* **69**, 033304, (2004).
- [Pudalov03] V. M. Pudalov, et al, *Phys. Rev. Lett* **91**, 126403, (2003).
- [Sergeev04] A. Sergeev, M. Yu. Reizer, V. Mintin, *Phys. Rev. B* **69**, 075310, (2004).
- [Shashkin02] A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **66**, 073303, (2002).
- [Vitkalov03] S. A. Vitkalov, K. James, B. N. Narozhny, M. P. Sarachik, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **67**, 113310, (2003).
- [Yasin] C. E. Yasin, T. L. Sobey, A. P. Micolich, A. R. Hamilton, M. Y. Simmons, L. N. Pfeiffer, K. W. West, E.H. Linfield, M. Pepper, D. A. Ritchie, *Cond-mat/0403411*. (unpublished).
- [Zala01a] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 214204, (2001).
- [Zala01b] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 201201, (2001).
- [Zala02] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **65**, 020201, (2002).

Chapitre 3

Magnéto-résistance induite par l'interaction électron-électron

Introduction

L'étude des propriétés des hétérojonctions de Silicium/Silicium-Germanium a une grande importance technologique. C'est en effet un matériau qui est en train de conquérir l'industrie de la micro-électronique. Il possède de meilleures qualités que le Silicium tout en permettant l'utilisation des outils créés pour manipuler le Silicium. Son utilisation permet donc aux industriels d'augmenter la qualité de leurs produits tout en limitant le renouvellement des coûteux procédés et machines de production. C'est un matériau qui s'est trouvé délaissé par la recherche fondamentale car la qualité des structures basées sur les composés III-V dépassent largement celles du Silicium Germanium. Cependant les récents progrès [Shaffler97; Hatmann04] en matière de fabrication ont provoqué un regain d'intérêt pour ce matériau dans lequel fût par exemple clairement observé l'effet Hall quantique fractionnaire [Monroe92; Lai04a].

Le présent chapitre illustre comment ce matériau fut utilisé pour la recherche liée à l'apparente transition métal-isolant observée pour la première fois par Kravchenko et ses collaborateurs [Kravchenko94] en 1994. Suite à cette découverte la théorie des corrections quantiques à la conductivité [Lee84; Altshuler85] s'est vue perfectionnée pour permettre une comparaison directe avec les expériences. L'objectif était de vérifier que les mesures pouvaient être décrites par une théorie de liquide de Fermi;

l'accent étant porté sur l'effet des interactions entre les électrons. La première étape fût accomplie en 2001 par Zala, Narozhny et Aleiner [Zala01a; Zala01b; Zala02] qui généralisèrent la théorie de l'interaction électron-électron pour tout le domaine de température et de champ magnétique parallèle. En 2003, Gornyi et Mirlin traitèrent le cas du champ magnétique perpendiculaire en présence d'un désordre arbitraire [Gornyi03; Gornyi04]. Ils confirmèrent que dans le régime balistique d'interaction une magnéto-résistance parabolique devait être observée. Peu après sa parution la théorie de Gornyi et Mirlin (GM) trouvait une confirmation par l'expérience [Li03] dans des hétérojonction AlGaAs/GaAs contenant un gaz d'électron.

L'objet de l'étude qui sera exposée dans cette partie est de tester ce résultat dans des hétérojonctions de Si/SiGe. Les structures étudiées permirent la première observation de la transition métal isolant dans ce type de système puis une étude détaillée de la conductivité et de la magnéto-résistance dans le régime métallique. Elles révèlent une physique plus riche que celles des hétérojonctions d'AlGaAs/GaAs et permirent le l'affinement de la théorie [Gornyi04].

Les échantillons et le protocole de mesure seront tout d'abord présentés, puis une description de la transition métal-isolant observée sera donnée. Enfin, l'étude des coefficients de transport sera décrite.

3.1 L'hétérojonction Si/SiGe

L'utilisation des transistors à effet de champ utilisant des jonctions Métal-oxyde-silicium (MOSFET) est très répandue dans l'industrie mais les meilleures performances obtenues [Gavrilov84; Kravchenko94] restent modestes comparées à celles des hétérojonctions de composés III-V [Zudov03]. Les hétéro-systèmes Si/SiGe furent très vite reconnus comme prometteurs comparés aux MOSFETs car ils permettent l'utilisation du concept de modulation de dopage tout en utilisant les technologies dédiées au Silicium.

Le Silicium et le Germanium sont deux éléments du groupe IV qui sont parfaitement miscibles et qui cristallisent tous les deux selon la structure du diamant. Il en est de même pour les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ quelle que soit leur composition. Le contrôle de la composition des alliages de SiGe donne une grande liberté en matière d'ingénierie de structure de bande. Ces deux éléments possèdent enfin des propriétés chimiques et structurales suffisamment similaires pour faciliter la croissance et permettre l'utilisation de la technologie dédiée au silicium. Cependant leurs propriétés diffèrent suffisamment pour rendre possible des procédures de structuration sélectives.

Les progrès en matière d'amélioration des composants basés sur l'utilisation du Silicium et du Germanium restèrent longtemps masqués par ceux réalisés sur les composants utilisant les III-V. Les principaux inconvénients des systèmes Si/SiGe sont la grande différence de paramètre de réseau entre Si et SiGe ainsi que de gros problèmes en matière de dopage. Ces problèmes furent résolus les uns après les autres. La compréhension des effets de la contrainte joua un rôle important dans le développement des transistors à effet de champ utilisant la modulation de dopage (MODFET) dans les hétérojonctions Si/SiGe [Kasper95; Shaffler97].

3.1.1 Description générale

Les MODFETs basés sur l'hétérojonction Si/SiGe ont pour objectif d'utiliser la modulation de dopage pour créer des gaz d'électrons bidimensionnels de grande qualité dans un canal de Silicium pris entre deux couches de Silicium Germanium. Dans les systèmes à modulation de dopage les dopants et la partie active du composant sont séparés pour diminuer le nombre de défauts dans la zone où se forme le gaz bidimensionnel. Le désaccord de maille entre Si et SiGe constitue la différence principale entre les hétérojonction de Si/SiGe et celles d'AlGaAs/GaAs pour lesquelles

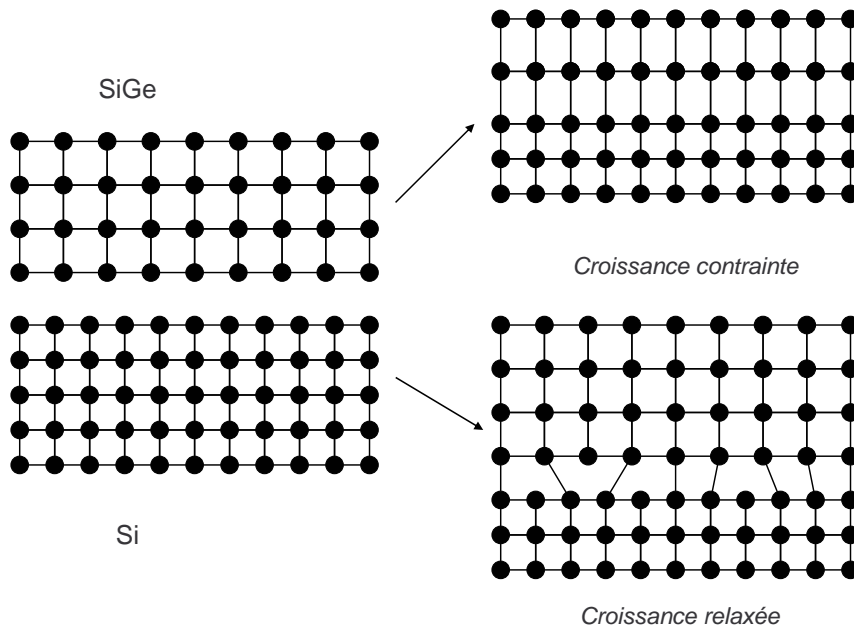


FIG. 3.1 – *Différents types de croissance possible. Croissance contrainte pour une épaisseur de SiGe inférieure à t_c . Au delà de t_c des dislocations se créent pour relâcher la contrainte*

la maille est adaptée. La différence de paramètre entre Si et Ge purs est de 4.15 % à température ambiante. Le paramètre de maille varie linéairement entre celui du Silicium et celui du Germanium en fonction de la fraction x de germanium dans l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. En raison de ce désaccord de maille, la croissance de l'alliage SiGe sur un substrat de Silicium peut s'effectuer selon deux modalités. En deçà d'une certaine épaisseur t_c l'alliage SiGe accommode sa maille à celle du Silicium. Il se trouve en compression dans le plan de croissance et en extension suivant la direction de croissance (Voir Figure 3.1), la croissance est *pseudomorphique*.

Au delà de l'épaisseur t_c l'énergie élastique accumulée dans la couche homogène devient supérieure à l'énergie à l'énergie élastique associée à la distortion autour d'une dislocation. A ce moment les dislocations commencent à être générées pour relâcher la contrainte, la croissance est *relaxée*. La présence de dislocations à l'interface Si/SiGe, comme tout autre défaut, dégrade significativement la qualité du gas d'électrons qui s'y forme. L'utilisation de structures contraintes paraît donc séduisante car elle limite le nombre de dislocations mais ce n'est pas leur unique avantage.

Deux possibilités sont offertes pour obtenir des couches contraintes: une couche

de Silicium contraint peut être déposée sur un substrat de SiGe mais l'inverse est aussi possible. Quelle est la solution la plus intéressante?

En l'absence de contrainte pour des réseaux cristallins adaptés il existe une discontinuité de bandes ΔE_c et ΔE_v des bandes de conduction et de valences. L'application d'une contrainte ajoute un décalage supplémentaire des bandes. Ce décalage est proportionnel à la contrainte appliquée et donc dépend de la composition de la couche de SiGe. Notons que les discontinuités de bandes ne sont bien définies que si l'interface est pseudomorphe (Le paramètre de réseau dans le plan est conservé à travers l'interface).

L'application d'une contrainte dans SiGe modifie principalement la position de sa bande de valence, dans ce cas on observe un alignement de type I (voir figure 3.2). L'application d'une contrainte dans le Silicium se reporte à la fois sur la bande de conduction et sur la bande de valence et donne lieu à un alignements de type II. La condition requise pour obtenir un canal de conduction dans le système est que la discontinuité de bande à l'interface Si/SiGe soit suffisante pour piéger les porteurs de charge.

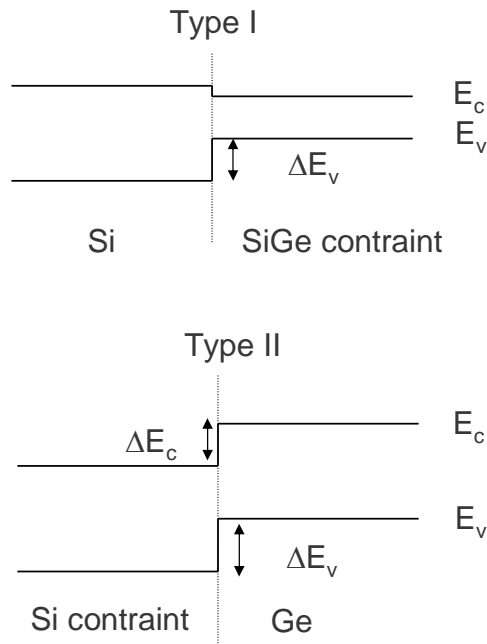


FIG. 3.2 – *Alignement des bandes de conduction et de valence à l'interface Si/SiGe. Deux types d'alignement sont possibles suivant l'endroit de l'application de la contrainte. L'alignement de type II permet la réalisation de gaz bi-dimensionnels d'électrons.*

La figure 3.2 montre que pour le SiGe contraint la discontinuité dans les bandes de conduction est petite alors qu'elle est plus importante pour les bandes de valence. Ce type de structures permettra donc de réaliser des gaz de trous. L'utilisation

de Silicium sous tension biaxiale [Abstreiter85] permet une discontinuité dans les bandes de valences suffisantes pour réaliser des gaz d'électrons. C'est pourquoi on utilisera des structures de ce type pour réaliser des gaz d'électrons à l'interface Si/SiGe. Par exemple pour un Silicium contraint sur un substrat $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relaxé la discontinuité de bande vaut 180 meV [Stern92] ce qui est suffisant pour confiner les électrons à température ambiante.

En pratique l'utilisation de substrat SiGe pour la réalisation de couches de Silicium contraintes est exclue en raison de problèmes inhérents à la fabrication de SiGe massifs et parce que cela supprime le principal avantage des systèmes Si/SiGe : la compatibilité avec les technologies silicium. Il faut donc envisager l'utilisation de substrats de Silicium sur lesquels des couches de SiGe relaxés sont déposées. Ce type de substrat est appelé *substrat virtuel*. Le plus simple pour obtenir un SiGe relaxé est de faire croître une couche d'épaisseur suffisamment grande comparée à t_c . Dans ce cas les dislocations se forment et la contrainte se relâche. Une couche de Silicium d'épaisseur inférieure à t_c est ensuite déposée pour former la zone active du composant (Voir figure 3.3). Une couche non contrainte de SiGe est ensuite déposée suivie d'une couche dopée pour fournir les électrons dans le canal de Silicium. Enfin, une couche de silicium est déposée pour prévenir de l'oxydation dans les couches inférieures.

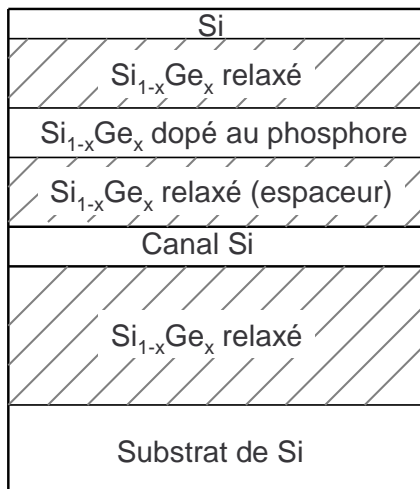


FIG. 3.3 – Réalisation d'un puits quantique à modulation de dopage. Le canal de Silicium contraint est épitaxié sur un substrat virtuel.

Le dernier avantage de l'application d'une contrainte sur la couche de Silicium concerne l'amélioration de la mobilité. Dans le silicium massif non contraint la bande de condition possède six minimums à 85% de la zone de Brillouin selon la

direction $\langle 100 \rangle$ dans l'espace réciproque. Ces minimums sont équivalents du point de vue énergétique et sont appelés vallées. Sous l'effet de la contrainte l'équivalence énergétique des vallées est levée. Les deux vallées dans la direction $[100]$ et $[-100]$ voient leur énergie diminuer alors que l'énergie des quatre autres vallées augmente. La différence d'énergie entre ces deux groupes de vallées s'écrit $\delta E = 0.6x$ eV où x est la fraction de Germanium [Miyata93]. En conséquence en deçà d'une certaine densité électronique seules deux vallées sont occupées dans le Silicium contraint. Dans ces vallées la masse effective selon le plan de la jonction est $0.19m_0$. La mobilité des électrons dans le système se trouve significativement améliorée en raison de cette faible masse effective et de la réduction de l'interaction inter-vallée.

3.1.2 Détail des échantillons

La manière la plus simple de relâcher la contrainte dans le substrat virtuel est de déposer une couche de SiGe de composition constante suffisamment épaisse devant t_c (C'est le schéma de la figure 3.3). Cependant ces structures présentent un grand nombre de dislocations débouchant à l'interface SiGe/Si. Ces dislocations diminuant la qualité de l'interface le bénéfice de la relaxation de la contrainte est donc en partie perdu. La façon de lutter contre ces dislocations non-désirables est d'insérer une couche de composition variable entre le substrat et la couche de composition constante. Le gradient de composition en Germanium de cette couche confine les dislocations dans celle-ci alors que la couche de composition constante ne présente pas de dislocations (Voir figure 3.4). Nos échantillons utilisent ce procédé. Ils furent fabriqués à l'Imperial College of science de Londres. La figure 3.4 montre le détail de la séquence utilisée pour faire croître ces structures.

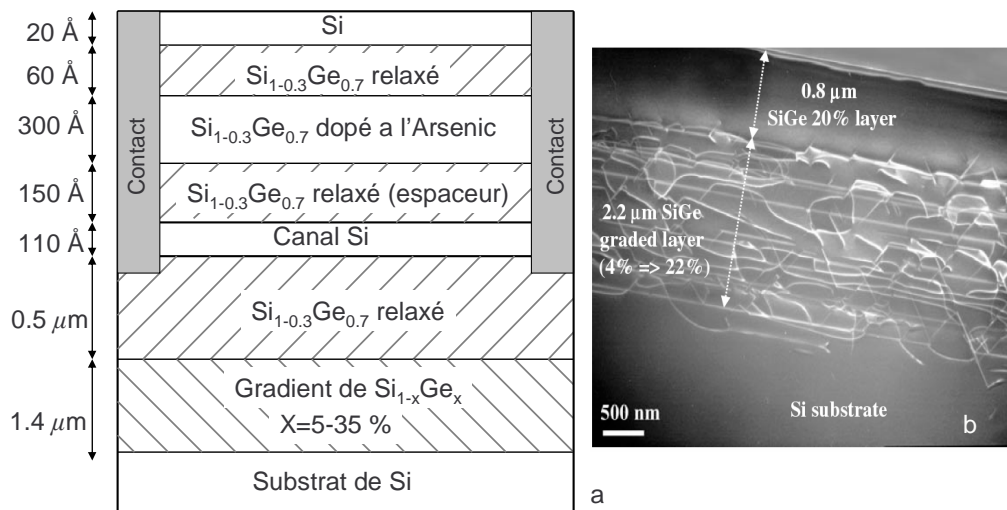


FIG. 3.4 – a) Détail de la structure fabriquée à l'Imperial College of Science. Cette structure utilise la technique de gradient de composition du substrat virtuel. La couche de dopage a été dopée à l'Arsenic à 10^{18} cm^{-3} . b) Influence de la couche de composition graduelle en SiGe sur la localisation des dislocations dans une structure analogue. Image tirée de [Hatmann04].

Des barres de Hall furent réalisées sur les échantillons et des contacts au gaz d'électron bidimensionnel créés par implantation ionique d'atomes de phosphore. Les caractéristiques suivantes du gaz d'électron bidimensionnel ont été observées

$n_s = (3.5 - 6.3) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et une mobilité maximum de $60000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Ces caractéristiques dépendent de l'illumination préalable de l'échantillon.

3.1.3 Mesures

Les propriétés de transport des échantillons furent étudiées à basse température (400 mK-4.2 K) dans un cryostat à ^3He et un cryostat à température variable. Un champ magnétique allant jusqu'à 15 T fut appliqué.

Les mesures ont été obtenues à l'aide de la technique de détection synchrone en utilisant un courant de $0.1 \mu\text{A}$ pour éviter de réchauffer le système par effet Joule. Deux échantillons furent étudiés et produisent des résultats qualitativement différents. Chacun des deux comportements sera analysé dans le détail. La figure 3.5 montre les données obtenues à 1.3 K pour l'échantillon n°1 après saturation de la densité électronique par illumination.

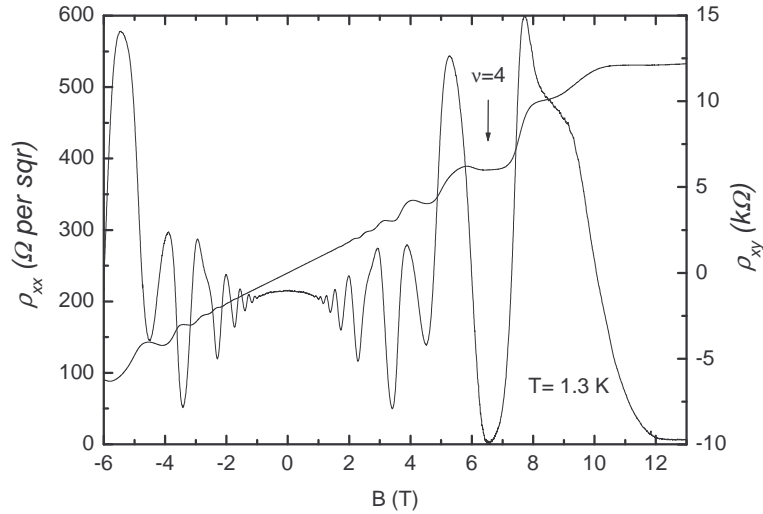


FIG. 3.5 – Données obtenues sur l'échantillon N°1 à $T = 1.3 \text{ K}$ après saturation de la densité par l'illumination. $n_s = 6.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\mu = 44 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Une magnéto-résistance parabolique est observée à bas champ magnétique. A $B > 1.5 \text{ T}$ Les oscillations de Subnikov de Haas apparaissent avec des zéros bien définis à fort champ magnétique. La résistance de Hall a un comportement linéaire à bas champ et devient quantifiée à partir de $B = 2 \text{ T}$ signalant l'entrée dans le régime de l'effet Hall quantique.

3.2 Transport dans une hétérojonction Si/SiGe

3.2.1 Transition Métal-isolant

Presque dix ans après sa découverte dans les transistors MOSFETs de Silicium la transition métal-isolant avait été observée dans la majorité des systèmes bidimensionnels courants : gaz de trous dans AlGaAs/GaAs et Si/SiGe [Hanein98a; Coleridge97] et d'électrons dans Si, AlAs et AlGaAs/GaAs [Kravchenko94; Papadakis98; Hanein98b]. Pour une revue voir [Abrahams01]. Cependant, aucune étude ne faisait état en 2003 d'une telle observation pour des gaz d'électrons à l'interface Si/SiGe. L'étude de ce système se promettait d'être instructive car elle permettrait une comparaison avec les résultats obtenus dans les MOSFETs Silicium. En effet ces deux systèmes possèdent un spectre énergétique similaire et ne diffèrent que par la structure du désordre. Celui-ci est principalement à courte distance (défauts à l'interface Silicium-oxyde) dans les MOSFETs et principalement longue distance dans les hétérojonctions Si/SiGe. Ces deux systèmes paraissaient dès lors appropriés pour étudier l'influence du type de désordre sur la transition Métal isolant. L'observation de la transition dans ces systèmes était cependant rendue difficile par la difficulté de fabriquer une grille au comportement stable permettant de faire varier la densité d'électrons dans ces structures. L'obtention d'échantillons pour lesquels la densité électronique variait en fonction de l'illumination préalable permit à notre équipe d'effectuer la première observation de la transition Métal-Isolant dans les systèmes d'électrons à l'interface Si/SiGe. Cette observation a été reproduite depuis [Lai04b; Lai].

3.2.1.1 Transition en champ nul

Parmi les échantillons étudiés certains se trouvent dans un état de grande résistivité après le refroidissement (plusieurs dizaines de milliers d'Ohm). En les illuminant de façon minutieuse la densité électronique peut être variée de façon contrôlée jusqu'à atteindre des états de faible résistance. Les états obtenus à l'arrêt de l'illumination se révèlent très stables jusqu'à une illumination ultérieure ou un réchauffement de l'échantillon. Ce moyen a donc été utilisé pour faire varier la densité d'électrons, cependant l'illumination présente le désavantage de faire varier la configuration du désordre en même temps que la densité d'électron est modifiée. C'est le principal défaut de cette méthode comparé à l'utilisation d'une grille [Lai04b] car la configu-

ration du désordre peut avoir une influence sur la dépendance en température de la résistance.

La figure 3.6 présente la variation de la résistance en fonction de la température pour différentes valeurs de la densité électronique.

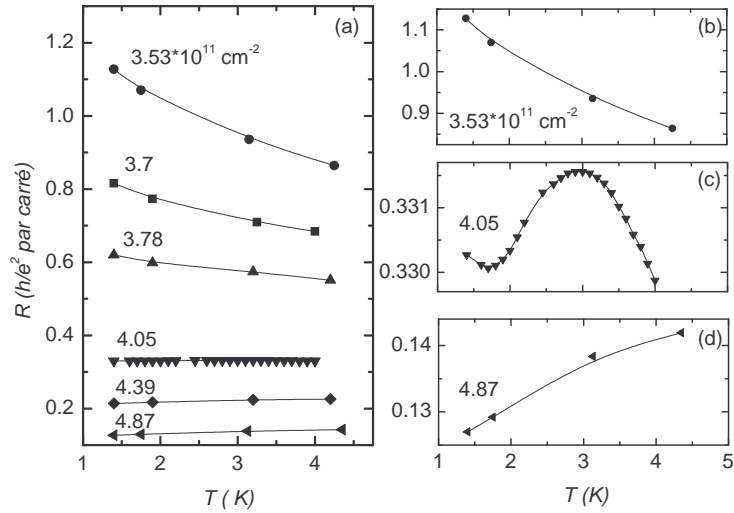


FIG. 3.6 – Observation de la transition Métal-Isolant dans un gaz d'électron à l'interface Si/SiGe. Le cadre (a) montre la variation de la résistance en fonction de la température pour différentes densités électroniques. Les cadres (b), (c), (d) montrent certaines courbes plus en détail.

A faible densité la résistance augmente lorsque la température diminue ce qui correspond à un comportement isolant. Lorsque la densité est graduellement augmentée la dépendance en température devient plus faible jusqu'à changer de signe lorsque le système rentre dans le régime métallique. Le faible intervalle de température étudié ne permet pas de déterminer la densité à la transition de façon très précise. Néanmoins la densité critique à la transition est évaluée à $n_s = 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Les tracés b, c et d de la figure 3.6 présentent la dépendance en température plus en détail pour certaines densités.

Notons que l'apparente transition se produit à $\rho = 0.3 \times h/e^2$. C'est une valeur environ dix fois plus petite que celle observée dans les MOSFETs de Silicium [Abrahams01]. Enfin, la dépendance en température de la résistance à la transition est non monotone (voir figure 3.6c). Nous n'avons à présent pas d'explication pour ces deux faits expérimentaux.

3.2.1.2 Transition à champ magnétique non nul

Avant la découverte de la transition Métal-Isolant [Kravchenko94] il était accepté que l'état fondamental d'un système d'électrons était isolant [Abrahams79]. Cependant il fut suggéré que l'application du champ magnétique pouvait avoir pour effet de délocaliser le système en donnant naissance à l'effet Hall quantique. Les états de l'effet Hall quantique se caractérisent en effet par une résistance tendant vers zéro quand la température tend vers zéro et une résistance de Hall quantifiée. Cela correspond à un comportement de type métallique. Ces états sont appelés "liquides de Hall". En 1993 Jiang et ses collaborateurs observèrent la transition entre l'isolant d'Anderson à $B = 0$ T et un conducteur de Hall à champ magnétique non nul [Jiang93]. Un diagramme de phase fut imaginé pour expliquer ces transitions liquide de Hall-isolant [Kivelson92]. Plus tard un lien entre la transition à champ nul et à champ non nul fût suggéré [Hanein99].

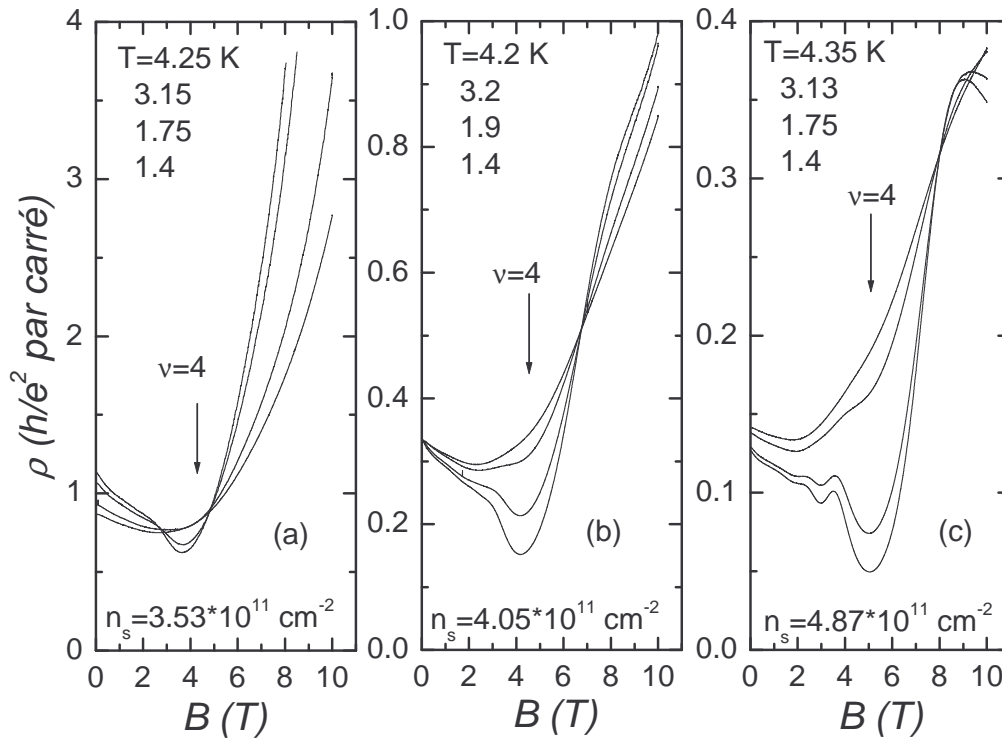


FIG. 3.7 – Magnéto-résistance en fonction de la température pour différentes densités d'électrons. Les états présentés correspondent à certains de ceux qui sont présentés dans la figure 3.6. Il y a correspondance entre la transition en champ magnétique et en champ nul à $n_s = 4.05 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

La figure 3.7 montre la magnéto-résistance pour différentes densité d'électrons. Certains de ces états sont présentés dans la figure 3.6. Lorsque l'échantillon est dans un état de grande résistivité (faible densité, figure 3.7) l'état isolant observé à $B = 0$ T persiste jusqu'au champ magnétique B_c^L . A ce champ magnétique le signe de la dépendance en température de la résistance change, cela signale la transition Liquide de Hall-isolant. Ce liquide de Hall correspondant au facteur de remplissage $\nu = 4$ persiste jusqu'à B_c^H pour lequel une nouvelle transition vers un état isolant se produit.

Le champ magnétique B_c^L est graduellement diminué par l'augmentation de la densité électronique jusqu'à devenir nul à $n_s = 4.05 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour laquelle la transition métal-isolant en champ nul est observée. A des densités plus importantes l'état métallique est préservé jusqu'à B_c^H pour lequel se produit alors une transition Liquide de Hall-isolant.

Ce comportement déjà observé suggère que la transition en champ nul et à $B \neq 0$ possèdent une origine commune comme cela fut remarqué par Hanein et ses collaborateurs [Hanein99]. Il n'existe cependant pas de description satisfaisante de ce phénomène.

3.2.1.3 Conductivité dans le régime métallique

Pour étudier la conductivité dans le régime métallique et comparer le comportement à la théorie ZNA les échantillons furent placés le plus profondément possible dans le régime métallique en saturant la densité électronique par illumination. Les données présentées correspondent à $n_s = 6.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu = 61800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $n_s = 6.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu = 39900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour les échantillons N°1 et 2 respectivement. La figure 3.8 montre que les deux échantillons étudiés présentent une conductivité de type métallique se comportant qualitativement de façon similaire. Celle-ci varie linéairement avec le température pour $T \geq 1.5$ K et sature à plus basses températures. La conductivité de Drude est obtenue en extrapolant la partie linéaire des hautes températures à $T = 0$ K. En effet aux plus hautes températures la localisation faible doit être supprimée et en absence de phonons¹ la seule correction à la conductivité est la correction due à l'interaction électron-électron qui est

1. Le rôle des phonons peut être négligé car la température de Bloch-Gruneisen est évaluée à 10-15 K [Lai04b]. Cette température définit la température limite en deçà de laquelle le rôle des phonons peut être négligé [Ando82].

linéaire [Zala01a].

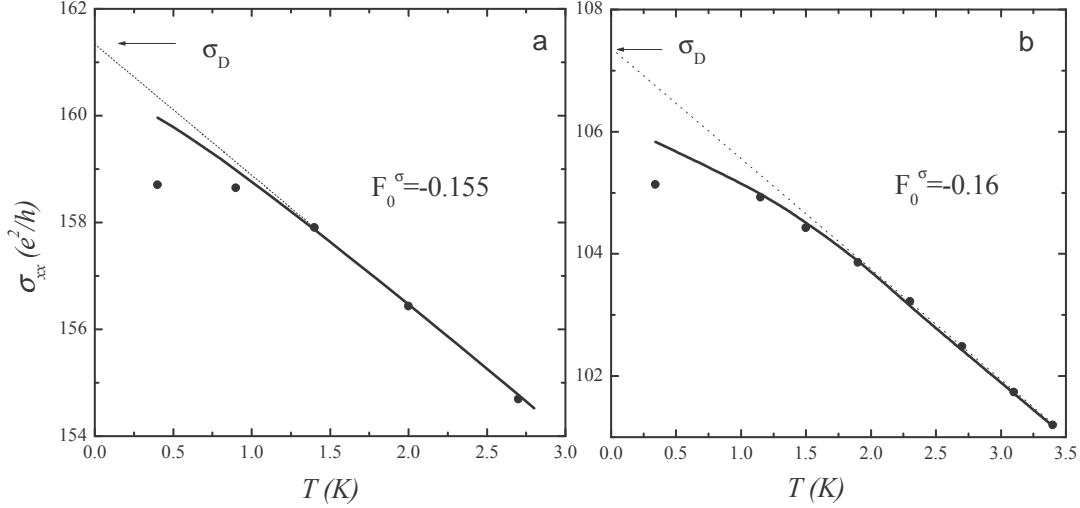


FIG. 3.8 – (a) Conductivité de l'échantillon N°1 en fonction de la température correspondant aux données présentées dans la figure 3.9a. La courbe noire présente l'ajustement à la théorie de l'interaction électron-électron et en tenant compte du terme de localisation faible. (b) Données similaires concernant l'échantillon N°2, elles correspondent à celles de la figure 3.13a.

L'obtention de la conductivité de Drude permet de déterminer le temps de relaxation. Pour l'échantillon N°2 possédant la plus faible mobilité $\tau = 4.5 \times 10^{-12}$ s cela correspond à $k_B T \tau / \hbar = 0.59 \times T$ ce qui confirme que les données obtenues entre 400 mK et 3.5 K correspondent au régime balistique de l'interaction (Le régime balistique est défini par $k_B T \tau / \hbar > 0.1$).

La courbe noire de la figure 3.8 représente l'ajustement de la dépendance en température de la conductivité à la théorie des corrections quantiques à la conductivité. Elle est la somme de la contribution due à la localisation faible et à l'interaction électron-électron. Les paramètres de la localisation faible furent obtenus par l'analyse de la magnéto-résistance se produisant à faible champ [Hikami80]. Le paramètre d'interaction F_0^σ est utilisé comme paramètre d'ajustement de la théorie ZNA². En effet dans nos systèmes le paramètre r_s vaut $r_s = 4.53$ et 4.44 respectivement pour les échantillons 1 et 2 et il n'existe pas de relation analytique entre r_s et F_0^σ contrairement au cas $r_s < 1$ [Zala01a]. On obtient $F_0^\sigma = -0.155$ et $F_0^\sigma = -0.16$

2. Notons que dans le cas du Silicium l'équation 1.35 se modifie en $\Delta\sigma_{xx}^{ee} = \delta\sigma_C + 15\delta\sigma_T$ pour prendre en compte la dégénérescence de vallée.

respectivement.

La théorie produit une description correcte de la dépendance en température de la conductivité de l'échantillon pour $T \geq 1.25$ K mais ne décrit pas la saturation à plus basse température. Une telle saturation pourrait être attribuée à l'existence d'une interaction inter-vallée. Cependant aucune théorie décrivant ce phénomène n'est disponible pour le moment.

En résumé, l'étude des hétérojonctions Si/SiGe sensibles à l'illumination a permis d'effectuer la première observation de la transition métal isolant à champ nul dans ces structures. Un lien apparent entre cette transition et la transition isolant-liquide de Hall a été mis en évidence. La conductivité dans le régime métallique est en accord qualitatif avec les prédictions de la théorie ZNA.

3.2.2 Magnéto-résistance à faible champ

Suite à la généralisation de la théorie des corrections quantiques aux coefficients de transport [Zala01a; Zala01b; Gornyi03; Gornyi04] il fallait vérifier si elle pouvait expliquer la dépendance en température de la résistance dans le régime métallique. En 2003 un certain nombre d'études [Proskuryakov02; Coleridge02; Shashkin02; Pudalov03; Minkov03; Noh03] consacrées à l'étude de la conductivité à champ magnétique nul étaient publiées et l'accord au moins qualitatif avec la théorie était démontré. En revanche à l'exception du travail de Minkov et ses collaborateurs [Minkov01] qui présentait des mesures obtenues dans le régime diffusif, les données concernant le comportement en champ magnétique disponibles alors présentaient des études menées dans le régime balistique d'interaction comparées à la théorie du régime diffusif [Paalanen83; Choi86; Thornton96]. Ainsi, bien que confirmée par une première étude [Li03] la théorie du transport en champ magnétique fort et dans le régime balistique restait à être comparée à des résultats expérimentaux. Cette partie présente l'étude de la magnéto-résistance observée dans les gas d'électrons à l'hétérojonction Si/SiGe et une analyse à l'aide de la théorie de Gornyi et Mirlin. L'étude de deux échantillons provenant de la même plaquette sera présentée et une comparaison qualitative des résultats sera effectuée.

3.2.2.1 Échantillon N°1

Pour tester les prédictions de la théorie les échantillons furent placés dans le régime métallique en saturant la densité électronique par illumination. Les mesures relatives à l'échantillon N°1 pour $n_s = 6.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu = 618000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ sont présentées dans la figure 3.9.

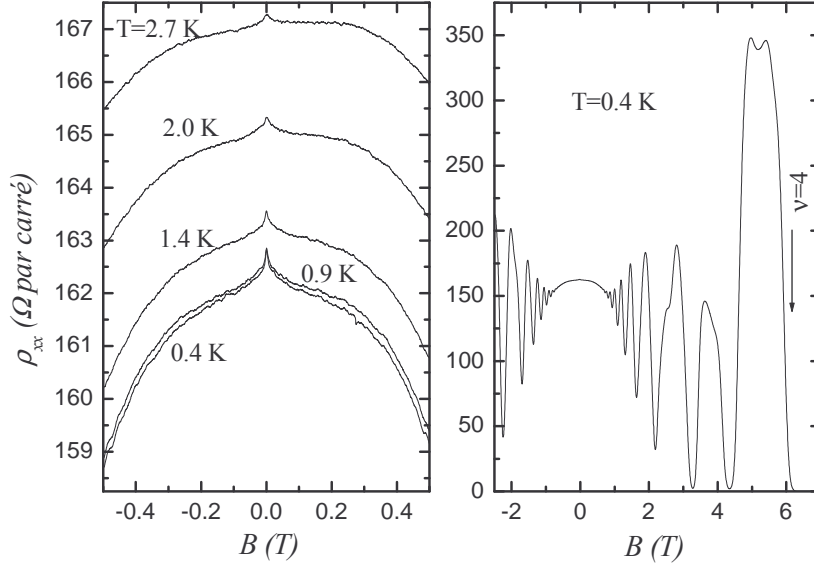


FIG. 3.9 – (a) Magnéto-résistance de l'échantillon N°1 en fonction de la température à $n_s = 6.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu = 61800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. (b) magnéto-résistance à 400 mK pour un plus grand intervalle de champ magnétique.

Les courbes de la figure 3.9 montre que le pic de magnéto-résistance à faible champ attribué à la destruction de la localisation faible est suivi d'une région relativement plate. Une magnéto-résistance parabolique se développe ensuite avant l'apparition des oscillations de Subnikov de Haas.

La théorie des corrections quantiques aux coefficients de transport prédit une telle dépendance parabolique de la résistance en fonction du champ magnétique [Altshuler85; Gornyi03; Gornyi04]. Dans sa forme la plus générale la théorie prédit que dans la limite des champs magnétiques forts ($\omega_c \tau \gg 1$) et pour $r_s > 1$ la magnéto-résistance est parabolique et a la forme:

$$\rho_{xx}(B) = \rho_D + \delta\rho_{xx}^F(B) + \delta\rho_{xx}^H(B). \quad (3.1)$$

3. Magnéto-résistance induite par l'interaction électron-électron

La contribution d'échange s'écrit:

$$\frac{\delta\rho_{xx}^F(B,T)}{\rho_D} = -\frac{(\omega_c\tau)^2}{\pi k_f l} G_F \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right)$$

avec

$$G_F(x) = 32\pi^2 x^2 \int_0^\infty dQ Q^3 J_0^2(Q) \times \sum_{n=1}^\infty \frac{n(12\pi n x [1 - J_0^2(Q)] + [3 - J_0^2(Q)] Q^2)}{(4\pi n x + Q^2)^3 (4\pi n x [1 - J_0^2(Q)] + Q^2)^2}$$

Le terme d'Hartree quant à lui s'écrit:

$$\frac{\delta\rho_{xx}^H(B,T)}{\rho_D} = \frac{(\omega_c\tau)^2}{\pi k_f l} G_H \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right)$$

Pour une forte interaction ($r_s \gg 1$), $G_H(x)$ a la même forme que $G_F(x)$ multiplié par 3 et en remplaçant $J_0^2(Q)$ par $J_0^2(Q) \frac{F_0^\sigma}{1+F_0^\sigma}$. Le terme d'échange est donc universel alors que le terme d'Hartree dépend du détail de l'interaction par l'intermédiaire de F_0^σ .

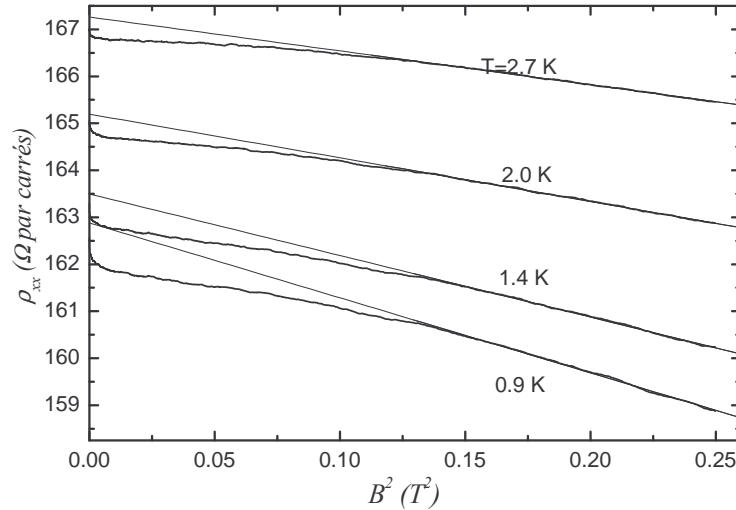


FIG. 3.10 – La résistance est tracée en fonction de B^2 . La pente de la droite obtenue permet la comparaison à la prédiction de Gornyi et Mirlin.

Cette description de la magnéto-résistance est valable pour un système dégénéré en spin ($B < k_B T / g\mu_B$) et lorsque la localisation faible est supprimée $B \gg \hbar / 2el^2$. Pour les paramètres de l'échantillon N°1 ces conditions correspondent aux champs magnétiques tels que $0.001 \ll B < 0.74 \times T [K]$ si bien qu'à $T > 1$ K la correction doit être valide pour $0.001 < B < 0.74$. En pratique la magnéto-résistance liée à

la destruction de la localisation faible est observée à des champs plus importants que 1 mT. Une description plus rigoureuse de la localisation faible nécessite une théorie plus complète [Wittman87; Dmitriev97] mais cette étude n'est pas le propos de la présente discussion. On considérera cependant la localisation faible comme complètement détruite pour $B > 0.15$ T.

Enfin, la condition $\omega_c\tau = 1$ est satisfaite à $B = 0.16$ T si bien que la magnéto-résistance parabolique est observée dans le régime des champs magnétiques forts et la correction de l'équation 3.1 doit être valable.

La figure 3.10 présente la méthode utilisée pour extraire la correction à la résistance due à l'interaction électron-électron. La magnéto-résistance est tracée en fonction de B^2 . Dans le régime de la magnéto-résistance parabolique une droite est obtenue. La pente de cette droite est ensuite comparée à la prédiction de Gornyi et Mirlin à chaque température (Voir Figure 3.11). Pour tracer les prédictions théoriques la valeur $F_0^\sigma = -0.155$ obtenue lors de l'analyse des données en champ magnétique nul à été utilisée. La pente mesurée est presque un ordre de grandeur plus grande que celle qui est prédite par la théorie. La contribution d'échange (G_F) seule se révèle plus proche des données expérimentales que si la contribution totale (incluant G_F) est prise en compte.

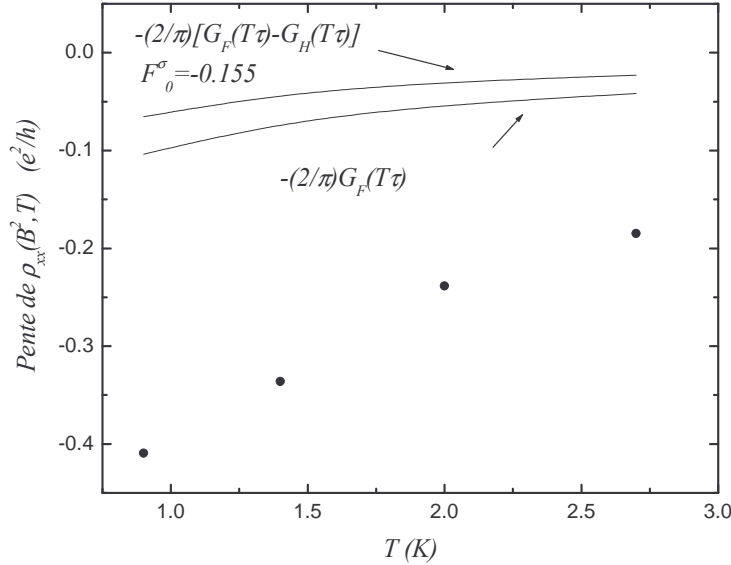


FIG. 3.11 – Pente de la magnéto-résistance (points noirs) comparée à la prédiction de Gornyi et Mirlin pour $F_0^\sigma = -0.155$ (Les unités ont été adaptées pour une comparaison directe avec les fonctions G_F et G_H de la théorie).

Nous avons suggéré que le désaccord observé pouvait provenir de la structure du désordre dans notre échantillon. Contrairement aux hétérostructures AlGaAs/GaAs de grande qualité étudiées par Li et ses collaborateurs [Li03] pour lesquels le désordre est à longue distance nos échantillons de mobilité plus restreinte peuvent présenter une composante de désordre courte portée non négligeable.

L'analyse de l'amortissement des oscillations de Shubnikov de Haas selon la méthode décrite dans [Coleridge91] permet de déduire que le temps de vie quantique τ_q est environ six fois plus petit que le temps de relaxation τ . C'est une observation qui corrobore celle faite précédemment [Thornton96] et qui indique que dans cet échantillon les deux types de désordres sont présents. Malheureusement en 2003 la théorie ne prenait en compte que la composante longue distance du désordre [Gornyi03]. L'année suivante les auteurs avaient perfectionné la théorie modélisant le désordre comme la somme d'une composante à longue distance et une composante à courte distance : le modèle au désordre mixte. Ce nouveau modèle revient à réécrire les fonctions G_F et G_H mais ne change pas le caractère parabolique de la magnéto-résistance prévue. Se reporter à [Gornyi04] pour une description détaillée des fonction G_F et G_H dans ce cas.

Dans ce modèle trois temps caractéristiques interviennent, τ_{wn} qui est le temps de relaxation sur la composante courte distance de désordre, τ_{sm} le temps de relaxation sur la composante longue distance et τ_q le temps de vie quantique. τ_{sm} et τ_{wn} définissent le temps de transport $\tau = \tau_{wn}^{-1} + \tau_{sm}^{-1}$.

Les auteurs font l'hypothèse que la composante courte distance de désordre gouverne le temps de transport $\tau_{wn} \ll \tau_{sm}$ et que l'amortissement des oscillations de Subnikov de Haas est gouverné par la composante courte distance $\tau_q \gg \tau_{wn}$. Cela permet de considérer les champs magnétiques forts $\omega_c \tau \gg 1$ tout en négligeant la quantification en niveaux de Landau (cela est justifié si $\omega_c \tau_{sm} \ll 1$). Un nouveau paramètre intervient donc dans le modèle, c'est le rapport γ entre le temps de relaxation sur la composante longue distance τ_{sm} et le temps de relaxation τ . Le modèle devient donc un modèle à deux paramètres. Les auteurs ont exprimé les fonctions $G_F(B, \gamma)$ et $G_H(B, F_0^\sigma, \gamma)$, le détail de ces fonctions est décrit dans la référence [Gornyi04].

Notons que la théorie fait intervenir le paramètre $\gamma = \tau_{sm}/\tau$ qu'il n'est malheureusement pas possible d'obtenir expérimentalement. A la place il est possible de déterminer $\tau/\tau_q = \tau_{wn}/\tau_q$ (en considérant $\tau_{wn} \ll \tau_{sm}$). Bien que dans le cas d'un

désordre mixte $\gamma > 1$ et $\tau/\tau_q \gg 1$ il paraît difficile de comparer ces deux quantités.

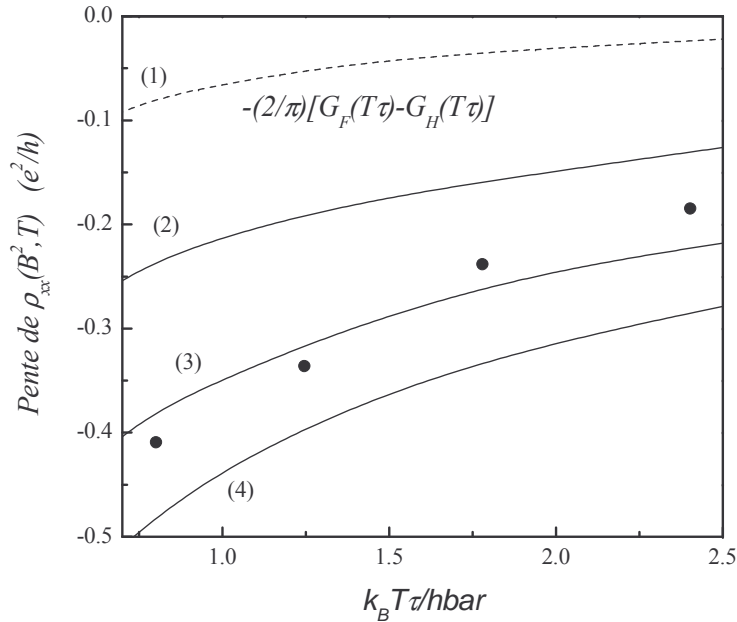


FIG. 3.12 – Pente de la magnéto-résistance (points noirs) comparée à la prédiction de Gornyi et Mirlin. La courbe (1) correspond au cas d'un désordre purement longue distance avec . Les courbes 2, 3 et 4 correspondent à $F_0^\sigma = -0.155$ et $\gamma = 3$, $\gamma = 5$ et $\gamma = 7$ respectivement.

La figure 3.12 montre la comparaison avec la nouvelle prédiction. Les courbes théoriques ont été tracées pour différentes valeurs de γ . A titre indicatif la courbe correspondant à un désordre purement longue distance a été reportée. La courbe (3) de la figure 3.12 montre que pour $\gamma = 5$ un accord raisonnable est obtenu pour une valeur de γ proche de celle de $\tau/\tau_q \gg 1$ mesurée.

Cet accord semble indiquer que la théorie améliorée soit devenue adéquate pour décrire nos données. Cependant l'analyse des résultats obtenus sur l'échantillon N°2 révèle quelques surprises.

3.2.2.2 Échantillon N°2

De même que l'échantillon N°1, l'échantillon N°2 a été saturé en électrons par illumination. A l'issue de cette illumination la densité électronique était $n_s = 6.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et la mobilité $\mu = 37000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. La figure 3.13 montre la magnéto-résistance de l'échantillon N°2 à différentes températures pour ces paramètres. A

basse température une magnéto-résistance négative se développe après le pic de localisation faible tout comme pour l'échantillon N°1. **A mesure que la température est augmentée l'amplitude de cette magnéto-résistance diminue jusqu'à changer de signe autour de $T = 2$ K.** A notre connaissance c'est la première observation d'une magnéto-résistance changeant de signe. Ce comportement est différent de celui observé pour l'échantillon N°1 pour lequel la magnéto-résistance sature à haute température. Rappelons cependant que les deux échantillons possèdent un comportement similaire à champ magnétique nul (voir figure 3.8).

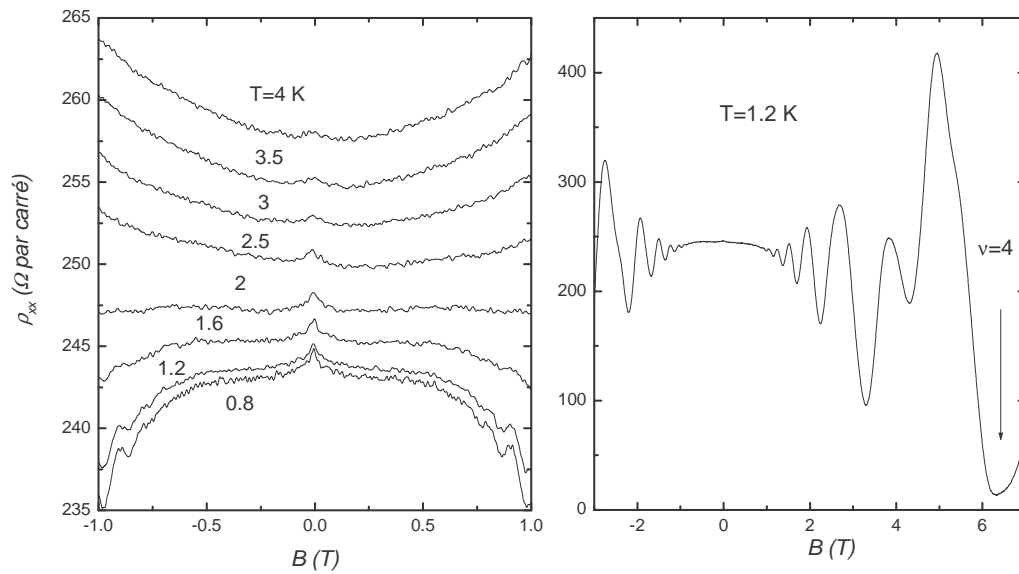


FIG. 3.13 – (a) Magnéto-résistance de l'échantillon N°2 en fonction de la température à $n_s = 6.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu = 37000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. (b) magnéto-résistance à 1.2 K pour un plus grand intervalle de champ magnétique.

Une magnéto-résistance changeant de signe n'est pas exclue par la théorie et peut se produire lorsque le terme d'Hartree devient prépondérant par rapport au terme d'échange. L'observation qui est faite semble indiquer que le terme d'Hartree (positif) est plus important pour l'échantillon N°2 que pour l'échantillon N°1. La figure 3.14 montre la pente de la magnéto-résistance obtenue selon la même méthode que pour l'échantillon N°1. A titre indicatif les résultats obtenus pour cet échantillon y sont reportés.

Non seulement la magnéto-résistance change de signe mais sa variation avec la température apparaît beaucoup plus importante que pour l'échantillon N°1. Malgré des valeurs de τ/τ_q et F_0^σ proches pour les deux échantillons leur comportement en

champ magnétique est différent. Pour tenter de décrire le comportement de l'échantillon N°2 nous avons fait l'hypothèse suivante : comme cet échantillon possède une valeur de τ/τ_q proche de celle de l'échantillon N°1 on s'attend à observer une valeur de γ similaire ainsi la figure 3.14 présente des courbes obtenues pour $\gamma = 5$ et F_0^σ allant de -0.16 à -0.3. Pour certaines valeurs des paramètres (voir par exemple la courbe n°3) la prédiction théorique change de signe à une température proche de celle observée expérimentalement. En revanche, toutes les courbes théoriques présentent une variation beaucoup moins rapide que celle mesurée.

Nous n'avons pas limité notre étude à cette valeur de γ et avons calculé un nombre important de courbes théoriques pour un grand nombre de valeurs de γ et F_0^σ sans plus de succès pour décrire les données.

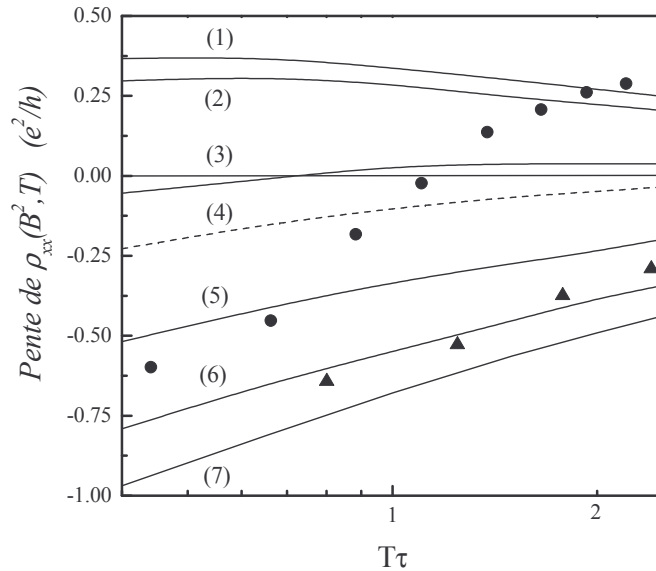


FIG. 3.14 – Pente de la magnéto-résistance (points noirs) comparée à la prédiction de Gornyi et Mirlin. A titre indicatif les triangles noirs représentent les données obtenues sur l'échantillon N°1. Les courbes 2, 3, 5, 6 correspondent à $\gamma = 5$ et $F_0^\sigma = -0.3, -0.26, -0.2, -0.16$ respectivement. La courbe (4) correspond au cas d'un désordre purement longue distance avec $F_0^\sigma = -0.15$. Les courbes 1 et 7 correspondent à $\gamma = 7$ et $F_0^\sigma = -0.3$ et -0.15 respectivement.

Il est a priori surprenant d'observer des comportements différents dans des échantillons similaires. Le critère de reproductibilité des mesures d'un échantillon à l'autre est d'ailleurs en général une condition nécessaire pour la validation d'une étude expérimentale. Cependant le cas de l'hétérojonction de Si/SiGe est à ce pro-

pos particulier en raison de la présence des contraintes pouvant modifier le spectre énergétique dans le canal conducteur.

Même dans le cas des MOSFETs de silicium il n'est pas clairement déterminé si les deux vallées sont dégénérées à $B = 0$ T et, si elles ne le sont pas, qu'elle est la différence d'énergie δ_v et la valeur du temps d'interaction $\tau_{v,v}$ entre les vallées. Dans les hétérojonctions Si/SiGe la question doit se révéler encore plus complexe puisque la présence de contraintes modifie grandement la structure de bande. Par ailleurs, il se peut que la contrainte ne soit pas répartie de façon homogène sur une plaquette et ainsi puisse varier d'échantillon à l'échantillon même pour ceux provenant d'une même plaquette expliquant la différence de comportement observé.

Dans la théorie de la magnéto-résistance liée à l'interaction la dégénérescence de vallée joue le rôle d'un pseudo spin modifiant le terme d'Hartree. Le préfacteur de ce terme dépend à priori de $\tau_{v,v}$, Δ_v et de la température. En raison de l'augmentation de la température les transitions inter-vallées peuvent apparaître modifiant le préfacteur du terme d'Hartree (terme positif). Si ce processus est actif à haute température dans l'échantillon N°2 il peut ne pas l'être être pour l'échantillon N°1 (en raison d'un Δ_v plus grand dû à une contrainte différente). Cela expliquerait la différence entre les deux échantillons à haute température. En revanche les transitions inter-vallées peuvent être supprimées à basse température de sorte qu'à basse température l'échantillon N°2 retrouve un comportement similaire à celui de l'échantillon N°1 (voir figure 3.14 pour $k_B t \tau / \hbar < 0.7$). C'est un scénario qui semble raisonnable . Cependant il n'existe pas de théorie prenant en compte les transitions inter-vallées pour le moment et la discussion des données reste très qualitative. Une compréhension plus précise de la magnéto-résistance dans le silicium nécessitera plus d'investigations théoriques et expérimentales.

Conclusion

La première observation d'une apparente transition métal isolant a été présentée. Des éléments indiquent que cette apparente transition en champ magnétique nul possède des points communs avec la transition isolant-liquide de Hall. Dans le régime métallique la dépendance en température est décrite de façon qualitative par la récente théorie de l'interaction électron-électron [Zala01a]. L'étude expérimentale de la magnéto-résistance induite par l'interaction électron-électron dans

le régime métallique révèle une situation plus complexe. Malgré un comportement à champ magnétique nul similaire, deux comportements différents sont observés dans des échantillons différents en présence de champ magnétique. Dans un premier échantillon une magnéto-résistance saturant avec la température est obtenue alors que dans un deuxième échantillon la magnéto-résistance change de signe. Une telle différence dans le comportement d'échantillons provenant d'une même plaquette pourrait provenir de variations dans la contrainte appliquée au canal de conduction.

Bibliographie

- [Abrahams79] E. Abrahams, P. W. Anderson, P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett* **42**, 673, (1979).
- [Abrahams01] E. Abrahams, S. V. Kravchenko, M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys* **73**, 251, (2001).
- [Abstreiter85] G. Abstreiter, H. Brugger, T. Wolf, H. Jorke, H. J. Herzog, *Phys. Rev. Lett* **54**, 2441, (1985).
- [Altshuler85] B. L. Altshuler, A. G. Aronov. *Electron-electron interaction in disordered systems*. A. L. Efros, M. Pollak, Amsterdam, 1985.
- [Ando82] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys* **54**, 437, (1982).
- [Choi86] K. K. Choi, D. C. Tsui, S. C. Palmateer, *Phys. Rev. B* **33**, 8216, (1986).
- [Coleridge91] P. T. Coleridge, *Phys. Rev. B* **44**, 3793, (1991).
- [Coleridge97] P. T. Coleridge, R. L. Williams, Y. Feng, P. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **56**, 12764 (R), (1997).
- [Coleridge02] P. T. Coleridge, A. S. Sachrajda, P. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **65**, 125328, (2002).
- [Dmitriev97] A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, I. V. Gornyi, *Phys. Rev. B* **56**, 9910, (1997).
- [Gavrilov84] M. G. Gavrilov, Z. D. Kvon, I. V. Kukushkin, V. B. Timofeev, *JETP. Lett.* **39**, 507, (1984).
- [Gornyi03] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett* **90**, 076801, (2003).
- [Gornyi04] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **69**, 045313, (2004).
- [Hanein98a] Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar, C. C. Li, D. C. Tsui, , Hadas Shtrikman, *Phys. Rev. Lett* **80**, 1288, (1998).

-
- [Hanein98b] Y. Hanein, D. Shahar, J. Yoon, C. C. Li, D. C. Tsui, H Shtrikman, *Phys. Rev. B* **58**, 7520, (1998).
- [Hanein99] Y. Hanein, N. Nenadovic, D. Shahar, H. Shtrikman, J. Yoon, C.C. Li, D.C. Tsui, *Nature* **400**, 735, (1999).
- [Hatmann04] J. M. Hatmann, Y. Bogumilowicz, P. Holliger, F. Laugier, R. Truche, G. Rolland, M. N. Semeria, V. Renard, E. B. Olshatnitsky, O. Estibals, Z. D. Kvon, J. C. Portal, L. Vincent, F. Cristiano, A. Claverie, *Semicon. Sci, Technol.* **19**, 311, (2004).
- [Hikami80] S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707, (1980).
- [Jiang93] H. W. Jiang, C. E. Johnson, K. L. Wang, S. T. Hannahs, *Phys. Rev. Lett* **71**, 1439, (1993).
- [Kasper95] E. Kasper, *et al.* *Silicon Germanium*. University of Stuttgart, Germany, 1995.
- [Kivelson92] S. Kivelson, DŪH. Lee, SŪC. Zhang, *Phys. Rev. B* **47**, 2223, (1992).
- [Kravchenko94] S. V. Kravchenko, *et al*, *Phys. Rev. B* **50**, 8039, (1994).
- [Lai] K. Lai, W. Pan, D.C. Tsui, S.A. Lyon, M. Muhlberger, F. Schaffler, *Cond-mat/0403411*. (unpublished).
- [Lai04a] K. Lai, W. Pan, D. C. Tsui, S. Lyon, M. MŪhlberger, F. SchŪffler, *Phys. Rev. Lett* **93**, 156805, (2004).
- [Lai04b] K. Lai, W. Pan, D. C. Tsui, Y. H. Xie, *Appl. Phys.Lett* **84**, 302, (2004).
- [Lee84] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys* **57**, 287, (1984).
- [Li03] L. Li, Y. Y. Proskuryakov, A. K. Savchenko, E. H. Linfield et D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett* **90**, 076802, (2003).
- [Minkov01] G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, V. M. Daniltsev, *Phys. Rev. B* **64**, 235327, (2001).
- [Minkov03] G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, B. N. Zvonkov, *Phys. Rev. B* **67**, 205306, (2003).

- [Miyata93] H. Miyata, T. Yamada, D. K. Ferry, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2661, (1993).
- [Monroe92] D. Monroe, Y. H. Xie, E. A. Fitzgerald, P. J. Silverman, *Phys. Rev. B* **46**, 7935, (1992).
- [Noh03] H. Noh, et al, *Phys. Rev. B* **68**, 165308, (2003).
- [Paalanen83] M. A. Paalanen, D. C. Tsui, J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. Lett* **51**, 2226, (1983).
- [Papadakis98] S. J. Papadakis, M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **57**, 15068 (R), (1998).
- [Proskuryakov02] Y. Y. Proskuryakov, A. K. Savhenko, S. S. Safonov, M. Pepper, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett* **89**, 076406, (2002).
- [Pudalov03] V. M. Pudalov, et al, *Phys. Rev. Lett* **91**, 126403, (2003).
- [Shaffler97] F. Shaffler, *Semicon. Sci, Technol.* **12**, 1515, (1997).
- [Shashkin02] A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **66**, 073303, (2002).
- [Stern92] F. Stern, S. E. Laux, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1110, (1992).
- [Thornton96] T. J. Thornton, A. Matsumurab, J. Fernández, *Surf. Sci.* **362**, 1996, (1996).
- [Wittman87] H. P. Wittman, A. Schmidt, *J. Low. Temp. Phys* **69**, 131, (1987).
- [Zala01a] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 214204, (2001).
- [Zala01b] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 201201, (2001).
- [Zala02] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **65**, 020201, (2002).
- [Zudov03] M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer R. R. Du and, K. W. West, *Phys. Rev. Lett* **90**, 046807, (2003).

Conclusion Générale

Ce mémoire présente le résultat de l'étude des corrections quantiques à la conductivité dans les systèmes d'électrons bidimensionnels. Cette étude fait suite à la récente découverte d'un comportement apparemment isolant dans les systèmes bidimensionnels et s'inscrit dans la continuité des efforts tant théoriques qu'expérimentaux pour expliquer cette observation. Ces efforts ont mené à l'apparition d'un nouveau cadre théorique qu'il convenait de tester de façon exhaustive [Zala01a; Zala01b; Gornyi04]. Le choix des échantillons utilisés pour cette étude fut guidé par ce souci de tester la théorie de la façon la plus efficace possible.

Des échantillons de faible mobilité furent étudiés car ils possèdent le premier avantage de permettre une observation de la transition entre les régimes diffusif et balistique d'interaction à des températures accessibles expérimentalement. L'observation de ce régime permet une comparaison critique avec la théorie en rendant possible l'étude de son comportement à la transition. La présence d'un fort désordre permet en outre de négliger l'influence des phonons sur la conductivité. Les grandes densités électroniques permettent l'obtention d'un système pour lequel l'effet de l'interaction est relativement faible ; cela rend possible la comparaison avec la théorie sans aucun paramètre d'ajustement.

Une méthode originale pour extraire la contribution de l'interaction électron-électron à la conductivité longitudinale a été mise au point. Elle permet une détermination précise de la contribution dans le régime diffusif et dans le régime balistique séparément. La contribution dans le régime diffusif s'annule à $T = 20K$ lorsque la contribution dans le régime balistique apparaît. La méthode d'extraction permet donc de mettre clairement en évidence la transition entre le régime diffusif et le régime balistique. Conformément à la prédiction, la correction à la conductivité varie de façon logarithmique à basse température et de façon linéaire à haute température. Un bon accord quantitatif entre les prédictions théoriques et les résultats

expérimentaux est obtenu. Cet accord ne nécessite aucun paramètre d'ajustement. L'effet Hall a aussi été étudié et une forte dépendance du coefficient de Hall avec la température a été observé. Cette dépendance est décrite de façon qualitative par la théorie du liquide de Fermi. Un bon accord quantitatif est restauré en introduisant un paramètre d'ajustement.

La conductivité de Hall est enfin correctement décrite par la théorie.

Ces résultats sont susceptibles d'apporter un nouvel éclairage sur ce sujet d'étude car bien que la caractérisation ne concerne pas le régime apparemment métallique de la transition métal isolant cette étude apporte les données correspondant aux températures intermédiaires entre le régime diffusif et balistique d'interaction. Ces données montrent que pour une faible interaction la théorie décrit correctement les résultats. L'observation d'un comportement linéaire et de type isolant de la conductivité à haute température permet en outre de renseigner sur l'avantage de la théorie de liquide de Fermi par rapport à la théorie d'écrantage [Gold86]. Cet avantage qui n'était pas clair jusqu'à présent est mis en évidence car la théorie de l'écrantage est incapable de prédire ce comportement isolant observé à haute température. La théorie du liquide de Fermi remplit donc correctement sa fonction pour une faible interaction et décrit parfaitement nos données. Cependant, malgré ces indications il est difficile de conclure concernant la transition métal-isolant. Rappelons en effet que la théorie de liquide de Fermi ne prend en compte l'interaction électron-électron que de façon perturbative il se peut donc qu'à plus forte interaction le comportement ne soit plus correctement décrit par cette théorie.

Le second volet des résultats présentés correspond à l'étude de gaz d'électron bi-dimensionnels réalisées dans un canal de Silicium contraint à l'interface Si/SiGe. Ces échantillons ont l'avantage de posséder un spectre énergétique similaire à celui des échantillons MOSFETs de Silicium tout en présentant une structure de désordre différente. Il est donc possible en comparant les résultats obtenus dans ces deux systèmes différents d'étudier l'influence du type de désordre sur les propriétés de transport et notamment les corrections quantiques à la conductivité. Les échantillons que nous avons étudié sont sensibles à l'illumination. Ainsi en augmentant graduellement la densité d'électrons dans le système par illumination il nous a été possible d'observer une transition métal isolant pour la première fois dans les systèmes d'électrons à l'interface Si/SiGe. L'étude en champ magnétique

a permis d'établir un lien entre la transition métal isolant en champ magnétique nul et la transition isolant-liquide de Hall induite par le champ magnétique. En effet le champ critique pour la transition isolant-liquide de Hall diminue lorsque la densité est graduellement augmentée et s'annule lors de l'observation métal isolant en champ nul. L'origine de la transition en champ nul n'est pas connue pour le moment. Cette l'observation suggère cependant qu'elle possède quelque point commun avec la transition isolant liquide de Hall quantique.

La la magnéto-résistance induite par l'interaction électron-électron a été étudiée et comparée à la récente théorie de Gornyi et Mirlin [Gornyi03; Gornyi04] après saturation de la densité électronique. Contrairement aux résultats obtenus dans les structures basées sur l'utilisation de GaAs aucun accord même qualitatif n'a été obtenu entre la première version de la théorie [Gornyi03] et nos mesures. Ce désaccord est attribué au fait que les structures Si/SiGe que nous avons étudiées présentent une structure de désordre originale puisqu'intermédiaire entre un désordre à courte et longue distance. La théorie quant à elle ne traite que le cas d'un désordre longue distance. La théorie ultérieure prenant en compte un désordre mixte [Gornyi04] décrit qualitativement les résultats obtenus pour un échantillon. Le second échantillon étudié présente une magnéto-résistance changeant de signe avec la température est variant plus rapidement. Ce comportement différent est attribué à une répartition des contraintes différente qui influe sur le spectre énergétique. S'il est autorisé par la théorie, il n'est pas correctement décrit. Nous suggérons qu'une théorie prenant en compte l'interaction inter-vallées serait susceptible de mieux décrire ce résultat.

Les résultats de ces deux études séparées tendent à montrer que la théorie de l'interaction qui est une généralisation de la théorie d'échelle de la localisation décrit au moins qualitativement les données mesurées. Quant à conclure sur la transition métal isolant, la tâche s'avère plus ardue. En effet, si un comportement métallique est prévu pour un système en forte interaction le comportement à basse température n'est pas clair. Rappelons que la théorie présentée est une théorie perturbative. Les corrections doivent donc rester plus petites que la conductivité de Drude. Il se pose la question de savoir comment est modifiée la théorie lorsque les corrections ne sont plus négligeables. En admettant que les expressions restent valides Finkelstein montra que lorsque la température diminue la constante d'interaction F_0^σ augmente en valeur absolue et le système se rapproche de l'instabilité de Stoner pour lequel

un nouvel état fondamental polarisé en spin apparaît. Le traitement de cet état polarisé en spin nécessite une modification de la théorie et implique le retour à un comportement isolant.

L'état polarisé en spin n'est pas le seul état fondamental possible il se peut aussi qu'avant l'instabilité de Stoner le système transite vers un cristal de Wigner lui aussi isolant. Quid de la nature de l'état fondamental du système bidimensionnel désordonné à basse température? La question reste ouverte.

Cette étude met en lumière l'importance des phénomènes ondulatoires dans les gaz d'électrons bidimensionnels. Une étude dans le détail de l'effet de l'interaction électron-électron est menée. Ceux-ci sont usuellement considérés comme des effets fins et ne se manifestent qu'à basse température pour les systèmes simples que nous avons étudiés. Cependant, avec la réduction de la taille des composants utilisés dans l'industrie de la microélectronique des processus similaires pourraient se manifester à température ambiante et modifier ainsi dans un futur plus ou moins proche le fonctionnement et même les principes du traitement de l'information.

Bibliographie

- [Gold86] A. Gold, V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **33**, 1076, (1986).
- [Gornyi03] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett* **90**, 076801, (2003).
- [Gornyi04] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **69**, 045313, (2004).
- [Zala01a] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 214204, (2001).
- [Zala01b] G. Zala, B. N. Narozhny, I. P. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 201201, (2001).

Annexe A

Compétences et savoir faire

Cette annexe a pour objet de présenter les compétences que j'ai pu acquérir durant les trois années de thèse passées au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses de Grenoble. En effet hormis l'acquisition de savoir scientifique une thèse se révèle une confrontation à un ensemble de situations complexes dans divers domaines dont la solution est peut-être parfois source de maturité...

Le premier problème à affronter est constitué de la dimension expérimentale de cette thèse. Ce travail révèle ensuite toute sa portée si il s'inscrit dans le contexte du travail d'une équipe au sein de laquelle collaboration et communication sont les maîtres mots. Les résultats doivent être enfin communiqués à la communauté avec le plus d'efficacité possible. C'est un point qui n'est pas à négliger.

Cette partie exposera donc les compétences acquises sur les plans expérimentaux, relationnels et en matière de communication scientifique.

A.1 Cryogénie

L'utilisation des basses températures se révèle critique pour l'étude des effets quantiques car la température détruit le caractère ondulatoire des électrons et empêche l'observation des effets interférentiels. Le groupe de transport du professeur J-C Portal s'est donc équipé de plusieurs systèmes permettant la production de basses températures. Cependant la production de basses températures n'est pas le seul enjeu et ces systèmes possèdent aussi la possibilité de produire du champ magnétique.

S'ils sont assez souples à utiliser ils restent des dispositifs expérimentaux complexes

dont une bonne connaissance est nécessaire afin d'en assurer la maintenance et d'effectuer d'éventuelles interventions en cas de problème.

L'apprentissage des techniques de cryogénie aurait sans doute été plus difficile sans la présence de Gilbert Arnaud, ses compétences et sa patience pour me les faire partager. C'est en partie grâce à lui que nous disposons en permanence dans le groupe de trois systèmes en état de produire du "froid" et du "champ".

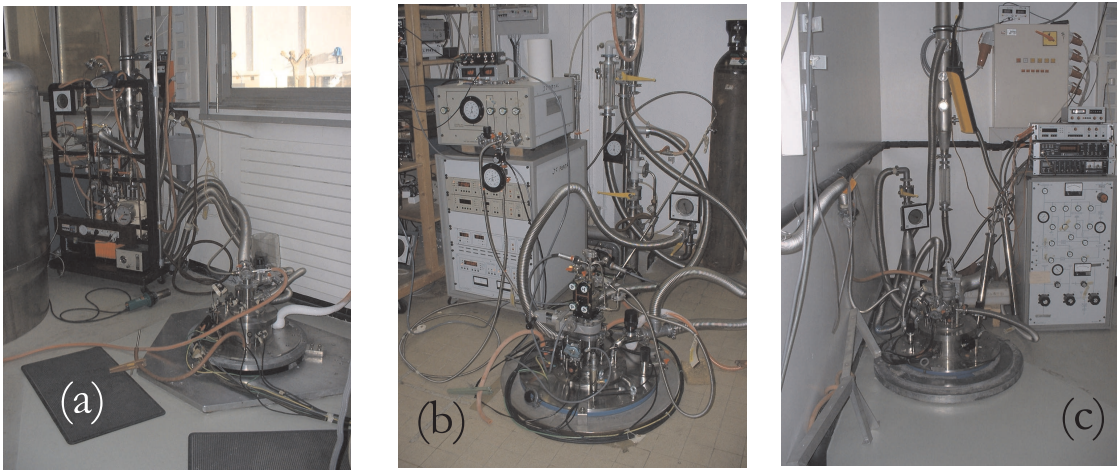


FIG. A.1 – Photographies des trois systèmes de mesure utilisés dans cette thèse: (a) VTI, (b) cryostat ^3He , (c) réfrigérateur à dilution.

Les trois dispositifs qui seront décrits se ressemblent par le fait qu'ils sont réalisés sur la même architecture : un bain d'Helium contenant une bobine supraconductrice est entouré par une garde d'Azote et contient un cryostat. L'isolation thermique du bain est réalisée par des enceintes sous vide et la garde d'Azote liquide à 77 K complète l'isolation en éliminant les radiations d'énergie supérieure à cette température. Les trois systèmes ne se distinguent que par le type de cryostat inséré dans le bain d'Hélium et la gamme de température à laquelle ils donnent accès. Les systèmes décrits sont des systèmes commerciaux distribués par Oxford Instruments.

Cryostat ^4He à température variable

Le plus simple des systèmes s'appelle cryostat à température variable, (*variable temperature insert* ou VTI en anglais). Il permet l'obtention d'une large gamme de température entre 1.4 K et la température ambiante.

Le principe est d'utiliser les propriétés de température et de pression de l' ^4He . A pression atmosphérique l'Hélium liquide se trouve à 4.2 K, si l'on diminue la pression sur un bain d'Helium sa température diminue elle aussi. Il est possible d'atteindre des températures de l'ordre de 1.5 K en utilisant des pompes à palettes de fort débit ($40 \text{ m}^3/\text{h}$) combinées à des pompes à lobes de type Roots ($250 \text{ m}^3/\text{h}$ et un vide limite de $5 \times 10^{-2} \text{ mbar}$) . En dessous de 2.172 K l' ^4He devient super fluide et l'efficacité de pompage diminue grandement c'est pourquoi ce système ne permet pas d'obtenir des températures très basses.

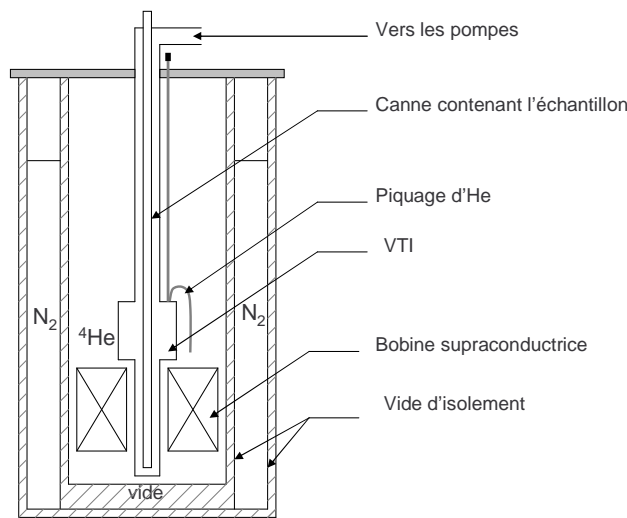


FIG. A.2 – Schéma du cryostat VTI. Seule la partie centrale contenant le bain secondaire d'He diffère des autres systèmes.

Le système est constitué d'une enceinte plongée dans le bain principal et reliée à celui-ci par une micro-vanne à aiguille. Cette vanne permet de remplir ce bain secondaire d'Hélium et d'ajuster le débit d'Hélium à 4.2 K injecté. Ce débit est un des paramètres déterminant la température en régime stationnaire dans le cryostat. Le deuxième paramètre est la pression sur le bain d'Hélium qui peut être ajustée à l'aide d'une vanne placée entre le cryostat et les pompes. Le dernier paramètre est la valeur du courant passant dans une résistance de chauffage placée au fond du cryostat. En jouant sur ces trois données il est possible de couvrir toute la gamme de température entre 1.5 K et 300 K.

L'échantillon n'est pas placé en contact direct avec le bain secondaire mais dans une canne sous atmosphère d'Hélium. Cela permet d'amortir les fluctuations de température dans le bain secondaire et obtenir une température plus stable pour

l'échantillon.

Cryostat a ^3He

Pour pallier les inconvénients liés à l'utilisation de l' ^4He celui-ci peut être avantageusement remplacé par l'isotope ^3He . L' ^3He est en effet un fermion et n'est donc pas sujet à la condensation de Bose-Einstein et à la supra-fluidité à basse température. L'inconvénient est que cet isotope est cher (environ 200 € le litre gazeux). Hormis l'utilisation d'un liquide cryogénique différent le fonctionnement du cryostat à ^3He est identique à celui du VTI. Pour minimiser les pertes de ce gaz précieux le système fonctionne en circuit fermé et la pompe permettant de diminuer la pression dans le cryostat est intégrée à celui-ci. Il s'agit d'une pompe cryogénique constituée de charbons actifs. Lorsqu'ils sont refroidis les charbons actifs piègent les atomes d' ^3H et constituent donc une pompe dont l'efficacité dépend de la température. La température des charbons est régulée à l'aide d'un chauffage électrique et d'une circulation d' ^4He liquide. L'autre composant essentiel de ce cryostat est le pot 1 K. C'est un bain d' ^4He pompé qui est maintenu à 1.2 K. L' ^3He gazeux présent dans le système se condense sur cet élément et goutte au fond du cryostat.

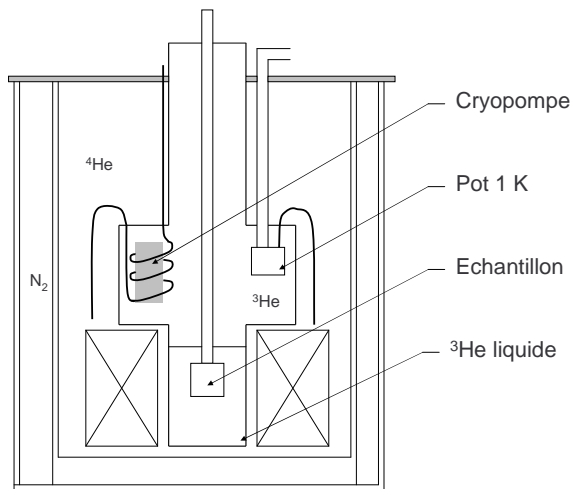


FIG. A.3 – Schéma de principe du cryostat à ^3He .

En début de journée l' ^3He est libéré de la pompe cryogénique et condensé sur le pot 1 K. Le liquide permettra de travailler pendant la journée entre 300 mK et 4 K. L' ^3He étant piégé au fur et à mesure dans la pompe cryogénique l'autonomie

du système est donc limitée par la quantité initiale de gaz présente initialement et le gaz sera éventuellement recondensé.

Réfrigérateur à Dilution

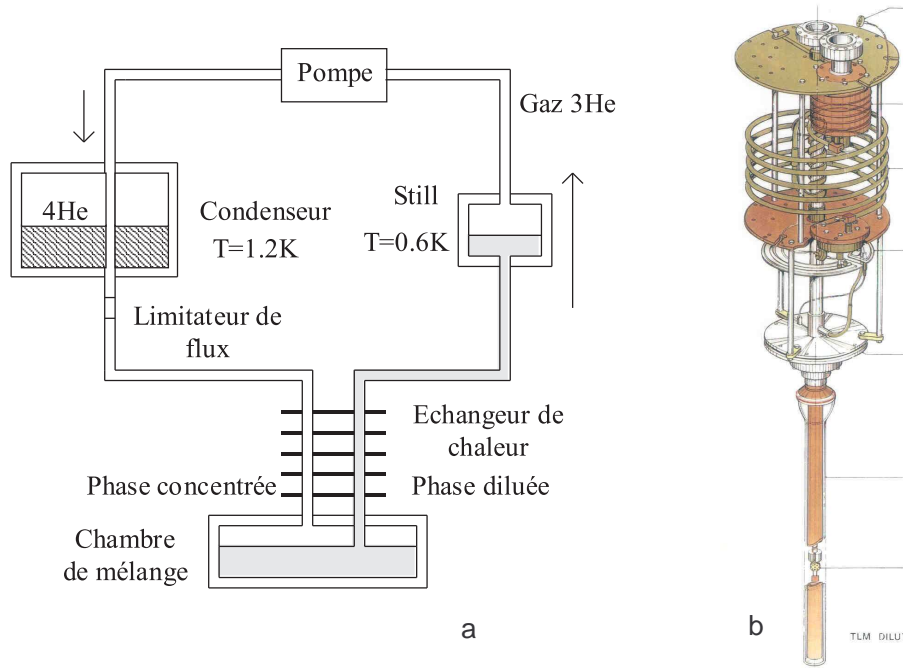


FIG. A.4 – a) Représentation schématique du fonctionnement d'un réfrigérateur à dilution. b) Détail de la queue du cryostat.

Le réfrigérateur à dilution est le système permettant d'obtenir les plus basses températures. Il est basé sur le fait qu'à basse température le liquide formé par le mélange d' ^3He et ^4He se présente sous la forme de deux phases distinctes. Une phase concentrée en ^3He surnage sur une phase diluée contenant 6.4% d' ^3He dans l' ^4He . Lorsque la phase diluée est appauvrie en ^3He l'équilibre entre les deux phases est déplacé et certains atomes d' ^3He présents dans la phase concentrée traversent l'interface pour rétablir l'équilibre. Ce phénomène absorbe de l'énergie et provoque donc la diminution de la température aux alentours de l'interface (voir Fig. A.4). L'interface entre les deux phases se situe dans la "Chambre à mélange" (en anglais *mixing chamber*). C'est à cet endroit que l'on obtient les températures les plus basses. Un tube vient ponctionner la phase diluée et amène un peu de liquide vers l'évaporateur (*still*). Lorsque l'on pompe sur l'évaporateur l' ^3He quitte plus

facilement la phase diluée qui se trouve donc appauvrie. En même temps l' ^3He ainsi pompé est ré-injecté dans la phase concentrée afin de restituer le gaz ponctionné. Le système tourne donc en circuit fermé. Quelques précautions doivent être prises avant de ré-injecter ce gaz dans le système. En effet tout le système de pompage se trouve en dehors du cryostat à température ambiante (voir figure A.5). Le gaz ^3He est donc lui aussi à température ambiante avant de retourner dans le système. Ce gaz est graduellement refroidi par contact avec un bain d' ^4He pompé à 1.2 K et divers échangeurs thermiques afin d'éviter de réchauffer la boîte à mélange par un côté alors qu'on la refroidi de l'autre.

Ce type réfrigérateur permet en principe de diminuer indéfiniment la température dans la boîte à mélange mais il est limité par les capacités du système de pompage et à l'impédance du circuit de circulation. On peut augmenter la puissance de refroidissement en réchauffant légèrement le still de manière à accélérer l'évaporation de l' ^3He . Le système sur lequel j'ai travaillé pendant ma thèse permet d'obtenir des températures entre 30 mK et 1 K pour des échantillons directement placés dans la boîte à mélange.

Bobines supraconductrices

Afin de produire des champs magnétiques jusqu'à 17 T des bobines supraconductrices sont placées dans le bain principal d'Hélium à 4.2 K. La supraconductivité permet de faire passer dans les bobines de l'électricité sans dissipation d'énergie et de produire à faible coût du champ magnétique. Une bobine est constituée de filaments supraconducteurs de Niobium Titane (NbTi) dans une matrice stable de cuivre permettant d'obtenir un champ jusqu'à 11 T. Pour obtenir un champ supérieur, des bobinages internes de Niobium Etain (Nb₃Sn) ont été adjoints. Les courants sont générés par des alimentation inductives délivrant jusqu'à 120 A sous 10 ou 20 V.

Si le principe de fonctionnement de ces systèmes de production de basses températures et de champ magnétique est simple leur réalisation pratique n'en est pas moins complexe (Voir la figure A.4 b et la figure A.5 pour le réfrigérateur à dilution par exemple.). Cette complexité en fait des systèmes fragiles, très sensibles à toute

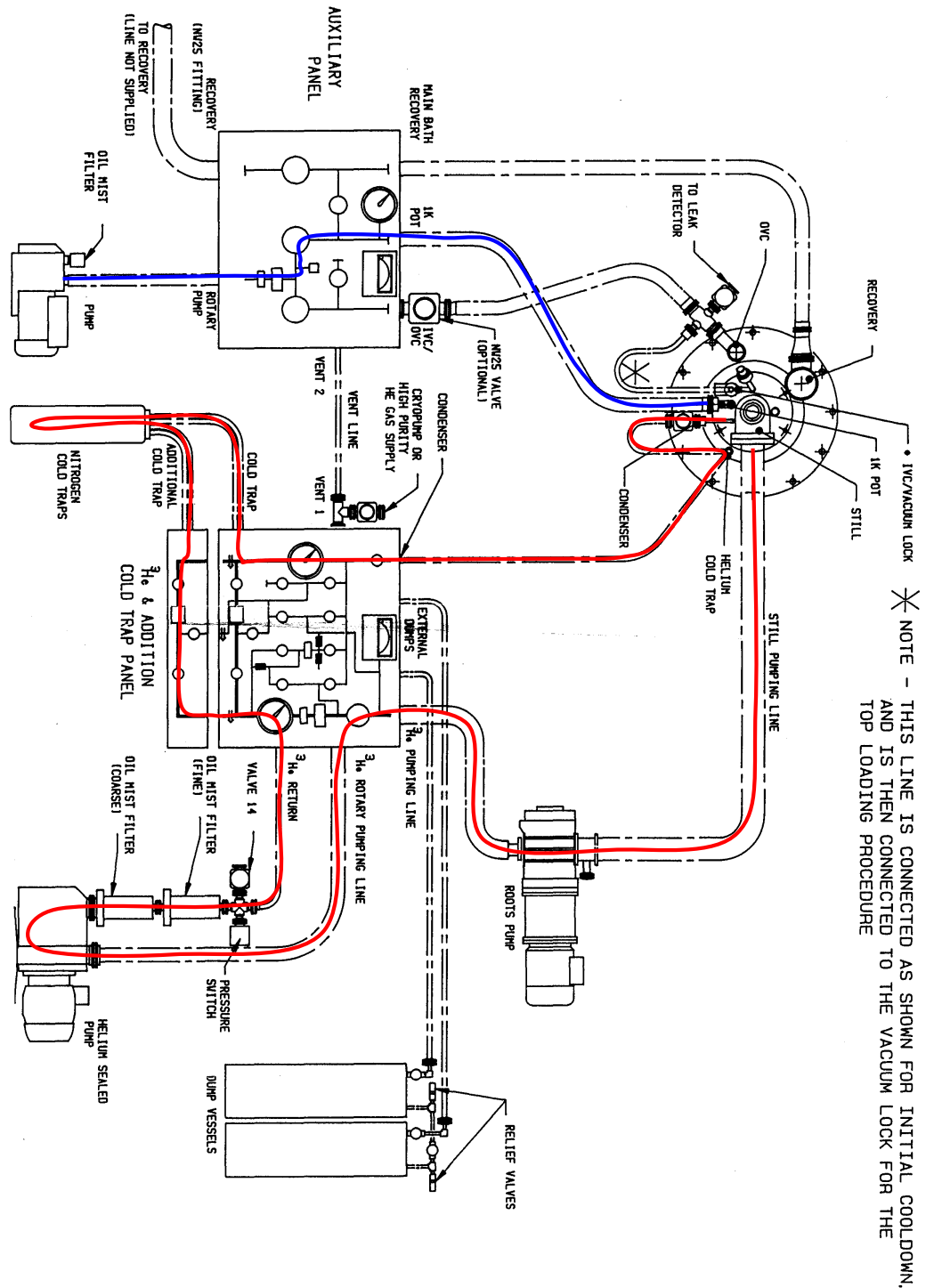


FIG. A.5 – Système de pompage du réfrigérateur à dilution. En rouge, le circuit fermé d³He. En bleu la ligne de pompage du pot 1K.

mauvaise manipulation. C'est pourquoi l'apprentissage de la manipulation, de la maintenance et des opérations de réparation de ces systèmes a occupé une part importante de mon travail expérimental.

A.2 Mesures de transport à faible bruit

La mesure de transport se résume en réalité à une mesure de résistance en fonction de différents paramètres extérieurs (Champ magnétique, température, pression...). Il ne s'agit pourtant pas d'utiliser un Ohmmètre disponible dans le commerce pour effectuer cette mesure. Le courant injecté pour effectuer l'acquisition ne doit pas apporter trop d'énergie à l'échantillon. Dans le cas contraire il est difficile d'évaluer la température réelle de celui-ci. Pour éviter de "réchauffer" le système en le mesurant il convient de s'assurer que la tension mesurée n'excède pas l'excitation thermique $V < k_B T / e$. A titre d'exemple $k_B T / e = 4.3 \mu\text{V}$ à $T=50 \text{ mK}$. Ainsi il faut mesurer des tensions de l'ordre du microvolt et appliquer des courants de quelques nano-ampères.

La détection de signaux de si faible amplitude dans un environnement bruité (Néons, moteurs de pompes etc..) n'est pas chose aisée et peut être accomplie grâce à l'utilisation conjointe du blindage et de la détection synchrone.

Les échantillons sont placés sur des supports de connexion en bout de canne, et reliés électriquement à une boîte de mesure pouvant être mise en contact avec les différents composants de la chaîne d'acquisition par des câbles coaxiaux. De cette façon la chaîne d'acquisition est isolée de l'environnement électromagnétique. La tension alternative fournie par une détection synchrone et couplée à une forte résistance réalise une source de faible courant stable. On utilise une tension alternative à une fréquence connue de manière à pouvoir sélectionner cette fréquence dans le signal mesuré. Un jeu de filtres correctement choisis permet d'éliminer les composantes indésirables du spectre et d'augmenter grandement le rapport signal sur bruit. On peut aussi utiliser un pré-amplificateur sélectif pour améliorer encore ce rapport.

Enfin, la mesure est réalisée selon un schéma quatre pointes qui sépare physiquement les points d'injection de courant et de mesure de tension. Cela permet de s'affranchir des résistances de contact et de celle des câbles de mesure.

La figure A.6 présente la chaîne d'acquisition utilisée. Notons que la mesure (acqui-

sition, commande du champ magnétique...) est automatisée par l'utilisation d'ordinateurs.

A.3 Management et communication

Travail d'équipe

En arrivant au laboratoire j'ai été intégré à une équipe de recherche dynamique. J'ai tout d'abord pris part aux projets en cours. Au fur et à mesure de mon apprentissage j'ai acquis une plus grande autonomie et l'indépendance d'esprit suffisante pour mener par la suite l'un des sujets de recherche du groupe.

Le groupe fonctionne sur d'étroites collaborations avec des chercheurs étrangers notamment l'équipe du Professeur Kvon de l'institut de Physique des Semi-conducteurs de Novosibirsk en Russie. Si elle est très enrichissante cette collaboration révèle quelques difficultés inhérentes au travail d'équipe. Centraliser les informations, synthétiser les idées, réfléchir aux problèmes rencontrés et permettre la communication entre les membres de l'équipe se révèlent parfois difficiles au sein d'un laboratoire. Que dire quand les membres de l'équipe sont de culture différente et parfois séparés de plusieurs milliers de kilomètres? En arrivant à synchroniser tous les efforts nous avons réussi à obtenir des résultats satisfaisants.

En parallèle à cette tâche principale je me suis aussi occupé de l'accueil des chercheurs venus faire des expériences dans notre groupe. Comme tout travail de service c'est exigeant et oblige à une grande rigueur pour que les installations soient en état de fonctionner le plus souvent possible. Cela suppose aussi de coordonner les efforts des différentes expertises présentes au laboratoire. Nous disposons en effet au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses d'une infrastructure et d'un personnel technique très efficace. Les problèmes trouvent donc en général une solution rapidement si bien que le travail des visiteurs peut s'effectuer dans un certain confort.

Supervision de la réalisation d'un logiciel d'acquisition

Afin de pouvoir effectuer des acquisitions de données en fonction du champ magnétique, de la tension de grille, ou d'autres paramètres, les différents appareils constituant le système de mesure sont reliés à un ordinateur par un réseau de terrain. Un logiciel d'interfaçage permet de piloter les différents éléments de la chaîne

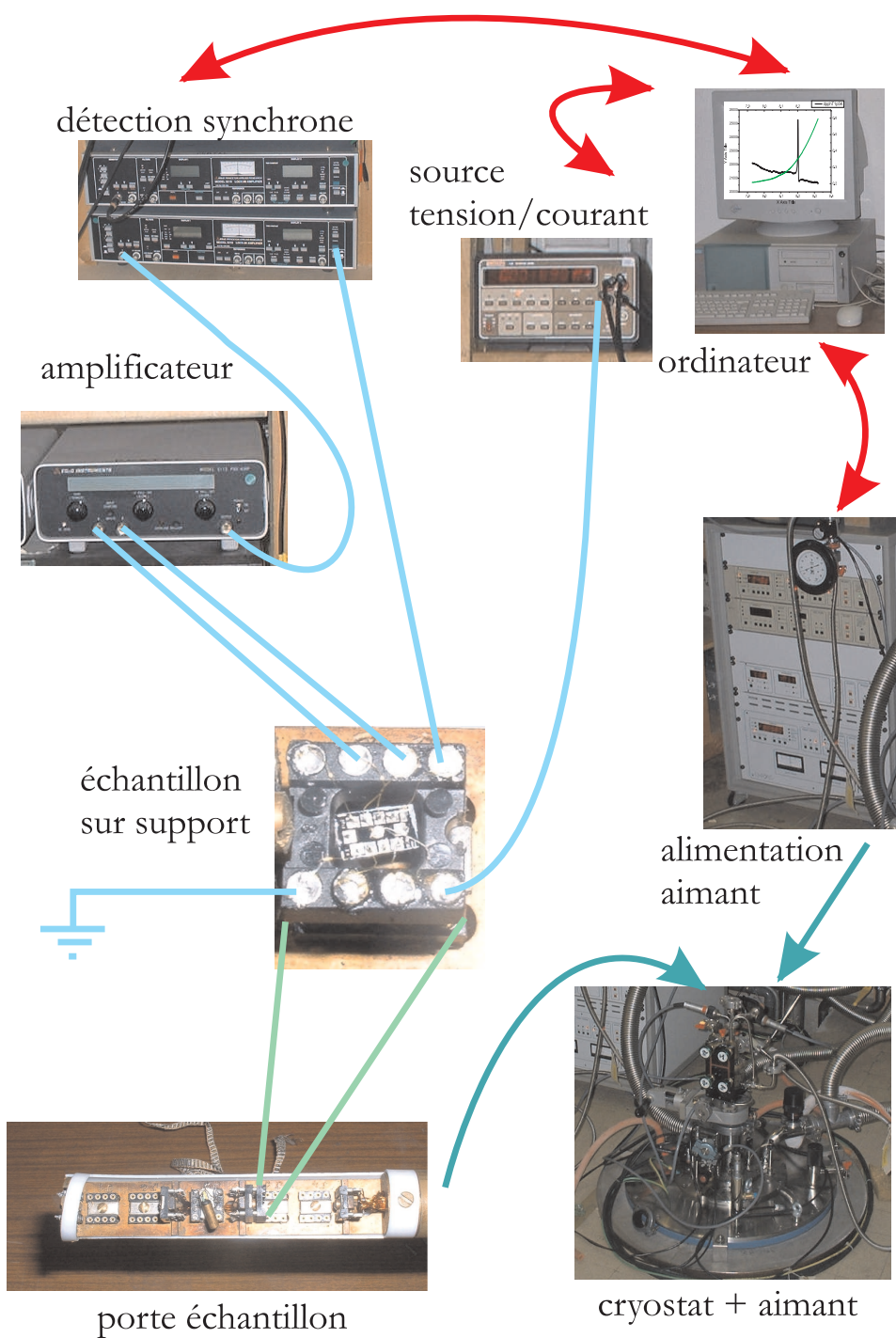


FIG. A.6 – Représentation schématique de la chaîne d'acquisition des mesures présentées dans ce manuscrit. La figure est reprise de la thèse d'Arnaud Puydebasque.

de mesure, et d'automatiser l'acquisition de données. Lorsque je suis arrivé dans le groupe, le matériel informatique était devenu obsolète et malheureusement le logiciel d'acquisition qui était utilisé n'était pas une application portable (Il n'était pas compatible avec le nouveau matériel et les nouvelles versions de Windows). Nous avons donc entrepris de réaliser un nouveau logiciel d'acquisition.

Ce projet à été réalisé sous ma supervision par Jean-Paul Mazelier lors d'un stage de six mois. La première étape a été de définir un cahier des charges détaillé. Les mots clés étaient sécurité et ergonomie. Le design est similaire à celui du logiciel précédent, il est basé sur une interface graphique conviviale. Avant de commencer la programmation nous avons défini dans le détail tous les composants du logiciel. Cette période à vu d'intenses discussions entre Jean-Paul Mazelier et moi, les problèmes d'ergonomie ont été les plus difficiles à résoudre.

Le langage de programmation qui a été retenu est le langage G de Labview développé par National Instruments. Ce langage permet un bon compromis entre efficacité et évolutivité. Labview est en effet un outil bien documenté et largement utilisé pour l'interfaçage d'instrument de mesure. Il y a donc de grandes chances que les sources du programme puissent être compilées sur de futures installations informatiques.

Lors de l'implémentation Jean-Paul Mazelier a pris grand soin de vérifier l'efficacité du programme en vérifiant les flux de données sur le bus de terrain. Il a pu grâce à cela optimiser la mesure sur différents appareils de manière à pouvoir faire une acquisition très rapide ne mettant pas en danger les données (La gestion du réseau évite toute collision de données et ainsi toute perte d'information).

Il résulte de son travail le logiciel Magnéto qui a été mis en service il y a un an. Après le premier mois de tests en "conditions extrêmes" et de débogage ce logiciel n'a pas présenté une seule erreur d'exécution à ma connaissance. Il répond donc à l'exigence de sécurité du cahier des charges. Les différents utilisateurs ayant pu s'en servir ont agréablement découvert sa simplicité d'utilisation la deuxième contrainte du cahier des charges. L'opération est donc un franc succès!

Techniques de communication scientifique

La diffusion rapide des résultats à la communauté est un enjeu essentiel pour une recherche efficace. A l'ère de la communication le chercheur doit rendre son travail accessible et lisible aux autres. C'est pourquoi la publication dans les journaux de référence nécessite aujourd'hui la maîtrise de l'anglais et même de certains

outils d'édition scientifique. Il n'est pas rare de voir la publication d'un bon résultat retardée pour la forme ou pour l'anglais. J'ai donc du apprendre les outils d'édition scientifique et notamment le langage L^AT_EX. Une liste des publications se trouve à la suite de cette annexe.

J'ai de plus participé à deux conférences internationales EP2DS-15 au Japon en 2003 et ICPS-27 aux Etats-Unis en 2004. Lors de ces conférences j'ai présenté nos travaux sous forme de posters. J'ai aussi présenté oralement le résultat de nos recherches au 13ième Symposium sur la physique et technologie des nanostructures à St Petersburg en juin 2005.

Lors de cette thèse j'ai donc acquis des compétences de tous ordres qui seront utiles dans mes futurs travaux de recherche. Le travail en équipe, la maîtrise des outils de communication, l'ouverture sur la recherche internationale sont autant de points forts pour une carrière de physicien. Je crois en effet qu'une personne n'ayant de connaissances qu'en physique ne saurait être un bon scientifique.

Liste des publications¹

Articles publiés dans des journaux à comité de lecture

2005

***1.** V. T. Renard, I. V. Gornyi, O. Tkachenko, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, A. I. Toropov et J-C. Portal.

"Quantum corrections to the conductivity and Hall coefficient of a two-dimensional electron gas in a dirty AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well: transition from diffusive to ballistic regime."

Phys. Rev. B. **72**, 075313 (2005)

***2.** E. B. Olshanetsky, V. T. Renard, Z.D Kvon, J.C Portal, N.J Woods, J. Zhang et J.J Harris

"Interaction induced transverse magnetoresistance with a temperature dependent sign in a n-Si/SiGe heterostructure."

Euro. Phys. Lett. **71**, 665 (2005)

3. H-I. Cho, G.M. Gusev, Z. D. Kvon, V. T. Renard, J-H. Lee et J.C. Portal.

" Negative quasiclassical magnetoresistance in a high density two-dimensional electron gas in a $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heterostructure."

Phys. Rev. B, **71**, 245232 (2005).

1. Les publications marquées par * correspondent à des travaux présentés dans ce mémoire.

2004

4. V. T. Renard, Z. D. Kvon, G. M. Gusev et J. C Portal.

"Large positive quasi-classical magneto-resistance in high mobility 2D electron gas: interplay of short- and long-range disorder."

Phys. Rev. B **70**, 033303 (2004).

5. J. M. Hartmann, Y. Bogumilowicz, P. Holliger, F. Laugier, R. Truche, G. Rolland, M. N. Semeria, V. Renard, E. B. Olshanetsky, O. Estibals, Z. D. Kvon, J. C. Portal, L. Vincent, F. Cristiano et A. Claverie.

"Reduced pressure chemical vapor deposition of SiGe virtual substrates for high mobility devices."

Semiconductor Science and Technology, Vol. **19** N°3 311, (2004).

6. Z. D. Kvon, V. A. Tkachenko, A. E. Plotnikov, V. A. Sablikov, V. Renard et J. C. Portal.

"Conductance of a Multiterminal Ballistic Wire."

JETP Lett. **79**, 36 (2004).

2003

*7. E. B. Olshanetsky, V. Renard, Z.D Kvon, J.C Portal, N.J Woods, J. Zhang et J.J Harris.

"Conductivity of a two-dimensional electron gas in Si/SiGe heterostructure near the metal-insulator transition: role of the short- and long-range scattering potential."

Phys. Rev. B **68**, 085304 (2003).

Articles de conférences

2005

***1.** V. T. Renard, O. Tkachenko , Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, A. I. Toropov, J-C. Portal I. V. Gornyi.

Observation of quantum corrections to the transport coefficient of a 2DEG up to 110K.

Proceeding of the 13th international symposium on Nanostructures, St Petersburg Russia 2005

2. E.B Olshanetsky, V. T. Renard, Z.D Kvon, J.C Portal, J.M. Hartmann.

Electron transport through antidot superlattices in Si/SiGe heterostructures: new lattice-induced magnetoresistance oscillations at low magnetic fields

Proceeding of the 16th international conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, 2005, Albuquerque USA, Physica E

2004

***3.** V. Renard, E. B. Olshanetsky, Z.D Kvon, J.C Portal, N.J Woods, J. Zhang et J.J Harris.

"Temperature dependent sign of the interaction induced magnetoresistance in a nSi/SiGe heterostructure."

Proc. 27th Int. Conf. on the Physics of Semicond., Flagstaff, USA. Special issue of the American Institute of Physics, eds. J. Menendez, C. G. Van de Walle, 2004.

4. V. Renard, Z.D Kvon, H-I. Cho, J-H. Lee et J.C Portal

"Weak Localization and interaction effects in 2D electron gas in AlGaIn/GaN heterostructure in presence of phonons."

Proc. 27th Int. Conf. on the Physics of Semicond., Flagstaff, USA. Special issue of the American Institute of Physics, eds. J. Menendez, C. G. Van de Walle, 2004.

***5.** V. Renard, E. B. Olshanetsky, Z.D Kvon, J.C Portal, N.J Woods, J. Zhang, J.J Harris.

"Corrections to conductivity on the metallic side of the metal-insulator transition in Si/SiGe heterostructures."

Proceedings of the 15th international conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, 2003, Nara, Japan

Physica E. **22**. 256 (2004).

***6.** V. Renard, Z. D. Kvon, O. Estibals, J. C Portal, A. I. Toropov, A. K Bakarov, M . N. Kostinkin.

"Negative parabolic magneto-resistance induced by electron-electron interaction in two dimensional electron gas with diffusive transport."

Proceedings of the 15th international conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, 2003, Nara, Japan

Physica E. **22**. 328 (2004).

***7.** Z. D. Kvon, V. A. Tkachenko, O. A. Tkachenko, A. I. Toropov, A. K Bakarov, V. Renard et J. C Portal.

"Magneto-transport of electrons in overfull quantum well."

Proceedings of the 11th International Conference on Modulated Semiconductor Structures, 2003, Nara, Japan.

Physica E. **21**. 742 (2004).

8. Z.D Kvon, V. Renard, G. M. Gusev et J. C Portal

"Large positive quasi-classical magneto-resistance in high mobility 2D electron gas: interplay of short- and long-range disorder."

Proceedings of the 15th international conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, 2003, Nara, Japan

Physica E **22**, 332 (2004).

9. V. Renard, Z. D. Kvon, O. Estibals, A. Y. Plotnikov et J. C Portal

"Commensurability magneto-resistance peaks in a lattice of diffusive scatterers."

Proceedings of the 11th International Conference on Modulated Semiconductor Structures, 2003, Nara, Japan

Physica E **21**, 419 (2004).

10. D. Y. Ivanov, V. Renard, Y. V. Dubrovskii, J-C. Portal, L. Eaves, M. Henini
"Interband-cyclotron anomaly in tunnel conductance of double barrier structure."
Proceedings of the 12th International symposium "Nanostructures: physics ad technology", 2004, St Petersburg, Russia.

2003

11. O. Estibals, Z. D. Kvon, A.Y. Plotnikov, V. Renard et J.C Portal
"Quantum linear correction to the conductivity of two-dimensional electron systems: Experimental observation."
Proc. 26th Int. Conf. Phys. of Semic., Edinburgh, Scotland, Scotland 2002,D136, CD-ROM 171, eds. A.R. Long, J. H Davies, published by Institute of Physics Publishing London (2003).