



**HAL**  
open science

# Levée de dégénérescence de spin dans le régime Hall quantique

Benjamin Piot

► **To cite this version:**

Benjamin Piot. Levée de dégénérescence de spin dans le régime Hall quantique. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT : . tel-00125776

**HAL Id: tel-00125776**

**<https://theses.hal.science/tel-00125776>**

Submitted on 22 Jan 2007

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

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

# THÈSE

présentée par

**Benjamin PIOT**

en vue de l'obtention du titre de

**Docteur de l'université Joseph Fourier-Grenoble I.**  
**Spécialité: Physique de la matière condensée et du rayonnement**

## **Levée de dégénérescence de spin dans le régime Hall quantique**

Soutenue publiquement le 1<sup>er</sup> Décembre 2006 devant la commission d'examen:

MM.

C. Chaubet, Professeur, Université Montpellier II, GES, Montpellier

J. Cibert, Directeur de recherche, CNRS-Institut Néel, Grenoble

G. Faini, Directeur de recherche, CNRS-LPN, Marcoussis

A. Raymond, Professeur, Université Montpellier II, GES, Montpellier

D.K. Maude, Chargé de Recherche, CNRS, LCMI, Grenoble

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Champs magnétiques Intenses de  
Grenoble (G.H.M.F.L) C.N.R.S -U.P.R. 5021.



# Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Giancarlo Faini et André Raymond pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et pour avoir évalué et commenté mes travaux avec attention et précision. Je remercie également Christophe Chaubet d'avoir complété mon jury en qualité d'examineur et Joël Cibert de l'avoir présidé.

Ce travail de thèse a été réalisé entre 2003 et 2006 au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses de Grenoble. Durant cette période se sont succédés à la direction G. Martinez et J.L. Tholence que je remercie pour m'avoir solidement soutenu dans mes recherches.

Ces 3 années d'apprentissage de la recherche m'ont fait découvrir un métier exigeant mais ô combien passionnant. Il n'en aurait certainement pas été ainsi sans la présence de mon directeur de thèse D. K. Maude, qui a tout fait pour me transmettre ses connaissances, son savoir faire, son french flair et surtout son insatiable envie de chercher. Au-delà de tes talents scientifiques impressionnants de par leur ampleur et leur diversité, tes qualités humaines ont permis d'instaurer entre nous un cadre de vie agréable et sincère, que ce soit en J216, sur M6, ou au comptoir. Duncan thank you so much for all.

L'étude expérimentale systématique des électrons en dimension deux présentée dans les pages qui suivent n'aurait pas été possible si nous n'avions pas disposé de systèmes électroniques bidimensionnels de grande qualité. Merci donc à toutes les personnes investies dans la croissance des échantillons et la réalisation des contacts électriques, à savoir M. Henini de l'université de Nottingham, J. A. Gupta et Z. R. Wasilewski du NRC à Ottawa, K. J. Friedland, R. Hey et K. H. Ploog du Paul Drude Institut à Berlin, T. Saku et Y. Hirayama du NTT Basic Research Laboratory à Atsugi, A. I. Toropov de l'ISP à Novossibirsk, U. Gennser, A. Cavanna et D. Mailly du LPN à Marcoussis, et R. Airey et G. Hill de l'université de Sheffield. Elle n'aurait pas non plus été possible sans l'intervention de la machine. Merci donc à ces chers aimants pour les jours et nuits de manip palpitants et parfois surréalistes, et à tout le personnel technique qui fait que cette installation marche efficacement.

Je remercie également toutes les personnes avec qui j'ai pu interagir "scientifiquement", et en particulier, pour ne citer que les principaux, Allan Mac Donald, théoricien hors pair des électrons dans tous leurs états, Marek Potemski pour ses questions subtiles qui instaurent le doute, et Wilfried Desrat pour ses conseils de post-doc expérimenté.

Et puis il y a tous ceux qui vous donnent un coup de main par ci par là, un sourire, car la recherche c'est avant tout des hommes et des femmes qui avancent main dans la main. Merci donc à Ilya Sheikin, Albin De Muer, Marcin Sadowski, Gislaine Meneroud, Amélie Pic, Seb Buisson et Thomas Dolmazon (la patrouille informatique), Adeline Richard, Ivan Breslavetz, Romain Barbier, Carole Duboc, Anne-Laure Barra, le professeur Mossang et Christiane Warth-Martin, maîtres du temps résistif. Merci à Clément Faugeras, pour m'avoir soutenu dans mon combat pour la reconnaissance des artistes "has (never) been".

Merci à Francisco Teran, spécialiste du Jamon con Rioja, pour sa bonne humeur. Merci à Oliver Estibals, qui a partagé mon bureau et par là même ma passion pour Joe Dassin (un jour on l'intégrera ce fan club, je te le promets). Merci à Vincent T Renard, gentille âme dans un monde de brutes. Merci (re) à Willy de s'être occupé du méchant Sméagol avec moi. Merci à mon compagnon thésard Moreau(whi)ski, capable de transformer une salle de manip en dance floor, et avec qui les soirées sont toujours épicées. Merci pour ton amitié mec et bonne chance à toi! Merci à Yvonne, ange gardien germanique qui nous prévient des pires vertiges.

Après les remerciements intra-muros, voici venu le temps tant attendu des remerciements des p'tits gars d'la rue, qui ont une contribution scientifique quasi nulle à ce travail mais qui font bien rire quand même. Greg tu es le premier qui me vient à l'esprit car sans doute le meilleur d'entre nous. Tu m'as toujours soutenu, compris, et fait rire. Tu es l'incarnation de tout ce que je demande à un ami : merci mon pote je t'aime trop. Marie au grand coeur continue d'être adorable, Marine continue de sourire fort. Merci et bravo aux BDF section Isère, à savoir Jean Ré, Pepe, Ninou, et le petit nouveau Aurel qui redonne un souffle à la beaufitude attitude. Un jour on régnera sur toute la France du cours Jean Jaurès à la Capuche. Merci à mon grand gourou le professeur Grain, adepte du challenge pizza-frite, et surtout ami sincère toujours partant pour tout. C'est grâce à ton coaching que j'ai franchi la barre des 6,04 au H2 (44 pts pour les connaisseurs). Merci à PJ le lézardicus de basius et Bibi (ouaich Bibi), merci à AlexP, merci aux athlètes du comptoir, le Serduc, le Rousseau et le Al, merci à la bande de gros nazes (Cyrielle, Jerèm' et Cie), et merci à Jean-François Manhattan.

La musique a été essentielle pour moi durant ces 3 années. Merci donc à mes amis musiciens et à mes musiciens amis, aux projets musicaux passés, présents ou à venir, et à tous les gens qui se démènent pour faire (sur)vivre la diversité musicale. Spéciale kassdédi à *Isacharon*, *Timo T* et Maxou et Brissou aujourd'hui devenus des bons ;). Une grosse bise affectueuse à *Chtakapao*, aka "les racailles de Shangai", Marcopopo, Caspardicus et Maxens Descampao. *Chtakapao* c'est avant tout l'histoire d'une bande de potes qui partent en Batouk' dans une salle de 10m<sup>2</sup>. J'espère vraiment qu'on fera un jour ce concert gratuit à Walibi. Merci aux poch' de *La Division* qui ont compris que la musique était avant tout une fête. Merci aussi à mes potes de *The Mars Volta*, qui durant mes 3 années de thèse ont donné naissance à 3 opus tout simplement merveilleux.

Anne, tu m'as connu et soutenu pendant ma rédaction alors que nous étions deux étrangers. J'ai l'impression que cela a bien changé depuis. . . Grazie mille Bomba mia.

Mes derniers remerciements vont à mes parents. Maman, tu aurais peut être préféré une autre voie pour moi mais tu m'as laissé faire mon choix et je t'en remercie. Sans cela je n'aurais peut être jamais connu les niveaux de Landau. On peut parfois penser qu'on se construit par soi-même mais il existe toujours une part de paramètres non quantifiables qui contribuent à l'équilibre d'une personne. Pour tout cela, je vous remercie du fond du coeur.

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>3</b>
<b>1. Introduction au régime Hall quantique</b>	<b>11</b>
1.1 Gaz d'électrons bidimensionnel . . . . .	11
1.2 Transport en champ magnétique perpendiculaire . . . . .	13
1.2.1 Approche classique de l'effet Hall: le Modèle de Drude . . . . .	13
1.2.2 Approche quantique: les niveaux de Landau . . . . .	15
1.2.3 Influence du désordre inhérent aux systèmes réels . . . . .	18
1.2.4 Traduction expérimentale . . . . .	20
1.3 Au-delà du modèle à particule unique: rôle des interactions entre électrons	21
1.3.1 Effet Hall quantique fractionnaire . . . . .	21
1.3.2 Effet Hall quantique entier au-delà du modèle à particule unique . .	22
1.4 Levée de dégénérescence de spin . . . . .	24
Conclusion . . . . .	24
Bibliographie . . . . .	25
<b>2. Description et caractérisation des échantillons</b>	<b>29</b>
2.1 Description des échantillons . . . . .	29
2.1.1 Le semi-conducteur <i>GaAs</i> . . . . .	29
2.1.2 Hétérostructures semi-conductrices à base d'arsénure de gallium . .	30
2.1.3 Préparation technologique . . . . .	32
2.2 Dispositif expérimental de base . . . . .	33
2.3 Mesures préliminaires . . . . .	36
Conclusion . . . . .	37
Bibliographie . . . . .	38
<b>3. Caractérisation de la densité d'états électronique sous champ magnétique</b>	<b>43</b>
3.1 L'apport des oscillations Shubnikov de Haas . . . . .	43
3.1.1 Formalisme . . . . .	44

3.1.2	Mesures . . . . .	49
3.1.3	Interprétation: forme et largeur des niveaux de Landau . . . . .	54
3.1.4	Mesures en température . . . . .	59
3.2	Modélisation de la densité d'états . . . . .	61
3.2.1	Simulation de la résistance longitudinale . . . . .	61
3.2.2	Détermination de la largeur totale $\Gamma$ des niveaux de Landau . . . . .	62
3.2.3	Justification théorique? . . . . .	64
	Conclusion . . . . .	66
	Bibliographie . . . . .	67
<b>4.</b>	<b>Estimation des interactions d'échange électroniques</b>	<b>71</b>
4.1	Susceptibilité de spin . . . . .	71
4.1.1	Théorie . . . . .	71
4.1.2	Expérience . . . . .	76
4.2	Facteur $g$ amplifié . . . . .	92
4.2.1	Contribution des interactions électron-électron au gap de spin . . . . .	92
4.2.2	Détermination expérimentale du facteur $g$ amplifié . . . . .	94
4.2.3	Effet de l'effondrement de la polarisation . . . . .	102
4.3	Dépendance de l'échange en densité . . . . .	104
	Conclusion . . . . .	107
	Bibliographie . . . . .	108
<b>5.</b>	<b>Modèle pour la levée de dégénérescence de spin</b>	<b>113</b>
5.1	Effondrement du gap de spin . . . . .	113
5.2	Une transition de Stoner induite par le champ magnétique . . . . .	114
5.3	Champ magnétique critique pour la transition . . . . .	119
5.3.1	Prédiction . . . . .	119
5.3.2	Comparaison à l'expérience . . . . .	120
5.4	Densité d'états critique . . . . .	123
	Conclusion . . . . .	125
	Bibliographie . . . . .	126
<b>6.</b>	<b>Comportement au-delà du modèle à température et énergie Zeeman nulles</b>	<b>131</b>
6.1	Rôle de l'énergie Zeeman . . . . .	131
6.2	Effet de la température . . . . .	138
	Conclusion . . . . .	141
	Bibliographie . . . . .	143

<b>Conclusion générale</b>	<b>147</b>
<b>Annexe A: Tableau récapitulatif des caractéristiques des échantillons étudiés</b>	<b>151</b>
<b>Publications</b>	<b>153</b>





# Introduction générale



# Introduction générale

## Contexte et problématique

Ce travail de thèse s’inscrit dans le contexte général du régime Hall quantique, obtenu en appliquant un champ magnétique perpendiculairement à ensemble d’électron bidimensionnel à basse température. Dans une telle configuration le champ magnétique quantifie le mouvement orbital des électrons, discrétisant la densité d’états électronique en niveaux dits de Landau dont il contrôle la dégénérescence. Ces niveaux sont séparés par des bandes interdites (gap) à l’origine de l’existence d’états de résistance nulle associés à une quantification universelle de la résistance de Hall pour certaines valeurs du champ magnétique: c’est l’effet Hall quantique entier, qui constitue une des découvertes majeures de la physique de la matière condensée [Klitzing80]. Celle-ci a ouvert un nombre colossal d’axes de recherches sur les propriétés des systèmes bidimensionnels sous champ magnétique qui perdurent un quart de siècle plus tard.

Parmi ces axes, le rôle du spin électronique a retenu notre attention. A une époque où l’on pense pouvoir à plus ou moins long terme utiliser ce degré de liberté quantique de l’électron au même titre que sa charge, qui a été à la base d’une révolution technologique, il nous paraît important d’essayer d’en comprendre au préalable les propriétés fondamentales. Nous nous attelons modestement à cette lourde tâche dans ce travail de thèse en étudiant la levée de dégénérescence de spin dans l’effet Hall quantique.

L’effet du spin dans le régime Hall quantique n’est pas nouveau, puisqu’avant même la découverte de l’effet Hall quantique, des caractéristiques non-usuelles observées dans les propriétés de magnétotransport de systèmes électroniques bidimensionnels étaient déjà attribuées à ce dernier. Plus précisément, si l’on considère un système électronique bidimensionnel standard actuel à bas champ magnétique, la magnétoresistance témoigne d’une énergie quasi-identique pour des électrons de spin opposé, avec un effet Hall quantique seulement observé pour un nombre pair de niveaux de Landau occupés (on parle de “facteur de remplissage” pair). Celui-ci s’interprète de manière satisfaisante par la quantification du mouvement de l’électron par le champ magnétique, approche à particule unique ne prenant pas en compte les interactions entre électrons.

Lorsque le champ magnétique augmente, l'expérience suggère une levée progressive de la dégénérescence de spin avec l'apparition de gap supplémentaires dans la densité d'état, cette fois-ci pour des facteurs de remplissage impairs. L'explication instinctive de ce phénomène est que la dégénérescence de spin est levée sous champ magnétique par l'énergie Zeeman. En réalité, la mesure des gaps aux facteurs de remplissage impairs (voir par exemple [Nicholas88]) a révélé une amplitude bien plus importante que celle attendue dans le cadre d'un modèle à particule unique dans lequel seul l'effet Zeeman est à l'origine du gap de spin. Ceci est en fait venu confirmer l'existence d'une amplification du gap de spin par les interactions d'échange entre électrons initialement prédite par Ando *et al* ([Ando74]).

Parallèlement à cela, la découverte de l'effet Hall quantique fractionnaire, c'est à dire la quantification de la résistance de Hall pour des facteurs de remplissage non entiers [Tsui82], résultant de la présence d'un gap d'origine multi-corps dans la densité d'état électronique, a introduit un rôle fondamental des interactions entre électrons dans l'effet Hall quantique jusqu'ici interprété dans un modèle à particule unique. Cette découverte a stimulé la reconsidération de l'importance des interactions entre électrons dans l'effet Hall quantique entier. Au facteur de remplissage unité par exemple, il a été démontré que les électrons sont entièrement polarisés en spin sous l'effet des interactions d'échange. On parle alors d'état ferromagnétique de Hall quantique ([Jungwirth00] et références incluses).

Nous poursuivons dans cette thèse cette reconsidération du rôle des interactions entre électrons dans le cas des grands facteurs de remplissage. De manière plus générale, nous nous intéressons à la transition d'un domaine où les états de spin opposé sont dégénérés et convenablement déterminés par la physique à un électron, à un autre domaine où cette dégénérescence est levée et où les interactions entre électrons apparaissent essentielles pour décrire l'état de spin. Cette transition obtenue par la variation d'un seul et unique paramètre, le champ magnétique, est usuellement désignée par le terme de "levée de dégénérescence de spin" ("spin splitting").

Pour l'étudier, le semi-conducteur *GaAs* apparaît comme l'hôte idéal pour la réalisation du système électronique bidimensionnel nécessaire à l'obtention du régime Hall quantique. La pureté de ce matériaux garantie tout d'abord un désordre suffisamment faible qui permet d'avoir accès aux propriétés électroniques fondamentales. Ensuite, la valeur modérée de la constante diélectrique ( $\epsilon_r = 12.8$ ) laisse apparents les effets des interactions entre électrons. Enfin, la réduction de l'effet Zeeman par le couplage spin-orbite assure l'expression de ces dernières dans les propriétés de spin. Ces particularités font que la plupart des études fondamentales sur le comportement des électrons en dimension 2 ont été et sont encore effectuées en priorité sur *GaAs*. La récente découverte de nouveaux états de résistance nulle sur des systèmes électroniques basés dans *GaAs*, en présence d'une

irradiation micro-onde ([Zudov01, Mani02]), en est un exemple.

Les études séminales du devenir du gap de spin à champ magnétique décroissant sur *GaAs* ([Fogler95, Leadley98]) ont confirmé l'importance du rôle des interactions entre électrons dans le phénomène, l'énergie d'échange stabilisant d'avantage l'orientation de spin majoritaire. Parallèlement, le désordre des systèmes réels perturbe l'énergie de l'électron et tend lui à détruire cette hiérarchie. L'état de spin est ainsi déterminé par une compétition entre l'ordre de spin motivé par les interactions d'échange entre électrons, d'une part, et le désordre du système, d'autre part. Nous proposons donc à travers cette thèse d'étudier en détail les deux protagonistes de cette compétition, interactions d'échange et désordre, et de les mettre en relation pour étudier la levée de dégénérescence de spin observée à champ magnétique croissant.

## Plan du mémoire

Le présent mémoire se décompose en 6 chapitres. Le premier présente le cadre de cette étude qui porte sur le comportement d'un gaz d'électrons bidimensionnel à basse température et fort champ magnétique, connu sous le nom de régime Hall quantique. Nous y posons les bases du transport électronique dans ce régime dans une approche initiale à particule unique. Nous introduisons ensuite l'effet des interactions entre électrons, fondamental dans la problématique de la levée de dégénérescence de spin.

Le second chapitre décrit les échantillons étudiés, à savoir des gaz électroniques bidimensionnels (GAZ-2D) réalisés dans des hétérostructures semi-conductrices à base d'arsénure de gallium, et présente les techniques expérimentales utilisées.

Le troisième chapitre est dédié à la caractérisation de la densité d'états électronique sous champ magnétique. Nous y déterminons par des mesures d'oscillations Shubnikov de Haas à bas champ et très basses températures la forme et la largeur des niveaux de Landau, caractéristiques du désordre propre à chaque échantillon. Un modèle décrivant qualitativement et quantitativement la densité d'état est développé et reproduit de manière satisfaisante la magnétorésistance de ces GAZ-2D.

Dans le quatrième chapitre nous nous attachons à estimer l'effet des interactions entre électrons dans nos systèmes. Pour ce faire, nous proposons deux approches différentes: l'étude de la susceptibilité de spin du GAZ-2D d'une part, et l'étude du facteur  $g$  amplifié d'autre part. Les résultats obtenus par ces deux approches sont cohérents et montrent que c'est la densité électronique qui contrôle en premier lieu les interactions d'échange entre électrons. Celles-ci deviennent de plus en plus importantes lorsque la densité électronique diminue, en accord avec l'augmentation du rapport "Energie coulombienne / Energie cinétique" attendue vers les basses densités.

Nous établissons dans le cinquième chapitre un modèle pour la levée de dégénérescence de spin. Ce modèle, développé à température et énergie Zeeman nulles, se base sur la compétition entre le coût énergétique de retournement des spins dû à l'élargissement des niveaux de Landau par le désordre, et le gain d'énergie d'échange associé à l'état polarisé en spin. Le coût énergétique de retournement des spins est inversement proportionnel à la densité d'état au niveau de Fermi, contrôlée par le champ magnétique, si bien que ce modèle permet d'obtenir explicitement et sans paramètre d'ajustement le champ magnétique critique pour la levée de dégénérescence de spin, en fonction de la largeur des niveaux de Landau et de la densité électronique. A l'aide des informations obtenues aux chapitres 3 et 4, nous démontrons la capacité de ce modèle à décrire la levée de dégénérescence de spin expérimentalement observée. Cette dernière peut alors être interprétée comme une transition de Stoner induite par le champ magnétique, le seul rôle du champ étant de minimiser le coût énergétique de retournement des spins induit par le désordre en augmentant la densité d'état au niveau de Fermi.

Enfin, nous élargissons dans le sixième chapitre notre étude aux cas d'une énergie Zeeman et d'une température non-nulle en présentant des mesures de transport à basses températures et en champs magnétiques inclinés. Dans ce dernier cas, la présence d'un champ magnétique dans le plan du GAZ-2D permet de modifier l'énergie Zeeman. L'extension du modèle sans paramètre d'ajustement développé au chapitre 5 permet de décrire correctement les modifications observées sur la levée de dégénérescence de spin, confirmant la validité de notre approche.

# Bibliographie

- [Ando74] T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1044, (1974).
- [Fogler95] M. M. Fogler, B. I. Schklovskii, *Phys. Rev. B* **52**, 17366, (1995).
- [Jungwirth00] T. Jungwirth, A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **63**, 035305, (2000).
- [Klitzing80] K. V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494, (1980).
- [Leadley98] D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **58**, 13036, (1998).
- [Mani02] R. G. Mani *Nature(London)* **420**, 646, (2002).
- [Nicholas88] R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. V. Klitzing and G. Weimann , *Phys. Rev. B* **37**, 1294, (1988).
- [Tsui82] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559, (1982).
- [Zudov01] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **64**, 201311, (2001).





# Chapitre 1

## Introduction au régime Hall quantique



# Introduction au régime Hall quantique

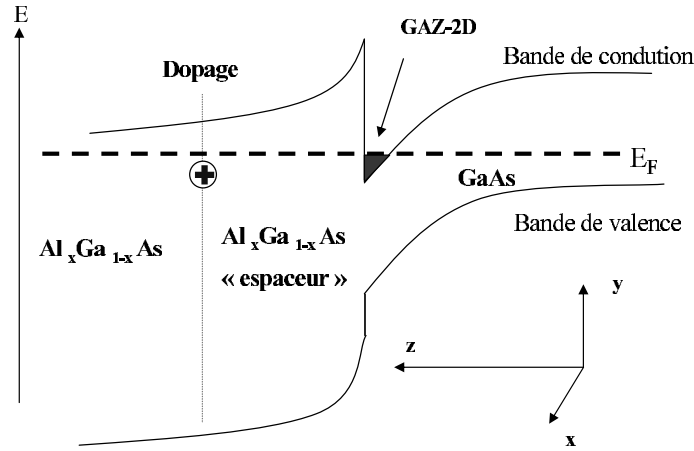
Un ensemble d'électrons bidimensionnel soumis à un champ magnétique normal au plan qui les contient exhibe à basse température des propriétés physiques spectaculaires, qui ont fait l'objet d'une étude intensive tant sur le plan expérimental que théorique ces 30 dernières années. C'est ce régime, dit régime Hall quantique, que nous nous attachons à décrire dans ce chapitre. Notre présentation se veut ici non-exhaustive, mais ciblée sur les caractères en lien à la problématique de cette thèse.

Nous discutons le transport électronique en champ magnétique perpendiculaire, son formalisme général dans une approche à particule unique, et ses principaux aspects expérimentaux. L'effet des interactions entre électrons est ensuite abordé, se révélant fondamental dans la problématique de la levée de dégénérescence de spin que nous introduisons.

## 1.1 Gaz d'électrons bidimensionnel

On parle de gaz électronique bidimensionnel (GAZ-2D) pour désigner un ensemble d'électrons confinés selon une direction de l'espace, mais dont la liberté est préservée dans un plan perpendiculaire à l'axe de confinement. La réalisation physique d'un tel concept repose aujourd'hui principalement sur des structures semi-conductrices, dans la lignée des premières structures MOSFET à base de silicium, dans lesquels les électrons sont piégés à l'interface silicium/isolant par un puits de potentiel au niveau de la bande de conduction. Si la recherche sur les MOSFET reste aujourd'hui toujours très active, ceux-ci ont rapidement été concurrencés par les hétérostructures semi-conductrices  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  principalement en raison de la pureté de l'arsénure de gallium, permettant d'obtenir des mobilités électroniques plus élevées. Une représentation schématique de la formation d'un gaz électronique bidimensionnel dans un tel système est présenté en figure 1.1.

Les particularités des structures que nous avons étudiées dans ce travail de thèse sont détaillées au chapitre 2. Notons simplement ici qu'il se forme un "puits quantique" à



**Fig. 1.1** – Représentation schématique de la structure de bande d'une jonction entre deux semi-conducteurs de gap différents (ici  $Al_xGa_{1-x}As$  et  $GaAs$ ) permettant un confinement électronique selon l'axe  $z$ . Le dopage est ici réalisé dans un plan parallèle au GAZ-2D. L'espaceur désigne la zone séparant le plan de dopage du GAZ-2D.

l'interface des deux structures semi-conductrices, dans lequel les électrons introduits par dopage se répartissent.

Dans une telle structure, l'énergie cinétique de l'électron selon l'axe de confinement  $z$  est quantifiée. Elle est d'autant plus grande que le puit est étroit, ceci pouvant s'interpréter comme une illustration du principe d'incertitude d'Heisenberg. De manière générale, l'écart d'énergie entre deux niveaux voisins (par exemple le niveau fondamental et le premier niveau d'énergie excité) est inversement proportionnel à la largeur du puit et la masse de la particule piégée. Les électrons restent par ailleurs toujours libres dans le plan  $(xy)$ , et possèdent donc dans ce plan les caractéristiques d'un gaz bidimensionnel de fermions libres, dont la densité d'état est indépendante de l'énergie.

A basse température<sup>1</sup> la répartition des électrons dans le puits se fait donc en peuplant tout d'abord le niveau fondamental du puit (où l'énergie de confinement selon l'axe  $z$  est minimale), selon les états disponibles dans le plan  $(xy)$ , puis le premier niveau excité, et ainsi de suite.

Si la densité d'électrons mise en jeu est suffisamment faible le peuplement électronique se limite au niveau d'énergie fondamental du puit (nous verrons au chapitre 2 que c'est le cas dans nos structures). L'énergie selon l'axe  $z$  étant alors identique pour tous les électrons, on parle de gaz électronique bidimensionnel au sens strict. En réaliste il existe toujours une différence entre les systèmes réels et un système idéal purement bidimensionnel, celle-ci provenant de l'extension spatiale finie de la fonction d'onde électronique le long de la

1. Typiquement l'énergie thermique doit être inférieure à la séparation énergétique des sous-bandes du puits.

direction  $z$ . Cette extension, que l'on désigne souvent à travers le terme "d'épaisseur" du GAZ-2D, dépend, entre autre, de la largeur du potentiel de confinement, de la densité électronique, de la masse effective...

Nous aurons l'occasion de voir que l'épaisseur du GAZ-2D peut jouer un rôle important dans la détermination de ses propriétés physiques. Dans le formalisme général qui suit, nous nous limitons cependant aux propriétés électroniques à deux dimensions.

## 1.2 Transport en champ magnétique perpendiculaire

Nous nous intéressons dans cette section au transport électronique bidimensionnel en présence d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan du GAZ-2D. Nous débutons par l'approche classique de Drude, valable pour de faibles champs magnétiques, puis nous introduisons le traitement de Landau qui posent les bases du régime Hall quantique pour les électrons libres, à température nulle. L'influence du désordre inhérent au système réel est ensuite décrite, et les traductions expérimentales les plus frappantes du régime Hall quantique sont enfin présentées.

### 1.2.1 Approche classique de l'effet Hall : le Modèle de Drude

Le modèle de Drude établit au début du siècle dernier [Drude00], constitue, aussi simplifié puisse-t-il paraître, un très bon outil de compréhension de base du transport électronique. Il permet notamment, comme nous le rappelons ci-dessous, de définir la mobilité électronique du GAZ-2D en champ magnétique nul, mais aussi de décrire convenablement l'effet Hall classique.

Dans ce modèle, on considère un électron sans interaction avec ses semblables, soumis à un champ électrique, se déplaçant au sein d'un réseau cristallin. Pour tenir compte du fait que les électrons ne sont pas accélérés indéfiniment par ce champ, Drude introduit une force de frottement de type visqueux, définie par  $\vec{F} = -\frac{m^* \vec{v}}{\tau}$ , où  $\vec{v}$  est la vitesse de l'électron et  $\tau$  un temps de relaxation qui s'interprète comme le temps moyen entre deux diffusions de l'électron. Ce temps doit prendre en compte l'ensemble des mécanismes de diffusion qui "perturbent" l'action du champ électrique : diffusion sur les impuretés du réseau, interaction avec les phonons...  $m^*$  est la masse effective de l'électron, qui prend en compte les interactions avec le potentiel périodique du réseau. La relation fondamentale de la dynamique s'écrit alors :

$$m^* \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e \vec{E} - m^* \frac{\vec{v}}{\tau} \tag{1.1}$$

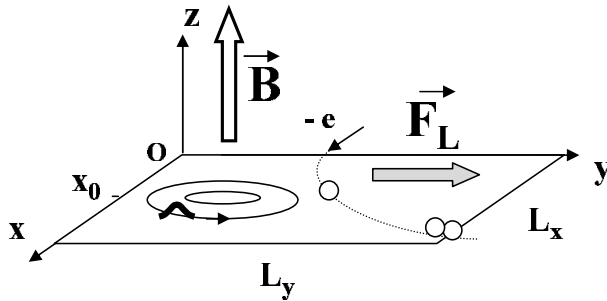
En régime stationnaire, la vitesse s'écrit  $\vec{v} = -\frac{e\tau\vec{E}}{m^*}$ , et l'on obtient par la loi d'Ohm microscopique l'expression bien connue de la conductivité de Drude :

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (1.2)$$

Une grandeur qui nous sera utile est la mobilité électronique  $\mu$ , définie par  $\vec{v} = -\mu\vec{E}$ . Elle caractérise la facilité de déplacement des porteurs sous champ électrique.

### Effet Hall, Modèle de Drude-Boltzmann

Considérons maintenant la présence du champ magnétique, qui se traduit par l'application à l'électron de la force de Lorentz  $\vec{F}_L = -e\vec{v} \times \vec{B}$ . Un électron se déplaçant sur deux dimensions dans un plan  $(Oxy)$  (Cf. figure 1.2), soumis à une telle force, décrit une orbite de rayon  $R_{cycl} = \frac{m^*v}{eB}$ , et de pulsation  $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ , dits rayon et fréquence cyclotrons.



**Fig. 1.2** – Repère orthonormé  $(O, x, y, z)$ . Déviation classique des électrons par la Force de Lorentz  $\vec{F}$  à l'origine de l'Effet Hall (pointillé). Orbites cyclotrons quantiques centrés sur la position  $x_0$ .

Le champ magnétique dévie donc les électrons de la trajectoire imposée par le champ électrique, ce qui provoque, dans le cas d'un courant  $I$  traversant longitudinalement un conducteur, l'apparition d'une différence de potentiel transverse : c'est l'effet Hall classique (Cf. Fig.1.2). La présence de ce champ magnétique introduit une anisotropie dans la conductivité qui modifie son expression tensorielle. La résolution de l'équation fondamentale de la dynamique prenant en compte la force de Lorentz, en régime stationnaire, permet de déterminer ce tenseur :

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c\tau)^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c\tau \\ \omega_c\tau & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

En inversant ce tenseur, on peut obtenir la résistivité selon  $y$  (dite résistivité de Hall),  $\rho_{xy}$ , ainsi que la résistivité longitudinale selon  $x$ ,  $\rho_{xx}$  :

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{B}{n_s e} \quad (1.4)$$

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{1}{\sigma_0} \quad (1.5)$$

Notons que dans ce résultat classique, la résistivité de Hall est linéaire en  $B$ . La résistivité longitudinale est elle indépendante du champ magnétique appliqué. Ceci résulte de la compensation exacte de la force de Lorentz par la force électrostatique due au potentiel de Hall. Lorsque le champ magnétique augmente, la densité d'états ne peut plus être considérée comme ici continue en énergie, car une quantification des niveaux énergétiques apparaît.

## 1.2.2 Approche quantique: les niveaux de Landau

### Formalisme de Landau

Landau a décrit dans le cadre de la mécanique quantique le comportement d'un ensemble d'électrons indépendants, soumis à un champ magnétique. Considérons un électron dans le repère orthonormé  $(O,x,y,z)$  de la figure 1.2 où un champ magnétique constant  $B$  est appliqué selon l'axe  $z$ . Nous utilisons la jauge de Landau qui consiste à écrire le potentiel vecteur  $\vec{A}$  sous la forme  $\vec{A} = (0, Bx, 0)$ . L'Hamiltonien du problème s'écrit :

$$\hat{H} = \frac{(\vec{p} - e\vec{A})^2}{2m^*} + V(x,y,z) \quad (1.6)$$

où  $\vec{p}$  est la quantité de mouvement de l'électron et  $V(x,y,z)$  regroupe les éventuels potentiels extérieurs agissant sur l'électron. D'où, en jauge de Landau, sans considérer pour l'instant de potentiel extérieur:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2}{2m^*} + \omega_c \hat{p}_y \hat{X} + \frac{1}{2} m^* \omega_c \hat{X}^2 \quad (1.7)$$

où  $\hat{X}$  est l'opérateur position selon  $x$  de l'électron. Cette expression commute avec les composantes  $\hat{p}_y$  et  $\hat{p}_z$  en  $y$  et  $z$  de l'opérateur quantité de mouvement  $\hat{P}$ . Nous sommes donc amenés à chercher la solution de l'équation de Schrödinger en régime stationnaire sous la forme :

$$\Phi(x,y,z) = AC(x)e^{ik_y y} e^{ik_z z} \quad (1.8)$$

où  $A$  est une constante de normalisation et  $C(x)$  une fonction de  $x$  à déterminer.

Comme la force exercée par le champ  $B$  se trouve nécessairement dans un plan perpendiculaire à l'axe  $z$ , le mouvement de l'électron selon cet axe est libre vis-à-vis du champ magnétique. L'énergie associée selon  $z$  est donc celle d'une particule libre. Notons que dans le cas particulier qui nous intéresse, celui des hétérostructures  $Al_xGa_{1-x}As$  et  $GaAs$ , l'électron n'est pas libre selon l'axe  $z$  puisque confiné par un puits de potentiel  $V(z)$ . Nous nous limitons ici à résoudre le problème dans le plan  $(xy)$ . En injectant la



fonction d'essai dans l'équation de Schrödinger écrite avec l'Hamiltonien de l'équation 1.7, et en posant  $x_0 = -\frac{\hbar k_y}{m^* \omega_c}$ , Landau ramène habilement le problème à l'équation suivante:

$$\left( \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c (\hat{X} - x_0)^2 \right) C(x) = EC(x) \quad (1.9)$$

qui n'est autre que l'équation de Schrödinger d'un oscillateur harmonique à une dimension (l'axe  $x$ ), centré sur la position  $x_0$ , dont la masse est celle du système et la pulsation la pulsation cyclotron des électrons. Les valeurs propres de l'énergie sont bien connues et données par :

$$E_N = \hbar \omega_c \left( N + \frac{1}{2} \right) \quad (1.10)$$

où  $N = 0, 1, 2, \dots$  et la fonction d'onde associée s'écrit :

$$\Phi(x, y, z) = A H_n \left( \frac{x - x_0}{l_B} \right) e^{-\frac{1}{2(l_B)^2} (x - x_0)^2} e^{ik_y y} e^{ik_z z} \quad (1.11)$$

où  $H_n$  est le polynôme d'Hermite d'ordre  $n$  et  $l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$  la longueur dite magnétique. Tout se passe donc comme si les électrons voyaient un potentiel parabolique dépendant directement du champ magnétique. La densité d'états se résume à une somme discrète infinie de fonctions de Dirac qui représente chacune un niveau énergétique dit "niveau de Landau", séparées par un écart énergétique  $\hbar \omega_c$  dit "gap cyclotron":

$$D(E) = \sum_{N=0}^{\infty} \delta(E - E_N) \quad (1.12)$$

La position d'équilibre  $x_0$  devant être spatialement compatible avec les dimensions du système ( $L_x, L_y$ ), elle doit satisfaire  $x_0 < L_x$ . Comme  $k_y$  est quantifié par les conditions aux limites périodiques ( $|k_y| = \frac{2\pi n_y}{L_y}$  avec  $n_y$  entier positif), on obtient:

$$n_y \leq \frac{eBL_x L_y}{h} = \frac{\phi}{\phi_0} \quad (1.13)$$

où  $\phi$  désigne le flux magnétique traversant l'échantillon, et  $\phi_0 = \frac{h}{e}$  le quantum de flux.

Le nombre maximum d'électrons que peut accueillir un niveau de Landau, c'est-à-dire sa dégénérescence  $D_g$ , est donc, si l'électron est caractérisé par les nombres quantiques  $N$  et  $n_y$  ainsi que son spin  $S = 1/2$ :

$$D_g = 2 \frac{\phi}{\phi_0} \quad (1.14)$$

et si l'on raisonne en nombre d'électron par unité de surface:

$$D_g = 2 \frac{eB}{h} \quad (1.15)$$

A un champ magnétique  $B$  donné, la densité d'état est parfaitement définie, et si l'on fait l'hypothèse d'une température nulle, les électrons du plan  $(xy)$  vont peupler un certain nombre de niveaux de Landau par énergie croissante jusqu'au niveau de Fermi  $E_F$ . Lorsque le champ magnétique augmente, l'énergie des niveaux de Landau augmente (équation 1.10), et donc le niveau de Fermi augmente "au sein" d'un niveau. Mais parallèlement la dégénérescence des niveaux de Landau augmente elle aussi, c'est-à-dire que la capacité "d'accueil" électronique des niveaux d'énergie inférieure croît : on assiste donc à un dépeuplement des niveaux supérieurs au profit des niveaux de plus basse énergie, c'est-à-dire au-delà de certaines valeurs du champ à une chute du niveau de Fermi. Le comportement résultant du niveau de Fermi est une évolution en "dents de scie" en fonction du champ magnétique. On retiendra ici que l'augmentation du champ magnétique induit une diminution du nombre de niveaux de Landau occupés.

## Effets de spin à une particule

### *Effet Zeeman*

Le spin  $S$ , degré de liberté interne de l'électron jusqu'ici non abordé, interagit avec le champ magnétique  $B$  : c'est l'effet Zeeman. Ainsi deux électrons d'un même niveau de Landau, caractérisé par les nombres quantiques  $N$  et  $n_y$ , et de spin opposés  $s_z = -1/2$  et  $s_z = +1/2$  acquièrent sous champ les énergies :

$$E_{Z\downarrow} = -\frac{1}{2}g^*\mu_B B \quad E_{Z\uparrow} = \frac{1}{2}g^*\mu_B B \quad (1.16)$$

où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $g^*$  désigne le facteur de Landé effectif, relatif au milieu dans lequel évoluent les électrons. Dans le vide  $g^* = g_0 = 2$ , mais dans la bande de conduction d'un semi-conducteur ce facteur doit prendre en compte un autre effet qui est le couplage spin-orbite.

### *Couplage spin-orbite*

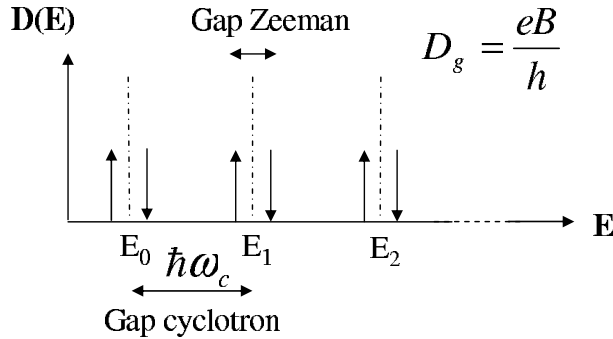
Considérons la situation très générale dans laquelle un électron se déplace dans un milieu comportant des charges électrostatiques. En se plaçant dans le référentiel de l'électron, celui-ci est fixe et ce sont les charges qui sont en mouvement. On peut traduire ce mouvement de charge par un champ magnétique effectif, qui interagit alors avec le moment magnétique de spin de l'électron. Cette interaction couple le moment cinétique orbital de l'électron à son spin : c'est le couplage spin-orbite.

Dans un semi-conducteur, cet effet lève la dégénérescence des états dits "p" de la bande de valence en fonction de la valeur de leur moment cinétique total, les séparant de l'énergie  $\Delta$  dite de couplage spin-orbite. Les propriétés physiques dans la bande de conduction, notamment la masse effective et le facteur  $g$ , s'en trouvent affectées. Au

niveau de ce dernier, ceci est pris en compte en définissant le facteur  $g^*$  dit facteur  $g$  effectif. En bord de bande ( $\vec{k} = 0$ ), on a :

$$g^* = g_0 \left[ 1 - \frac{\Delta}{(3E_g + 2\Delta)} \left( \frac{m_e}{m^*} - 1 \right) \right] \quad (1.17)$$

connue sous le nom de relation de Roth [Roth59]. Selon la valeur du gap  $E_g$  et l'intensité du couplage spin-orbite  $\Delta$  du semi-conducteur hôte, le facteur  $g$  est donc effectivement réduit par rapport à sa valeur dans le vide  $g_0$ , pouvant même changer de signe et devenir largement négatif pour les grandes valeurs de  $\Delta$ . Le cas particulier de *GaAs* est discuté au chapitre 2. Dans le cas où  $g^* \neq 0$ , on assiste à une levée de dégénérescence de spin, qui se traduit par l'apparition de *deux sous-niveaux de spin au sein de chaque niveau de Landau*. L'écart d'énergie entre ces deux niveaux, nommé gap Zeeman, s'écrit d'après l'équation 1.16 " $g^* \mu_B B$ " et croît donc avec le champ magnétique (Cf. Figure 1.3).



**Fig. 1.3** – Représentation schématique de la densité d'état électronique sous champ magnétique, dégénérescence de spin levée.

Dans les semi-conducteurs communs (*Si*, *GaAs*) le gap Zeeman est en général bien plus faible que le gap cyclotron, si bien que l'image énergétique de niveaux de Landau subdivisés en sous-niveaux de spin reste adéquate. L'état d'un électron dans notre système modèle est donc entièrement déterminé par les 3 nombres quantiques  $N$ ,  $n_y$  et  $s_z$ , et le nombre d'électrons d'un sous niveau de Landau (résolu en spin) est  $\frac{eB}{h}$ . On définit alors le **facteur de remplissage**  $\nu$  du système comme le nombre de niveau de Landau (résolus en spin) occupés. Pour un GAZ-2D de densité  $n_s$ , on a :

$$\nu = \frac{n_s}{\left(\frac{eB}{h}\right)} \quad (1.18)$$

A densité  $n_s$  constante,  $\nu \propto \frac{1}{B}$  constitue une autre représentation du champ magnétique.

### 1.2.3 Influence du désordre inhérent aux systèmes réels

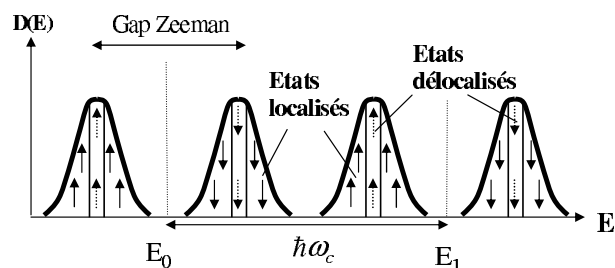
#### Elargissement des niveaux de Landau

La théorie des niveaux de Landau précédemment évoquée est un résultat de la physique à un électron, sans autres interactions que celle avec le champ magnétique (et électrique

pour l'étude du transport). Il existe en réalité, comme on l'a notamment vu à travers le temps de relaxation du modèle de Drude, d'autres sources d'interactions pour l'électron : l'interaction avec les phonons, la diffusion sur les impuretés introduites pour le dopage, et sur les défauts de l'hétérostructure, pour ne citer que les principales. L'électron interagit également avec ses semblables, ce qui fait l'objet du paragraphe 1.3.

A très basse température, la population de phonons est faible, si bien que l'on peut s'affranchir des interactions avec ceux-ci. La structure "réelle" du GAZ-2D (présence de donneurs ionisés, défauts structuraux, interfaces rugueuses entre barrières et puits) présente en revanche des sources d'interactions dont on ne peut s'affranchir. Celles-ci, en générale regroupées sous le dénominateur de "désordre", se traduisent directement dans l'Hamiltonien par des fluctuations de potentiel (Cf. équation 1.6).

Ce désordre limite la durée de vie des états électroniques définis par l'équation 1.10, et est donc à l'origine d'un élargissement des niveaux de Landau, qui ne se réduisent alors plus à une fonction de Dirac (Cf. figure 1.4).



**Fig. 1.4** – Représentation schématique de la densité d'état électronique sous champ magnétique en présence de désordre.

Quantiquement ceci peut s'interpréter comme une conséquence du principe d'incertitude d'Heisenberg. De manière quasi-classique, on peut imaginer un électron sur une orbite cyclotron dont le parcours est rallongé (ou raccourci) par une diffusion. Son énergie, fonction de la distance parcourue, s'en trouve alors modifiée.

La forme de cet élargissement, et donc de la densité d'état électronique, peut être diverse puisque caractéristique du désordre propre au système réel considéré. Le chapitre 3 de ce mémoire s'attache à l'étudier en détail dans nos échantillons.

## Localisation

Parallèlement à cet élargissement, Aoki *et al* [Aoki77] ont été parmi les premiers à suggérer une possible localisation d'Anderson [Anderson58] des électrons dans les systèmes bidimensionnels sous champ magnétique en présence de désordre. L'électron est alors localisé spatialement sur une certaine distance  $\xi$  dite longueur de localisation.

Une approche de type théorie d'échelle (voir par exemple pour une revue [Huckestein95]) montre que la longueur de localisation diverge au centre du niveau de Landau (pour une énergie  $E = E_N$ ). Ainsi il existe une plage d'énergie au centre du niveau de Landau

pour laquelle la longueur de localisation dépasse la longueur physique de l'échantillon: les électrons peuplant ces niveaux sont alors délocalisés.

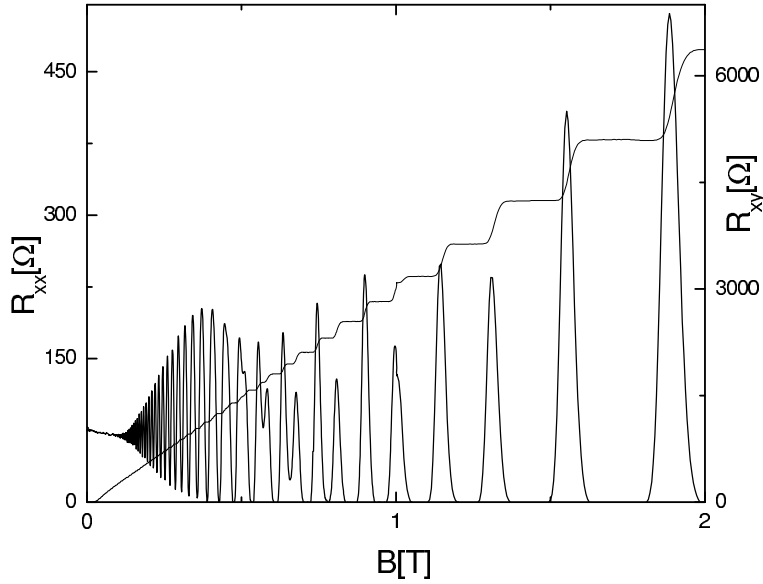
Ceci est reporté schématiquement sur la figure 1.4. Dans chaque niveau de Landau élargi, le centre correspond à des états dits "délocalisés", dont les électrons participent à la conduction, et les extrémités à des états dits "localisés", dans lesquels les électrons ne participent pas au transport. La dégénérescence d'un niveau de Landau doit bien sûr être conservée et vaut toujours  $eB/h$ . L'existence d'états localisés et délocalisés fait aujourd'hui l'unanimité, principalement parce qu'elle est essentielle pour expliquer les caractéristiques expérimentales de l'effet Hall quantique que nous allons maintenant décrire.

### 1.2.4 Traduction expérimentale

La quantification des niveaux d'énergie dans la densité d'état du GAZ-2D a des conséquences importantes sur les propriétés physiques qui en dépendent. La résistance longitudinale du GAZ-2D par exemple, est fonction de la conductivité (Cf. équation 1.5) qui dépend notamment du nombre de porteurs. Celui-ci est contrôlé par le nombre d'états libres au voisinage du niveau de Fermi. D'après la section 1.2.2, lorsque le champ magnétique varie le niveau de Fermi balaye la densité d'état, et traverse donc des zones d'énergie plus ou moins riches en état à l'origine d'un comportement oscillant pour la résistance longitudinale: c'est l'effet Shubnikov de Haas (SdH) découvert par les physiciens du même nom à l'origine sur des systèmes métalliques ([Shubnikov30]). Cet effet est présenté en figure 1.5.

Lorsque le champ magnétique est suffisant, le gap cyclotron devient assez grand pour qu'il apparaissent des zones d'énergies dans lesquels il n'y a plus d'état délocalisés. Le niveau de Fermi balaye alors une région constituée d'états localisés ce qui provoque l'annulation simultanée de la conductivité et de la résistance longitudinale. On observe ainsi autour des facteurs de remplissage entiers des zones de champ magnétique dans laquelle la résistance longitudinale est nulle. Lorsque le niveau de Fermi se trouve dans ce gap dit de mobilité, l'échantillon est isolant, et tout transfert de charge d'un bord à l'autre est impossible: la tension de Hall reste constante. La valeur que prend la résistance de Hall  $R_{xy}$  dans de tels états est quantifiée et donnée par  $h/ne^2$ , où  $n$  est un entier supérieur ou égal à 1: c'est l'effet Hall quantique entier mis en évidence par von Klitzing sur des Si-MOSFET [Klitzing80]. Le même effet est observé dans *GaAs*, comme on peut le voir en figure 1.5. Cette quantification est universelle, elle ne dépend pas des caractéristiques de l'échantillon, mais uniquement du facteur de remplissage sur lequel est centré l'état de résistance nulle. Un support théorique à une telle quantification a été proposé par Laughlin [Laughlin81] à l'aide de l'invariance de jauge.

Notons enfin que la largeur des plateaux dans la résistance de Hall et des états de



**Fig. 1.5** – Magnetotransport dans une hétérojonction  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  à  $T = 50mK$ . Effet SdH: résistance longitudinale  $R_{xx}$  en fonction du champ magnétique (échelle de gauche). Effet Hall quantique: résistivité transverse (ou de Hall)  $R_{xy}$  (échelle de droite).

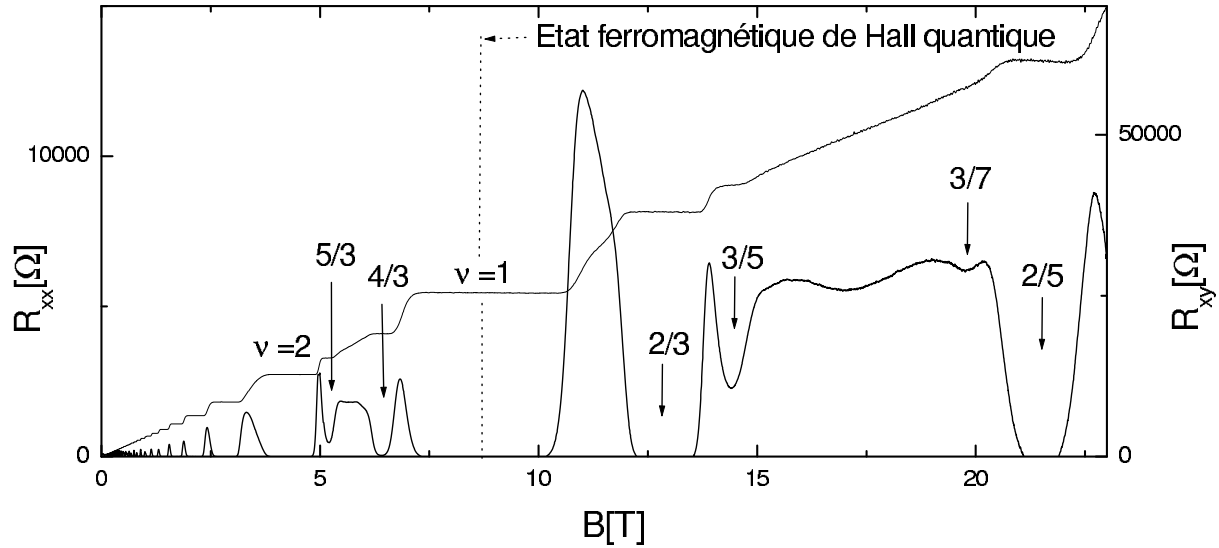
résistance nulle associés est contrôlée par le nombre d'état localisés (sans états localisés ces plateaux auraient une largeur nulle). Paradoxalement le désordre des systèmes bidimensionnels est donc primordial pour l'observation de l'effet Hall quantique.

## 1.3 Au-delà du modèle à particule unique: rôle des interactions entre électrons

### 1.3.1 Effet Hall quantique fractionnaire

A la suite de la découverte de l'effet Hall quantique entier, Tsui *et al* observent en explorant le domaine des forts champs magnétiques une quantification de la résistance de Hall  $R_{xy}$  d'un GAZ-2D pour des facteurs de remplissage non-entiers du système [Tsui82]: c'est l'effet Hall quantique fractionnaire. Nous donnons un exemple d'une telle observation sur nos échantillons en figure 1.6.

Le phénomène apparaît similaire à la découverte de von Klitzing *et al*, avec des minima ou états de résistance longitudinale nulle associés à la quantification dans  $R_{xy}$ , à ceci près qu'il n'est pas prévisible par la physique à un électron discutée jusqu'ici. Dans ce cas le gap de mobilité dans la densité d'état, à l'origine de ce phénomène, n'est pas dû à la quantification du mouvement orbital par le champ magnétique mais aux interactions



**Fig. 1.6** – Manifestation des interactions entre électrons à fort champ magnétique: effet Hall quantique fractionnaire et état ferromagnétique de Hall quantique. Résistivité longitudinale  $R_{xx}$  (échelle de gauche) et transverse  $R_{xy}$  (échelle de droite) en fonction du champ magnétique pour l'échantillon *NU1783a* à  $T = 50mK$ . Les valeurs fractionnaires de quantification sont repérées par les flèches verticales.

entre électrons. Laughlin a en effet montré (voir [Laughlin99] pour une revue) que la prise en compte de celles-ci dans le calcul de l'état fondamental du GAZ-2D à fort champ magnétique pouvait expliquer l'apparition de gap dans la densité d'état pour des facteurs de remplissage fractionnaires.

Historiquement c'est la première manifestation d'un rôle fondamental joué par les interactions entre électrons dans l'effet Hall quantique, jusqu'ici correctement interprété dans un modèle à particule unique. Celle-ci a permis de reconsidérer de manière générale l'effet des interactions entre électrons, notamment sur l'effet Hall quantique entier.

### 1.3.2 Effet Hall quantique entier au-delà du modèle à particule unique

#### Facteur de remplissage unité

A fort champ magnétique, la dégénérescence des niveaux de Landau est élevée et le facteur de remplissage du système peut être réduit à  $\nu = 1$ . Dans ce cas, les interactions d'échange qui stabilisent une orientation commune des spins lèvent la dégénérescence de spin des niveaux de Landau d'indice  $N = 0$ , et le système devient complètement polarisé en spin. On parle d'état ferromagnétique de Hall quantique ([Jungwirth00] et références

incluses). Il est intéressant de noter que le système reste polarisé en spin même dans le cas d'une énergie Zeeman nulle, ce qui souligne la nature multi-corps du gap de spin à  $\nu = 1$ .

Dans le cas d'une énergie Zeeman faible, l'excitation chargée de plus basse énergie de cet état ferromagnétique est une texture de spin dénommée "skyrmion" [Maude96], résultant de la compétition entre l'alignement des spin avec un spin retourné, motivé par les interactions d'échange, et l'effet Zeeman qui veut conserver l'alignement des spin avec le champ magnétique.

Nous nous intéressons dans cette thèse à une levée de dégénérescence de spin similaire à celle observée ici mais pour des facteurs de remplissage beaucoup plus élevés. Nous verrons que le rôle des interactions d'échange entre électrons, ici à l'origine de l'état polarisé en spin à  $\nu = 1$ , y est également essentiel.

## Grands facteurs de remplissage impairs

Comme on l'a vu précédemment, on peut dans un modèle à particule unique comprendre l'effet Shubnikov de Haas et l'effet Hall quantique entier. Cette description se limite en fait expérimentalement aux domaines des faibles champ magnétiques, pour lesquels les niveaux de spin sont quasi-dégénérés, et en conséquence seuls des minima aux facteurs de remplissage pairs sont observés dans les oscillations SdH. A plus haut champ magnétique des minima apparaissent dans la résistance pour des facteurs de remplissage entier impairs (Cf. figure 1.5). On parle d'oscillations *SdH résolues en spin*, puis lorsque ces minima s'annulent, d'*effet Hall quantique entier impair*. Dans ce cas, si qualitativement la description en terme de niveau de Landau associée à la présence d'un effet Zeeman semble permettre de comprendre le phénomène, *une description quantitative nécessite la prise en compte des effets multi-corps*. Nous verrons en effet au chapitre 4 qu'il est impossible de reproduire dans un modèle à une particule le gap de spin à l'origine de ce phénomène.

Cette constatation de l'échec d'un tel modèle dans la description du gap de spin n'est pas nouvelle. En effet, dès 1970 Ando et Uemura ont montré théoriquement que les interactions d'échange entre électrons modifiaient de manière significative le gap de spin [Ando74] car celles-ci, stabilisant deux électrons de même spin, stabilisent d'avantage l'orientation de spin majoritaire. Ainsi plus le système est polarisé en spin, plus il est stabilisé par l'échange et plus le gap de spin est important. Expérimentalement, les mesures de ce gap, par exemple par des études en température [Nicholas88, Leadley98], ont relevé un ordre de grandeur largement supérieur au seul gap Zeeman. ***Le gap de spin du GAZ-2D est donc composé du gap Zeeman et d'une contribution des interactions entre électrons, souvent nommée gap d'échange.***



## 1.4 Levée de dégénérescence de spin

D'après ce qui précède la levée de dégénérescence de spin observée dans les oscillations SdH au dessus d'un certain champ magnétique, qui constitue la problématique de notre thèse, fait intervenir les interactions entre électrons. Plus précisément les interactions d'échange entre électrons amplifient le gap de spin suivant la polarisation de spin du système.

Parallèlement, comme nous l'avons vu le désordre des systèmes réels modifie l'énergie de l'électron. Ceci peut dans certaines conditions modifier la polarisation de spin établie et donc le gap d'échange, et à fortiori le gap de spin. C'est l'idée de base de la théorie de Fogler et Shklovskii [FS95], sur laquelle nous reviendrons à plusieurs reprises au long du mémoire. Celle-ci prédit que la disparition des minima aux facteurs de remplissage impairs observée lorsqu'on diminue le champ magnétique peut s'expliquer par une destruction du gap d'échange par le désordre du système. Cette prédiction est soutenue par le travail expérimental de référence de Leadley *et al* [Leadley98] sur l'effondrement du gap de spin à champ magnétique décroissant, sur lequel nous reviendrons également largement.

Cette compétition entre l'ordre de spin motivé par les interactions d'échange entre électrons d'une part, et le désordre du système d'autre part, apparaît donc fondamentale dans l'étude de la levée de dégénérescence de spin. C'est pourquoi nous proposons dans cette thèse d'étudier en détail les deux protagonistes de cette compétition, désordre et interactions d'échange, aux chapitres 3 et 4. Nous les mettons ensuite en relation pour étudier la levée de dégénérescence de spin à champ magnétique croissant au chapitre 5. Nous montrons alors que celle-ci, ne nécessitant pas la présence de l'énergie Zeeman, mais seulement celle des interactions d'échange, peut être interprétée comme une transition de Stoner ([Stoner38]) induite par le champ magnétique.

## Conclusion

Nous avons dans ce chapitre introduit les bases du transport électronique bidimensionnel en régime Hall quantique, c'est à dire sous champ magnétique et à basse température. Si une approche à particule unique décrit correctement l'effet Hall quantique entier aux facteurs de remplissage pairs du système, la physique associée à l'effet Hall quantique entier observé aux facteurs de remplissage impairs est en revanche de nature multi-corps. L'étude de la levée de dégénérescence de spin que nous allons maintenant développer s'appuie ainsi sur une comparaison entre le désordre du système et les effets multi-corps électroniques.

# Bibliographie

- [Aoki77] H. Aoki, H. Kaminura, *Solid State Com.* **21**, 45-47, (1977).
- [Anderson58] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492, (1958).
- [Ando74] T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1044, (1974).
- [Drude00] *Annalen der Physik* **3**, 369, (1900).
- [FS95] M. M. Fogler, B. I. Schklovskii, *Phys. Rev. B.* **52**, 17366, (1995).
- [Huckestein95] B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 357-396, (1995).
- [Jungwirth00] T. Jungwirth, A. H. MacDonald *Phys. Rev. B* **63**, 035305, (2000).
- [Klitzing80] K. V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494, (1980).
- [Laughlin81] R. B. Laughlin, *Phys. Rev. B.* **23**, 5632, (1981).
- [Laughlin99] R. B. Laughlin *Rev. Mod. Phys.* **71**, 863, (1999).
- [Leadley98] D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B.* **58**, 13036, (1998).
- [Maude96] D. K. Maude, M. Potemski, J. C. Portal, M. Henini, L. Eaves, G. Hill, M. A. Pate, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4604, (1996).
- [Nicholas88] R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. V. Klitzing and G. Weimann, *Phys. Rev. B.* **37**, 1294, (1988).
- [Roth59] L. M. Roth, B. Lax and S. Zwerdling *Phys. Rev.* **114**, 90, (1959).
- [Shubnikov30] L. Shubnikov, W.J. De Haas, *Leiden. Comm.*, 207a,207c,207d,210a, (1930).
- [Stoner38] E.C. Stoner, *Proc. Royal Soc. London A* **165**, 372, (1938).
- [Tsui82] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559, (1982).
- [Usher90] A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B.* **41**, 1129, (1990).



## Chapitre 2

# Description et caractérisation des échantillons



# Description et caractérisation des échantillons

## 2.1 Description des échantillons

Dans cette section, nous présentons tout d'abord le semi-conducteur *GaAs* dont les propriétés sont pour nous déterminantes puisqu'il accueille les électrons des GAZ-2D étudiés. Nous discutons par la suite les propriétés spécifiques aux hétérostructures semi-conductrices à base d'arsénure de gallium.

### 2.1.1 Le semi-conducteur *GaAs*

Les échantillons étudiés dans cette thèse sont des hétérostructures semi-conductrices dont le point commun est que le piégeage des électrons s'effectue dans *GaAs*. *GaAs* est un semi-conducteur modèle intensivement étudié principalement en raison de la grande pureté qu'il est possible d'obtenir dans un tel matériaux. Cette pureté, associée aux récentes techniques de modulation de dopage permettent à l'heure actuelle d'atteindre des mobilités record de l'ordre de plusieurs dizaines de millions de  $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ .

*GaAs* est un semi-conducteur III-V qui présente une bande interdite (ou gap) directe au point  $\Gamma$  ( $\vec{k} = 0$ ) de valeur 1.52 eV à  $T = 4K$ . La structure cristallographique est de type Zinc Blende, les atomes de gallium formant un réseau cubique face centré dans lequel la moitié des sites tétraédriques sont occupés par des atomes d'arsenic. La masse effective électronique généralement retenue à basse température est  $m^* = 0.067m_e$  ([Vurgaftman01] et références incluses) et la constante diélectrique statique  $\epsilon_r$  vaut 12.8 dans ce matériaux, ce qui permet de laisser apparentes les interactions entre électrons.

La valeur de la bande interdite est à l'origine d'un couplage spin orbite relativement faible si l'on compare par exemple à celui qui siège dans les semi-conducteur à gap étroit (InAs, InSb...). Celui-ci suffit cependant à modifier significativement le facteur g électronique par rapport à sa valeur  $g_0$  dans le vide, puisque facteur g effectif  $g^*$  est en théorie égal à -0.44.

Des mesures de résonance de spin électronique [Weisbuch77] confirment ce résultat, avec un facteur  $g$  effectif de  $-0.44$ . On remarque ici un changement de signe par rapport à la valeur  $g_0 = 2$  dans le vide qui est déterminant pour l'orientation du spin dans l'état fondamental.

Notons que la densité électronique modifie aussi le facteur  $g$  en raison des effets dits de non-parabolicité. Ces effets résultent de la nature non-quadratique de la bande de conduction lorsque l'on s'écarte du minimum au point  $\Gamma$  ( $\vec{k} = 0$ ). Ceci peut engendrer une légère augmentation de la masse effective dans les échantillons haute densité ([Raymond86]), mais aussi une réduction (en valeur absolue) du facteur  $g$  ([Tan06] et références incluses).

### 2.1.2 Hétérostructures semi-conductrices à base d'arsénure de gallium

Comme précisé au chapitre 1, le piègeage des électrons dans  $GaAs$  nécessite la présence d'une barrière de potentiel dans la bande de conduction. Pour  $GaAs$ , celle-ci est en général obtenue en substituant une fraction (notée  $x$ ) des atomes de gallium par de l'aluminium, pour former le composé ternaire  $AlGaAs$ . Le gap de ce semi-conducteur est supérieur à celui de  $GaAs$  puisqu'il augmente avec la concentration d'Aluminium  $x$ . Pour  $x = 0.3$ , il vaut  $1.8$  eV à  $T = 300K$  ([Adachi85]). Lors de la formation de l'hétérojonction  $AlGaAs/GaAs$ , cette différence de gap est à l'origine d'une discontinuité d'environ  $180meV$  au niveau des bandes de conduction engendrant la formation d'un puit de potentiel selon l'axe de croissance. L'avantage de  $AlGaAs$  est qu'il conserve un paramètre de maille relativement proche de  $GaAs$ , ce qui permet de faire croître sur ce dernier par épitaxie sans trop de contraintes mécaniques, ce qui réduit la présence de défaut qui pénaliseraient à posteriori la mobilité électronique.

Parmi les échantillons étudiés dans ce travail de thèse, on distingue deux structures principales: les hétérojonctions (HJ) et les puits quantiques (QW). Les premières sont des hétérojonctions classiques dopées au silicium en volume ou par modulation (dopage dans un plan parallèle au GAZ-2D, encore appelé dopage  $\delta$ ). Le paramètre caractéristique est la largeur de l'espaceur qui sépare le GAZ-2D des dopants. Dans les secondes, la couche de  $GaAs$  où siègent les électrons est comprise entre deux barrières symétriques  $AlGaAs$ . Nous listons les échantillons étudiés et leurs principales caractéristiques dans le tableau 2.3.

Les échantillons  $F1201$ ,  $F1200$ , et  $F1201Ee$  présentent une structure un peu plus particulière. Ce sont des puits quantiques de  $GaAs$ , dont les barrières sont constituées d'un super-réseau  $GaAs/AlAs$ . Ces structures sont décrites en détail dans [Faugeras2003]. Leur principal atout est de pouvoir obtenir un GAZ-2D de haute densité (de l'ordre

de  $10^{12}cm^{-2}$ ), sans pour autant que les nombreux donneurs nécessaires à cela réduisent excessivement la mobilité électronique (qui reste au dessus du million de  $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ ). Ceci est possible grâce à la présence d'électrons dans les vallées X de AlAs qui écrantent efficacement le potentiel crée par les donneurs inonisés [Friedland96].

Notons le cas particulier de l'échantillon noté *NU1783bs* qui est en réalité le même échantillon physique que *NU1783b*, éclairé in-situ à l'aide d'une diode infra-rouge. Cette technique, largement utilisée dans les mesures de magnéto-transport en effet Hall quantique, permet notamment de modifier la concentration électronique du GAZ-2D. Ceci est rendu possible par la destruction des centres  $DX^-$  chargés négativement qui libèrent alors deux électrons dans la bande de conduction du système.<sup>1</sup> On observe ainsi une augmentation de la densité électronique initiale (Cf. tableau 2.3).

Enfin, un dernier cas particulier concerne les échantillons *LPN06*, *LPN06p250* et *LPN06n150*. Ces échantillons correspondent au même échantillon physique, une hétérojonction munie d'une grille métallique. L'application d'une tension entre cette grille et le GAZ-2D modifie les caractéristiques de l'échantillon (densité, mobilité). En conséquence, nous définissons 3 échantillons, *LPN06*, *LPN06p250* et *LPN06n150*, correspondant respectivement à l'application d'une tension de grille de  $0V$ ,  $+250mV$  et  $-150mV$ .

Dans ces structures réelles la fonction d'onde électronique peut pénétrer plus ou moins dans les barrières. Ceci peut modifier légèrement les propriétés du GAZ-2D puisque certains électrons sont amenés à ressentir les propriétés physiques de la barrière et non du puit. Cette pénétration est en générale plus marquée dans les puits quantiques étroits que dans les hétérojonctions où la couche de *GaAs* est beaucoup plus large. Ceci se traduit notamment par un facteur  $g$  effectif plus faible (en valeur absolue) que celui caractérisant l'arsénure de gallium "massif", puisqu'un électron a une probabilité non nulle de présence dans les barrières où le facteur  $g$  effectif est en général positif (pour  $Al_xGa_{1-x}As$  avec  $x = 0.3$ ,  $g^* \sim +0.3$ ). La détermination du facteur  $g$  dans des hétérostructures *AlGaAs/GaAs* est possible en détectant de manière résistive la résonance de spin [Stein83, Dobers88].<sup>2</sup>

En ce qui concerne nos échantillons, on attend en théorie pour les puits quantiques des facteurs  $g$  effectifs inférieurs (en valeur absolue) à  $-0.44$ . Nous discuterons plus en détail ce point pour les échantillons *NU535* et *F1200* aux chapitres 4 et 6.

Notons enfin par ailleurs que dans certaines hétérostructures semi-conductrices le couplage spin-orbite peut affecter la dégénérescence de spin dans la bande de conduction *en l'absence de champ magnétique*. Les deux mécanismes principaux sont l'effet

1. Pour plus d'information sur ce processus voit par exemple [Chadi88].

2. Notant que l'on sonde ici une énergie à particule unique qui n'est pas influencée par les effets multi-corps, en accord avec le théorème de Larmor [Larmor]. Il est cependant intéressant de remarquer que de récents travaux ([Kukushkin06]) exposent des cas de figures dans lesquels l'effet des interactions entre électrons sur le facteur  $g$  est décelé dans la résonance de spin.



Bychkov-Rashba [Bychkov84] et l’effet Dresselhaus [Dresselhaus55]. Le premier résulte de la présence d’un champ électrique à l’interface de l’hétérojonction. Le second est une conséquence de l’absence de symétrie d’inversion dans les structures Zinc-Blende. Ces effets introduisent un écart d’énergie entre les sous-bandes de spin “haut” et “bas” en l’absence de champ magnétique. Dans le cas des hétérostructures  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  cet écart est en général assez faible principalement en raison du faible couplage spin-orbite (voir pour une revue [Zawadzki04]). Il est intéressant de noter que si ce “gap de spin en champ nul” est ici faible par rapport à celui qui siège dans les semi-conducteurs à faibles gap, les valeurs généralement avancées pour  $GaAs$  ne semblent apparemment pas toujours l’être à l’échelle de notre problème. En effet, dans notre domaine de densités électroniques, celles-ci sont de l’ordre de  $0.05 - 0.2meV(0.6 - 2.4K)$  ([Zawadzki04]) et n’apparaissent donc pas nécessairement négligeables face par exemple à l’énergie Zeeman ( $0.3K/T$ ), ou bien aux largeurs des niveaux de Landau que nous étudierons au chapitre 3 (1-3K).

En réalité le problème est plus complexe que cette simple comparaison, car la direction du champ effectif spin-orbite en champ nul ne correspond pas nécessairement à l’axe d’application du champ magnétique en régime Hall quantique (c’est à dire l’axe de croissance ( $z$ )). Il a notamment été démontré théoriquement que la contribution de cet effet au gap de spin à une particule chutait à l’application d’un champ magnétique selon l’axe de croissance ([Pfeffer97]), laissant place à un gap de spin à une particule contrôlé par le facteur de Landé effectif  $g^*$ , comme décrit au chapitre 1.

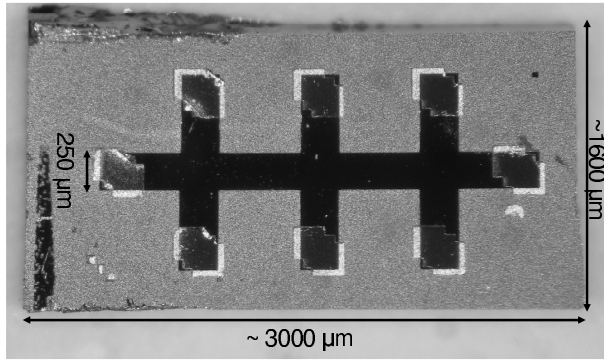
Quoiqu’il en soit il est certain d’après les mesures d’oscillations SdH présentées au chapitre 3 que cet effet ne conserve pas une telle amplitude à champ non-nul. En effet, le cas échéant la levée de dégénérescence de spin apparaîtrait bien plus précocement que ce qui est observé expérimentalement.

Dans la continuité des travaux effectués sur  $GaAs$  dans le régime Hall quantique et selon les indications de nos expériences, *nous négligerons donc dans notre étude ces effets de couplage spin-orbite en champ nul.*

### 2.1.3 Préparation technologique

Les gaz bidimensionnels étudiés sont découpés en barre Hall, ce qui permet une étude conventionnelle du transport avec la mesure des résistances transverses  $R_{xy}$  et longitudinales  $R_{xx}$ . La figure 2.1 présente une photographie d’un échantillon standard. Le courant est en général injecté dans la longueur de la barre et les chutes de tensions sont mesurables à partir de différents contact électriques.

Les contacts électriques sont réalisés à partir d’un alliage Au-Ni-Ge. L’or assure la conduction électrique, le germanium permet la diffusion en profondeur depuis la surface de la barre de Hall jusqu’au GAZ-2D, et le nickel maintient la cohésion mécanique de



**Fig. 2.1** – Barre de Hall typique.

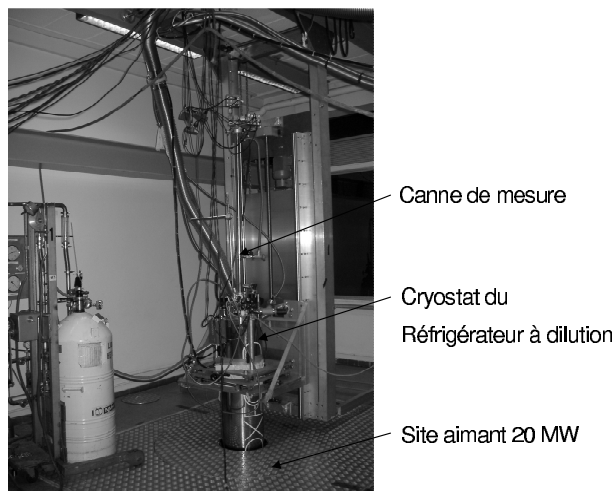
l'ensemble. La connaissance des caractéristiques de lithographie, notamment la distance entre les contacts électriques et la largeur du “canal” de courant permet à partir de la résistance mesurée entre deux contacts de remonter à la résistivité bidimensionnelle définie par la résistance d'un échantillon de géométrie carré.

## 2.2 Dispositif expérimental de base

Les mesures présentées dans ce mémoire sont des mesures de transport sous champ magnétique, à très basse température. Pour s'affranchir des effets de température, l'essentiel des mesures a été réalisé dans un réfrigérateur à dilution  $He^3/He^4$  (voir figure 2.2). Les barres de Hall ont été placées dans la chambre de mélange du réfrigérateur, dans laquelle la température est contrôlée par un thermomètre résistif  $RuO_2$ . La thermalisation des électrons à la température du mélange, question souvent cruciale en physique mésoscopique, ne pose en général pas de problèmes majeurs dans une étude Hall quantique sur GaAs. D'une part, parce que le couplage piezzo-électrique est fort dans de ce matériaux, et d'autre part parce que la “grande” taille des échantillons, millimétriques, les rend assez robustes vis-à-vis des perturbations extérieures. Un moyen de se convaincre de cela est d'utiliser la meilleur sonde de la température électronique réelle dont nous disposons, qui n'est autre que l'effet SdH lui même. Nous verrons au chapitre 3 que l'amplitude des oscillations SdH non-résolues en spin amorce une saturation à température décroissante, ceci avant d'atteindre  $50mK$ , ce qui confirme que les électrons sont effectivement bien thermalisés par la chambre de mélange (voir par exemple la figure 3.13). Un capteur encore plus sensible de ce phénomène est la valeur de la résistance dans les minima observés dans les SdH résolues en spin aux facteurs de remplissage impairs (voir par exemple la figure 4.17), dont une variation est détectable pour des écarts de température de l'ordre de la dizaine de millikelvins.

Le réfrigérateur à dilution a été utilisé sur les sites de bobines résistives  $10MW$  ou  $20MW$  du laboratoire, fournissant des champs magnétiques allant respectivement jusqu'à

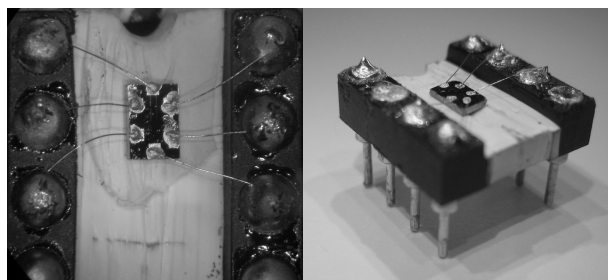
23T et 28T.



**Fig. 2.2** – Dispositif expérimental sur le site 20MW. Réfrigérateur à dilution “à chargement par le haut” (topload).

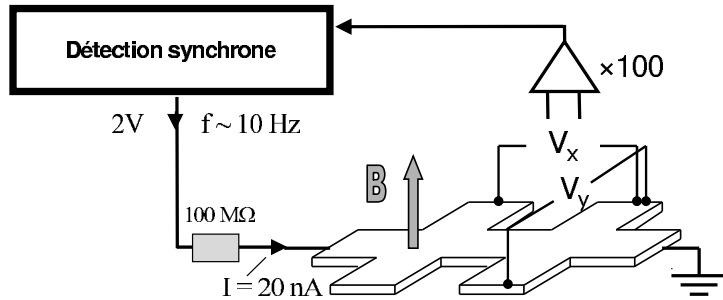
Des mesures de caractérisation complémentaires ont été effectuées dans un insert à température variable ( $T \sim 1.15K - 300K$ ) sur une bobine supraconductrice.

Les barres de Hall sont montées sur un connecteur DIL 8 pattes (Cf. figure 2.3). La connexion entre les plots du connecteur et les contacts en surface est réalisé à l’aide de fin fils de cuivre gainés d’un film d’or soudés à l’étain côté connecteur et à la laque d’argent côté gaz bidimensionnel. Le connecteur est ensuite monté directement sur la canne de mesure.



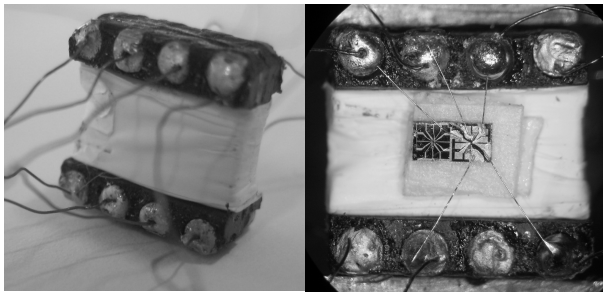
**Fig. 2.3** – Montage d’une barre de Hall sur un support 8 pattes. Vue de dessus et perspective.

La technique utilisée pour mesurer les résistances est une *détection synchrone standard* à basse fréquence (typiquement  $10Hz$ ). La détection synchrone fournit un signal alternatif ( $2V, \sim 10Hz$ ) réduit par une résistance d’entrée de  $100M\Omega$ , soit un courant de l’ordre de  $20nA$  injecté dans l’échantillon. La résistance de l’échantillon est négligeable par rapport à la forte résistance d’entrée qui impose la valeur du faible courant alternatif envoyé à travers les extrémités de la barre de Hall. Les tensions électriques en phase sont mesurées aux bornes des différents contacts de la barre de Hall. Le faible signal recueilli est pré-amplifié avant son entrée dans la détection synchrone, et permet remonter aux résistances longitudinales et transverses du GAZ-2D.



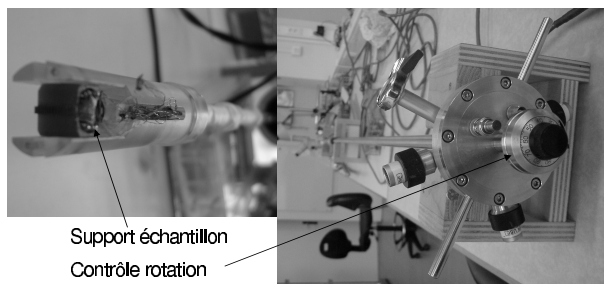
**Fig. 2.4** – Représentation schématique simplifiée du dispositif de mesure.

Nous avons également au cours de cette thèse réalisé des mesures en champs magnétiques inclinés (Cf. chapitres 4 et 6), grâce à un dispositif de rotation “in situ” de l'échantillon dans la chambre de mélange du réfrigérateur à dilution. Dans ce cas le support de l'échantillon est fabriqué à partir de deux faces supérieures de support 8 pattes DIL collées dos à dos et isolées par une feuille de mylar.



**Fig. 2.5** – Support pour les expériences en rotation (gauche). Echantillon monté sur ce support (droite).

Ce système permet ainsi de monter et mesurer simultanément deux échantillons. L'ensemble est introduit dans une cellule de rotation qui tourne selon un axe perpendiculaire à celui de la canne de mesure, ce dernier correspondant à la direction du champ magnétique. La rotation est assurée par un système mécanique contrôlé en haut de canne, permettant ainsi d'incliner l'échantillon “in-situ” dans la chambre de mélange. Les plots du support sont reliés par des fils de cuivre qui remontent à des connecteurs intermédiaires sur la canne. La figure 2.6 présente une photo de l'ensemble.



**Fig. 2.6** – Dispositif de mesure en rotation. Placement du support de rotation en bas de canne (photo de gauche) et contrôle de la rotation par le haut de canne (photo de droite).

## 2.3 Mesures préliminaires

### Densité électronique

Il est possible de déterminer la densité électronique du GAZ-2D de différentes manières. La magnétorésistance de Hall tout d’abord, est comme on l’a vu au chapitre 1 inversement proportionnelle à la densité et linéaire dans le cas de faibles champs magnétiques (effet Hall classique). La pente de cette magnétorésistance de Hall  $R_{xy}$  permet donc une détermination de la densité électronique.

Une détermination alternative est possible en utilisant la résistance longitudinale  $R_{xx}$  et l’effet SdH (Cf. chapitre 1). La période des oscillations SdH est comme nous le verrons plus en détail au chapitre 3 fonction de la densité électronique. L’accord entre ces deux méthodes est en général très bon (moins de 5% d’écart). Nous reportons en tableau 2.3 les densités électroniques issues de l’étude des oscillations SdH.

Echantillon	Structure	Espaceur (nm)	Largeur du puit (nm)	$n_s$ ( $10^{11}\text{cm}^{-2}$ )	$\mu$ ( $10^6\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$\tau_{tr}$ (ps)
F1201	QW	30	13	8.83	1	38.7
F1200	QW	30	13	7.55	1	38.7
NRC1707	HJ	70	-	1.64	5.8	224.5
NU 1783a	HJ	40.3	-	2.10	1.5	58
NU 535	QW	30.5	6.8	2.13	0.11	4.3
NU 1783b	HJ	40.3	-	1.77	1.8	69.7
N 178	HJ	-	-	1.32	0.32	12.4
NTT	QW	75	20	1.04	-	-
F1201Ee	QW	30	13	9.85	1.18	45.6
NU 1783bs	HJ	40.3	-	2.75	1.59	61.5
NRC0050	HJ	70	-	1.68	-	-
LPN06p250	HJ	28	-	4.02	1.09	42.0
LPN06n150	HJ	28	-	1.03	0.24	9.27

**Tab. 2.1** – Caractéristiques des échantillons étudiés: structure (puits quantique (QW) ou hétéro jonction (HJ)), espaceur, largeur du puits, densité électronique  $n_s$ , mobilité à 50mK  $\mu$ , temps de vie “transport”  $\tau_{tr}$ . Pour les échantillons *NTT* et *NRC0050* la géométrie des contacts électriques ne permet pas d’accéder à la résistivité et donc à la mobilité (seule la résistance est connue).

Pour ces densités, on montre à partir d’un calcul simple de la position du niveau de Fermi que dans toutes nos structures seul le niveau fondamental de confinement est

occupé. Elles sont en effet suffisamment faibles pour que le niveau de Fermi soit inférieur au niveau d'énergie du premier niveau excité de confinement.

## Mobilité

La mobilité électronique classique  $\mu$  peut être calculée à partir de la résistivité en champ nul, connaissant la densité électronique (Cf. chapitre 1). La mesure de la résistivité nous permet donc d'estimer la mobilité, reportée en tableau 2.3 pour une température de  $50mK$ . Elles s'étendent de 0.1 à  $6 \times 10^6 cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ , ce qui se situe à peine un ordre de grandeur en dessous de l'état de l'art. Nous donnons également dans ce tableau les valeurs du temps de vie dit "transport"  $\tau_{tr}$ , lié à la mobilité par  $\mu = e\tau_{tr}/m^*$  (voir le formalisme du modèle de Drude au chapitre 1).

Notons ici que si la mobilité est un paramètre physique largement utilisé pour caractériser les GAZ-2D, il existe comme nous le verrons au chapitre 3 d'autres paramètres qui caractérisent de manière plus significative le désordre. En effet, la mobilité ou le temps transport  $\tau_{tr}$  caractérisent le transport électronique. Ils ne sont donc pas ou peu influencés par les phénomènes de diffusion aux faibles angles, et ne témoignent donc pas de toutes les interactions auxquelles l'électron est confronté (voir par exemple [Coleridge91]). Nous verrons en revanche au chapitre 3 que la largeur des niveaux de Landau, ou le temps de vie dit "quantique"  $\tau_q$  associé caractérisent l'ensemble des événements de diffusions électroniques.

## Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté les systèmes électroniques bidimensionnels étudiés au cours de cette thèse, ainsi que les techniques expérimentales mises en oeuvre. Les deux chapitres suivants étudient de manière systématique le désordre et l'interaction entre électrons dans ces échantillons.



# Bibliographie

- [Adachi85] S. Adachi, *J. Appl. Phys.* **58**, R1, (1985).
- [Bychkov84] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *J. Phys. C.* **17**, 6039, (1984).
- [Chadi88] D. J. Chadi, K. J. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 873, (1988).
- [Coleridge91] P.T. Coleridge, *Phys. Rev. B.* **44**, 3793, (1991).
- [Dobers88] M. Dobers, K. v. Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. B.* **38**, 5453, (1988).
- [Dresselhaus55] G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580, (1955).
- [Faugeras2003] C. Faugeras, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1 (2003).
- [Friedland96] K. J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616, (1996).
- [Kukushkin06] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, D. S. Lyne Abergel, V. I. Fal'ko, W. Wegscheider and K. von Klitzing *Phys. Rev. Lett.* **96**, 126807, (2006).
- [Larmor] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields 2nd ed. (Pergamon Press, Oxford)*, Chap. 5, p. 120, (1962).
- [Maude92] D. K. Maude, L. Eaves, and J. C. Portal, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 16, (1992).
- [Pfeffer97] P. Pfeffer, *Phys. Rev. B.* **55**, R7359, (1997).
- [Raymond86] A. Raymond, J. L. Robert, C. Bernard, *J. Phys. C.* **12**, 2289, (1979).
- [Stein83] D. Stein, K. v. Klitzing, G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 130, (1983).
- [Tan06] Y.W. Tan, J. Zhu, H.L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin and K. W. West, *Phys. Rev. B.* **73**, 045334(R), (2006) cond-mat/0511668.
- [Vurgaftman01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer Code and L. R. Ram-Mohan, *Appl. Phys. Rev.* **89**, 5815, (2001).
- [Weisbuch77] C. Weisbuch and C. Hermann, *Phys. Rev. B.* **15**, 816, (1977).
- [Zawadzki04] W. Zawadzki and P. Pfeffer, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, R1-R17, (2004).





# Chapitre 3

## Caractérisation de la densité d'états électronique sous champ magnétique



# Caractérisation de la densité d'états électronique sous champ magnétique

Dans ce chapitre nous nous attachons à décrire la densité d'états électronique du GAZ-2D sous champ magnétique, c'est à dire à déterminer la forme et la largeur des niveaux de Landau. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'élargissement des niveaux de Landau est une conséquence directe du désordre propre à chaque GAZ-2D réel, c'est pourquoi nous présentons ici une étude expérimentale systématique des échantillons présentés au chapitre 2.

Après un rappel des liens formels existant entre les oscillations SdH et la densité d'états, nous présentons des mesures de transport à très basses températures et les analysons dans le but d'étudier la forme et la largeur des niveaux de Landau. Un modèle est ensuite proposé pour décrire qualitativement et quantitativement la densité d'états dans nos systèmes.

## 3.1 L'apport des oscillations Shubnikov de Haas

Les oscillations SdH en transport, comme leur homologue De Haas van Halphen du magnétisme, constitue une importante source d'information sur la densité d'état électronique sous champ magnétique. Ceci s'explique par le fait que les grandeurs physiques mesurées ici, résistance et aimantation, reposent sur le comportement des électrons au niveau de Fermi.

Comme décrit au chapitre 1, les oscillations SdH traduisent la discretisation de la densité d'états en champ magnétique. Plus encore, elles reflètent la conjugaison entre la discretisation de celle-ci, due au champ magnétique (gap cyclotron), et l'élargissement des niveaux de Landau dû au désordre. On situe communément l'apparition des oscillations SdH lorsque le champ magnétique atteint une valeur satisfaisant la condition  $\omega_c \tau = 1$ , où  $\tau$  est un temps de relaxation caractéristique de la diffusion des électrons. Lorsque cette condition est vérifiée, la séparation énergétique entre deux niveaux de Landau adjacents est suffisamment grande par rapport à la largeur de ceux-ci pour faire apparaître une

modulation de la densité d'état, par rapport à sa valeur constante en champ nul. Ceci se traduit comme nous allons le voir directement dans la magnétorésistance du système.

### 3.1.1 Formalisme

Pour tenter de se limiter à un formalisme simple, nous repartons ici de l'expression semi-classique de la conductivité en champ magnétique:

$$\sigma_{xx} = \frac{n_{eff} e^2 \tau_{tr}}{m^* (1 + \omega_c^2 \tau_{tr}^2)} \quad (3.1)$$

où  $n_{eff}$  est le nombre d'électrons (par unité de surface) prenant part à la conduction,  $\tau_{tr}$  le temps de transport,  $m^*$  la masse effective électronique, et  $\omega_c$  la fréquence cyclotron. Notons dans cette expression le lien avec modèle de Drude présenté au chapitre 1, que l'on retrouve en champ nul ( $\omega_c = 0$ ).

Dans la limite d'une température nulle, les états électroniques au niveau de Fermi sont tous occupés et le nombre d'électrons participant à la conduction est donc directement contrôlé par la densité d'états  $D(E_F)$  à cette énergie. On peut écrire  $n_{eff} \propto D(E_F)$ .

Si le champ magnétique est suffisamment grand pour que la condition  $\omega_c \tau_{tr} \gg 1$  soit vérifiée, l'équation 3.1 donne :

$$\sigma_{xx} \propto \frac{e^2 D(E_F)}{m^* \tau_{tr} \omega_c^2}. \quad (3.2)$$

Dans les échantillons hautes mobilités sur lesquels se porte notre étude, la résistivité longitudinale  $\rho_{xx}$  en champ nul est faible (celle-ci s'étend de 5 à 250  $\Omega$ ). La résistance transverse  $\rho_{xy}$ , qui dans un premier temps croît linéairement avec le champ (effet Hall classique), est donc habituellement largement supérieure à celle-ci lorsque la condition  $\omega_c \tau_{tr} \gg 1$  est atteinte (voir par exemple la figure 1.5 au chapitre 1). On a donc  $\rho_{xy} \gg \rho_{xx}$ , ce qui en utilisant le tenseur de conductivité à deux dimensions,

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2} \quad (3.3)$$

donne:  $\rho_{xx} \approx \sigma_{xx} \rho_{xy}^2$ .

La valeur classique de  $\rho_{xy}$ , linéaire en B, reste une bonne approximation tant que la quantification en plateaux n'apparaît pas clairement, ce qui est le cas dans le domaine des SdH explorés puisque l'on se situe avant l'apparition des états de résistance nulle.

Ainsi la dépendance en  $B^2$  de  $\rho_{xy}^2$  dans l'équation est compensée par celle du terme  $\omega_c^2$  de l'équation 3.2, et la dépendance en champ magnétique de  $\rho_{xx}$  se retrouve dans:

$$\rho_{xx} \propto \frac{1}{\tau_{tr}} D(E_F). \quad (3.4)$$

Cette relation est un moyen assez simple d'établir le lien entre la résistance longitudinale et la densité d'état au niveau de Fermi, qui permet de comprendre qualitativement l'effet SdH. La variation  $\Delta\rho = \rho_{xx} - \rho_0$  de la résistivité par rapport à sa valeur  $\rho_0$  en champ nul se déduit donc de la variation  $\Delta D(E_F) = D(E_F) - D_0$  de la densité d'états au niveau de Fermi  $D(E_F)$  par rapport à sa valeur en champ nul  $D_0 = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}$ .

Nous rappelons que la densité d'état sous champ magnétique est une fonction périodique de l'énergie, de période donnée par le gap cyclotron (Cf. chapitre 1). A faible champ magnétique, lorsque la dégénérescence de spin n'est pas levée, et dans la limite d'une température nulle, on peut la développer en série de Fourier sous la forme (voir par exemple [Isihara86]):

$$\frac{\Delta D(E)}{D_0} = 2 \sum_{s=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi s}{\omega_c \tau_q}\right) \cos\left(\frac{2\pi s E}{\hbar\omega_c} - s\pi\right) \quad (3.5)$$

Cette expression est obtenue dans le cas particulier de niveaux de Landau lorentziens, dont le profil énergétique est défini par:

$$\frac{1}{\pi\Gamma_L \left(1 + \left(\frac{E-E_N}{\Gamma_L}\right)^2\right)} \quad (3.6)$$

pour le niveau de Landau d'indice N. Dans ce formalisme la largeur totale à mi-hauteur est  $2\Gamma_L$ , et  $\Gamma_L$  est reliée au temps de vie quantique  $\tau_q$  par  $\tau_q = \hbar/2\Gamma_L$ .

Pour de faibles champ magnétiques, l'écart énergétique entre les niveaux de Landau est suffisamment faible pour que la densité d'état puisse être décrite en première approximation par le terme fondamental du développement en série de Fourier (terme en  $s=1$  dans l'équation 3.5). Ce raisonnement est à l'origine de la fameuse formule de Lifschitz Kosevitch (LK) ([LK56]), décrivant la variation en champ de la résistivité:

$$\frac{\rho_{xx}(B) - \rho_0}{\rho_0} = 4 \exp\left(-\frac{\pi s}{\omega_c \tau_q}\right) \cos\left(\frac{2\pi s E_F}{\hbar\omega_c} - s\pi\right) \quad (3.7)$$

On retrouve bien la périodicité en  $1/B$  des oscillations SdH, la fréquence faisant intervenir la densité par l'intermédiaire de l'énergie de Fermi  $E_F$ . Le domaine de validité de cette approximation est imposé par la condition  $\Delta D(E) \ll D_0$ . On peut montrer ([Coleridge89]) que cette condition est équivalente à **la condition**  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} < 1$  **qui est la condition d'application de ce formalisme**. L'étude des SdH dans ce paragraphe se limite donc aux valeurs du champ magnétique inférieures à la valeur pour laquelle  $\Delta\rho = \rho_0$ , autrement dit, dans le cas d'oscillations parfaitement symétriques, à la valeur pour laquelle  $\rho_{xx}$  s'annule pour la première fois.

L'amplitude du terme fondamental en  $s = 1$  de l'équation 3.5 donne alors l'amplitude des oscillations de  $\rho_{xx}$  en champ magnétique. En conservant  $\Delta\rho$  pour désigner cette am-

plitude par rapport à la valeur de référence  $\rho_0$ , on peut écrire dans le cas de niveaux de Landau lorentziens discuté jusqu'ici:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = A e^{\frac{-\pi}{\omega_c \tau_q}} \quad (3.8)$$

où  $A$  est une constante qui est déterminée par le lien exact entre  $\rho_{xx}$  et de la densité d'états au niveau de Fermi  $D(E_F)$ . Lorsque la relation entre ces deux termes est linéaire, i.e.  $\rho_{xx} \propto D(E_F)$  (ce qui implique d'après l'équation 3.4 que  $1/\tau_{tr}$  ne dépend pas de  $D(E_F)$ ),  $A$  est uniquement déterminé par le coefficient associé au développement en série Fourier de  $D(E)$ , et on a  $A = 2$ . Lorsque celle-ci est quadratique, i. e.  $\rho_{xx} \propto D(E_F)^2$ , ce qui peut être le cas lorsque  $1/\tau_{tr} \propto D(E_F)$ , le carré apporte un facteur 2 additionnel qui donne  $A = 4$ . Ce point de formalisme est discuté dans [Coleridge96]. On note d'ores et déjà qu'il contient une information physique importante, à savoir la dépendance de  $\rho_{xx}$  en fonction  $D(E_F)$ . Dans le cas de la formule LK la relation entre  $\rho_{xx}$  et  $D(E_F)$  est implicitement supposée être du type  $\rho_{xx} \propto D(E_F)^2$ , ce qui fixe  $A = 4$ .

Le même calcul de  $\Delta\rho$  peut être mené sur des niveaux de Landau gaussiens, définit par:

$$\frac{1}{\Gamma_G \sqrt{\pi}} e^{-\frac{E-E_N}{\Gamma_G^2}} \quad (3.9)$$

Notons que la largeur totale à mi-hauteur est pour la définition proposée  $2\sqrt{\ln(2)}\Gamma_G$ . On obtient alors :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = A e^{\frac{-\pi^2 \Gamma_G^2}{\hbar^2 \omega_c^2}} \quad (3.10)$$

Le résultat est similaire au cas lorentzien, avec cependant une dépendance en champ magnétique qui diffère. En effet, si l'on suppose dans les deux cas que les largeurs des niveaux de Landau sont indépendantes du champ magnétique, la dépendance en champ dans l'exponentielle est en  $1/B$  dans le cas lorentzien alors qu'elle est en  $1/B^2$  dans le cas gaussien.

On peut ainsi sonder la forme des niveaux de Landau en reportant la valeur expérimentale de  $\Delta\rho/\rho$  sur une échelle logarithmique. Ce tracé porte souvent dans la littérature le nom de "tracé de Dingle", en référence à la température effective  $T_D$  du même nom souvent utilisée pour caractériser le désordre. Un comportement linéaire de  $\ln(\Delta\rho/\rho)$  en fonction de  $1/B$  correspond à des niveaux de Landau lorentziens, tandis qu'un comportement linéaire en fonction de  $1/B^2$  témoigne de niveaux de Landau gaussiens, ceci toujours en supposant que la largeur de ces niveaux est indépendante du champ magnétique. Dans ce cas, la pente des tracés de Dingle renseigne directement sur les largeurs en questions.

Notons en revanche que si le champ magnétique intervient dans la largeur des niveaux de Landau, la dépendance en champ dans la fonction exponentielle est bien évidemment modifiée et les conclusions ne sont pas aussi directes. Pour donner un exemple simple, une dépendance de  $\Gamma_G$  en racine de  $B$  mène à un tracé de Dingle en  $1/B$ , comme dans le cas de niveaux de Landau lorentziens de largeur indépendante du champ. Nous illustrerons par la suite ce cas de figure sur un des échantillons étudiés. Il n'est donc à partir de cette seule méthode pas possible de distinguer entre ces deux dernières configurations.

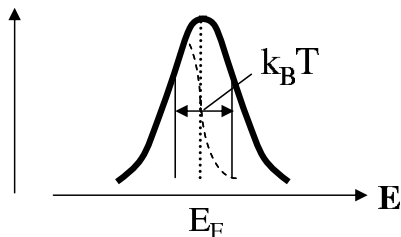
La validité de ce modèle théorique doit être en sus confirmée par la valeur de l'ordonnée à l'origine ( $1/B \rightarrow 0$  ou  $1/B^2 \rightarrow 0$ ) du tracé de Dingle, qui correspond à la constante  $A$  introduite dans l'équation 3.8. Comme précisé ci-dessus, on s'attend en théorie à deux configurations possibles suivant la relation entre  $\rho_{xx}$  et  $D(E_F)$ :  $A = 2$  ou  $A = 4$ .

### Effet de la température

Comme nous le verrons à travers les mesures présentées en section 3.1.4, une température non-nulle modifie notablement les oscillations SdH. Dans le cas de faibles températures (typiquement celles explorées en section 3.1.4), cet effet est principalement dû à la *modification du peuplement* des états autour du niveau de Fermi  $E_F$ , décrit par la statistique de Fermi-Dirac  $FD(E)$ . A température nulle, les états électroniques qui participent à la conduction sont situés au niveau de Fermi. A température finie  $T$  ceux-ci sont étendus dans un domaine énergétique de largeur  $\sim kT$  centré sur le niveau de Fermi défini à  $T = 0K$ . Il faut alors pour connaître leur nombre  $n_{eff}$  intégrer sur ce domaine énergétique en pondérant par la densité d'états  $D(E)$  associée à chaque énergie.<sup>1</sup>

Considérons par exemple le cas où le niveau de Fermi se trouve à  $T = 0K$  au centre d'un niveau de Landau (ce qui est représenté schématiquement sur la figure 3.1).

#### D(E), FD (E)



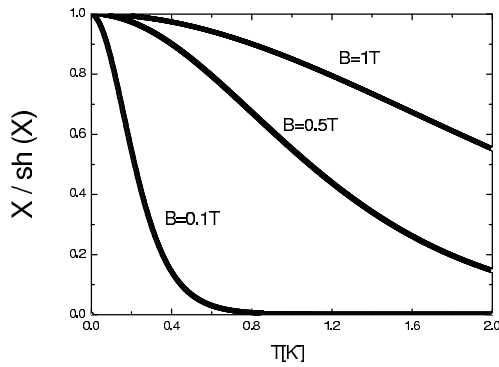
**Fig. 3.1** – Représentation schématique du peuplement au dernier niveau de Landau occupé à  $T \neq 0K$ . Densité d'état (trait continu épais) et statistique de Fermi-Dirac (trait pointillé).

On constate que la densité d'état associée à ces états d'énergie situés autour de  $E_F$  est inférieure à la densité d'état en  $E_F$ . On a donc dans ce cas moins d'états disponibles, et en conséquence la conductance et la résistance diminuent.

1. Soit  $n_{eff} \propto \int D(E) \frac{\partial(FD(E))}{\partial E} dE$ , qui redonne  $n_{eff} \propto D(E_F)$  à  $T = 0K$ .



Dans le formalisme de LK, cette intégration amène dans l'équation 3.8 un préfacteur  $X/shX$ , où  $X = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$ ,  $k_B$  étant la constante de Boltzman. Ce terme traduit quantitativement l'amortissement en température. On note que le champ magnétique joue également un rôle (inverse à celui de  $T$ ) dans cet amortissement à travers le gap cyclotron, qui lorsqu'il est faible rend le système plus vulnérable aux effets de température. L'évolution de  $X/shX$  en fonction de  $T$  pour différentes valeurs de  $B$  est présentée en figure 3.2.



**Fig. 3.2** – Evolution de  $X/shX$  en fonction de  $T$  pour différentes valeurs de  $B$ . La masse effective est ici fixée à sa valeur standard  $m^* = 0.067m_e$ .

Pour les raisons données ci-dessus, pour un champ fixé il diminue avec la température, pouvant rapidement s'annuler: la température supprime alors les oscillations SdH. Cet effet, très prononcé, rend de manière générale l'observation des oscillations SdH impossible lorsque l'on s'écarte des très basses températures. A température donnée, ce terme amorti de manière plus prononcée la zone des faibles champs magnétiques. Il introduit donc une dépendance en champ de l'amplitude des SdH, qui s'ajoute à celle du terme exponentiel de l'équation 3.8, mise à profit dans les tracés de Dingle à  $T \sim 0K$ . On ne peut donc pas procéder à une étude des tracés de Dingle à température non-nulle sans connaître précisément cette correction.

Notons enfin le rôle de la masse effective (fixée ici à  $0.067m_e$ ). L'amortissement est d'autant plus prononcé que celle-ci est grande, puisqu'elle réduit dans ce cas le gap cyclotron. Cette dépendance est à l'origine de l'utilisation de ce formalisme comme moyen de détermination de la masse effective à partir de la dépendance en température des oscillations SdH. Ce point est discuté en section 3.1.4.

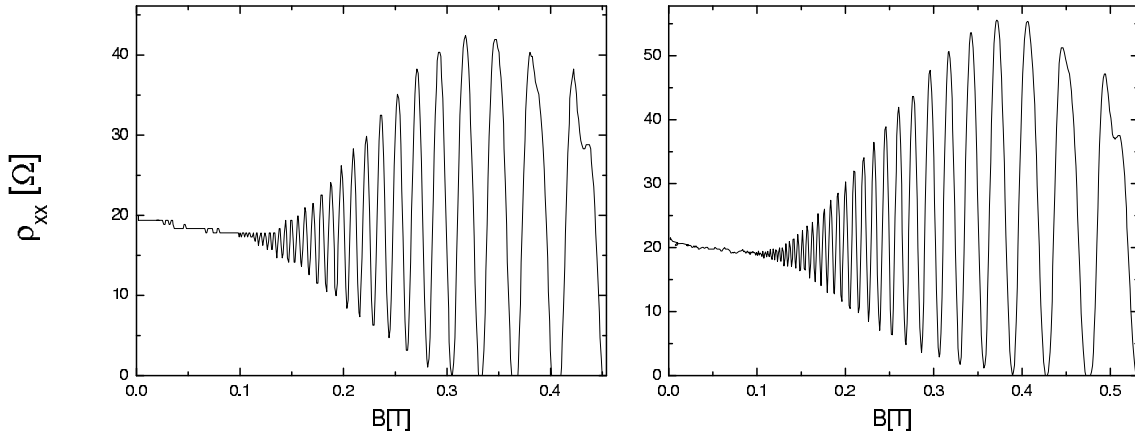
Dans l'optique de s'affranchir des effets de températures nous avons effectué les mesures aux plus basses températures disponibles au laboratoire, soit  $T \approx 30 - 50mK$ . A cette température, les effets de la température sur la répartition de Fermi-Dirac sont négligeables comme le montre la figure 3.2 (pour les champs magnétiques correspondant au début des SdH dans nos échantillons, typiquement  $B = 0.1T$ , le facteur d'amortissement en température est pour  $T \approx 50mK$  proche de 1).

### 3.1.2 Mesures

#### Oscillation SdH “bruts”

Pour les mesures des oscillations SdH à bas champ, les barres de Hall ont été placées dans la chambre de mélange du réfrigérateur à dilution  $He^3/He^4$ . La température de la chambre de mélange est contrôlée par un thermomètre résistif  $RuO_2$  placé directement à l'intérieur de celle-ci. Le transport est mesuré de manière standard par détection synchrone comme expliqué au chapitre 2.

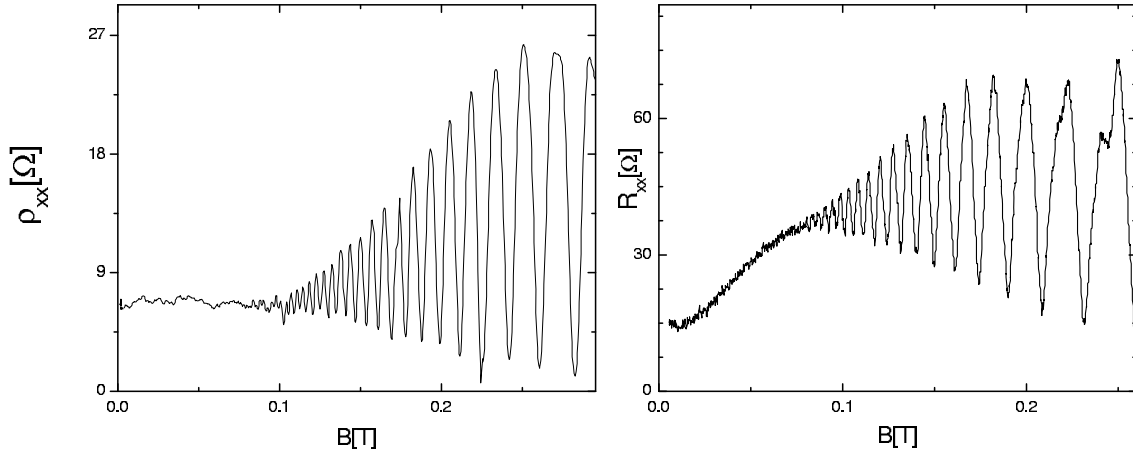
Nous nous intéressons ici uniquement à la résistance longitudinale. Celle-ci est reportée en fonction du champ magnétique pour différents échantillons en figures 3.3, 3.4, 3.5 et 3.6. Les données ont été obtenues à  $T \sim 50mK$  et sont volontairement réduites aux bas champs magnétiques, puisque les informations sondées ici sont relatives aux SdH non résolues en spin.<sup>2</sup>



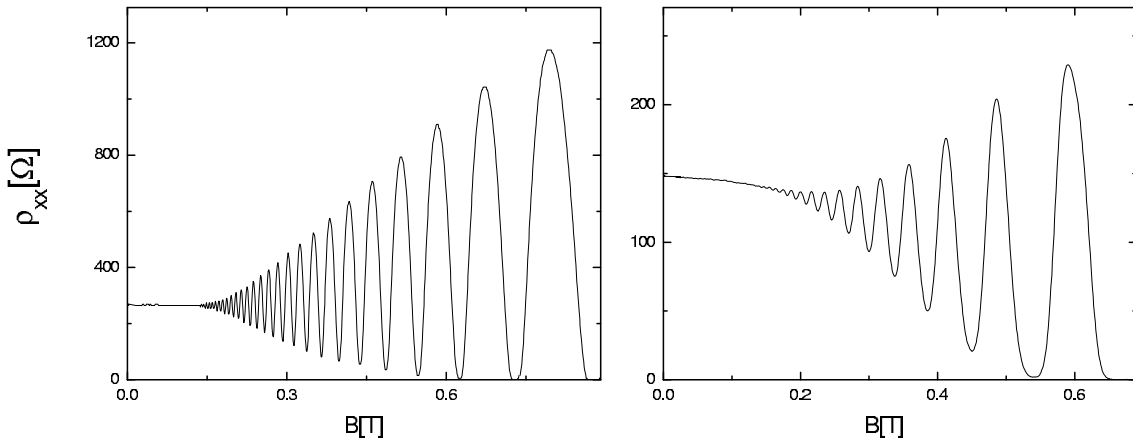
**Fig. 3.3** – Oscillations SdH pour les échantillons NU1783b ( $T = 40mK$ ) et NU1783a ( $T = 50mK$ ).

On observe l'effet SdH précédemment décrit, c'est à dire le comportement oscillant de la résistivité longitudinale en fonction du champ magnétique. Ces oscillations débutent à des champs magnétiques plus ou moins élevés (ici entre  $B \sim 0.05T$  et  $B \sim 0.2T$ ) selon la mobilité de l'échantillon, et plus précisément la largeur des niveaux de Landau. Lorsque le gap cyclotron devient suffisamment grand par rapport à celle-ci, la modulation de la densité d'états apparaît avec le comportement oscillant associé pour la résistance longitudinale. Lorsque le champ augmente les minima sont de plus en plus profonds jusqu'à l'apparition des premiers états de résistances nulles aux facteurs de remplissage pairs (voir par exemple la figure 3.5). La fréquence des oscillations (en  $1/B$ ) est proportionnelle à

<sup>2</sup>. Les SdH résolues en spin sont présentées au chapitre 4 où l'on focalise notre attention sur le gap de spin.



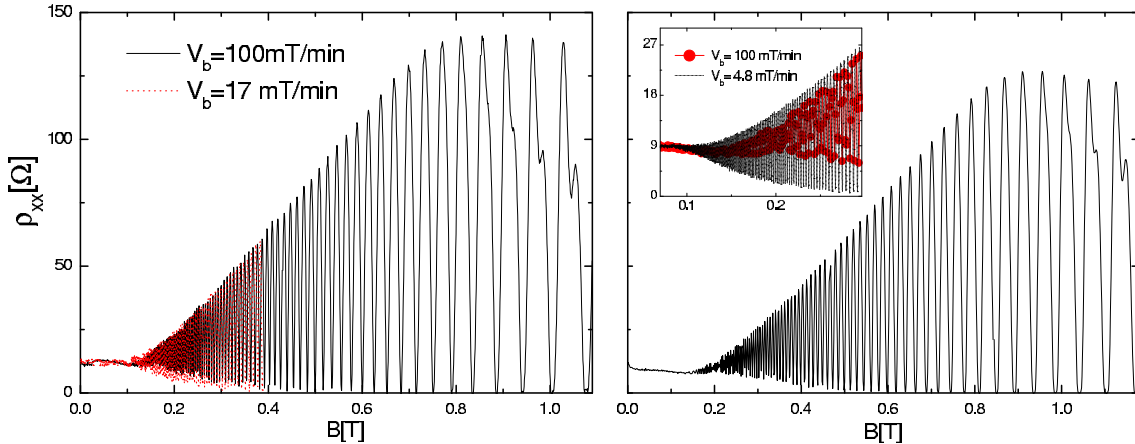
**Fig. 3.4** – Oscillations SdH pour les échantillons NRC1707 et NTT ( $T = 30mK$ ).



**Fig. 3.5** – Oscillations SdH pour des échantillons NU535 et N178 ( $T = 40mK$ ).

la densité électronique, ce qui se traduit par des pics très rapprochés en champ pour les échantillons de haute densité (figure 3.6).

Le cas des échantillons hautes densités nous amène à discuter d'une condition expérimentale importante qui est le choix de la vitesse de balayage en champ magnétique. Ce paramètre est primordial dans l'étude des oscillations SdH, particulièrement dans le cas des échantillons hautes densités, où la fréquence des oscillations SdH est très élevée. Si la vitesse de balayage en champ est trop élevée, les oscillations en champ sont alors très rapides et la détection synchrone ne peut résoudre correctement les extrema: la résistance sort de son extrema bien avant que la détection synchrone n'ait procédé à l'acquisition réalisée dans un temps caractéristique  $\tau_d$ , si bien que celui-ci se trouve en quelque sorte "amputé". Ceci n'apparaît en général pas de manière frappante sur les SdH (voir par exemple l'échantillon *F1200* en figure 3.6) sauf à très bas champ magnétique (voir l'en-



**Fig. 3.6** – Oscillations SdH pour les échantillons F1200 (gauche) et F1201 (droite). Pour F1200, un balayage à plus faible vitesse est reporté en trait pointillés (seulement à bas champ pour plus de clarté). Pour F1201, un balayage plus lent ( $V_b = 4.8 \text{ mT/min}$ ) est également comparé en encart à la courbe obtenue pour  $V_b = 100 \text{ mT/min}$  (cercles pleins) dans le domaine des très bas champs.

cart pour l'échantillon F1201 en figure 3.6). Mais la conséquence d'un tel artefact sur l'estimation de la largeur des niveaux de Landau est comme nous le montrons au paragraphe suivant dramatique.

La vitesse de balayage doit donc être choisie en étroite relation avec la constante de temps d'acquisition  $\tau_d$  de la détection synchrone.<sup>3</sup> Nous insistons sur ce point, à priori logique, car les valeurs de balayage finalement nécessaires pour résoudre correctement les SdH se sont révélées particulièrement faibles (quelques *milliTesla par minute* pour les échantillons haute densité).

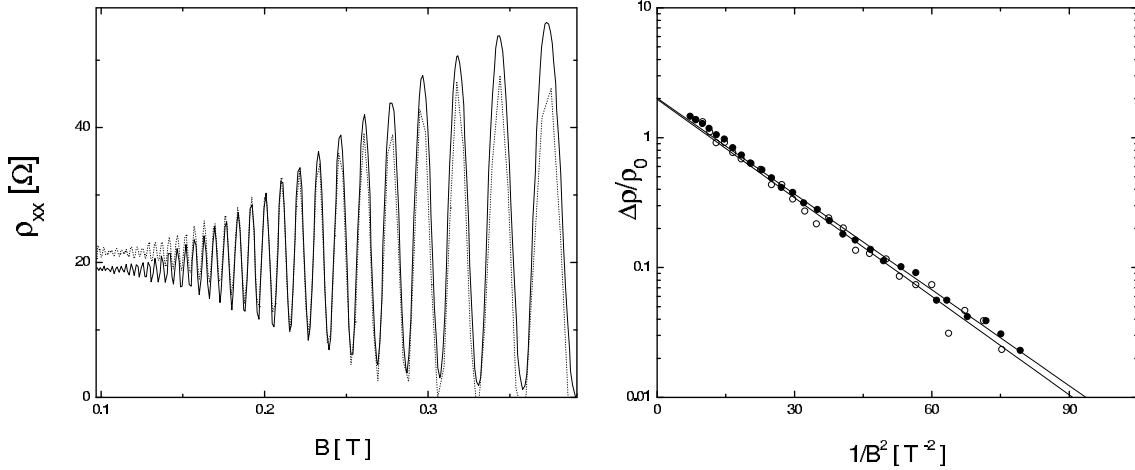
### Analyse des données: tracés de Dingle

En théorie, le formalisme utilisé (équations 3.8 et 3.10) ne comprend que la fréquence d'oscillation fondamentale des SdH (imposée par la densité électronique) et néglige les harmoniques issues de la décomposition en série de Fourier. Si l'on se place à des champs suffisamment faibles, le terme fondamental décrit correctement la densité d'état et cette démarche est justifiée.

Pour vérifier que nous sommes bien dans ce cadre, nous avons filtré le signal brut afin d'en extraire seulement la fréquence fondamentale des oscillations que nous avons ensuite analysé à l'aide de l'équation 3.10. Le signal brut est traité par un filtre "passe-bande"

3. Notons que nous ne pouvons réduire d'avantage  $\tau_d$  car nous devons moyenner un signal alternatif de basse fréquence sur un certain nombre de cycles. Typiquement pour une fréquence de  $10 \text{ Hz}$ ,  $\tau_d$  ne doit pas être inférieur à  $\sim 300 \text{ ms}$ .

centré sur la fréquence fondamentale. Les deux résistances longitudinales (brute et traitée) sont tracées en fonction du champ magnétique en figure 3.7 à gauche. Elles paraissent qualitativement et quantitativement assez proches. Les tracés de Dingle associés, c'est à dire l'évolution de  $\Delta\rho/\rho_0$  en fonction ici de  $1/B^2$ , sont présentés pour comparaison en figure 3.7 à droite.

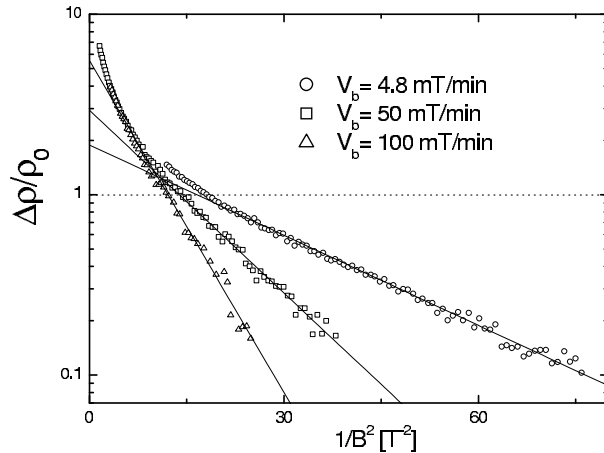


**Fig. 3.7** – Filtrage des oscillations SdH brutes. Signaux bruts (trait continu) et filtrés (pointillés) (gauche), et tracés de Dingle associés (respectivement cercles pleins et ouverts) (droite). Sur le graph de gauche la composante continue est rajoutée au signal filtré pour permettre la comparaison. Sur le graph de droite, les droites sont des ajustements linéaires des données pour  $\Delta\rho/\rho_0 < 1$  conformément au domaine de validité du formalisme présenté en section 3.1.1.

On observe dans les deux cas une décroissance à peu près linéaire de  $\Delta\rho/\rho_0$  en  $1/B^2$ . Les ajustements linéaires des données filtrées et non-filtrées ont des caractéristiques très proches: moins de 2% d'écart la pente, l'ordonnée à l'origine est inchangée. Le tracé de Dingle est ici présenté en  $1/B^2$  mais les mêmes similitudes sont observées en  $1/B$ . Ceci montre que l'on peut ici se contenter des données brutes pour caractériser les niveaux de Landau.

En ce qui concerne l'importance de la vitesse de balayage, mentionnée au paragraphe précédent, nous comparons en figure 3.8 des tracés de Dingle associés à des spectres mesurés à différentes vitesses de balayages.

On constate que la pente mais aussi l'ordonnée à l'origine sont notablement différents suivant la vitesse de balayage  $V_b$  utilisée. Tout se passe au niveau des données comme si l'amortissement des SdH à bas champ était plus prononcé pour les grandes vitesses de balayages. Ceci est un artefact qui s'explique par le fait que la détection synchrone n'a pas le temps physique de résoudre les extrema, comme mentionné au paragraphe précédent. On note que les différentes courbes se recoupent à haut champ où les niveaux de Landau



**Fig. 3.8** – Artefact de la vitesse de balayage  $V_b$  sur l’amplitude des oscillations SdH. Tracé de Dingle de l’échantillon F1201 à  $T = 20mK$  pour différentes valeurs de  $V_b$ .

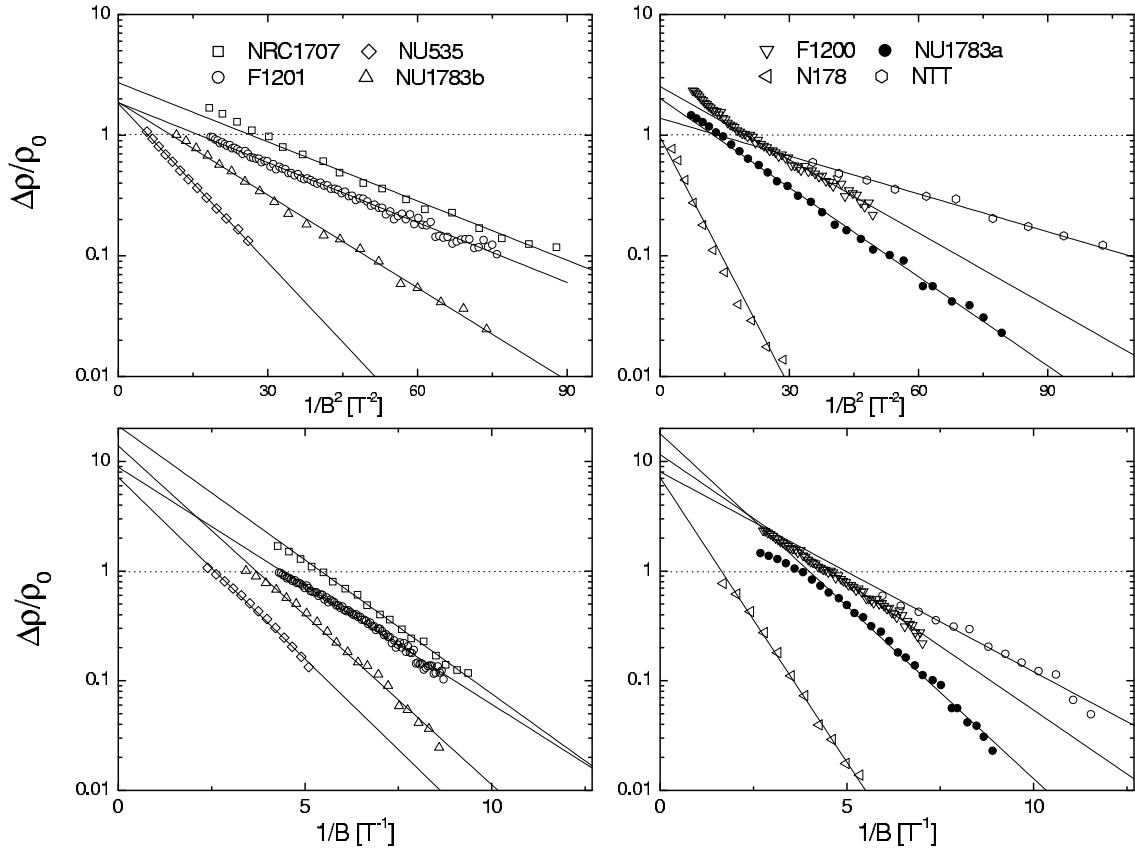
sont suffisamment éloignés pour que la résolution des SdH soit correcte quelque soit  $V_b$ .

La valeur obtenue pour la largeur des niveaux de Landau apparaît donc plus grande pour les grandes vitesses de balayage. A titre d’exemple, la largeur des niveaux de Landau obtenue pour  $V_b = 100mT/min$  est quasiment deux fois plus grande que celle obtenue pour  $V_b = 4.8mT/min$ . En diminuant la vitesse de balayage, on atteint une saturation de la pente des tracés de Dingle: le balayage est suffisamment lent pour que les oscillations SdH soient correctement acquises par la détection synchrone. Si cet effet est apparu crucial pour les échantillons hautes densités, dans lesquels la fréquence des SdH est élevée, il est également apparu important pour certains échantillons de faible densité présentant une très bonne mobilité. En effet dans ce cas où les niveaux de Landau sont étroits les oscillations SdH sont précoces en champ et leur résolution nécessite le même genre de précautions quant à la vitesse de balayage.

Nous avons veillé à nous placer dans ce cas de figure pour l’analyse des oscillations SdH. Les tracés de Dingle associés sont reportés en figures 3.9 et 3.10, où  $\Delta\rho/\rho_0$  est tracé en fonction de  $\frac{1}{B^2}$  et  $\frac{1}{B}$  pour comparaison. Pour des raisons de clarté, nous présentons sur une même figure des échantillons aux comportements relativement distincts.

Il est nécessaire de commenter ici le choix de la valeur de la résistivité en champ nul  $\rho_0$  intervenant dans le tracé de Dingle. Dans certains cas la résistivité  $\rho_0$  autour de laquelle  $\rho_{xx}$  oscille n’est pas indépendante du champ magnétique, contrairement à ce que prévoit la théorie classique de Drude-Boltzman (Cf. chapitre 1). En d’autres termes il existe d’autres effets de magnétorésistance sur lesquels l’effet SdH vient se superposer. Ceci est par exemple le cas pour l’échantillon N178, ainsi que LPN06p250, qui présentent un phénomène de magnétorésistance négative.<sup>4</sup> Pour l’échantillon NTT, on observe à

4. L’origine d’une magnétorésistance négative peut être diverse. Elle est bien souvent attribuée aux corrections quantiques à la conductivité par l’interaction électrons-électrons ([Gornyi04] et références incluses). Il a également été récemment montré que des effets classiques, non pris en compte dans la théorie de Drude Boltzmann, pouvaient également engendrer une magnétorésistance négative ([Dmitriev02]).

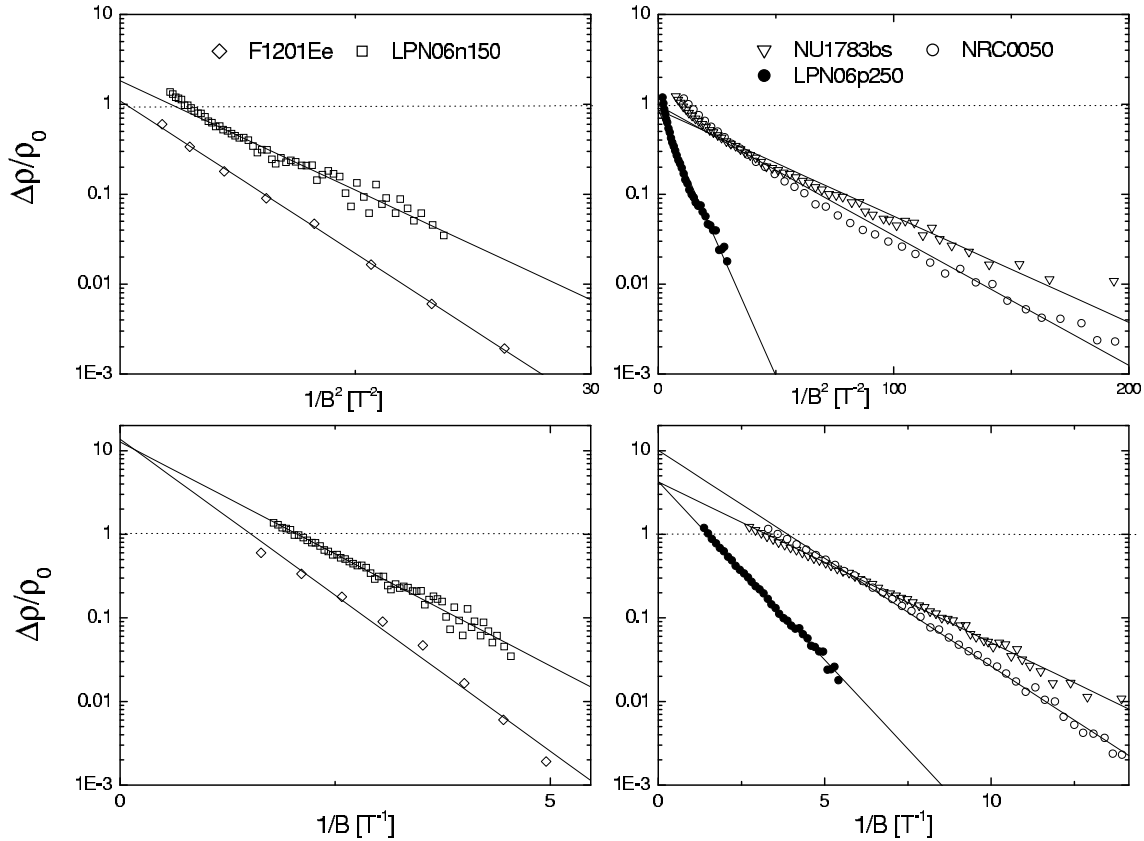


**Fig. 3.9** – Tracés de Dingle. La variation de  $\Delta\rho/\rho_0$  est tracé en fonction de  $\frac{1}{B^2}$  et en  $\frac{1}{B}$  pour comparaison. Les droites sont des ajustements linéaires des données pour  $\Delta\rho/\rho_0 < 1$  conformément au domaine de validité du formalisme présenté en 3.1.1. La condition  $\Delta\rho/\rho_0 = 1$  est matérialisée par les traits pointillés horizontaux.

bas champ une magnétorésistance, cette fois-ci positive. Afin de limiter l'influence de ces effets sur notre analyse, notamment au niveau de l'ordonnée à l'origine qui dépend clairement de la valeur de  $\rho_0$ , nous avons déterminé  $\rho_0$  comme étant la valeur de la résistance correspondant à l'apparition des SdH, qui diffère donc parfois de la valeur en champ nul.

### 3.1.3 Interprétation: forme et largeur des niveaux de Landau

A première vue, il ne semble pas évident à partir de la figure 3.9 de distinguer entre une décroissance des courbes de Dingle en  $1/B$  ou  $1/B^2$ . Si l'on étudie de manière plus précise ces décroissances, on s'aperçoit pour les échantillons de la figure 3.9 ainsi que pour les échantillons *F1201Ee* et *LPN06n150* de la figure 3.10 que la décroissance en  $1/B^2$  est de manière générale plus adéquate. En effet, dans le tracé en  $1/B$ , on note une



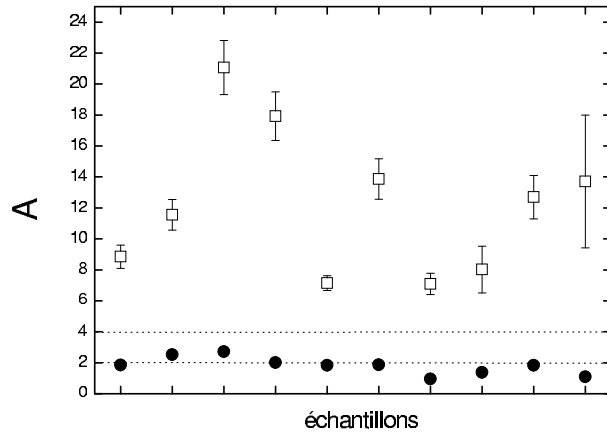
**Fig. 3.10** – Tracés de Dingle (suite).

légère “courbure” des données autour de la droite d’ajustement en  $1/B$ , montrant que la décroissance est en réalité plus rapide. Ceci est confirmé par le bon accord qualitatif entre données et ajustement sur les courbes de Dingle en  $1/B^2$ . Quantitativement, l’exposant  $\beta$  issu d’un ajustement des données en  $1/B^\beta$  se révèle être systématiquement plus proche de 2 que de 1. Ce premier constat pèse donc plus pour ces échantillons en faveur de tracés de Dingle en  $1/B^2$  associés à des niveaux de Landau gaussiens de largeur indépendante du champ magnétique.

Un argument vient s’ajouter en faveur de ce modèle lorsque l’on étudie l’ordonnée à l’origine des tracés de Dingle, qui rappelons-le valident ou non le traitement théorique. Nous reportons en figure 3.11 la valeur de cette ordonnée à l’origine pour les échantillons présentés en figure 3.9 et les échantillons *F1201Ee* et *LPN06n150* de la figure 3.10, dans le cas de tracés de Dingle en  $1/B^2$  (cercles pleins) et dans le cas de tracés de Dingle en  $1/B$  (carrés ouverts). Dans le cas de tracés de Dingle en  $1/B^2$ , celle-ci se situe entre 1 et 2.7, ce qui peut raisonnablement correspondre à la valeur  $A = 2$  envisageable par le formalisme (les écarts à la valeur théorique sont discutés ci-dessous).

Pour les tracés en  $1/B$  en revanche, ces valeurs s’étendent pour ces échantillons entre





**Fig. 3.11** – Ordonnées à l’origine  $A$  des tracés de Dingle pour les échantillons présentés en figure 3.9 et les échantillons  $F1201Ee$  et  $LPN06n150$  de la figure 3.10. Ordonnées obtenues par un ajustement linéaire en  $1/B^2$  de la décroissance de  $\Delta\rho/\rho_0$  (cercles pleins, barres d’erreurs couvertes par la taille du cercle). Ordonnées obtenues par un ajustement linéaire en  $1/B$  (carrés ouverts). Valeurs théoriques  $A = 2$  et  $A = 4$  envisageables dans le formalisme présenté en 3.1.1 (traits pointillés horizontaux).

7 et 21 (Cf. figure 3.11), ce qui est largement supérieur à la plus haute valeur  $A = 4$  envisageable par notre formalisme. Ces systèmes ne peuvent donc pas être décrit convenablement par une décroissance des tracés de Dingle en  $1/B$ . ***La description la plus adaptée aux échantillons présentés en figure 3.9 et aux échantillons  $F1201Ee$  et  $LPN06n150$  de la figure 3.10 est donc une décroissance de tracés de Dingle en  $1/B^2$  et une ordonnée à l’origine de 2.***

Les niveaux de Landau associés à cette description sont donc de forme *gaussienne*, de largeur indépendante du champ magnétique et l’ordonnée à l’origine de 2 indique que dans cette description la ***résistivité est directement proportionnelle à la densité d’état au niveau de Fermi***:  $\rho_{xx} \propto D(E_F)$ . On peut remarquer que ceci implique d’après l’équation 3.4 que  $\frac{1}{\tau_{tr}}$  est indépendant de  $D(E_F)$ .

Notons que, comme on peut le voir sur la figure 3.11, la valeur de 2 pour l’ordonnée à l’origine dans les tracés en  $1/B^2$  est plus ou moins bien respectée selon les échantillons. Pour  $N178$  par exemple l’ordonnée à l’origine de 1 est la plus éloignée de la valeur théorique.

Les raisons d’un écart à la valeur théorique du formalisme présenté en 3.1.1 peuvent être diverses. Il y a tout d’abord les approximations que nous avons sciemment effectuées: pas d’effet de la température à  $50mK$ , contribution des harmoniques négligeable (étude menée sur les données brutes). Mais aussi des phénomènes non pris en compte dans ce formalisme: inhomogénéité des échantillons (voir [Coleridge91]), dépendance en champ de la résistivité  $\rho_0$  due à des phénomènes autres que l’effet SdH (discutée plus tôt) qui complexifie le “choix” de la valeur  $\rho_0$  essentielle dans la détermination de l’ordonnée à l’origine... Une étude détaillée des écarts de l’ordonnée à l’origine à la valeur théorique ne fait pas partie de nos objectifs. Le but est ici de déterminer pour chaque échantillon,

parmi les descriptions “standards”, le meilleur modèle possible pour décrire la densité d'état.

Nous avons donc pour ces échantillons extrait la largeur  $\Gamma_G$  de l'équation 3.10 à partir de la pente des tracés de Dingle en  $1/B^2$ . Ces valeurs sont reportées en Kelvin pour chaque échantillon dans le tableau 3.2.

*Par ailleurs, nous avons également rencontré dans notre étude des échantillons pour lesquels les tracés de Dingle évoluent préférentiellement en  $1/B$*  (Cf. figure 3.10, graphe de droite). Dans le cas de *NRC0050* si la décroissance apparaît plutôt en  $1/B$  l'ordonnée à l'origine est très grande, similairement à ce qu'on remarque pour les échantillons de la figure 3.9. Nous avons dans ce cas conservé une modélisation identique à celle des échantillons précédents, tout en sachant qu'il est ici difficile de trancher pour la prédominance d'un modèle ou d'un autre. Pour les échantillons *NU1783bs* et *LPN06p250* en revanche le tracé de Dingle s'accompagne d'une ordonnée à l'origine très proche de 4, donc clairement en accord avec une description de type  $\rho_{xx} \propto (D(E_F))^2$  (on note ici que ceci implique  $\frac{1}{\tau_{tr}} \propto D(E_F)$  d'après l'équation 3.4). Ces échantillons exhibent donc des tracés de Dingle en  $1/B$ , et la forme associée pour les niveaux de Landau est donc soit lorentzienne, soit gaussienne avec une dépendance en racine de B de la largeur.<sup>5</sup> Dans les deux cas nous pouvons extraire, comme dans le cas d'une décroissance en  $1/B^2$ , la largeur de ces niveaux à partir de la pente des tracés de Dingle. Celle-ci sont reportées dans le tableau 3.2.

Notons enfin que, même dans le cas d'une température nulle, la masse effective intervient dans la pente des courbes de Dingle (Cf. équation 3.10). Nous avons donc pour la détermination de  $\Gamma_G$  et  $\Gamma_L$  fait l'hypothèse d'une masse effective constante prenant la valeur standard  $m^* = 0.067m_e$  (nous reviendrons brièvement sur la masse effective en section 3.1.4).

## Origine physique

Nous pouvons, bien que cette point ne soit pas primordial dans notre étude, nous interroger sur l'origine physique d'une forme gaussienne pour les niveaux de Landau. Les premières théories sur la forme des niveaux de Landau ont été établies dans le cas de centres diffuseurs à courte portée. Si ce cadre était à l'époque bien adapté au GAZ-2D dans le silicium, il ne l'est clairement plus dans les structures *GaAs* de haute mobilité où les diffusions à longues portées dues aux dopants éloignés du GAZ-2D prédominent. Par la suite de nombreux travaux théoriques se sont donc intéressés au cas des GAZ-2D soumis à des *diffusions de longue portée* (voir par exemple [MZhu03] et références

---

5. Nous verrons en section 3.2 que l'étude de la résistance longitudinale à plus haut champ permet de trancher entre ces deux modèles.

F1201	F1200	NRC1707	NU 1783a	NU 535	NU 1783b	N 178
$1.16 \pm 0.05$	$1.22 \pm 0.05$	$1.10 \pm 0.05$	$1.10 \pm 0.05$	$2.00 \pm 0.05$	$1.14 \pm 0.05$	$2.50 \pm 0.05$
NTT	F1201Ee	NU1783bs	NRC0050	LPN06p250	LPN06n150	
$1.00 \pm 0.05$	$2.72 \pm 0.05$	$1.43^* \pm 0.05$	$1.15 \pm 0.05$	$3.08^* \pm 0.05$	$3.20 \pm 0.05$	

**Tab. 3.2** – Largeur  $\Gamma_G$  en Kelvin des niveaux de Landau issue des courbes de Dingle. Pour les échantillons *NU1783bs* et *LPN06p250* dont les courbes de Dingle décroissent en  $1/B$ , c'est la largeur lorentzienne  $\Gamma_L$  (définie plus haut) qui est reportée (valeurs repérées d'un astérisque (\*)). L'erreur sur la largeur est estimée à partir de celle commise sur la pente des ajustements en  $1/B^2$  et  $1/B$ . Les erreurs sont ici majorées à la plus grande erreur observée, soit  $0.05K$ .

incluses). Parmi ceux-ci, Raik et Shabazyan (RS) ([Raik93]) ont récemment montré que dans le cas d'un potentiel lisse, lorsque la longueur de corrélation des fluctuations de potentiel  $a_{corr}$  est supérieure à  $l_B/(N_L)^{1/2}$  (où  $l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$  est la longueur magnétique, et  $N_L = \frac{\nu}{2}$  le facteur de remplissage en terme de niveau de Landau), **les niveaux de Landau sont gaussiens**.

Nos résultats expérimentaux qui témoignent dans l'ensemble de niveaux de Landau gaussien pourraient donc s'expliquer à la lumière de cette théorie, à condition de vérifier que l'on se situe dans son domaine d'applicabilité, c'est à dire que  $l_B/(N_L)^{1/2} \ll a_{corr}$ .

La longueur  $a_{corr}$  est une grandeur assez subtile qui caractérise les corrélations entre les diffuseurs du GAZ-2D, dans notre cas principalement les donneurs ionisés. La *distribution* de ces donneurs n'est pas, contrairement à l'approximation souvent faite, aléatoire. Il peut en effet exister des corrélations notamment entre les donneurs ionisés chargés positivement et les centres  $DX^-$  chargés négativement. Ces corrélations lissent de manière générale le potentiel vu par les électrons, ce qui se traduit par des valeurs des temps de vie caractéristiques effectivement plus grande que celles prévues par les calculs menés dans l'approximation d'une distribution aléatoire des diffuseurs ([Coleridge91] et références incluses). La longueur de corrélation  $a_{corr}$  est alors grande. Inversement dans le cas de diffuseurs non-corrélés cette longueur est minimale, et typiquement donnée par la largeur de l'espaceur.

Expérimentalement on peut agir par diverses techniques sur cette longueur [Coleridge96, Maude92] mais il est difficile de l'estimer. Nous disposons en revanche, par la connaissance de la largeur de l'espaceur, d'une borne inférieure pour la valeur de  $a_{corr}$ . Au vue des espaceurs relativement larges de nos échantillons, la condition  $l_B/(N_L)^{1/2} \ll a_{corr}$  est en générale respectée et *la théorie RS devrait donc être applicable*.

En ce qui concerne la largeur de ces niveaux de Landau gaussien, RS distinguent deux comportements en fonction de la relation entre cette longueur de corrélation  $a_{corr}$  et le rayon cyclotron  $R_{cycl}$ . Lorsque  $a_{corr} \gg R_{cycl}$ , les niveaux de Landau sont gaussiens de

largeur indépendante du champ magnétique, tandis que pour  $R_{cycl} \gg a_{corr}$ , la largeur de ces niveaux évolue en racine carré du champ magnétique. Une explication qualitative très simplifiée peut s'écrire de la manière suivante. Lorsque  $a_{corr} \gg R_{cycl}$ , les fluctuations de potentiel ressenties à l'échelle de l'espace visité par l'électron (typiquement  $R_{cycl}$ ) sont faibles. On peut considérer que le potentiel vu par l'électron est constant, ce qui a pour conséquence un élargissement constant des niveaux de Landau. Si au contraire  $R_{cycl} \gg a_{corr}$ , les fluctuations de potentiel sont importantes à l'échelle du rayon cyclotron, alors celles-ci sont à discrétiser sur des intervalles de longueur  $a_{corr}$  qui à l'échelle spatiale de l'électron sont au nombre de  $R_{cycl}/a_{corr}$ . C'est ce moyennage qui introduit la dépendance en champ de la largeur des niveaux de Landau. Notons que le rayon cyclotron introduit un point de transition en champ entre les deux régimes.

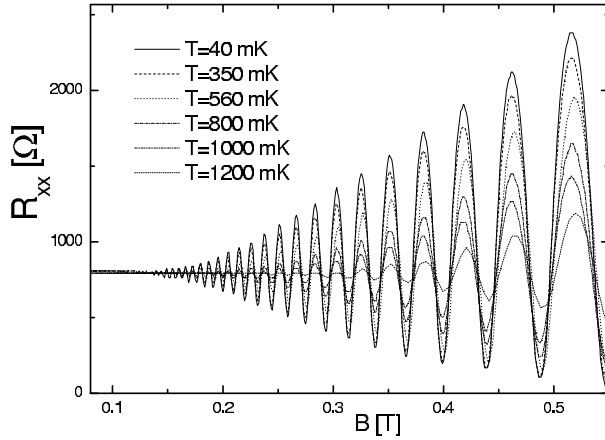
En raison de l'impossibilité de déterminer la valeur réelle de  $a_{corr}$ , il est difficile de trancher au préalable pour l'un des deux comportements. L'indépendance en champ magnétique globalement observée pourrait s'interpréter par la condition  $a_{corr} \gg R_{cycl}$ , qui suggère une forte corrélation entre les donneurs dans nos échantillons.

Cependant la promiscuité des comportements en  $1/B^2$  et  $1/B$  (Cf. tracés de Dingle) nous montre qu'on ne se situe pas de manière indiscutable dans ce régime. Une explication possible à ceci serait que l'on se trouve dans la zone de transition entre les deux régimes où  $a_{corr} \sim R_{cycl}$ . Cette zone peut être traversée en variant le champ magnétique qui fait varier  $R_{cycl}$ . Ainsi peut-on imaginer un comportement de type  $1/B$  à bas champ ( $R_{cycl} \gg a_{corr}$ ) puis une transition vers le comportement en  $1/B^2$  ( $a_{corr} \gg R_{cycl}$ ) lorsque le champ augmente. Ne connaissant pas  $a_{corr}$  nous ne pouvons pas situer le point de transition théorique, mais il ne semble a priori pas impossible qu'il puisse se situer dans le domaine couvert par les oscillations SdH...

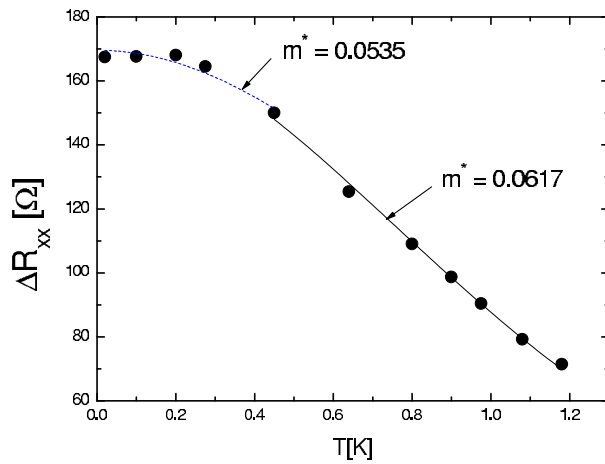
### 3.1.4 Mesures en température

Comme expliqué en section 3.1.1, la température amortit les oscillations SdH en modifiant l'occupation des états électroniques, ce qui est bien visible en figure 3.12. La nature de "type Fermi-Dirac" de l'amortissement de l'amplitude des oscillations est clairement identifiée en tracant à champ fixe l'amplitude totale  $\Delta R$  des oscillations en fonction de la température (Cf. figure 3.13).

On retrouve bien la tendance en  $X/shX$  ( $X = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$ ) annoncée en section 3.1.1. La masse effective est en général extraite de l'ajustement de cette tendance aux données expérimentales. Un point important est qu'une telle méthode, puisqu'elle utilise un formalisme de type LK à température non-nulle, suppose que le seul effet de la température porte sur la population électronique (toute influence éventuelle par exemple sur la largeur des niveaux de Landau est négligée). Nous avons réalisé cette étude pour



**Fig. 3.12** – Effet de la température sur les oscillations SdH. Courbes de magnétoconductance pour des températures allant de  $40\text{mK}$  à  $1.2\text{K}$ . Echantillon *Nu535*.



**Fig. 3.13** – Evolution de l’amplitude des SdH en fonction de la température à champ fixe (points). Echantillon *NU1783c*. Ajustements par le formalisme LK dans le domaine  $0\text{K} < T < 0.45\text{K}$  (tirets) et  $0.45\text{K} < T < 1.2\text{K}$  (trait continu). La masse effective résultante  $m^*$  est indiquée.

quelques uns de nos échantillons. L’ordre de grandeur obtenu pour  $m^*$  est correct, bien que la valeur exacte soit en générale plus faible que la valeur standard  $m^* = 0.067m_e$ . Ceci est en accord avec les études [Hayne92, Coleridge96, Tan05] menées sur des systèmes *GaAs* similaires aux nôtres, dans lesquels les masses trouvées sont environ 10% inférieures à la masse en bord de bande. Un autre point commun avec [Coleridge96] est qu’il est difficile de reproduire la tendance observée en utilisant une seule valeur pour  $m^*$  sur tout l’intervalle  $40\text{mK} < T < 1.4\text{K}$ . Si l’étude est en revanche menée la tranche “haute” de nos températures, une valeur commune peut être extraite pour  $m^*$ , comme observé par Coleridge *et al* [Coleridge96]. Cette valeur est de  $0.05817m_e$  pour *NU1783c* sur le domaine  $0.45\text{K} < T < 1.2\text{K}$ , et  $0.5812m_e$  pour *F1201* sur le domaine  $0.4\text{K} < T < 1.2\text{K}$ .

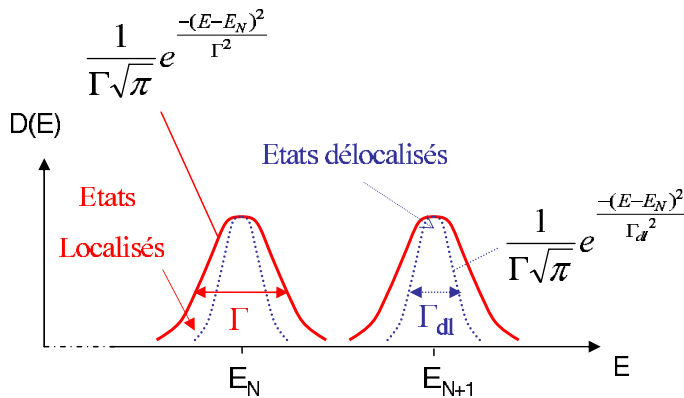
Ce précédent constat nous incite à rester prudent vis à vis de l’utilisation du formalisme LK dans nos échantillons sur la gamme de température  $40\text{mK} < T < 1.4\text{K}$ . Ne disposant pas de surcroît d’une étude systématique sur l’ensemble de nos échantillons, nous retiendrons simplement ici que l’ordre grandeur obtenu pour la masse effective est compatible avec les autres résultats expérimentaux obtenus par cette technique, mais nous conservons pour cette thèse la valeur standard  $m^* = 0.067m_e$  pour tous nos échantillons.

## 3.2 Modélisation de la densité d'états

### 3.2.1 Simulation de la résistance longitudinale

A la lumière des informations obtenues par l'étude des SdH, nous avons développé un modèle pour la densité d'état du système, à partir duquel nous pouvons simuler la résistance longitudinale en champ magnétique. Nous présentons ici le modèle adapté au cas largement majoritaire des échantillons de niveau de Landau gaussiens de largeur indépendante du champ magnétique.<sup>6</sup>

Il est important de rappeler que dans le formalisme utilisé dans l'étude des oscillations SdH en section 3.1.1, tous les états électroniques participent au transport. En d'autres termes il n'y a pas d'états localisés. Ce traitement est légitime à bas champ magnétique où les niveaux de Landau sont proches en énergie et se recouvrent fortement, et où le comportement physique du système est en conséquence contrôlé par les états centraux (délocalisés) de ces niveaux. A plus haut champ l'augmentation du gap cyclotron révèle les états localisés en périphérie des niveaux de Landau et cette description n'est plus suffisante. Nous proposons pour rendre compte de ce fait une densité d'états modélisée par des niveaux de Landau gaussiens de largeur totale  $\Gamma$ , au sein desquels des sous gaussiennes de largeur  $\Gamma_{dl}$  délimitent la zone d'états délocalisés (voir figure 3.14). Les définitions utilisées pour les gaussiennes sont précisées sur cette même figure.



**Fig. 3.14** – Représentation schématique du modèle utilisé pour la simulation de la résistance longitudinale, et en particulier pour la détermination de la largeur totale  $\Gamma$  des niveaux de Landau. Niveau de Landau (ligne pleine) et limite de la zone d'états délocalisés (pointillés). Les sous-niveaux de spin, ici supposés dégénérés, ne sont pas représentés.

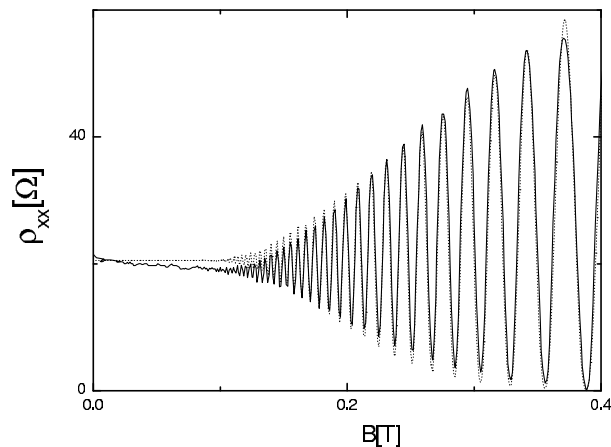
La largeur  $\Gamma_{dl}$  est directement issue de l'étude des SdH, soit  $\Gamma_{dl} = \Gamma_G$ . En se référant à l'équation 3.4 et à la valeur rencontrée dans les ordonnées à l'origine des tracés de Dingle pour ces échantillons, nous calculons la résistance longitudinale  $R_{xx}$  dans la limite  $T \rightarrow 0$  par la relation:

$$R_{xx} = K_0 D_{dl}(E_F) \quad (3.11)$$

6. Le cas des échantillons sortant de ce cadre est discuté en fin de section 3.2.2

où  $D_{dl}$  est la densité d'états délocalisés définie en figure 3.14.  $K_0$  est une constante de proportionnalité. Celle-ci est en théorie explicitable à bas champ si l'on connaît la résistance en champ nul (ou le temps de vie transport). Comme notre étude s'étend ici (et par la suite) au-delà du domaine de champ dans lequel le formalisme présenté en 3.1.1 est valable, nous avons tenu à garder cette constante comme paramètre d'ajustement d'un échantillon à l'autre. Ceci est motivé par le fait qu'il n'existe pas à notre connaissance d'expression quantitative simple pour décrire la résistance à plus haut champ magnétique, notamment pour les SdH résolues en spin. La masse effective  $m^*$  et le facteur de Landé effectif  $g^*$  sont pris ici comme paramètres fixes,  $m^* = 0.067m_e$  et  $|g^*| = 0.44$ .

Comme on peut le voir sur la figure 3.15, ce modèle simple permet de reproduire de manière très satisfaisante la résistance longitudinale (nous restons ici bien sûr limité au cas des oscillations non-résolues en spin). L'utilisation de sous-gaussiennes de largeur  $\Gamma_{dl} = \Gamma_G$  pour les états délocalisés permet de rejoindre la description à bas champ obtenue par l'analyse des SdH.



**Fig. 3.15** – Simulation de la résistance longitudinale à bas champ (traits pointillés). Données expérimentales pour l'échantillon *NU1783a* à  $T = 50mK$  (trait continu).

A plus haut champ, lorsque les premiers états de résistance nulle se dessinent, il se pose la question de la valeur de la largeur totale  $\Gamma$  que nous allons maintenant aborder.

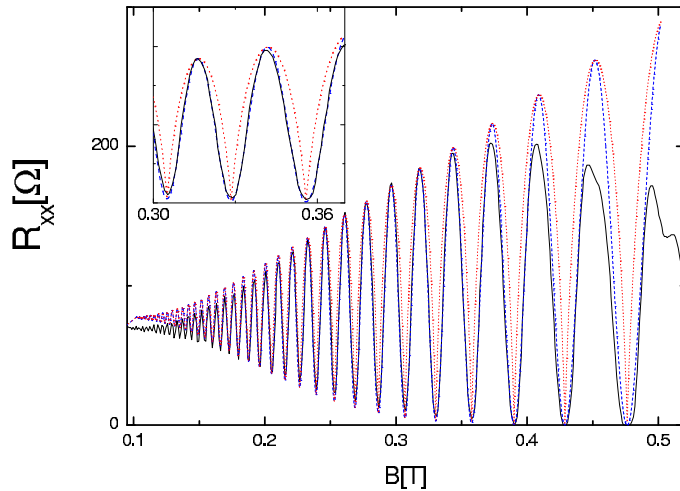
### 3.2.2 Détermination de la largeur totale $\Gamma$ des niveaux de Landau

La largeur totale  $\Gamma$  joue un rôle dans le phénomène de localisation. En effet, comme on l'a vu au chapitre 1, la largeur des états de résistance nulle (et des plateaux associés dans la résistance de Hall) dépend du nombre d'état localisés. Plus précisément, elle dépend de la largeur du domaine énergétique pour lequel on ne trouve plus d'état délocalisés, souvent dénommé "gap de mobilité". Dans notre modèle ce domaine est contrôlé par le rapport  $\Gamma_{dl}/\Gamma$ . Connaissant  $\Gamma_{dl}$  (grâce à l'étude à bas champ), la largeur totale  $\Gamma$  détermine donc la largeur de l'état de résistance nulle, ou bien encore la profondeur du minima dans

F1201	F1200	NRC1707	NU1783a	NU535	NU1783b	N178
$2.17 \pm 0.1$	$1.7 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1$	$1.7 \pm 0.2$	$3.1 \pm 0.2$	$1.8 \pm 0.2$	-
NTT	F1201Ee	NU1783bs	NRC0050	LPN06p250	LPN06n150	
$1.35 \pm 0.1$	$4.6 \pm 0.3$	$\Gamma_{eq} = 2 \pm 0.2$	$1.8 \pm 0.1$	$\Gamma_{eq} = 3.9 \pm 0.6$	-	

**Tab. 3.3** – Largeur  $\Gamma$  en Kelvin des niveaux de Landau.

le cas où la résistance est proche de l'annulation. *C'est en s'appuyant sur ce principe que nous proposons de déterminer  $\Gamma$ .* Nous déterminons  $\Gamma$  en ajustant notre simulation de la résistance longitudinale aux données expérimentales au niveau des premiers états de résistance nulle. De manière générale, nous choisissons un facteur de remplissage pair assez proche du début de la levée de dégénérescence de spin pour effectuer cet ajustement. Ceci a l'avantage de donner une estimation de  $\Gamma$  dans la région où apparaît la levée de dégénérescence de spin, sur laquelle est centrée dans notre étude. La figure 3.16 illustre un tel ajustement.



**Fig. 3.16** – Méthode de détermination de  $\Gamma$ . Simulation de la résistance longitudinale dans laquelle la largeur  $\Gamma$  est adaptée pour reproduire les minima expérimentaux avant la levée de dégénérescence de spin (tirets). Simulation dans laquelle tous les états sont délocalisés (traits pointillés). Données expérimentales pour l'échantillon *NU1783a* à  $T = 50mK$  (trait continu). L'encart est un agrandissement de la région où l'ajustement est réalisé.

Nous y reportons également une simulation dans laquelle la densité d'états est dépourvue d'état localisés ( $\Gamma = \Gamma_{dl}$ ). Celle-ci est incapable de reproduire la largeur physique des minima aux facteurs de remplissage pairs à haut champ, rappelant la nécessité d'introduire les états localisés. On voit également qu'à bas champ les deux modèles se rejoignent, confirmant que l'influence de la valeur de  $\Gamma$  devient minimale en raison du fort recouvrement des niveaux de Landau. Les valeurs de  $\Gamma$  déterminées par cette méthode pour nos échantillons sont reportées en tableau 3.3.

Pour les échantillons *N178* et *LPN06n150*, il n'a pas été possible de déterminer de manière fiable  $\Gamma$ . Le fort désordre relègue ici l'apparition des états de résistances nulles



au-delà de la levée de dégénérescence de spin. Ainsi il n'est pas possible d'accéder à  $\Gamma$  avant la levée de dégénérescence de spin. Dans ces cas la seule information dont on dispose sur  $\Gamma$  est la borne inférieure constituée par  $\Gamma_{dl}$ .

Discutons enfin le cas des échantillons *NU1783bs* et *LPN06p250* pour lesquels une décroissance en  $1/B$  est observée dans les tracés de Dingle. Dans ce cas les niveaux de Landau peuvent être comme en l'a vu en section 3.1.1 de type lorentzien ou de type gaussien avec une dépendance de la largeur en  $\sqrt{B}$ . L'analyse des SdH à bas champ ne permet pas de distinguer entre les deux descriptions puisqu'elles donnent la même dépendance en champ dans le facteur d'amortissement exponentiel (voir équations 3.10 et 3.8). Il est en revanche possible, en étudiant  $R_{xx}$  à plus haut champ, de distinguer entre ces deux modèles. En effet si le formalisme de l'équation 3.7 n'est plus valable lorsque  $\Delta\rho/\rho_0 > 1$ , l'équation 3.4, elle, s'applique toujours, et peut être utilisée pour décrire l'évolution des pics de magnétorésistance (pour plus de détail voir [Coleridge94, Stormer92]). Dans le cas présent la résistance est donnée par  $\rho_{xx} \propto (D(E_F))^2$ , et l'on voit que suivant la densité d'état mise en jeu, la dépendance en champ des pics de résistance diffère. En s'appuyant sur ce point nous avons constaté que le meilleur modèle pour l'échantillon *NU1783bs* est constitué de niveaux de Landau gaussien de largeur évoluant en  $\sqrt{B}$ , tandis que pour *LPN06p250* des niveaux lorentziens (de largeur indépendante du champ) paraissent mieux adaptée.<sup>7</sup> Nous avons cependant noté, dans les deux cas, que la simulation devient de moins en moins bonne lorsque l'on approche la levée de dégénérescence de spin. Les niveaux de Landau, dont la largeur augmente avec le champ, paraissent trop larges pour décrire correctement les minima de résistance. Il nous semble que cette augmentation de largeur des niveaux de Landau avec le champ n'est plus adéquate à partir d'un certain champ.<sup>8</sup> Nous avons donc à l'aide des données expérimentales re-estimé la densité d'état à l'approche de la levée de dégénérescence de spin. Nous avons traduit cette densité "effective" par une largeur gaussienne équivalente  $\Gamma_{eq}$  (reporté en tableau 3.3) permettant la comparaison avec les autres échantillons.

### 3.2.3 Justification théorique ?

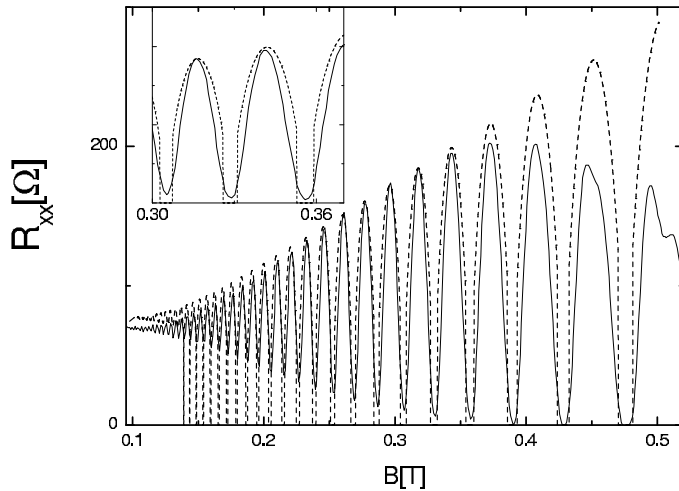
Le modèle phénoménologique que nous proposons pour décrire la densité d'états, s'il est théoriquement bien justifié pour décrire les SdH à bas champ, pose en revanche un problème vis à vis de la description théorique des effets de localisation à plus haut champ.

---

7. Nous rappelons que ces deux modèles diffèrent seulement lorsque  $\Delta\rho/\rho_0 \gtrsim 1$

8. Une explication possible du "blocage" de la croissance en champ de la largeur des niveaux de Landau est une transition vers le régime  $a_{corr} \gg R_{cycl}$  de la théorie RS dans lequel celle largeur devient indépendante du champ. L'hypothèse d'une transition en champ entre ceux deux régimes a déjà été soulevée en section 3.1.3.

En effet, le modèle théorique généralement accepté pour décrire la délocalisation des états au centre du niveau de Landau propose que la délimitation entre états délocalisés et localisés se fasse par une coupure uniforme en énergie (voir par exemple [Huckestein95]). Cette coupure est souvent désignée par le terme de “*bord de mobilité*”. En d’autres termes il ne peut exister d’états délocalisés et localisés à une même énergie (ce qui est en revanche possible dans notre modèle). Conscients de ce fait, nous avons essayé de simuler les SdH avec ce modèle pour la densité d’état. A bas champ, lorsque les niveaux de Landau sont proches en énergie, ce modèle doit être cohérent avec la description issue de l’analyse issue des SdH, c’est à dire des niveaux de Landau gaussiens de largeur indépendante du champ magnétique. La forme utilisée est donc une gaussienne de largeur  $\Gamma_{dl}$ , dans laquelle on définit symétriquement par rapport au centre du niveau une coupure à une énergie donnée. C’est cette coupure qui détermine les caractéristiques des états de résistance nulle, et qui est donc ajustée de manière à les reproduire du mieux possible.



**Fig. 3.17** – Simulation de la résistance longitudinale à l’aide du modèle de “bord de mobilité” pour les états délocalisés (tirets). Données expérimentales pour l’échantillon *NU1783a* à  $T = 50mK$  (trait continu). L’encart est un agrandissement de la région où l’ajustement est réalisé.

Nous reportons en figure 3.17 le résultat obtenu par ce modèle.<sup>9</sup> Il n’est comme on peut le voir *pas capable de reproduire la forme des minima profonds ou des états de résistance nulle*. La chute de résistance induite par le bord de mobilité est beaucoup plus abrupte que ce qu’on observe expérimentalement.

On pourrait penser que les effets de température, et plus particulièrement la modification du peuplement électronique par la statistique de Fermi-Dirac, peuvent lisser cette tendance. Nous avons pour éclaircir ce point ajouter un tel effet dans ce modèle de simulation de la résistance. A une température aussi faible que  $T = 50mK$ , les résultats montrent que ces effets ne sont pas suffisamment marqués pour retrouver la tendance expérimentale. Il

9. Notons que l’échec de la simulation des minima à bas champ est dans ce modèle prévisible. La largeur de la coupure déterminée ici à plus haut champ est trop faible pour provoquer le recouvrement des états délocalisés. Ceci est du au fait que la base des états délocalisés s’écarte de la forme gaussienne déduite de l’étude des SdH.

faudrait pour cela une température de l'ordre de  $200mK$ , ce qui n'est expérimentalement pas le cas. A fortiori, l'effet d'une activation thermique des électrons à travers le gap à facteur de remplissage pair est également négligeable.<sup>10</sup> Nous ne voyons donc pas comment remédier à ce désaccord.

Nous retenons pour conclure que, bien qu'elle ne soit pas attendue théoriquement pour décrire les effets de localisation, la description que nous proposons pour la densité d'états est de loin la mieux adaptée pour une reproduction fidèle de l'expérience.<sup>11</sup>

## Conclusion

Ce chapitre a été dédié à la *caractérisation de la densité d'état électronique dans nos systèmes électroniques bidimensionnels*. Nous avons présenté des mesures des oscillations SdH à très basse température qui permettent d'estimer le désordre propre à chacun de nos systèmes. Dans une très large majorité de cas les tracés de Dingle témoignent de niveaux de Landau gaussiens compatibles avec les diffusions à longue portée qui prédominent dans ces systèmes. Un modèle décrivant qualitativement et quantitativement la densité d'état a ainsi pu être développé et reproduit de manière satisfaisante la magnéto-résistance de ces GAZ-2D.

---

10. Aux champs magnétiques mis en jeu, les gap cyclotron sont déjà trop grands pour qu'une activation thermique à une si faible température ( $T = 50mK$ ) ait un effet notable.

11. On notera par ailleurs que Oswald *et al* [Oswald06] ont très récemment proposé une approche théorique qui proposent une distribution lisse des états délocalisés similaire à celle que nous déduisons de l'expérience.

# Bibliographie

- [Coleridge89] P.T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher, *Phys. Rev. B.* **39**, 1120, (1989).
- [Coleridge91] P.T. Coleridge, *Phys. Rev. B.* **44**, 3793, (1991).
- [Coleridge94] P. T. Coleridge, P. Zawadzki, A. S. Sachrajda, *Phys. Rev. B.* **49**, 10798, (1994).
- [Coleridge96] P.T. Coleridge, M. Hayne, P. Zawadzki, A. Sachrajda, *Surf. Sci.* **362**, 560, (1996).
- [Dmitriev02] A. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 266804, (2002).
- [Gornyi04] I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B.* **69**, 045313, (2004).
- [Hayne92] M. Hayne, A. Usher, *Phys. Rev. B.* **46**, 9515, (1992).
- [Huckestein95] B. Huckestein *Rev. Mod. Phys.* **67**, 357, (1995).
- [Isihara86] A. Isihara, L. Smrčka, *J. Phys. C.* **19**, 6777, (1986).
- [LK56] I.M. Lifshitz, A.M. Kosevich, *Zh. ksp. Teor. Fiz.* **29**, 730, (1955) [Sov. Phys. JETP **2**, 636 (1956)].
- [Maude92] D. K. Maude, L. Eaves, J. C. Portal, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 16, (1992).
- [MZhu03] M. Zhu, A. Usher, A. J. Matthews, A. Potts, M. Elliott, W. G. Herrenden-Harker, D. A. Ritchie, M. Y. Simmons, *Phys. Rev. B.* **67**, 155329, (2003).
- [Oswald06] J. Oswald, M. Oswald, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, R101-138, (2006).
- [Raik93] M. E. Raik, T. V. Shabazyan, *Phys. Rev. B.* **47**, 1522, (1993).
- [Studenikin05] S. A. Studenikin, M. Potemski, A. Sachrajda, M. Hilke, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. B.* **71**, 245313, (2005).
- [Stormer92] H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Solid State Com.* **84**, 95, (1992).
- [Tan05] Y. W. Tan, J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, *Phys. Rev. Lett* **94**, 016405, (2005).



# Chapitre 4

## Estimation des interactions d'échange électroniques



# Estimation des interactions d'échange électroniques

Dans ce chapitre, nous nous attachons à estimer l'effet des interactions entre électrons dans nos systèmes. En toute rigueur, l'interaction électron-électron discutée ici ne contient pas seulement le processus d'échange au sens strict du terme, mais inclut comme nous allons le voir les effets d'écrantage et de corrélation. Nous montrons que ces derniers constituent une composante notable des interactions électrons-électrons. Pour ce faire, nous proposons deux approches différentes: l'étude de la susceptibilité de spin du GAZ-2D d'une part, et l'étude du "facteur g amplifié" d'autre part. Les résultats obtenus par ces deux approches sont comparés en fin de chapitre et donnent une description cohérente des interactions d'échange en fonction de la densité électronique.

## 4.1 Susceptibilité de spin

La susceptibilité de spin du GAZ-2D est un thème de recherche de grande actualité, qui a motivé ces 10 dernières années un nombre de travaux conséquent tant au plan expérimental que théorique (voir [Pudalov04] et les références incluses). La raison principale de cet intérêt grandissant est le lien qu'il existe entre cette propriété physique et l'état fondamental du GAZ-2D à champ magnétique nul, qui reste une des problèmes majeurs non-résolus du domaine de la matière condensée. Comme nous le montrons dans cette section, la susceptibilité de spin contient des informations relatives aux interactions entre électrons et permet ainsi de caractériser ces dernières. Nous posons dans un premier temps les bases théoriques du problème. Nous développons ensuite l'aspect expérimental en présentant les mesures que nous avons effectuées sur nos systèmes et les résultats obtenus.

### 4.1.1 Théorie

A température nulle et pour une densité électronique  $n_s$ , la polarisation de spin  $P$  du GAZ-2D est définie par:



$$P = \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n_s} \quad (4.1)$$

où  $n \uparrow$  désigne le nombre d'électrons de spin "haut" et  $n \downarrow$  le nombre d'électrons de spin "bas".

La susceptibilité statique de spin  $\chi$  qui caractérise la réponse du système électronique à un champ magnétique appliqué, en terme de polarisation de spin<sup>1</sup>, s'écrit alors:

$$\chi = \left[ \frac{\partial P}{\partial B} \right]_{B \rightarrow 0} \quad (4.2)$$

En introduisant l'énergie  $E_g$  par électron de l'état fondamental du système électronique (en l'absence de champ magnétique), l'énergie totale  $E_{Tot}$  par électron du système en présence du champ magnétique s'écrit:

$$E_{Tot} = -P \left( \frac{g^* \mu_B B}{2} \right) + E_g \quad (4.3)$$

Notons qu'à travers cette écriture l'interaction spin/champ magnétique n'inclut pas l'effet des interactions électron-électron (le facteur  $g$  utilisé est le facteur  $g$  effectif  $g^*$  prenant seulement en compte le couplage spin-orbite), celles-ci étant prises en compte dans l'énergie  $E_g$ , comme détaillé ci-dessous.

La minimisation de l'énergie  $E_{Tot}$  par rapport à  $P$  donne  $\frac{\partial E_g}{\partial P} = -\frac{g^* \mu_B B}{2}$  et l'on peut donc écrire:

$$\chi = \left[ \frac{\partial P}{\partial B} \right]_{B \rightarrow 0} = -\left( \frac{\mu_B g^*}{2} \right) \left[ \frac{\partial^2 E_g}{\partial P^2} \right]_{P \rightarrow 0}^{-1} \quad (4.4)$$

L'estimation théorique de la susceptibilité de spin passe donc, en général, par la connaissance de l'énergie de l'état fondamental du GAZ-2D, ce qui lui confère à la fois toute sa difficulté mais aussi tout son intérêt actuel. La connaissance de l'état fondamental du GAZ-2D est une question encore non résolue principalement à cause du rôle des effets multi-corps. Un paramètre essentiel dans sa description est le paramètre dit de densité,  $r_s$ , défini par le rapport entre l'énergie coulombienne d'interaction électron-électron  $\frac{e^2 \sqrt{\pi n_s}}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r}$  et l'énergie de Fermi. En dimension deux l'énergie de Fermi du gaz d'électron libre vaut  $\frac{\hbar^2 \pi n_s}{m^*}$ , d'où  $r_s = \frac{1}{a_B \sqrt{\pi n_s}}$ , où  $a_B$  est le rayon de Bohr effectif ( $a_B = \frac{\hbar^2 4\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{m^* e^2}$ ). La normalisation en terme de rayon de Bohr effectif permet de s'affranchir des caractéristiques du milieu qui influent inévitablement sur les distances de l'interaction. On voit ainsi que  $r_s$  peut aussi s'interpréter comme une séparation moyenne entre les électrons, indépendante du système hôte. Ce paramètre permet donc de jauger le rôle des interactions électron-électron: les

1. On peut aussi définir une susceptibilité magnétique  $\chi_M = \frac{\partial M}{\partial B}$  où  $M$  désigne l'aimantation de spin du système.

faibles valeurs de  $r_s$ , correspondant aux hautes densités électroniques, caractérisent un régime de faibles interactions et on retrouve pour la limite  $r_s = 0$  un gaz d'électrons sans interactions. Inversement les fortes valeurs de  $r_s$  correspondent au régime d'interactions électron-électron fortes. Dans le cas de notre étude, portant sur des GAZ-2D de densité comprise entre  $\sim 1 \times 10^{11}$  et  $\sim 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  dans GaAs, **le paramètre  $r_s$  se situe entre 0.6 et 1.9**. Nous nous situons comme nous allons le voir dans un domaine de relativement faible interaction.

On décompose usuellement l'énergie de l'état fondamental d'un gaz d'électron libre en interaction en trois termes principaux : un terme d'énergie cinétique, un terme d'énergie d'échange et un terme d'énergie de corrélation. L'énergie cinétique  $E_{cin}$  (énergie de Fermi) est une énergie à particule unique, tandis que les énergies d'échange et corrélation, parfois regroupées en un seul terme décrivent les interactions entre électrons. L'énergie d'échange  $E_{ex}$  correspond à un mécanisme d'interaction coulombienne bien précis : c'est l'échange de quantité de mouvement entre deux électrons de même spin. Elle a été calculé en fonction de la densité électronique par Hartree et Fock, dans le cadre de l'approximation du même nom [ASHCROFT76]. Dans le cas d'un système non polarisé en spin, elle s'exprime en fonction de  $r_s$  de la manière suivante:  $-\frac{0.916}{r_s}$  en dimension 3 [Ashcroft76] et  $-\frac{1.2004}{r_s}$  en dimension 2 [Isihara89], les énergies étant ici données par électron en unité de Rydberg ( $1R_y = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \simeq 13.6 \text{eV}$ ). Le signe négatif traduit un abaissement de l'énergie du système. *L'énergie d'échange stabilise donc un ensemble de spin de même orientation*. Ceci est à l'origine de l'amplification de la susceptibilité de spin par l'énergie d'échange. En réalité dès 1929 [Bloch29], Bloch remarqua que dans le cadre de l'approximation Hartree-Fock, les spins électroniques pouvaient s'aligner spontanément à basse densité électronique afin d'optimiser l'énergie d'échange, ce qu'il proposa comme possible explication du ferromagnétisme. Nous reviendrons largement sur cette notion fondamentale par la suite.

Bien qu'elle saisisse une composante essentielle de l'interaction, à savoir l'échange, l'approximation Hartree-Fock reste cependant une approximation au premier ordre qui présente des limites. Ainsi l'énergie totale du système n'est en générale pas entièrement décrite par l'ensemble  $E_{cin} + E_{ex}$ . Le terme "manquant" est usuellement nommé terme de "corrélation". Toute la subtilité de la connaissance de l'état fondamental réside dans l'estimation de ce terme. En notant ce terme  $E_{corr}$ , nous pouvons exprimer  $E_g$  en fonction du paramètre  $r_s$  et de la polarisation de spin  $P$  du système :

$$E_g(r_s, P) = \frac{(1 + P)^2}{r_s^2} - \frac{4\sqrt{2}}{3\pi r_s} ((1 + P)^{\frac{3}{2}} + (1 - P)^{\frac{3}{2}}) + E_{corr}(r_s, P) \quad (4.5)$$

Le premier terme désigne l'énergie cinétique par électron  $E_{cin}$  et est calculé en intégrant sur le disque de Fermi. Le second est l'énergie d'échange  $E_{ex}$  dans l'approximation Hartree-Fock.

Dans le cas d'un ensemble d'électrons sans interactions, l'énergie  $E_g$  se réduit à l'énergie cinétique et  $\left(\frac{\partial^2 E_g}{\partial P^2}\right) = \left(\frac{\partial^2 E_{cin}}{\partial P^2}\right) = \frac{2}{r_s^2}$ , ce qui donne d'après l'équation 4.4<sup>2</sup>:

$$\chi_0 = - \left( \frac{\mu_B g^*}{2} \right) \frac{r_s^2}{2} = \frac{\mu_B g^* m^*}{n_s 2\pi \hbar^2} \quad (4.6)$$

Cette susceptibilité de spin caractérisant un gaz d'électrons libres et indépendants est connue sous le nom de susceptibilité de Pauli (voir [Aschcroft76]). Nous verrons au paragraphe suivant qu'on peut la retrouver de manière plus simple.

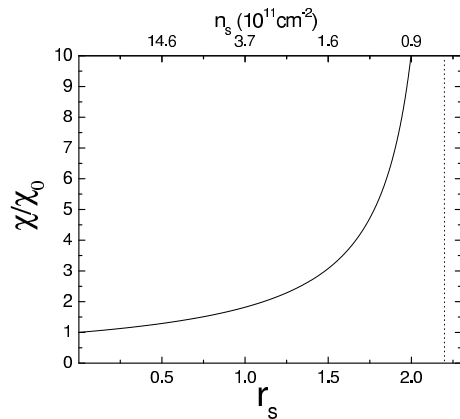
On peut alors définir une *susceptibilité de spin dite relative*, par le rapport entre la susceptibilité du gaz "réel" dans lequel les électrons interagissent et la susceptibilité de Pauli. Elle s'écrit d'après les équations 4.4 et 4.6:

$$\frac{\chi}{\chi_0}(r_s) = \frac{\left[\frac{\partial^2 E_g}{\partial P^2}\right]_{P \rightarrow 0}^{-1}}{\frac{r_s^2}{2}} = \frac{1}{1 - \frac{\sqrt{2}}{\pi} r_s + \frac{r_s^2}{2} \left[\frac{\partial^2 E_{corr}}{\partial P^2}\right]_{P \rightarrow 0}} \quad (4.7)$$

où il apparaît clairement que  $\chi/\chi_0$  contient l'information sur les interactions entre électrons, et plus particulièrement que la connaissance du terme de corrélation permet d'expliciter  $\chi/\chi_0$ .

Dans le cas de l'approximation Hartree-Fock, le terme  $E_{corr}$  est négligé, la susceptibilité de spin s'exprime de manière explicite en fonction de  $r_s$ :

$$\frac{\chi}{\chi_0}(r_s) = \frac{1}{1 - \frac{\sqrt{2}}{\pi} r_s} \quad (4.8)$$



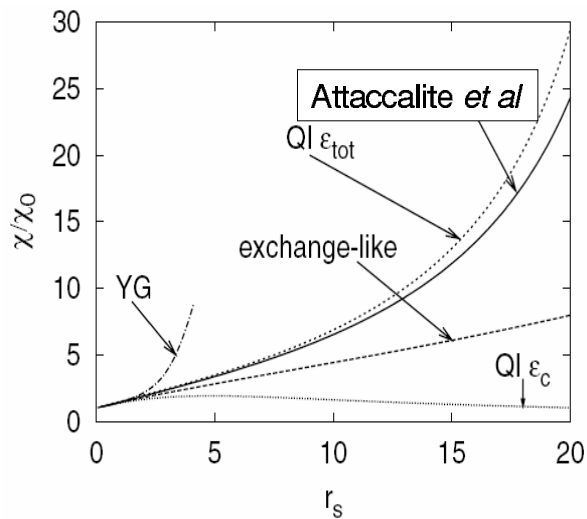
**Fig. 4.1** – Susceptibilité relative de spin dans l'approximation Hartree-Fock en fonction du paramètre de densité  $r_s$  (trait continu). La divergence en  $r_s \simeq 2.2$  est matérialisée par une asymptote verticale. L'équivalent du paramètre  $r_s$  en densité électronique pour GaAs est précisé à titre informatif sur l'échelle supérieure.

Cette grandeur est reportée en figure 4.1. Dans la limite  $r_s \rightarrow 0$ , les interactions entre électrons sont négligeables face à l'énergie cinétique et la susceptibilité  $\chi$  retrouve la valeur  $\chi_0$  de Pauli (modèle à particule unique). Lorsque  $r_s$  augmente, le poids relatif de l'énergie

2. Le passage à la seconde égalité se fait en prenant en compte que la dérivée de l'énergie cinétique est ici donnée en Rydberg.

d'échange par rapport à l'énergie cinétique est de plus en plus important, et l'amplification de la susceptibilité de spin par l'échange croît. On atteint même une divergence pour  $r_s \simeq 2.2$ . Cette divergence ne correspond cependant pas à une situation physique observable. En effet on n'a jamais mesuré dans des systèmes électroniques bidimensionnels une divergence de susceptibilité dans ce domaine de densité. Ceci est dû au fait qu'en réalité la tendance croissante donnée par l'approximation Hartree-Fock est tempérée par les corrélations entre électrons et l'écrantage.

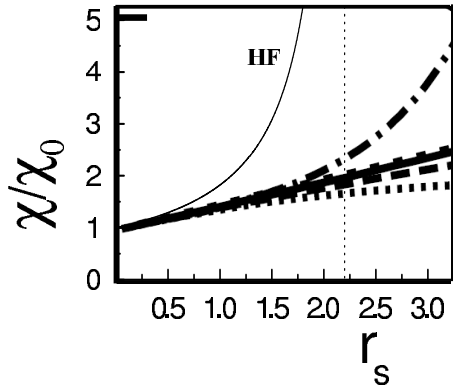
La prise en compte quantitative des effets de corrélation dans la susceptibilité de spin est une tâche théorique relativement difficile, puisque comme l'indique l'équation 4.7 il faut connaître l'énergie de corrélation du système. Une des techniques utilisée pour cela est la simulation Monte Carlo quantique (QMC), avec laquelle des résultats significatifs ont été obtenus par exemple par Tanatar et Ceperley [Tanatar89] et plus récemment Attaccalite *et al* [Attaccalite02].



**Fig. 4.2** – Susceptibilités relatives de spin en fonction du paramètre de densité  $r_s$ . Calcul d'Attaccalite *et al* (trait continu).

La figure 4.2 issue de la référence [Attaccalite02] regroupe différentes prédictions pour la susceptibilité de spin d'un GAZ-2D idéal en fonction de  $r_s$ . Ces différents résultats correspondent à différentes estimations de l'énergie de corrélations du système. Comme on peut le voir ils diffèrent de manière significative à fort  $r_s$ , où le rôle des effets de corrélations devient primordial et leur estimation hautement non-triviale. En ce qui concerne le domaine de densité couvert par nos échantillons, correspondant à de faibles de valeurs du paramètre de densités  $r_s$  ( $0.6 < r_s < 1.9$ ), les prédictions sont comme on peut le voir sur la figure 4.3 beaucoup plus uniformes.

Dans ce régime de faible interaction le rôle des corrélations entre électrons est moins important et mieux maîtrisé. Les différents résultats, qui prédisent un rapport  $\chi/\chi_0$  nettement inférieur à celui de l'approximation Hartree-Fock, montrent toutefois que celles-ci, associées à l'écrantage, jouent un rôle même dans le cas de notre régime à priori faiblement



**Fig. 4.3** – Susceptibilités relatives de spin pour les faibles valeurs du paramètre de densité  $r_s$  (agrandissement de la figure 4.2). Le résultat obtenu par l’approximation Hartree-Fock (HF) est ajouté pour comparaison.

intéragissant. Nous allons voir que ceci est confirmé par les résultats expérimentaux.

### 4.1.2 Expérience

#### Méthodes de détermination

*Le produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$*

Il existe différents moyen expérimentaux d’accéder à la susceptibilité de spin (pour une revue voir [Pudalov04]). En ce qui concerne les mesures de transport, l’accès à la susceptibilité de spin de fait en général par l’intermédiaire du produit *masse effective*  $\times$  *facteur de Landé effectif*. Nous détaillons dans ce qui suit le lien entre celle-ci et ce produit.

Comme nous l’avons vu au chapitre I, les interactions entre électrons sont à l’origine d’une amplification du gap de spin par rapport à sa valeur dans le modèle à particule unique ( $g^* \mu_B B$ ). De même, la masse effective peut être modifiée par les interactions entre électrons (Cf. [Tan05] et références incluses). Nous n’avons jusqu’ici jamais mentionné cet effet car il n’intervient pas de manière significative dans nos expériences, en raison de la “haute” densité électronique de nos échantillons (nous discutons ce point à la fin de ce chapitre). Il est cependant ici nécessaire de le mentionner pour la bonne compréhension du formalisme de la susceptibilité de spin qui décrit un très large domaine de densités électroniques.

Il est ainsi d’usage de définir **une masse effective et un facteur de Landé effectif qui prennent en compte l’effet des interactions entre électrons** (on parle de paramètres “renormalisés” par l’interaction électron-électron, en référence à la théorie de Landau des liquides de Fermi). Nous noterons cette masse effective  $m_{ex}^*$ , et nous définissons ici un facteur de Landé effectif  $g_{Tex}^*$  tel que le gap de spin total  $\Delta_s$  s’écrit:

$$\Delta_s = g_{Tex}^* \mu_B B \quad (4.9)$$

où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et B le champ magnétique **total**. Nous insistons sur le fait que ce gap de spin est écrit ici en fonction du champ magnétique total vu par l’électron,

et non le champ perpendiculaire, comme ce sera le cas pour le paramètre  $g_{ex}^*$  introduit en section 4.2 de ce chapitre. Cette définition est essentielle dans le cas où l'on s'intéresse à la susceptibilité de spin car le spin, contrairement aux effets orbitaux, répond au champ magnétique total.

Le lien entre les paramètres  $m_{ex}^*g_{Tex}^*$  et la susceptibilité de spin peut être établi de la manière suivante. Considérons un ensemble de  $n_s$  électrons soumis à un champ magnétique  $B$ . Sous l'effet du champ magnétique les électrons de spin "haut" acquièrent une énergie  $-\frac{g_{Tex}^*\mu_B B}{2}$  opposée à celle des électrons de spin "bas".

La polarisation de spin définie par l'équation 4.1 s'écrit alors

$$P = \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n_s} = \frac{g_{Tex}^*\mu_B B D(E_F)}{n_s} \quad (4.10)$$

où  $n \uparrow$  désigne le nombre d'électrons de spin "haut" et  $n \downarrow$  le nombre d'électrons de spin "bas", et  $D(E_F)$  la densité d'états associée à une orientation de spin.<sup>3</sup> La susceptibilité de spin s'obtient par la définition de l'équation 4.2:

$$\chi = \left( \frac{g_{Tex}^*\mu_B}{n_s} \right) [D(E_F)]_{B \rightarrow 0} = \frac{g_{Tex}^* m_{ex}^* \mu_B}{n_s 2\pi \hbar^2} \quad (4.11)$$

puisque dans la limite  $B \rightarrow 0$ , la densité d'états du GAZ-2D retrouve la valeur  $\frac{m_{ex}^*}{2\pi \hbar^2}$ . Dans le cas d'un GAZ-2D sans interactions, les paramètres  $m_{ex}^*$  et  $g_{Tex}^*$  prennent les valeurs  $m^*$  et  $g^*$  du modèle à particule unique. On retrouve alors la susceptibilité paramagnétique dite de Pauli  $\chi_0$ , identique à celle établie par l'équation 4.6. La susceptibilité de spin relative  $\chi/\chi_0$ , s'écrit donc:

$$\frac{\chi}{\chi_0} = \frac{m_{ex}^* g_{Tex}^*}{m^* g^*} \quad (4.12)$$

où le lien entre  $\chi/\chi_0$  et le produit  $m_{ex}^*g_{Tex}^*$  est immédiat. La détermination de la susceptibilité de spin peut donc se faire par l'intermédiaire du produit  $m_{ex}^*g_{Tex}^*$ , ce dernier étant accessible par des mesures de transport en champ magnétique incliné, faisant intervenir un champ magnétique dans le plan du GAZ-2D. Parmi celles-ci deux techniques principales se sont développées au cours des 20 dernières années: la mesure en champ inclinés, et les mesures en champ magnétiques parallèles. Comme nous le montrons dans ce qui suit, la méthode des champ inclinés que nous décrivons en premier lieu se révèle être la mieux adaptée à nos structures (*GaAs* haute densité), c'est pourquoi nous l'avons choisie en priorité dans notre étude. La prochaine section est ainsi entièrement dédiée aux résultats obtenus sur nos échantillons par cette méthode. Nous avons néanmoins tenu à

3. En toute rigueur cette expression est valable en prenant une forme rectangulaire pour les niveaux de Landau, mais pour de faibles champs / polarisation elle constitue une bonne approximation du cas gaussien. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 6.

présenter à la fin de la présente section la seconde méthode, qui, bien que moins adaptée à nos échantillons, a été largement utilisée sur d'autres systèmes et aide à la compréhension de l'effet du champ parallèle dans de telles mesures.

### Les champs inclinés

Initialement introduite par Fang et Stiles sur les Si-MOSFET [Fang68], la méthode en champ incliné utilise la présence d'une composante de champ magnétique parallèle au plan du GAZ-2D en complément de la composante perpendiculaire traditionnelle. Les effets orbitaux, comme le mouvement cyclotron de l'électron, sont sensibles uniquement à la composante perpendiculaire, alors que les effets de spin, comme l'effet Zeeman, sont contrôlés par le champ magnétique total vu par l'électron.

La rotation de l'échantillon dans le champ magnétique initialement perpendiculaire au GAZ-2D réduit la composante perpendiculaire et permet d'augmenter le rapport champ total / champ perpendiculaire, directement lié à l'angle d'inclinaison. On peut ainsi augmenter le poids relatif de l'énergie Zeeman (fonction du champ magnétique total) par rapport à l'énergie cyclotron, par exemple jusqu'à ce que le gap de spin total  $\Delta_s$  défini par l'équation 4.9 atteigne le gap cyclotron  $\hbar\omega_c$ . C'est ce que nous appellerons par la suite la *condition de coincidence*, puisque pour cette condition les niveaux de Landau d'indice voisin et de spin opposé coïncident dans la densité d'état.

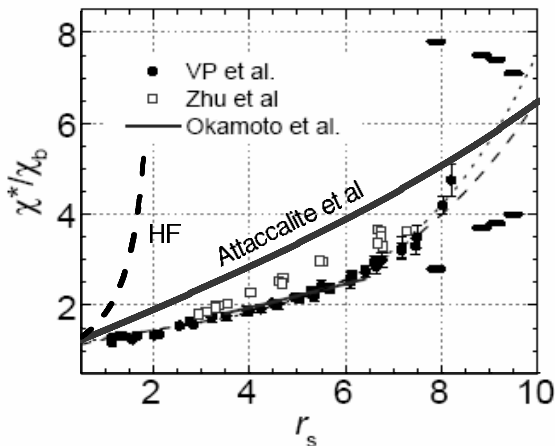
On peut définir à l'aide du paramètre  $i$  les différentes valeurs du rapport de ces deux gaps en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$ :

$$i = \frac{(g_{Tex}^* \mu_B B)}{\hbar\omega_c} = \frac{g_{Tex}^* m_{ex}^*}{2m_e \cos\theta} \quad (4.13)$$

On peut en général repérer expérimentalement les conditions correspondant aux valeurs entières ou semi-entières de  $i$ . Pour  $i = 0.5$  par exemple (où le gap de spin vaut la moitié du gap cyclotron), les minima dans la résistance longitudinale aux facteurs de remplissage pairs et impairs ont la même profondeur. Pour  $i = 1$ , celle-ci exhibe des maxima et non des minima aux facteurs de remplissage pairs, résultant de la coincidence des niveaux de Landau de spin opposé d'indice voisin. Nous illustrerons ceci plus tard sur nos échantillons. *La connaissance de l'angle  $\theta_i$  pour lequel sont observés ces événements permet de remonter au produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$ .* En ce qui concerne *GaAs*, les mesures les plus significatives ont à notre sens été obtenues à l'aide de cette méthode par Zhu *et al* [Zhu03]. Pour des densités allant de  $1.7 \times 10^9$  à  $4.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  ( $2.2 < r_s < 13.4$ ), ils ont établi une relation phénoménologique qui relie la susceptibilité de spin à la densité électronique  $n_s$  et à la polarisation  $P$  du système:

$$\frac{\chi}{\chi_0}(n_s, P) = \frac{2.73 + 3.9Pn_s}{n_s^{0.4}} \quad (4.14)$$

La dépendance en polarisation s'établit à densité fixe en variant la valeur du paramètre  $i$ . Nous détaillons ce point en section 4.1.2. Elle s'interprète par la possibilité étendue d'échange avec une population accrue de spin de même orientation, favorisant l'alignement des spins. On peut à partir de cette relation extraire la susceptibilité paramagnétique de spin correspondant à un système non-polarisé (c'est de cette grandeur dont il est question dans la partie théorique) et se focaliser sur la dépendance en densité. Les résultats ainsi obtenus sont reportés sur la figure 4.4 issue de [Pudalov04] (carrés ouverts). On y trouve également des résultats obtenus par des méthodes similaires sur différents systèmes rééchelonnés en terme de paramètre de densité  $r_s$ . Cette figure regroupe les travaux d'Okamoto *et al* [Okamoto99] et de Pudalov *et al* [Pudalov02] réalisés sur des GAZ-2D dans le silicium, et les travaux de Zhu *et al* sur GaAs. Les traits fins sont des interpolations des données, les tirets horizontaux sont des limites supérieures et inférieures obtenues dans [Pudalov04]. Nous y avons ajouté pour comparaison la susceptibilité de spin Hartree-Fock pour  $0 < r_s < 1.8$  (trait tirets épais) et celle calculée par Attaccalite *et al* pour  $0 < r_s < 10$  (trait continu épais).



**Fig. 4.4** – Susceptibilité de spin mesurée sur différents systèmes électroniques en fonction de  $r_s$  (détails dans le texte). Les prédictions théoriques de Hartree-Fock et d’Attaccalite *et al* sont ajoutées pour comparaison.

Les valeurs expérimentales obtenues sont bien plus faibles que la susceptibilité Hartree-Fock, confirmant le rôle de l'écrantage et des effets de corrélation. La tendance en densité est correctement décrite par la prédiction d’Attaccalite *et al*, bien que les valeurs expérimentales soient en général plus faibles. Nous reviendrons en détail sur ce point par la suite. Ce qui nous motive tout particulièrement, c’est ***de savoir si cette tendance est toujours valable dans nos systèmes GaAs de plus hautes densités (plus faibles  $r_s$ )***. Nous nous attelons à cette tâche en section 4.1.2.

#### Les champs parallèles

L’application d’un champ magnétique parallèle au GAZ-2D lève progressivement la dégénérescence de spin du système. La séparation énergétique des deux niveaux de spin crée une différence de population entre les spin “haut” et “bas” et donc une polarisation



en spin du système. Cette polarisation augmente avec le champ magnétique (voir équation 4.10) jusqu'à ce que l'écart énergétique  $g_{Tex}^* \mu_B B$  entre les sous-bandes vérifie la condition  $g_{Tex}^* \mu_B B = 2E_F$ . Tous les spins se retrouvent alors dans le même état et le système est entièrement polarisé. En supposant le produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$  indépendant du champ magnétique (hypothèse qui comme nous allons le voir fait défaut à cette méthode dans le cas de *GaAs*), on peut connaissant le champ  $B_P$  correspondant à cette condition remonter à ce produit par l'équation:

$$m_{ex}^* g_{Tex}^* = \frac{2\pi \hbar^2 n_s}{\mu_B B_P} \quad (4.15)$$

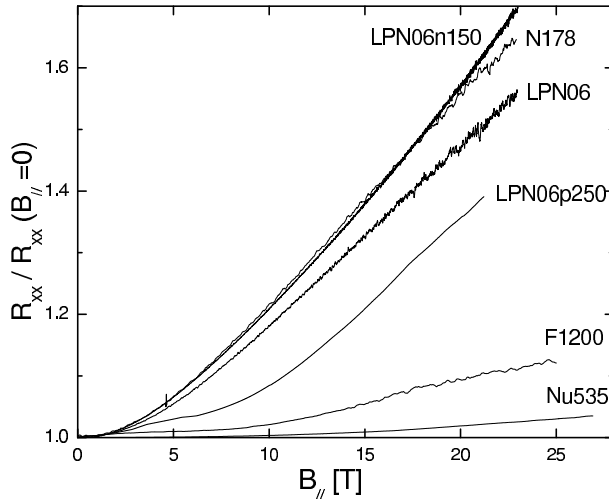
Expérimentalement le champ  $B_P$  correspondant à la polarisation totale en spin peut être détecté par l'étude du comportement de la magnétorésistance longitudinale. De manière générale, celle-ci croît dans un premier temps lorsqu'un champ magnétique est appliqué parallèlement au GAZ-2D.

Dans le cas des GAZ-2D dans les Si-MOSFET, cette augmentation est en général attribuée à des effets de spin, la polarisation en spin induite par le champ magnétique parallèle réduisant la densité d'état au niveau de Fermi et donc l'efficacité de l'écrantage (voir [Dolgoplov00, Herbut01, Zala01, Zhang05]). On observe ensuite une saturation à partir d'une certaine valeur du champ parallèle au-delà de laquelle la magnétorésistance longitudinale conserve alors une valeur quasi constante. Plusieurs groupes (voir par exemple [Okamoto99]) ont mis en évidence un lien entre cette saturation et la polarisation complète en spin du système. Plus précisément, le champ de saturation de la magnétorésistance longitudinale peut être identifié au champ de polarisation complète en spin  $B_P$ .<sup>4</sup> Le produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$  déduit de la valeur de  $B_P$  est en général en accord, plus ou moins bon, avec les résultats obtenus en champ inclinés.

Dans le cas de *GaAs*, on observe également une augmentation de la résistance en fonction du champ magnétique parallèle appliqué. Cet effet initialement observé sur les gaz de trous (p-GaAs) ([Papadakis00, Tutuc01]) a été ensuite mis en évidence sur un gaz d'électron basse densité dans *GaAs* [Tutuc02]. Nous avons étendu cette observation à nos systèmes hautes densités, comme on peut le voir sur la figure 4.5. Nous reportons ici la résistance longitudinale de différents échantillons en fonction d'un champ magnétique appliqué parallèlement au plan du GAZ-2D. Pour s'assurer que le champ appliqué est purement parallèle au plan du GAZ-2D, nous avons utilisé le dispositif de rotation de l'échantillon "in-situ" décrit au chapitre 2 et détecté la position "parallèle" par l'annula-

4. En étudiant les oscillations SdH en champ perpendiculaire, pour un champ parallèle additionnel fixé, Vitkalov *et al* ont montré [Vitkalov00] que, pour le champ parallèle correspondant à la saturation de la magnétorésistance longitudinale, la fréquence des oscillations SdH est doublée par rapport à la fréquence initiale des SdH non-résolues en spin.

tion de la tension de Hall à champ magnétique fini.



**Fig. 4.5** – Résistance longitudinale de différents échantillons en fonction du champ magnétique appliqué parallèlement au plan du GAZ-2D.  $T = 50mK$ . Pour comparaison entre les différents échantillons les résistances sont normalisées par la valeur à champ nul. Les courbes fortement bruitées ont été lissées.

A la différence du silicium il n’apparaît en général pas de saturation<sup>5</sup> mais un changement fonctionnel dans la dépendance en champ parallèle ( $\propto e^{B^2} \rightarrow \propto e^B$ ), associé à la polarisation complète en spin.<sup>6</sup> C’est par ce signe expérimental qu’on détermine  $B_P$ . Contrairement à ce qui est observé dans le silicium, le produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$  (ou la susceptibilité de spin) ainsi obtenu exhibe une tendance curieusement non-monotone en densité [Tutuc02], qui diffère dramatiquement du résultat obtenu en champ incliné. Zhu *et al* ont également obtenu ce comportement apparemment non-monotone en interprétant les données en champ parallèle de cette façon, et ont montré que cette méthode n’était en fait *pas appropriée à l’extraction de la susceptibilité de spin*. En effet, la susceptibilité de spin dépend d’après leurs résultats de la polarisation du système. Or, lorsqu’on applique un champ parallèle au GAZ-2D, on polarise ses spins graduellement, et on modifie donc la susceptibilité de spin. Ainsi la fonction de réponse que l’on cherche à mesurer (la susceptibilité de spin), dépend elle-même de l’amplitude de l’excitation (le champ magnétique), ce qui n’est pas pris en compte lorsque l’on établit le lien entre  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$  et le champ de polarisation complète  $B_P$  (où l’on suppose implicitement que  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$  est indépendant de la polarisation / du champ magnétique). Le champ  $B_P$  mesure donc un produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$  perturbé par la polarisation, ce qui est probablement à l’origine de l’obtention du comportement dit “anormal” reportés par Tutuc *et al* [Tutuc02] et clairement identifié par Zhu *et al* [Zhu03].

Cet effet de la polarisation apparemment peu important dans le silicium (si l’on se base sur l’accord relatif entre les méthodes champs inclinés/champs parallèles) est donc sur *GaAs* non-négligeable. A celui-ci s’ajoute, toujours dans le cas de *GaAs*, de possibles

5. Un contre exemple a très récemment été observé sur p-GaAs [Gao06].

6. Ce changement n’est pas observé sur les structures que nous présentons en figure 4.5 très probablement en raison de leur “haute” densité, repoussant le champ  $B_P$  vers de très grandes valeurs.

effets orbitaux. En présence d'un fort champ dans le plan du GAZ-2D, le mouvement des électrons dans ce plan est couplé à la direction de confinement. L'introduction d'un mouvement selon cette direction peut donner lieu à des transitions entre les différentes sous-bandes de confinement, et à une modification de la masse effective (connue sous le nom d'effet Stern [Stern68]). Une telle modification serait une source supplémentaire de perturbation du produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$  par le champ parallèle (voir [Tutuc03]).

Le comportement de la résistance en champ parallèle dans *GaAs* est donc induit par un ensemble complexe d'effets de spin et d'effets orbitaux qui font que *la méthode des champs parallèles ne permet pas d'avoir un accès fiable à la susceptibilité de spin*.

Rappelons ici que la méthode en champ incliné ne permet pas de se débarrasser de l'effet de la polarisation mais, à la différence de la méthode en champ parallèle, de le prendre en compte puisque celle-ci est maîtrisée par le repérage des conditions de coïncidence des niveaux de Landau. ***La méthode la plus adéquate à l'étude de la susceptibilité de spin dans nos échantillons se révèle donc être la méthode en champ incliné.***

### Mesures par la méthode des champs inclinés

Nous avons utilisé la méthode des champs inclinés précédemment décrite avec une démarche similaire à celle employée par Zhu *et al* [Zhu03]. Ces derniers disposaient d'une grille sur leur hétérostructure, leur permettant de procéder à une étude à champ perpendiculaire fixe, et angle et densité variable sur le même échantillon. Nous disposons de plusieurs échantillons de densités différentes, si bien que nous avons procédé à densité fixe (celle de l'échantillon en question), et angle et champ magnétique variable.

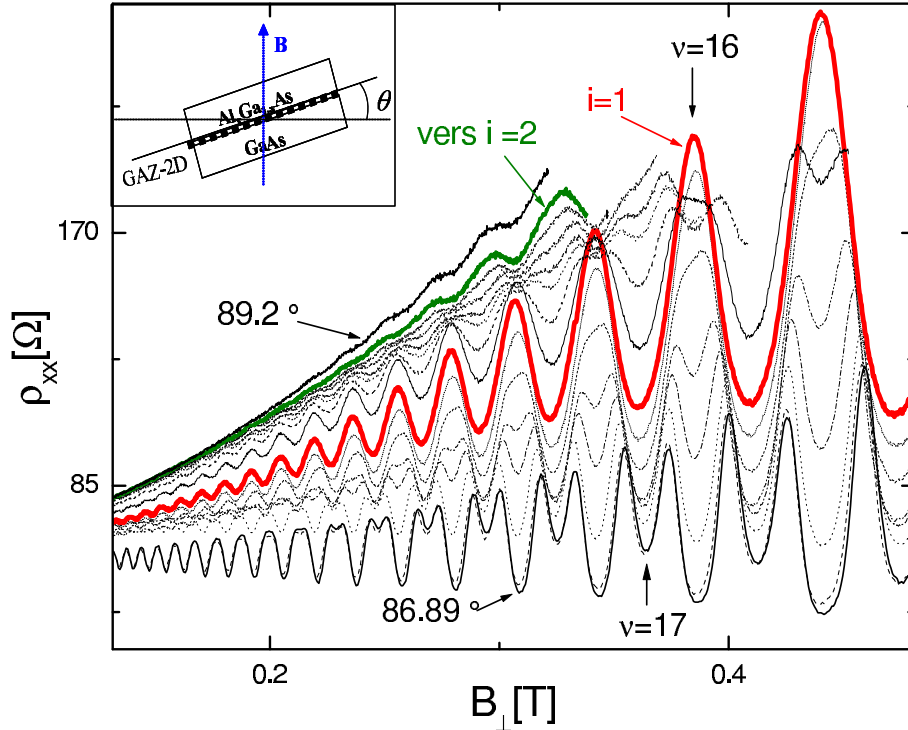
Nos mesures en champ inclinés sont réalisées grâce au dispositif de rotation "in situ" de l'échantillon dans la chambre de mélange du réfrigérateur à dilution, décrit au chapitre 2. Nous définissons  $\theta$  comme de l'angle d'inclinaison entre le plan du GAZ-2D et un axe perpendiculaire au champ magnétique appliqué (ceci est représenté schématiquement sur l'encart de la figure 4.6). Cet angle est mesuré de manière précise grâce à la tension de Hall. En effet, à bas champ magnétique, le comportement (classique) de  $R_{xy}$  est linéaire en fonction du champ magnétique perpendiculaire au GAZ-2D:

$$R_{xy} = \frac{B_{\perp}}{n_s e} = \frac{B \cos \theta}{n_s e} \quad (4.16)$$

La pente de  $R_{xy}$  permet donc une estimation précise de l'angle  $\theta$  d'inclinaison. Dans certains cas, notamment aux forts angles, nous avons utilisé les résistances longitudinales pour affiner la détermination de l'angle d'inclinaison en ajustant de manière cohérente les spectres SdH successifs. Par ailleurs, la résolution sur  $\theta$  est liée au pas physique du système mécanique de rotation, qui impose un pas minimum dans la progression en angle. La discrétisation du balayage en angle nous impose une erreur sur la localisation des

phénomènes de coïncidence, en générale plus importante que l'incertitude sur la mesure de l'angle à proprement dite.

Les données relatives aux échantillons *NU1783b*, *N178* et *LPN06n150* obtenues dans le réfrigérateur à dilution sur un aimant résistif  $10MW$  sont présentées en figures 4.6, 4.7 et 4.8.<sup>7</sup> Les données brutes présentées ici sont reportées en fonction du champ magnétique



**Fig. 4.6** – Résistivité de l'échantillon *NU1783b* en fonction du champ magnétique perpendiculaire  $B_{\perp}$  pour différents angles d'inclinaison  $\theta$  à  $T = 30mK$ . Les courbes à  $\theta$  croissant se décalent vers le haut. L'encart schématise la définition de l'angle  $\theta$ .

perpendiculaire  $B_{\perp} = B \cos \theta$  afin d'analyser les courbes en terme de remplissage des niveaux de Landau. Remarquons au préalable qu'on observe un décalage de celles-ci vers les hautes résistances lorsque l'inclinaison augmente. Ce phénomène, que nous expliquons plus bas, est plus ou moins présent sur tous les échantillons et ne concerne pas directement l'étude de la coïncidence des niveaux de Landau.

Considérons l'échantillon *NU1783b*. Pour un facteur de remplissage pair donné (par exemple  $\nu = 16$  repéré sur la figure 4.6), on observe à angles d'inclinaison croissants que le gap se ferme progressivement, jusqu'à ce que les niveaux de spin opposés des deux

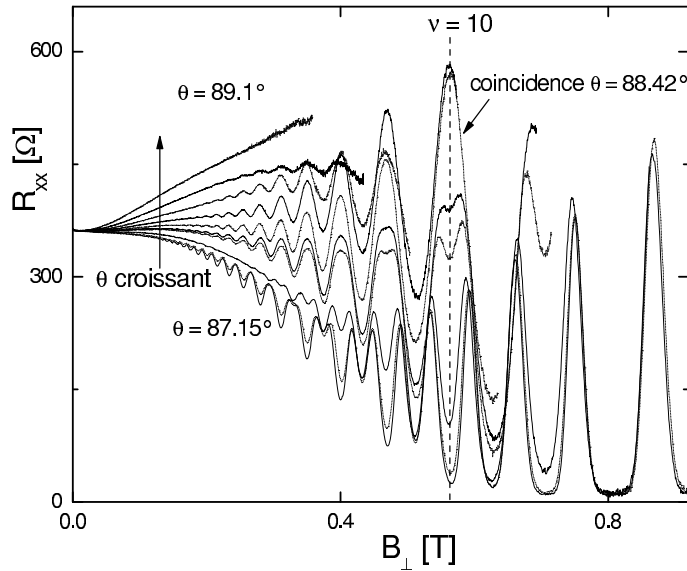
<sup>7</sup> Seuls les mesures à très fort angles d'inclinaison sont présentées ici, car c'est dans ces domaines que les coïncidences de niveaux de Landau interviennent. Le comportement sur le domaine entier  $0 < \theta < 90^{\circ}$  sera discuté au chapitre 6.

niveaux de Landau adjacents (d'indice  $N = 7$  et  $N = 8$ ) coïncident (condition  $i = 1$ ), ici à environ  $88.7^\circ$ . Ceci est à mettre en relation avec l'augmentation du gap de spin observée aux facteurs de remplissage impairs (voir par exemple  $\nu = 17$  repéré sur la figure 4.6). Cette augmentation du gap de spin s'explique par une augmentation de l'effet Zeeman induite par le champ magnétique total qui, à champ perpendiculaire fixe, est de plus en plus élevé lorsque l'inclinaison croît. Remarquons que la coïncidence est observée quasi-simultanément (au même angle) pour tous les facteurs de remplissage (nous reviendrons plus tard sur ce point). Une preuve indéniable que l'on assiste à une coïncidence des niveaux de Landau est qu'en inclinant plus encore l'échantillon *nous observons un croisement de ceux-ci*. On évolue ensuite vers une nouvelle coïncidence qui correspond à un gap de spin deux fois plus grand que le gap cyclotron (condition  $i = 2$  repérée sur la figure) que nous ne pouvons clairement observer en raison de la limitation en champ à  $23T$ . L'observation de la coïncidence à des angles *plus élevés encore* que dans l'expérience de Zhu *et al* confirme l'intuition selon laquelle la susceptibilité de spin (ou le produit  $m_{ex}^* g_{Tex}^*$ ) est plus faible à haute densité électronique. Notons enfin que pour les fortes inclinaisons, les vibrations induites par l'aimant résistif en fonctionnement, mêmes faibles, brisent le signal car l'échantillon devient très sensible au moindre déplacement angulaire (la répercussion sur le champ perpendiculaire effectif, en  $\cos(\theta)$ , est plus importante à grand  $\theta$ ). Il a parfois été nécessaire (comme précisé plus bas) de lisser les données brutes afin de s'affranchir de ce phénomène.

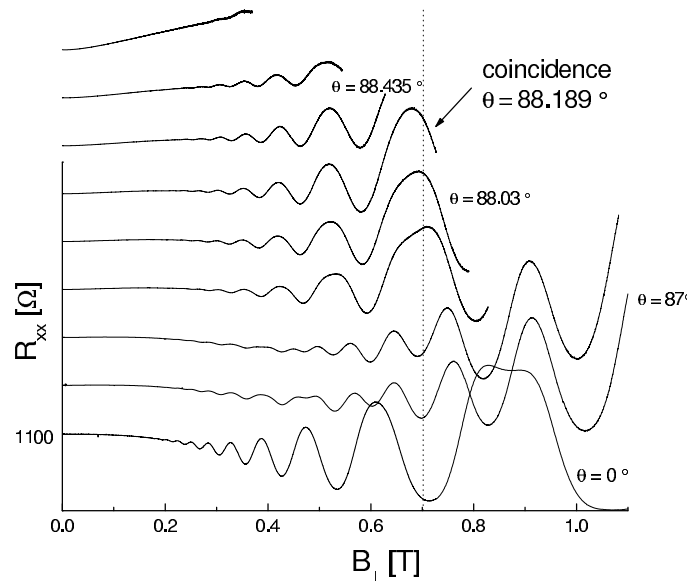
En ce qui concerne les échantillons  $N178$  et  $LPN06n150$  (figures 4.7 et 4.8) les mêmes observations qualitatives peuvent être faites, les conditions de coïncidence ( $i = 1$ ) se situant respectivement vers  $88.42^\circ$  et  $88.7^\circ$ . Nous rappelons que  $N178$  (et dans une moindre mesure  $LPN06$ ) présente en champ perpendiculaire un phénomène de magnétorésistance négative qui se superpose aux SdH (voir plus tard la courbe  $\theta = 0^\circ$  de la figure 4.10). Celui-ci est encore présent à  $\theta = 87.15^\circ$  et est progressivement compensé par l'effet du champ parallèle que nous discutons par la suite.

Dans le cas de l'échantillon  $LPN06$  de densité  $2.24 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  (figure 4.9), qui rappelons-le est le même échantillon physique que  $LPN06n150$  mais avec une tension de grille nulle, il est difficile étant donné le peu d'oscillations SdH subsistantes à forte inclinaison de repérer avec précision l'angle de coïncidence (il se situe probablement vers  $89.08^\circ$ ). Il est néanmoins certain que la condition  $i = 1$  n'apparaît pas avant  $\theta > 88.92^\circ$ , contrairement à ce qui est observé sur le même échantillon pour une densité plus faible (Cf. figure 4.8). Nous dénomerons par la suite cet angle limite de "non-coïncidence"  $\theta_m$ .

De même, pour l'échantillon  $LPN06p250$  (non présenté ici), nous n'avons pas pu observer la condition  $i = 1$ , car pour les forts angles d'inclinaisons il ne subsiste que trop peu d'oscillations SdH. ***Notons ici que la méthode des champs inclinés est***



**Fig. 4.7** – Résistance de l'échantillon N178 en fonction du champ magnétique perpendiculaire  $B_{\perp}$  pour différents angles d'inclinaison  $\theta$  à  $T = 30mK$  (les courbes à  $\theta$  croissant se décalent vers le haut).

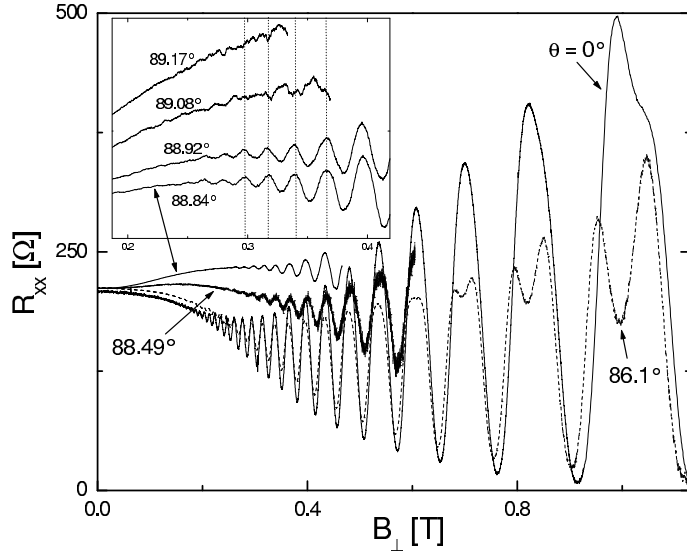


**Fig. 4.8** – Résistance de l'échantillon LPN06n150 en fonction du champ magnétique perpendiculaire  $B_{\perp}$  pour différents angles d'inclinaison  $\theta$  à  $T = 30mK$ . Pour plus de clarté les courbes correspondant aux angles  $\theta$  croissants sont ici décalées vers le haut en ordonnée.

*intrinsèquement limitée par la mobilité de l'échantillon et le champ perpendiculaire disponible (et donc le champ total disponible), puisque la présence des oscillations SdH est indispensable.* L'angle limite  $\theta_m$  a été évalué à  $\theta_m = 88.88^\circ$ .

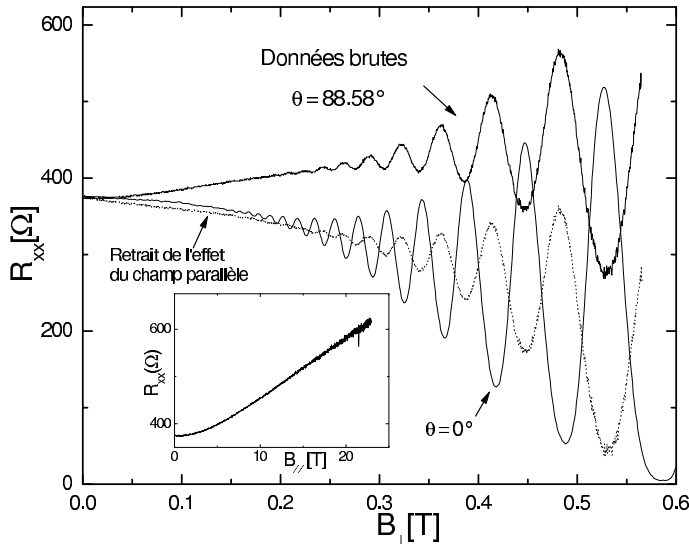
Pour l'échantillon F1200 et Nu535 la coincidence n'a également pas pu être observée malgré l'application de  $28T$  à l'aide d'un aimant résistif  $20MW$ . Nous en donnons les raisons, particulières à ces échantillons, par la suite. L'angle limite  $\theta_m$  vaut respectivement  $\theta_m = 89^\circ$  et  $\theta_m = 89.46^\circ$ .

Revenons pour finir la description des résultats expérimentaux sur le décalage global des courbes vers les hautes résistances lorsque l'inclinaison augmente. Plus précisément, à champ perpendiculaire fixe, la valeur "moyenne" de la résistance, indépendamment des conditions de recouvrement des niveaux de Landau, augmente avec l'angle d'inclinaison.



**Fig. 4.9** – Résistance de l'échantillon *LPN06* en fonction du champ magnétique perpendiculaire  $B_{\perp}$  pour différents angles d'inclinaison  $\theta$  à  $T = 30mK$ . Les courbes commençant ici à être sérieusement bruitées à partir de  $\theta = 88.49^{\circ}$ , nous avons lissé les données pour les angles supérieurs.

Ce décalage est en fait la manifestation de l'effet de magnétorésistance positive en champ parallèle introduit précédemment (Cf. figure 4.5). En effet, à champ perpendiculaire fixe, l'augmentation de l'inclinaison se traduit par un champ parallèle de plus en plus intense dans le plan, avec l'effet de d'augmentation de la résistance associé. Pour démontrer quantitativement que c'est bien cet effet qui est responsable du décalage observé, nous pouvons retirer la variation de la résistance en champ purement parallèle à nos données brutes. Ceci est représenté sur la figure 4.10. A angle fixe et champ perpendiculaire connu,



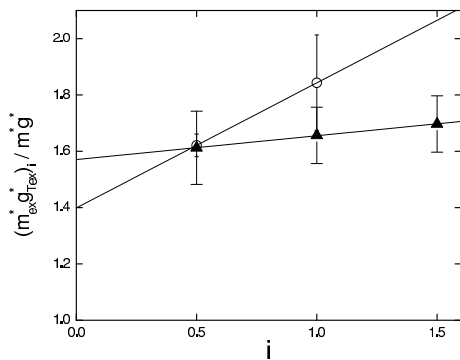
**Fig. 4.10** – Résistance de l'échantillon *N178* en fonction du champ magnétique perpendiculaire  $B_{\perp}$  pour les angles  $\theta = 88.58^{\circ}$  et  $\theta = 0^{\circ}$  (champ purement perpendiculaire) à  $T = 30mK$  (traits continus). Correction de la courbe à  $\theta = 88.58^{\circ}$  (trait pointillés). Les détails de la correction sont dans le texte. L'encart rappelle la résistance longitudinale en champ purement parallèle à  $T = 30mK$  (figure 4.5).

nous connaissons le champ parallèle appliqué, et pouvons calculer la variation de résistance induite par celui-ci d'après le comportement  $R_{xx}(B_{//}) - R_{xx}(B = 0)$  de la figure 4.5. La soustraction de cette résistance aux données brutes supprime bien le décalage en résistance observé au fort angles.

Notons enfin qu'on observe, simultanément au décalage des courbes vers les hautes résistances, un élargissement des niveaux de Landau à forte inclinaison (les SdH apparaissent plus tardivement en champ pour les forts angles). Cet effet est associé aux changements des conditions de diffusion dont témoigne la résistance longitudinale à champ parallèle croissant, qui se répercutent directement sur l'amplitude des SdH. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 6.

### Susceptibilité de spin

La démarche que nous proposons pour extraire la susceptibilité de spin paramagnétique du système est similaire à celle proposée par Zhu *et al.* Nous repérons sur les courbes de magnétorésistance les angles  $\theta_i$  correspondant aux conditions  $i$  entier ou semi-entier et nous extrayons par l'équation 4.13 la valeur de  $(m_{ex}^* g_{Tex}^*)_i$  correspondante.<sup>8</sup> Le repérage de la condition  $i = 1$  a déjà été discuté. Pour les conditions  $i = 0.5$  et  $i = 1.5$ , on s'attend à avoir un ensemble de niveau de Landau également espacés en énergie, séparés par un gap  $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$ . Nous repérons ainsi l'angle  $\theta_{0.5}$  comme celui pour lequel les minima à facteur de remplissage pairs et impairs ont la même profondeur. L'angle  $\theta_{1.5}$  est repéré de la même manière mais une fois la condition  $i = 1$  dépassée.<sup>9</sup> Une remarque importante est que, comme nous l'avons observé, les angles  $\theta_i$  déterminés pour la condition  $i$  semblent très peu sensibles à la valeur du champ perpendiculaire à laquelle est menée l'étude (la coïncidence par exemple est observée quasi-simultanément en angle pour tous les facteurs de remplissage, à l'incertitude de résolution près que nous impose la largeur des niveaux de Landau). Le choix du facteur de remplissage à laquelle est menée l'étude importe donc peu. Après avoir déterminé les  $(m_{ex}^* g_{Tex}^*)_i$ , nous extrapolons linéairement ce produit pour  $i \rightarrow 0$  (Cf. figure 4.11).



**Fig. 4.11** – Extrapolation linéaire de la dépendance en  $i$  des produits  $(m_{ex}^* g_{Tex}^*)_i$  (ici normalisés par les paramètres à une particule  $m^* = 0.067m_e$  et  $|g^*| = 0.44$ ) (traits continus) pour les échantillons NU1783b (triangles pleins) et N178 (cercles ouverts). Barres d'erreur (de capot respectivement larges et fins). Les erreurs sur les valeurs extrapolées sont précisées dans le tableau 4.4.

Ne disposant pas vraiment d'une tendance suffisante en  $i$  pour justifier le caractère linéaire de cette extrapolation, nous nous basons sur l'observation de Zhu *et al* d'une telle

8. La plage en  $i$  étudiée est malheureusement bien évidemment limitée par la mobilité de l'échantillon et le champ magnétique disponible.

9. Notons qu'il existe ici comme pour  $i = 0.5$  un espacement égal entre les niveaux sauf pour les deux niveaux de plus basse énergie séparés par le gap cyclotron.



linéarité.

**En réalité, la situation est assez complexe.** Zhu *et al* expliquent la dépendance en  $i$  du produit  $m_{ex}^*g_{Tex}^*$  par l'effet de la polarisation, discuté plus tôt. En effet, la polarisation du système peut en conjuguant les équations 4.10 et 4.13, et dans la limite d'un faible  $B_{\perp}$ , s'écrire:  $P = ieB_{\perp}/n_s$ .<sup>10</sup> Il faut bien souligner ici que dans notre problème la polarisation du système est fonction du champ magnétique **total** et non simplement du champ perpendiculaire comme dans une configuration Hall quantique standard. En fait ceci se traduit dans cette égalité par la modification de l'indice  $i$  par l'action du champ parallèle (on noteras d'ailleurs qu'une extrapolation en champ parallèle nul donne un résultat très proche de l'extrapolation en  $i \rightarrow 0$ ).

A champ perpendiculaire donné, pour les différents indice  $i$ , la polarisation est donc différente, ce qui peut influencer sur le produit  $m_{ex}^*g_{Tex}^*$ . Cependant, nous venons de voir que le champ parallèle est également différent, ce qui peut modifier la masse effective et donc *également* avoir une influence sur le produit  $m_{ex}^*g_{Tex}^*$ . En réalité il n'est à notre sens pas possible de déterminer à partir de ces données expérimentales le rôle exact de chacun des effets physiques (polarisation, modification de la masse) sur la dépendance en  $i$  observée. Ceci vient du fait que le champ parallèle est à l'origine des deux effets. La réponse éventuelle à une telle question réside dans une connaissance approfondie du comportement complexe en champ parallèle. Pour ce qui est de notre étude nous nous contentons d'une extrapolation linéaire à  $i \rightarrow 0$ , approximative et discutable, mais qui permet à notre sens (voir également [Tan06]) de s'affranchir des effets non maîtrisés de la polarisation et du champ parallèle. Le produit  $m_{ex}^*g_{Tex}^*$  ainsi extrapolé est ensuite normalisé et donne *la susceptibilité de spin relative paramagnétique*  $\chi/\chi_0$ . L'ensemble des résultats est reporté en terme de susceptibilité relative dans le tableau 4.4.

La détermination de  $(\chi/\chi_0)$  a pu être réalisée pour les échantillons *NU1783b* et *N178*. Pour les échantillons *LPN06n150* et *NRC1707* une seule valeur de  $i$  a pu être étudiée. Enfin pour *LPN06*, *LPN06p250*, *Nu535* et *F1200*, les conditions  $i = 0.5$  et  $i = 1$  n'ont pas pu être repérées, en raison de la limitation en mobilité qui entrave l'extension de l'étude à des angles plus élevés encore. Il est en revanche possible, dans les cas où la condition  $i = 1$  n'est clairement pas observée, d'extraire une borne supérieure pour le produit  $(m_{ex}^*g_{Tex}^*)_{i=1}$ , déduite de l'angle maximal d'investigation  $\theta_m$ . Cette borne supérieure est obtenue en remplaçant  $\theta_1$  par  $\theta_m$  dans l'équation 4.13.

On peut à partir de cette borne obtenir une borne supérieure sur  $(\chi/\chi_0)_{i=1}$  en normalisant par les paramètres à une particule. Cependant, dans le cas présent des échantillons de plus haute densité ou des puits quantiques, cette normalisation est plus délicate. En

---

10. En toute rigueur la linéarité en  $B_{\perp}$  n'est en fait valable que lorsque la densité d'état de l'équation 4.10 est prise en champ perpendiculaire nul.

Echantillon	$r_s$	$(\chi/\chi_0)_{i=0.5}$	$(\chi/\chi_0)_{i=1}$	$(\chi/\chi_0)_{i=1.5}$	$\chi/\chi_0$
LPN06n150	1.89	-	$2.11 \pm 0.18$	-	-
NRC1707	1.50	$1.66 \pm 0.18$	-	-	-
N 178	1.63	$1.62 \pm 0.04$	$1.84 \pm 0.17$	-	$1.40 \pm 0.25$
NU 1783b	1.56	$1.61 \pm 0.13$	$1.66 \pm 0.10$	$1.70 \pm 0.10$	$1.56 \pm 0.36$
LPN06*	1.28	-	$< 1.32$	-	-
LPN06p250*	0.95	-	$< 1.53$	-	-

**Tab. 4.4** – Susceptibilité de spin relative  $(\chi/\chi_0)_i$  mesurée pour différentes valeurs du paramètre  $i$ . La normalisation du produit  $(m_{ex}^* g_{Tex}^*)_i$  se fait par les paramètres à une particule  $m^* = 0.067m_e$  et  $|g^*| = 0.44$ , sauf pour les échantillons marqués d’une astérisque pour lesquels les valeurs utilisées sont discutées dans le texte. Dans ces derniers cas seules des bornes supérieures sont proposées. Lorsque cela est possible une extrapolation de la susceptibilité de spin relative paramagnétique  $\chi/\chi_0$  est donnée.

effet, comme discuté au chapitre 2 les valeurs des paramètres à particule unique peuvent varier en fonction de la densité électronique et de la structure (hétérojonction ou puit quantique) et s’écarter légèrement des valeurs standards  $m^* = 0.067m_e$  et  $g^* = -0.44$ . Or, pour se prononcer sur la susceptibilité relative il faut connaître précisément les valeurs à une particule, puisque c’est une amplification par rapport à celles-ci qu’on veut jauger. Ce point, récemment discuté dans [Tan06], est peu important à basse densité car les paramètres  $m^*$  et  $g^*$  à particule unique sont relativement uniformes. A haute densité en revanche, les effets de non-parabolicité deviennent importants et les corrections dues à ces effets peuvent devenir notables. Pour calculer la borne supérieure de  $(\chi/\chi_0)_{i=1}$  pour les échantillons *LPN06* et *LPN06p250*, nous avons utilisés le facteur-g à particule unique de la référence [Tan06] donné par l’équation phénoménologique :

$$g^* = -0.44 + 4 \times 10^{-5} n^2 \quad (4.17)$$

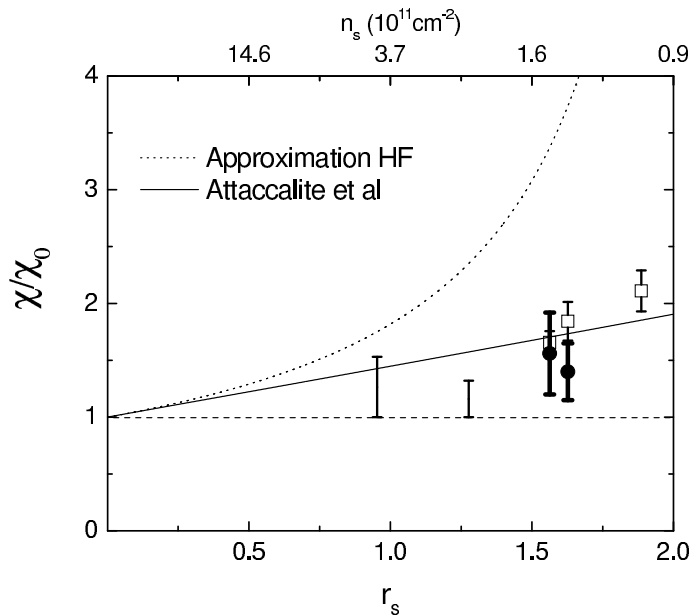
où  $n$  est la densité électronique en  $10^{10} cm^{-2}$ . On a donc pour *LPN06*,  $|g^*| = 0.42$ , et pour *LPN06p250*,  $|g^*| = 0.375$ . La borne supérieure résultante sur  $(\chi/\chi_0)_{i=1}$  est reportée en tableau 4.4. En ce qui concerne les échantillons *NU535* et *F1200*, la déviation des paramètres à une particule est encore plus marquée, mais cette fois pour des raisons structurales: dans ces puits quantiques relativement étroits, l’énergie de confinement est élevée et la pénétration de la fonction d’onde dans les barrières (où  $g^* \sim +0.3$ ) est prononcée. En théorie ([Maude96, Ivchenko92]), le facteur  $g^*$  de *NU535* vaut environ  $-0.11$ . *Ceci explique pourquoi on n’observe pas de coincidence des niveaux de Landau (en tout cas jusqu’à  $\theta_m = 89.46^\circ$ ) alors que la densité est pourtant proche des échantillons pour*

lesquels celle-ci est observée. En effet il est utile de rappeler que l'angle  $\theta_1$  pour lequel la coincidence est observée dépend implicitement de  $g^*$  puisqu'on utilise l'effet Zeeman pour déplacer les niveaux de Landau (en réalité  $g_{Tex}^*$  contient l'information sur  $g^*$ ). Donc un faible facteur  $g^*$  repousse la coincidence vers de plus forts angles, ceci quelque soit l'effet des interactions entre électrons.

Pour  $g^* = -0.11$ , et  $\theta_m = 89.464^\circ$ , la borne supérieure obtenue pour  $(\chi/\chi_0)_{i=1}$  est 2.53, ce qui est cohérent avec nos attentes mais reste large et n'apporte pas vraiment d'information significative sur la valeur de la susceptibilité de spin. En ce qui concerne l'échantillon *F1200*, nous avons évalué au chapitre 6 le facteur  $g^*$  à  $-0.10 \pm 0.01$ . Avec  $\theta_m = 89^\circ$ , la borne supérieure obtenue pour  $(\chi/\chi_0)_{i=1}$  est 5.2 ce qui n'apporte là encore pas d'information précise sur la valeur de la susceptibilité de spin.

Nous avons cependant tenu à discuter ici le cas des ces deux derniers échantillons *car il montre l'importance des paramètres à une particule dans la méthode des champs inclinés avec notamment l'influence de ceux-ci sur l'angle de coincidence*.

Nous reportons les résultats obtenus pour la susceptibilité de spin à  $i = 1$  et la susceptibilité de spin paramagnétique, ainsi que les bornes supérieures que nous estimons significatives sur la figure 4.12. Physiquement, on s'attend à ce que la valeur de  $\chi$  rejoigne  $\chi_0$  dans la limite haute densité ( $r_s \rightarrow 0$ ),  $\chi/\chi_0 = 1$  constituant alors une borne inférieure pour  $\chi/\chi_0$ . Les bornes supérieures reportées en figure 4.12 sont donc représentées comme des barres d'erreur interrompues à  $\chi/\chi_0 = 1$ . Nous reportons également sur cette figure



**Fig. 4.12** – Susceptibilité de spin relative paramagnétique  $\chi/\chi_0$  extraite par la méthode des champ inclinés pour les échantillons *NU1783b* et *N178* à  $T = 30mK$  (cercles pleins). Rapport  $(\chi/\chi_0)_{i=1}$  à la condition de coincidence  $i = 1$  pour les échantillons *NU1783b*, *N178*, *LPN06n150* (carrés ouverts). Borne inférieure pour ce rapport pour les échantillons *LPN06* et *LPN06p250*, matérialisées par les barres d'erreur interrompues à  $\chi/\chi_0 = 1$  (ligne pointillée horizontale).

la prédiction théorique d'Attaccalite *et al.*

Les valeurs expérimentales de  $\chi/\chi_0$  sont bien plus faibles que celles obtenues dans le cadres de l'approximation Hartree-Fock et plutôt ***en accord avec la prédiction***

*d’Attacalite et al.* Ceci montre que, même pour nos faibles densités ( $r_s < 2$ ), les effets d’interactions observés ne résultent pas uniquement de l’échange, mais aussi des corrélations électroniques et de l’écrantage pris en compte dans la prédiction d’Attacalite *et al.*

La tendance qualitative en densité donnée par les valeurs de  $(\chi/\chi_0)_{i=1}$  semble **en accord avec une réduction de la susceptibilité de spin lorsque la densité diminue**. Concernant ce point la borne supérieure obtenue sur LPN06 reste intéressante puisqu’elle confirme, en comparaison avec LPN06n150, qu’au sein d’un même échantillon la susceptibilité de spin est effectivement plus faible lorsque la densité augmente.

Concernant l’aspect quantitatif, les deux valeurs obtenues pour  $\chi/\chi_0$  sont jusqu’à 20% *inférieures* à celles de la prédiction d’Attacalite *et al.* Pour comprendre cette différence, rappelons que cette prédiction est réalisée dans le cadre d’un GAZ-2D idéal, c’est à dire purement bidimensionnel. Comme nous l’avons vu au chapitre 2, les GAZ-2D réels ne sont pas purement bidimensionnels, puisque la fonction d’onde électronique possède une extension finie selon l’axe de confinement. On parle ainsi “d’épaisseur” du GAZ-2D ou de gaz “quasi” 2D. Cette épaisseur réduit de manière générale l’intensité des interactions d’échanges (et donc de la susceptibilité de spin) car elle fait tendre le système vers la tri-dimensionalité. Les mesures de susceptibilité de spin précédemment effectuées sur des systèmes réels de basses densités donnent comme dans nos expériences, des valeurs inférieures à la prédiction d’Attacalite *et al* (Cf. figure 4.4). Les mesures récemment effectuées par Tan *et al* [Tan06] dans un domaine haute densité recoupant le nôtre confirment cette tendance. Pour éclaircir ce point, les théoriciens ont récemment inclu ces effets d’épaisseur du GAZ-2D dans les calculs de susceptibilité de spin [Zhang05, Depalo05]. Les prédictions théoriques obtenues par diverses méthodes de calcul révèlent comme attendu une réduction de la susceptibilité de spin qui permet d’obtenir un bon accord quantitatif entre théorie et expérience.

Nous rappelons que notre détermination expérimentale de  $\chi/\chi_0$  par extrapolation linéaire induit une barre d’erreur conséquente. Ainsi, nous ne prétendons pas pouvoir comparer quantitativement nos valeurs de  $\chi/\chi_0$  aux récentes théories prenant en compte l’épaisseur du GAZ-2D.<sup>11</sup> Nous nous contenterons de constater que **les réductions de la susceptibilité de spin d’un GAZ-2D idéal par les effets d’épaisseurs, typiquement de l’ordre de 15 – 20%, permettent d’obtenir un bon accord avec nos valeurs expérimentales**. Dans le cadre de la problématique de cette thèse, le point important ici est que **la prédiction d’Attacalite et al peut fournir une estimation satisfaisante de la susceptibilité de spin dans nos systèmes**. En conséquence

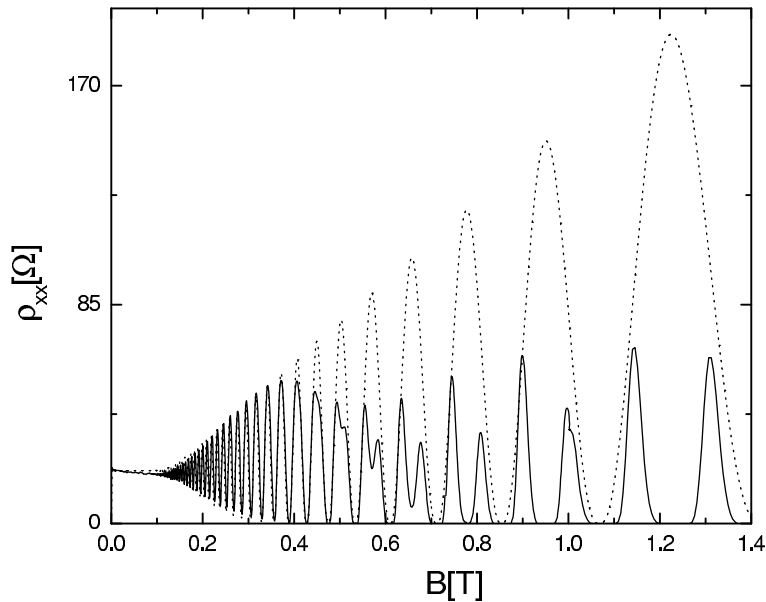
11. Par ailleurs, dans l’optique d’une éventuelle comparaison, l’effet théorique de l’épaisseur du GAZ-2D doit être estimé en utilisant les caractéristiques exactes de nos structures.

elle peut être un moyen d'y évaluer les interactions d'échange. Nous développerons ce point en section 4.3. Nous proposons avant cela une seconde méthode pour évaluer les interactions d'échange.

## 4.2 Facteur $g$ amplifié

### 4.2.1 Contribution des interactions électron-électron au gap de spin

Lors du premier chapitre de cette thèse, nous avons introduit l'idée que le gap de spin du GAZ-2D soumis à un champ magnétique perpendiculaire ne peut être décrit à l'aide du modèle à particule unique. Une manière de justifier ces propos est d'analyser de façon naïve des données expérimentales d'oscillations SdH résolues en spin. Sur la figure 4.13 apparaît la résistivité longitudinale d'un échantillon typique (*NU1783a*) en fonction du champ magnétique à  $T = 50mK$ . Nous y ajoutons une simulation de celle-ci à l'aide du modèle à une particule développé au chapitre 3, qui néglige tout effet des interactions entre électrons.



**Fig. 4.13** – Echech du modèle à particule unique dans la description des oscillations SdH résolues en spin. Résistivité longitudinale en fonction du champ magnétique pour l'échantillon *NU1783a* à  $T = 50mK$  (trait continu). Simulation dans le cadre d'un modèle à particule unique (traits interrompus).

En particulier le gap de spin est dans cette simulation égal au gap Zeeman à une

particule, défini par le facteur  $g$  effectif standard pour  $GaAs$   $g^* = -0.44$ . L'idée est simplement de remarquer ici que si ce modèle à particule unique peut décrire de manière très satisfaisante les données à bas champ lorsque les niveaux de spin sont dégénérés, comme on l'avait déjà constaté au chapitre 3, il s'avère ***inapte à reproduire les oscillations SdH résolues en spin***. Des minima sont en effet visibles dans l'expérience aux facteurs de remplissage impairs à partir de  $B \sim 0.4T$ , ce qui n'apparaît sur la simulation qu'à partir de champs environ 20 fois plus grands (non visibles sur le graph).

Il existe en réalité ***une contribution importante, voire primordiale, de l'interaction électron-électron au gap de spin***. Comme l'ont montré Ando et Uemura dans leur travail pionnier [Ando74], celle-ci résulte de la différence d'énergie d'échange entre deux électrons de spin opposé d'un niveau de Landau donné. Si on se place au niveau de Landau d'indice  $N$  et qu'on note  $n_\uparrow$  et  $n_\downarrow$  le nombre de spin "haut" et "bas", cette différence d'énergie, que l'on dénomera "gap d'échange", s'écrit [Ando74]:

$$\frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} \sum_q \frac{V(q)}{\epsilon(q,0)} J_{NN}(q)^2 \quad (4.18)$$

où  $V(q)$  est la transformée de Fourier du potentiel d'interactions coulombiennes entre électrons,  $\epsilon(q,0)$  la constante diélectrique statique du système, et  $J_{NN}$  un terme dit de recouvrement qui dépend de l'indice  $N$  du niveau de Landau considéré. Dans cette expression le recouvrement de niveaux de Landau d'indices différents ( $J_{NN'}$ ,  $N \neq N'$ ) est négligé.

Le terme de sommation s'interprète comme une interaction coulombienne entre deux particules dont la distance moyenne est dans le cas d'un fort champ magnétique contrôlée par la longueur magnétique  $l_B$ . Il caractérise la force de l'interaction. Le terme  $\frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow}$  représente la polarisation de spin du système. Il traduit le fait que, chaque spin échangeant avec des spins de même orientation, *c'est la différence de population qui est à l'origine de la différence d'énergie d'échange entre deux spins opposés*. Le gap de spin est donc maximum lorsque les différences de population sont maximales, c'est à dire pour les facteurs de remplissage impairs.

Cette amplification du gap de spin par les interactions d'échange aux facteurs de remplissage impairs a été mise en évidence expérimentalement à plusieurs reprises ([Nicholas88], [Usher90], [Leadley98]). Il est d'usage, afin de prendre en compte cet effet des interactions entre électrons sur le gap de spin tout en conservant une écriture familière, **d'introduire un facteur  $g$  "amplifié" par l'échange** ([Janak69]). Nous utilisons ce formalisme pour décrire nos expériences dans le paragraphe suivant.

Différents calculs de l'échange ont suivi la première description d'Ando *et al* (voir par exemple [Kallin84]) pour la description faibles facteurs de remplissage où l'influence du champ magnétique est importante. Plus récemment la limite des forts facteurs de

remplissage, qui nous intéresse plus particulièrement,<sup>12</sup> a été explorée [SmithMacdo92]. Ce n'est cependant que récemment qu'est apparu *un calcul explicite du gap d'échange*, par Aleiner et Glazman [Aleiner95]. Leur calcul est développé *dans la limite des forts facteurs de remplissage*, pour un facteur de remplissage impair en l'absence de recouvrement entre les sous-niveaux de spin "haut" et "bas". Ils montrent alors que pour des systèmes en faible interaction ( $r_s < 1$ ), le gap d'échange s'écrit [Aleiner95]:

$$\Delta_s = \alpha \hbar \omega_c \quad (4.19)$$

$\alpha$  est un *paramètre fonction de la densité électronique qui décrit la force de l'échange*. Il est indépendant de l'indice  $N$  du niveau de Landau considéré  $N$  lorsque  $N$  est grand et également indépendant du champ magnétique. La longueur magnétique  $l_B$ , grande aux forts facteurs de remplissage (faibles champs), ne fixe en effet plus la distance moyenne entre électrons. Celle-ci est donnée par une longueur de l'ordre de  $1/k_F$  qui contribue à la dépendance en densité du paramètre  $\alpha$ . Ce point est développé au paragraphe suivant.

La dépendance en champ de ce gap d'échange réside donc uniquement dans la fréquence cyclotron  $\hbar \omega_c$ , linéaire en  $B$ . Cette dépendance en  $B$  provient en fait d'une dépendance en  $1/\nu$  qui correspond à la différence de population  $\frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow}$  entre spin "haut" et "bas" dans cette configuration. C'est la contribution analogue au terme de type "polarisation de spin" d'Ando. De par son cadre, la description d'Aleiner paraît a priori relativement bien adaptée à nos systèmes. Nous allons voir dans les sections suivantes qu'elle est en accord avec nos résultats expérimentaux.

## 4.2.2 Détermination expérimentale du facteur g amplifié

Dans la continuité des travaux expérimentaux sur le gap de spin, nous proposons de décrire celui-ci, à l'aide d'un facteur g amplifié  $g_{ex}^*$  qui prend en compte la contribution des interactions d'échange. Nous le définissons en écrivant le gap de spin (total) sous la forme:

$$\Delta_s = g_{ex}^* \mu_B B \quad (4.20)$$

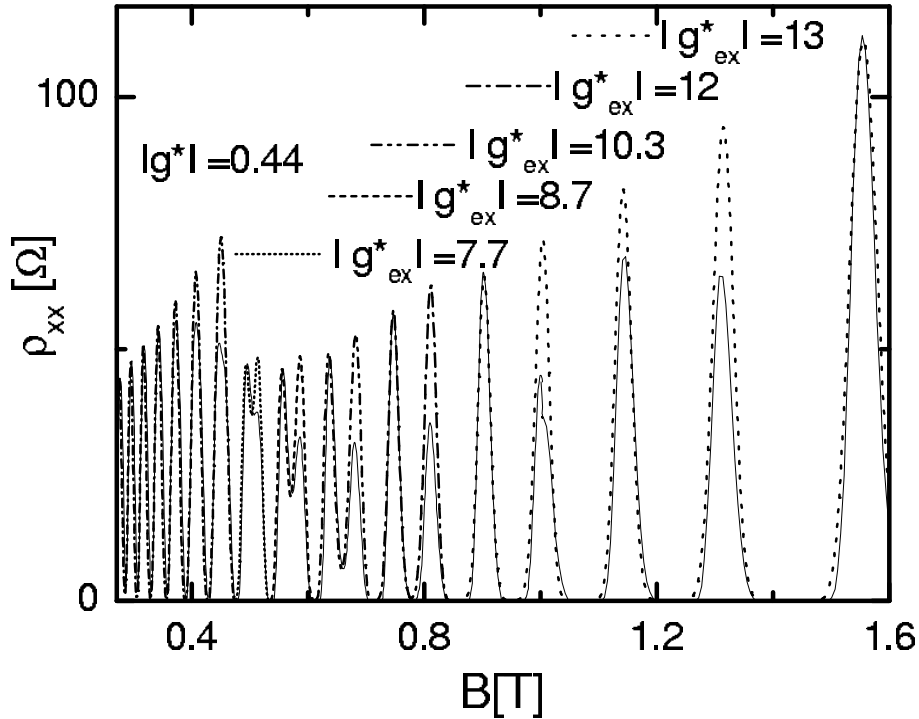
où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $B$  est ici le champ magnétique **perpendiculaire** au GAZ-2D. Nous insistons sur ce point de définition, car il est à l'origine de la différence entre le paramètre  $g_{ex}^*$  ici introduit et le paramètre  $g_{Tex}^*$  défini pour l'étude de la susceptibilité de spin à partir du champ magnétique **total**. Bien que tous deux proposent une description de l'effet des interactions entre électrons, ils sont définis dans des cadres différents et

---

12. Comme nous le verrons au chapitre 5, les facteurs de remplissage pour lesquels on observe la levée de dégénérescence de spin dans nos échantillons sont relativement élevés ( $10 < \nu < 40$ ).

sont donc quantitativement différents. Un lien entre ces deux paramètres est proposé en section 4.3.

Ce gap de spin est alors introduit dans notre modèle de simulation de la résistance longitudinale présenté au chapitre 3. D'un point de vue pratique, on remplace simplement le facteur  $g^*$  qui décrivait le gap Zeeman à particule unique par  $g_{ex}^*$ , qui est utilisé comme paramètre d'ajustement *pour reproduire au mieux les minima "de spin" au facteurs de remplissage impairs*. Les valeurs utilisées pour les largeurs des niveaux de Landau sont celles déterminées au chapitre 3 à partir des oscillations SdH non-résolues en spin. Nous nous basons sur l'indépendance en champ majoritairement observée pour  $\Gamma_{dl}$  pour justifier sa conservation à plus haut champ.<sup>13</sup> La résistance est calculée comme au chapitre 3 proportionnellement à la densité d'états délocalisés au niveau de Fermi et la valeur du paramètre  $K_0$  est adaptée de manière à reproduire l'amplitude des pics de résistance. Nous reportons en figure 4.14 les données expérimentales des oscillations SdH résolues en spin pour l'échantillon *NU1783a*, ainsi que les simulations obtenues par notre modèle.



**Fig. 4.14** – Oscillations SdH résolues en spin pour l'échantillon *NU1783a* (trait continu).  $T = 50mK$ . Simulation (traits interrompus). La valeur utilisée pour  $g_{ex}^*$  est précisée pour chaque facteur de remplissage impairs. Elle est fixée à  $g_{ex}^* = g^*$  pour les SdH non résolues en spin.

<sup>13</sup>. Pour  $\Gamma$  les choses sont un peu plus complexes. En effet, nous déterminons ce dernier avant que la levée de dégénérescence de spin ne débute mais rien ne nous garanti une indépendance en champ de ce paramètre. Nous discutons ce point ci-dessous.



F1201	F1200	NRC1707	NU1783a	NU535	NU1783b	N178
$5.3 \pm 1.5$	$5.7 \pm 0.4$	$13.1 \pm 1$	$13 \pm 1$	$9.5 \pm 1$	$13.7 \pm 0.7$	$16 \pm 1.5$
NTT	F1201Ee	NU1783bs	NRC0050	LPN06p250	LPN06n150	
$16 \pm 2$	$5.1 \pm 0.2$	$13 \pm 2$	-	$7.5 \pm 2$	-	

**Tab. 4.5** – Facteurs  $g$  amplifiés  $g_{ex}^*$ .

Comme on le voit ici, on peut reproduire de manière satisfaisante les données résolues en spin avec des facteurs  $g_{ex}^*$  largement supérieurs au facteur  $g^*$ . *Ceci a été vérifié pour tous les échantillons étudiés, avec des facteurs  $g_{ex}^*$  environ 10 à 30 fois plus grands que le facteur  $g^*$ , ce qui montre l'importance de la contribution interactions d'échanges au gap de spin.* Dans la zone où les pics associés aux niveaux de spin “haut” et “bas” convergent l'un vers l'autre, les valeurs de  $g_{ex}^*$  diminuent progressivement d'un facteur de remplissage impair au facteur impair supérieur. Cet effondrement de  $g_{ex}^*$  à champ magnétique décroissant s'explique par l'effet de l'effondrement de la polarisation sur le gap de spin. En effet lorsque le gap de spin est de l'ordre de grandeur de la largeur des niveaux de Landau, ceux-ci commence à se recouvrir, et la polarisation à facteur de remplissage impair est réduite et n'est plus donnée par  $\frac{1}{\nu}$ . On sort du cadre défini par Aleiner *et al* [Aleiner95] et la description du gap de spin par l'équation 4.20 n'est plus valide. Cet effet d'effondrement du gap de spin est discuté dans la section suivante, où nous montrons que l'effondrement apparent du facteur  $g_{ex}^*$  peut être associé à celui de la polarisation de spin.

Nous nous concentrons ici sur la situation dans laquelle il n'y a plus de recouvrement entre les différents niveaux de spin, puisque l'on peut de cette manière contrôler le rôle de la polarisation sur le gap de spin, et obtenir un facteur  $g_{ex}^*$  caractérisant uniquement la “force” de l'énergie d'échange. Nous avons donc à partir des oscillations SdH résolues en spin à  $T = 50mK$  déterminé les valeurs “maximales” de  $g_{ex}^*$ , correspondant à *l'ajustement réalisé sur le facteur de remplissage impair pour lequel la résistance s'annule pour la première fois*. Ces valeurs sont reportées pour chacun des échantillons étudiés dans le tableau 4.5.

Nous avons vérifié que la valeur utilisée pour  $\Gamma$  n'influe pas sur la détermination de  $g_{ex}^*$ . Ceci est compréhensible car les effets de localisation n'interviennent pas ou peu à facteurs de remplissage impairs tant qu'il existe un recouvrement non-nul entre les états délocalisés.

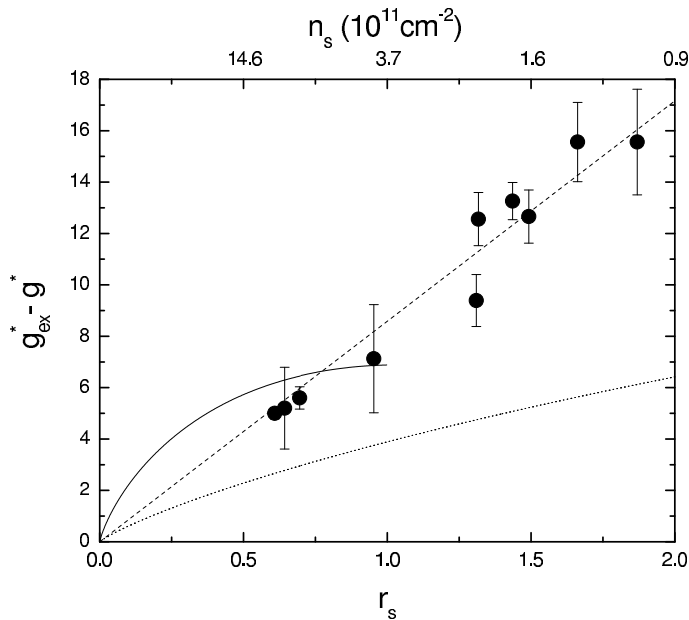
En revanche, lorsque les états de résistance nulle apparaissent, la valeur de  $\Gamma$  intervient pour fixer leur largeur. Il n'est alors plus possible de déterminer  $g_{ex}^*$  par ajustement du minimum de résistance car c'est  $\Gamma$ , et non plus  $g_{ex}^*$ , qui devient le paramètre déterminant. Nous avons été confronté à des cas de figures où nous passons directement, entre deux facteurs de remplissage impairs décroissants, d'un minimum non nul à un état de résistance

nulle de largeur notable. Dans ces cas là (observés pour les échantillons *NRC0050* et *LPN06n150*) il n'est pas possible de déterminer  $g_{ex}^*$  par notre méthode.

A noter que pour l'échantillon *F1201*, la valeur de  $g_{ex}^*$  reportée ici n'a pas été obtenue par cette méthode mais par celle présentée à la fin de cette section (mesure en température). Compte tenu de criticalité de la vitesse de balayage pour cet échantillon haute mobilité et haute densité (Cf. chapitre 3), nous ne disposons à notre sens pas de données suffisamment fiables dans cette gamme de champ magnétique à 30 mK pour extraire  $g_{ex}^*$  par la présente méthode. La valeur issue des mesures en température semble en accord avec la tendance des résultats obtenus pour les autres échantillons.

Enfin, pour les échantillons *LPN06p250* et *NU1783bs* (de largeur de niveau de Landau dépendantes du champ magnétique) les caractéristiques utilisés pour les largeurs des niveaux de Landau sont celles déterminées à l'approche de la levée de dégénérescence de spin (Cf. chapitre 3). Pour ces échantillons, l'incertitude sur ces largeurs autour de la levée de dégénérescence de spin engendre une erreur importante sur  $g_{ex}^*$ .

Nous traçons en figure 4.15 les valeurs de  $g_{ex}^*$  du tableau 4.5 en fonction du paramètre  $r_s \propto \frac{1}{\sqrt{\pi n_s}}$ .



**Fig. 4.15** – Facteurs  $g$  amplifiés  $g_{ex}^*$  (réduit de  $g^*$ ) pour les différents échantillons étudiés (cercles pleins). Ajustement linéaire en  $r_s$  (tirets). Théorie d’Aleiner *et al* (trait continu) (détail de calcul dans le texte). Tendence des facteurs  $g$  amplifiés mesurés par Leadley *et al* (trait pointillés).

Nous présentons pour comparaison le résultat issu de la théorie d’Aleiner *et al* dans son domaine de validité ( $r_s < 1$ ), ainsi que la tendance des facteurs  $g$  amplifiés déterminés expérimentalement sur *GaAs* par Leadley *et al* [Leadley98]. Pour comparaison avec la théorie d’Aleiner qui décrit de gap d’échange (et non le gap de spin total), nous soustrayons au gap de spin total  $g_{ex}^* \mu_B B$  la contribution Zeeman  $g^* \mu_B B$ , et reportons donc en fait  $g_{ex}^* - g^*$ . On notera que le lien entre  $g_{ex}^* - g^*$  et le paramètre  $\alpha$  d’Aleiner est obtenu en identifiant simplement les gap  $\alpha \hbar \omega_c$  et  $g_{ex}^* \mu_B B$ :

$$\alpha = \frac{1}{2}(g_{ex}^* - g^*)\frac{m^*}{m_e} \quad (4.21)$$

Nous traçons donc pour la théorie d'Aleiner  $2\alpha\frac{m_e}{m^*}$ . Nos valeurs de  $g_{ex}^*$  exhibent ***une nette tendance croissante en fonction de la densité***, cohérente avec un rôle plus important des interactions d'échange à basse densité. Pour les échantillons à  $r_s < 1$  elles sont en correct accord avec la théorie d'Aleiner *et al* et sont de manière générale supérieures aux valeurs déterminées par Leadley *et al*<sup>14</sup>. Comme on peut le voir un ajustement linéaire en  $r_s$  reproduit assez bien l'évolution de  $g_{ex}^*$ . Il est intéressant de noter que le simple remplacement de  $l_B$  par  $1/k_F$  dans l'énergie de Coulomb conduit à une telle linéarité. Comme vu précédemment la théorie d'Aleiner [Aleiner95] utilise cette argument, bien que le calcul rigoureux, qui inclut l'écrantage, introduise une correction logarithmique qui tempère la croissance en  $r_s$  et présente une déviation à la linéarité.

On note enfin que l'influence du désordre sur les facteurs  $g_{ex}^*$  semble faible. En effet, bien que les échantillons étudiés présentent des mobilités différentes, les facteurs  $g_{ex}^*$  restent dans une tendance commune en densité. On peut par exemple remarquer que les échantillons *NTT* et *N178*, de densité proche mais dont la largeur  $\Gamma_{dl}$  diffère d'un facteur 2.5 (Cf. chapitre 3), ont des  $g_{ex}^*$  identiques. Une remarque similaire peut être faite pour *F1201* et *F1201Ee*.

De même que pour les mesures de susceptibilité de spin par la méthode des champs inclinés, ***la densité est ici encore le paramètre essentiel contrôlant l'énergie d'échange***.

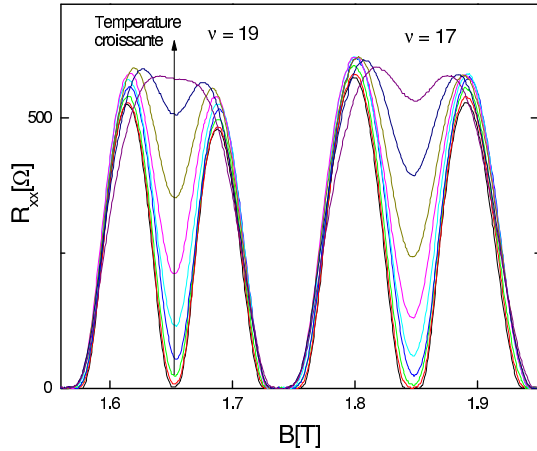
## Etude des gaps de spin en température

L'étude de la dépendance en température des oscillations SdH résolues en spin est une technique qui a été fréquemment utilisée pour la détermination des gaps de spin ([Nicholas88, Usher90, Leadley98]). Nous n'avons pas tenu à mettre cette méthode au premier plan car les conséquences de l'utilisation d'une température non-nulle sont à notre sens plus complexe qu'il n'y paraît.

L'effet de la température sur les minima aux facteurs de remplissage impairs est comme on le voit en figure 4.16 assez clair: elle détruit progressivement l'état de résistance nulle, puis conduit à la disparition du minimum à facteur de remplissage impairs.

L'interprétation physique est en générale basée sur une augmentation de la conductivité (et donc de la résistivité) par le transfert thermique des électrons vers le niveau de Landau supérieur. Dans le cas où la séparation énergétique entre les deux niveaux de spin opposé est conséquente, et plus précisément lorsque la température est *faible* devant

<sup>14</sup>. Ces dernières ont été obtenues par une technique de dépendance en température de la résistance que nous abordons ci-dessous.



**Fig. 4.16** – Effet de la température sur les minima à facteurs de remplissage impairs. Courbes de magnéto-résistance de l'échantillon  $F1200$  pour différentes températures comprises entre  $50mK$  et  $1K$  (les températures croissent dans le sens indiqué par la flèche).

celle-ci, la résistance  $R_{min}$  aux facteurs de remplissage impairs peut évoluer en  $e^{-\frac{E_a}{2k_B T}}$ , où  $E_a$  est le gap dit de mobilité qui sépare les zones délocalisées des deux niveaux de Landau successifs.<sup>15</sup> Ce modèle dit “thermiquement activé” permet à partir du comportement du minimum  $R_{min}(T)$  d'évaluer le gap de mobilité qui, lorsque la largeur de la zone d'états délocalisés est négligeable par rapport au gap de spin (typiquement à haut champ), peut donner une approximation de celui-ci. En revanche, à plus bas champ magnétique, lorsque le gap de spin devient comparable à la largeur des niveaux de Landau, ce gap de mobilité est fortement réduit et la connaissance de largeur des niveaux de Landau devient indispensable pour estimer le gap de spin.

Nous souhaitons ici utiliser une méthode qui, contrairement à notre procédure de détermination de  $g_{ex}^*$ , ne fait pas intervenir la largeur des niveaux de Landau. Nous avons donc préféré utiliser une méthode différente proposée plus récemment dans [Leadley98], qui utilise la tendance  $R_{min}(T)$  à des températures légèrement plus élevées que celles correspondant au régime thermiquement activé.

Elle consiste à étudier la valeur du minimum de résistance  $R_{min}$  en fonction de la température à l'aide d'un formalisme de type Lifschitz-Kosevitch (LK) similaire à celui utilisé pour la détermination de masse effective, à ceci près que le gap cyclotron est remplacé par le gap de spin que nous notons ici  $\Delta_{LK}$ . On fait en fait une analogie entre le comportement du minimum à facteur de remplissage impair et celui d'un minimum à facteur de remplissage pair des SdH non-résolues en spin. La résistance au minimum  $R_{min}(T)$  s'écrit donc:

$$R_{min}(T) = R_0 - R_0 \frac{AT}{\Delta_{LK} \sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\Delta_{LK}}\right)} \quad (4.22)$$

$R_0$  est la valeur maximale de résistance à saturation. Elle équivaut à la valeur de référence

<sup>15</sup>. Ce résultat est en fait simplement obtenu en prenant la limite basse température de la fonction de répartition de Fermi-Dirac.

$\rho_0$  dans le formalisme introduit au chapitre 3.  $\Delta_{LK}$  désigne le gap de spin au facteur de remplissage concerné.  $A$  est un paramètre d'ajustement qui rend compte du terme d'amortissement par le désordre.

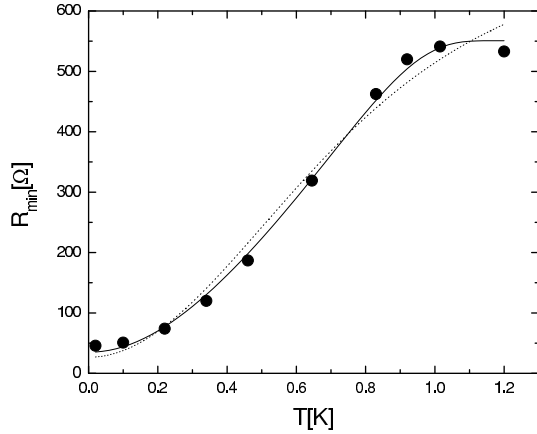
Il faut ici comme lors de l'étude de la masse effective négliger une dépendance éventuelle de la largeur des niveaux de Landau en température. Notons que dans le cas présent une éventuelle dépendance en température de cette largeur serait moins critique que dans le cas de l'étude de la masse effective, car comme le terme d'amortissement dû au désordre est en " $e^{-\text{largeur}/B}$ ", les éventuelles variations de la largeur ont de faibles conséquences à plus haut champ.

La température pose un problème plus sérieux, bien souvent sous-estimé, en raison de son influence sur le gap de spin. En effet, comme on l'a vu le gap de spin dépend de la polarisation de spin à facteur de remplissage impairs. Or, la température, en peuplant le niveau de spin de plus haute énergie, réduit cette polarisation. Ce phénomène est à l'origine de l'effondrement du gap de spin lorsque la température croît.<sup>16</sup> Il existe donc, via la polarisation de spin, une dépendance en température de  $\Delta_{LK}$ . En parallèle de la méthode classique où  $\Delta_{LK}$  est supposé indépendant de la température, nous proposons de prendre en compte ceci de manière très simplifiée en utilisant la dépendance phénoménologique de la polarisation de spin en température. Pour ce faire, nous avons mesuré l'évolution en température du *paramètre d'ordre*  $\delta\nu$  de la *théorie de Fogler et Shklovskii* [FS95]. Ce paramètre est défini par la différence de facteur de remplissage entre deux maxima de résistance associés aux deux niveaux de spin d'un niveau de Landau donné. Il vaut 1 lorsque la dégénérescence de spin est entièrement levée et 0 lorsque les niveaux de spin sont dégénérés. Nous reviendrons largement sur ce paramètre par la suite. Le point important ici est qu'à facteur de remplissage impair, la polarisation de spin vaut  $\frac{\delta\nu}{\nu}$ . Nous supposons donc que la dépendance en température du gap de spin peut être prise en compte à travers la dépendance en température de la polarisation de spin qui le compose (Cf. équation 4.18). Ainsi, nous utilisons dans cette démarche le gap  $\Delta_{LK}^T = \Delta_{LK}^0 \delta\nu(T)$  à la place de  $\Delta_{LK}$  dans l'équation 4.22 et nous extrayons le gap de spin à température nulle  $\Delta_{LK}^0$ .

Nous reportons en figure 4.17 une évolution typique de  $R_{min}(T)$  pour un facteur de remplissage impair, et les ajustements obtenus par l'équation 4.22 avec ou sans prise en compte de l'effet de la température sur le gap de spin.

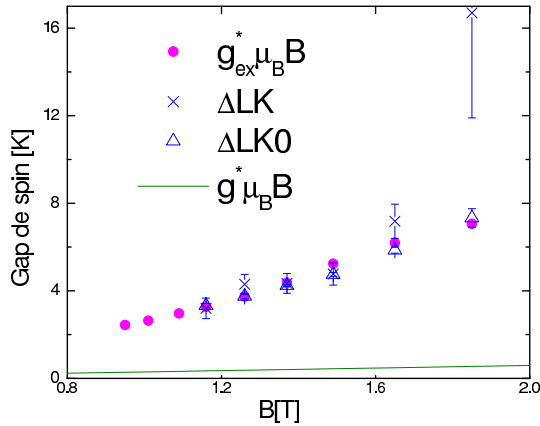
Il est clair que la prise en compte de la température *permet un meilleur ajustement des données expérimentales*. L'erreur commise sur le paramètre d'ajustement  $\Delta_{LK}^0$  est bien inférieure à celle commise sur  $\Delta_{LK}$ . Les valeurs  $\Delta_{LK}^0$  et  $\Delta_{LK}$  ainsi déduites pour l'échantillon *F1200* sont reportées pour chaque facteur de remplissage impair sur la figure

16. Nous étudierons les effets de la température sur la levée de dégénérescence de spin au chapitre 6.



**Fig. 4.17** – Evolution du minimum de résistance  $R_{min}$  à facteur de remplissage impair fixe (ici  $\nu = 21$ ) en fonction de la température. Echantillon  $F1201$ . Ajustement par l'équation 4.22 (traits pointillés), et ajustement par l'équation 4.22 dans laquelle  $\Delta_{LK}$  est remplacé par  $\Delta_{LK}^T = \Delta_{LK}^0 \delta\nu(T)$  (trait continu).

4.18. Nous reportons pour comparaison les gaps de spin estimés à partir de la méthode des facteurs  $g_{ex}^*$ .



**Fig. 4.18** – Gaps de spin aux facteurs de remplissage impairs en fonction du champ magnétique pour l'échantillon  $F1200$  à  $T = 50mK$ . Estimation par le facteur  $g_{ex}^*$  (cercles pleins), estimation  $\Delta_{LK}$  par l'équation 4.22 (croix), estimation  $\Delta_{LK}^0$  par l'équation 4.22 utilisant  $\Delta_{LK}^T = \Delta_{LK}^0 \delta\nu(T)$  comme gap de spin (triangles ouverts). Nous reportons pour comparaison le gap Zeeman  $g^* \mu_B B$  ( $|g^*| = 0.44$ ) (trait continu).

On observe pour cet échantillon un bon accord qualitatif et quantitatif entre les gaps de spin  $\Delta_{LK}^0$  et ceux déduits du facteur  $g_{ex}^*$ . En ce qui concerne la valeur du gap, la correction en température ne paraît ici pas essentielle, même si les erreurs sont significativement réduites comme on l'a précisé, particulièrement à haut champ où le nombre de donnée en température fait défaut (plus le gap de spin est grand plus de hautes températures sont requises pour atteindre  $R_0$ ). En réalité, la correction devient essentielle lorsque l'ajustement est réalisé à “haute” température ( $T \sim 0.6 - 1.2K$ ), car l'effet de la température sur la polarisation est alors plus marqué.

Pour d'autres échantillons ( $NRC1707$  et  $NU535$ ), nous avons remarqué que les valeurs  $\Delta_{LK}^0$  étaient en général plus élevées que les  $\Delta_{LK}$ , ce à quoi nous nous attendons car le gap de spin  $\Delta_{LK}$  est artificiellement sous-estimé lorsqu'on le suppose indépendant de la température alors qu'il décroît en réalité avec celle-ci.

Nous n'avons pas pu ni voulu en terme de priorité étendre l'étude en température systématiquement à tous nos échantillons, notamment vu la complexité des effets induits

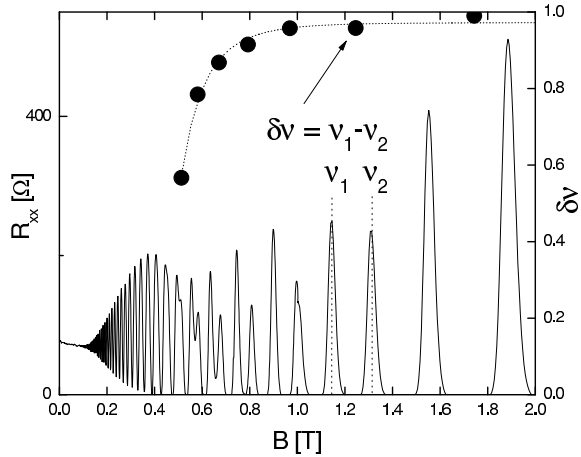
sur le gap d'échange. Nous concluons simplement que l'étude en température *confirme l'ordre de grandeur obtenu pour le gap de spin lors de la détermination de  $g_{ex}^*$*  et montre qu'une prise en compte de l'effet de la température sur le gap d'échange, plus élaborée que celle que nous proposons, est nécessaire.

### 4.2.3 Effet de l'effondrement de la polarisation

Comme on l'a vu dans la section précédente, notre facteur  $g_{ex}^*$  s'effondre à champ magnétique décroissant lorsque les niveaux de Landau de spin différents commencent à se recouvrir. Nous montrons ici que cet effondrement peut être expérimentalement corrélé à l'effondrement de la polarisation de spin aux facteurs de remplissage impairs. C'est le point fort de la théorie de Fogler et Shklovskii que nous avons mentionnée en introduction. L'idée essentielle de cette théorie est que l'amplification du gap de spin par les interactions d'échange est détruite par le désordre du système lorsque le champ magnétique décroît. Plus précisément, nous avons vu que le gap d'échange à facteur de remplissage impair (et a fortiori le gap de spin) dépendait de la polarisation du système. Celle-ci, donnée à facteurs de remplissage impairs par  $\frac{1}{\nu}$  dans le cas d'un recouvrement nul entre niveaux de spin (polarisation maximale), conduit à la linéarité en champ du gap de spin. Ce gap diminue donc lorsque le champ diminue, jusqu'à atteindre l'ordre de grandeur de l'élargissement par le désordre des niveaux de Landau. Dans cette configuration les niveaux de spin différent commencent à se recouvrir et la polarisation de spin aux facteurs de remplissage impairs s'en trouve réduite. Cette réduction engendre une diminution du gap de d'échange et donc du gap de spin, amenuisant d'autant plus la polarisation. ***L'ensemble conduit de manière auto-cohérente à un effondrement du gap de spin lorsque le champ décroît.***

On peut montrer assez simplement que la polarisation de spin à *facteur de remplissage impair* s'écrit dans le cas général  $\frac{\delta\nu}{\nu}$  (voir [FS95]), où  $\delta\nu$  est la différence de facteur de remplissage entre les deux maxima de résistance associés aux deux niveaux de spin du niveau de Landau considéré. A fort champ magnétique, lorsqu'il n'existe aucun recouvrement entre les sous-niveaux de spin du niveau de Landau d'indice  $N$ , le pic de résistance à plus haut champ correspond au facteur de remplissage  $2N + 1 - \frac{1}{2}$ , tandis que celui à plus bas champ correspond au facteur de remplissage  $2N + 1 + \frac{1}{2}$ . La différence  $\delta\nu$  vaut donc  $(2N + 1 + \frac{1}{2}) - (2N + 1 - \frac{1}{2}) = 1$ . Comme on le voit sur la figure 4.19, cette différence qui vaut 1 à haut champ magnétique diminue jusqu'à annulation lorsque le champ décroît.

En conséquence ***le paramètre  $\delta\nu$  est un candidat idéal pour le paramètre d'ordre de la transtion de phase*** entre la phase "haut champ" dans laquelle les SdH sont résolues en spin (phase "polarisée en spin") et la phase "bas champ" dans laquelle elles ne le sont plus (phase "non-polarisée en spin"). Expérimentalement, Leadley *et al*



**Fig. 4.19** – Définition et évolution du paramètre  $\delta\nu$  en champ magnétique. Résistivité longitudinale (trait continu) et paramètre  $\delta\nu$  (cerles pleins) en fonction du champ magnétique pour l'échantillon *NU1783a* à  $T = 50\text{mK}$ . Nous illustrons la définition de  $\delta\nu$  pour un facteur de remplissage impair donné. La courbe pointillée matérialise la tendance en champ. Notons que l'extraction des faibles  $\delta\nu$  (typiquement  $\delta\nu < 0.4$ ) est rendue impossible par l'élargissement des niveaux de Landau.

[Leadley98] ont montré que le champ magnétique critique pour lequel l'effondrement du gap de spin débute correspond effectivement à la situation dans laquelle celui-ci devient comparable à la largeur des niveaux de Landau, conformément à la prédiction de FS. Notre gap de spin  $g_{ex}^* \mu_B B$  vérifie également cette condition lorsque l'effondrement débute. Pour des champs magnétiques inférieurs, le gap de spin à facteur de remplissage impair s'écrit d'après ce qui précède:  $\alpha \hbar \omega_c \delta\nu$ , qui est une extension à  $\delta\nu < 1$  du résultat d'Aleiner (équation 4.19). En identifiant cette écriture à notre gap de spin  $g_{ex}^* \mu_B B$  (auquel nous retirons le gap Zeeman) nous obtenons:

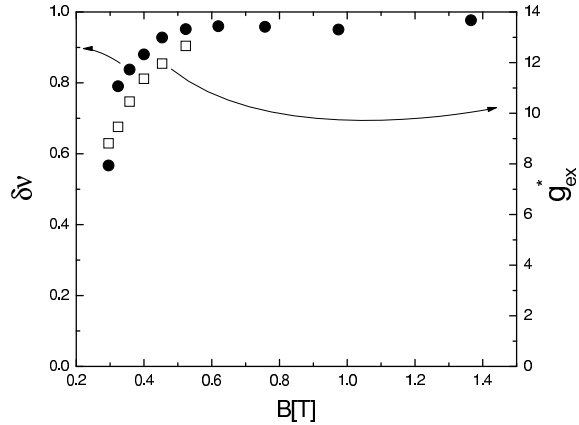
$$\alpha \delta\nu = \frac{1}{2} (g_{ex}^* - g^*) \frac{m^*}{m_e} \quad (4.23)$$

où il apparaît clairement que l'effondrement de la polarisation visible à travers  $\delta\nu$  à champ décroissant se répercute dans ce formalisme sur notre paramètre  $g_{ex}^*$ .<sup>17</sup> Pour comparer les tendances expérimentales effectivement observées, nous reportons sur la figure 4.20 les évolutions en champ de  $\delta\nu$  et du facteur  $g_{ex}^*$  déterminées précédemment.

Comme on peut le voir l'effondrement observé pour le facteur  $g_{ex}^*$  est clairement corrélé à celui de  $\delta\nu$ . L'estimation des gaps à l'aide de notre simulation de la résistance longitudinale confirme donc l'effondrement du gap de spin à champ magnétique décroissant et montre notamment que celui-ci est corrélé à l'effondrement de la polarisation à facteurs de remplissage impairs.

17. Pour  $\delta\nu = 1$  on retrouve bien l'équation 4.21





**Fig. 4.20** – Evolution en champ de  $\delta\nu$  (cercles pleins, échelle de gauche) et du facteur  $g_{ex}^*$  (carrés ouverts, échelle de droite) pour l'échantillon *NRC1707* à  $T = 50mK$ .

### 4.3 Dépendance de l'échange en densité

A la lumière des travaux présentés en section 4.1 et 4.2, la densité électronique s'avère être le paramètre majeur contrôlant l'intensité de l'interaction d'échange. Nous tenons ici à regrouper et comparer, l'estimation de l'échange issue de la susceptibilité de spin discutée en section 4.1 et la tendance obtenue par les facteurs  $g$  amplifiés dans la section 4.2.

Pour une comparaison quantitative, nous devons exprimer l'échange d'une manière *commune* et cohérente. Pour ceci nous introduisons ***un paramètre d'échange***  $X_N$ , ***défini comme l'énergie d'échange entre deux électrons de même spin au niveau de Landau  $N$***  (c'est ce paramètre qui sera utilisé dans notre modèle pour la levée de dégénérescence de spin au chapitre 5). Afin d'établir *le lien entre ce paramètre  $X_N$  et la susceptibilité de spin*, nous proposons de suivre l'approche originale de Stoner à champ magnétique nul [Stoner38]. Celle-ci, que nous discuterons en détail au chapitre 5, consiste à considérer que l'interaction d'échange  $X_\infty$ <sup>18</sup> entre les électrons contrôle la susceptibilité de spin relative  $\frac{\chi}{\chi_0}$  de la manière suivante:

$$\frac{\chi}{\chi_0} = \frac{1}{1 - X_\infty D(E_F)_{B=0}} \quad (4.24)$$

Dans cette expression  $D(E_F)_{B=0}$  est la densité d'états au niveau de Fermi en champ nul, pour une orientation de spin donnée, soit  $m^*/2\pi\hbar^2$ . L'état ferromagnétique, qui correspond à la divergence de  $\frac{\chi}{\chi_0}$  est obtenu pour  $X_\infty D(E_F)_{B=0} = 1$ , qui est le critère dit de Stoner. Nous reviendrons sur cette notion au chapitre 5. Retenons ici que nous utilisons le critère de Stoner à  $B = 0$  pour remonter à l'énergie d'échange en champ nul à partir de la susceptibilité de spin. Le paramètre d'échange à champ nul  $X_\infty$  est donc obtenu en fonction de la densité par:

18.  $N \rightarrow \infty$  dans le cas d'un champ nul.

$$X_\infty(n_s) = \frac{\left(\frac{\chi}{\chi_0}\right)(n_s) - 1}{\left(\frac{\chi}{\chi_0}\right)(n_s) D(E_F)_{B=0}} \quad (4.25)$$

Il est important de commenter la valeur  $m^*$  utilisée ici pour la masse effective. En effet comme on l'a précisé en section 4.1, la masse effective est-elle aussi renormalisée par l'interaction électron-électron: lorsque la densité diminue la masse effective augmente (voir par exemple les récents calculs de Zhang *et al* [Zhang05]). Cette tendance a été confirmée expérimentalement dans le silicium [Pudalov04], et plus récemment dans GaAs jusqu'à  $r_s \sim 6$  [Tan05]. Cependant, ces récents travaux montrent que ces variations de la masse effective par rapport à la valeur à une particule restent faibles pour de faibles valeurs de  $r_s$ . Elles sont en particulier inférieures à 5% dans notre domaine d'étude  $r_s < 2$ , ce qui nous permet de se placer dans l'hypothèse  $m_{ex}^* \sim m^*$  pour passer de  $\frac{\chi}{\chi_0}$  à  $X_\infty$ .

Le lien entre  $X_N$  et notre paramètre  $g_{ex}^*$  de la section 4.2 est lui plus simple à établir. Considérons le gap de spin à facteur de remplissage impair en l'absence de recouvrement des niveaux de Landau. Celui-ci s'écrit  $g_{ex}^* \mu_B B$ . Le gap d'échange, qu'on obtient en soustrayant la composante Zeeman, s'écrit alors:  $(g_{ex}^* - g^*) \mu_B B$ . Parallèlement, dans cette situation le gap d'échange résulte de l'échange d'un électron avec les  $eB/h - 1 \approx eB/h$  électrons du dernier niveau rempli. Comme  $X_N$  est l'énergie d'échange entre 2 électrons il s'écrit  $X_N(eB/h)$ . On obtient ainsi en identifiant ces deux écritures l'expression de  $X_N$  en fonction de  $g_{ex}^*$ :

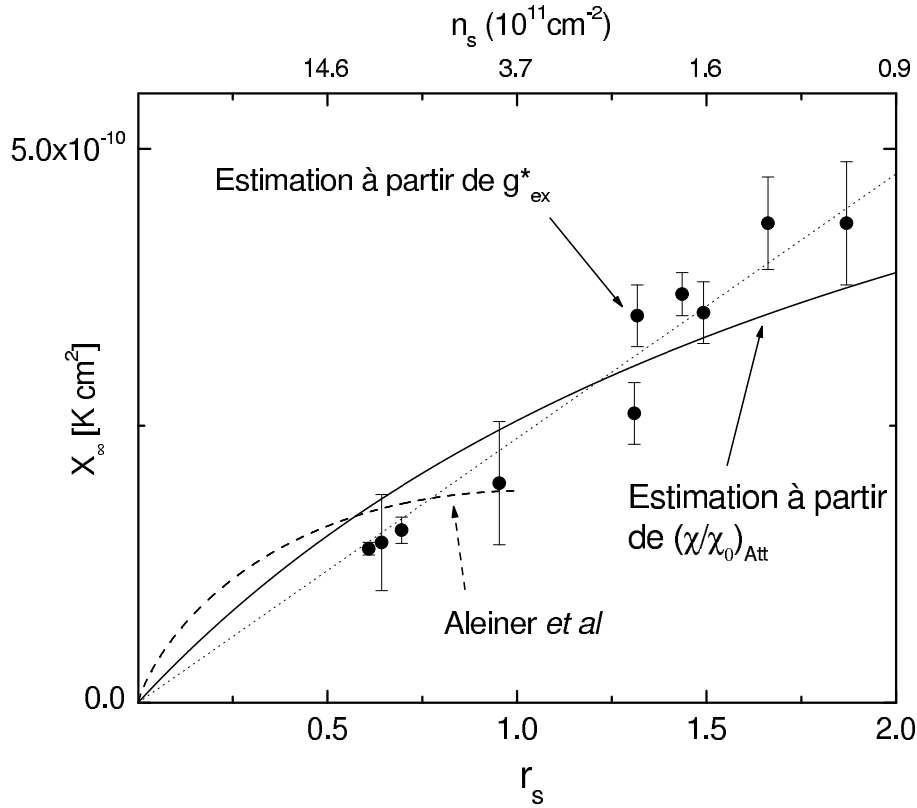
$$X_N = (g_{ex}^* - g^*) \mu_B (h/e) \quad (4.26)$$

En toute rigueur, le facteur  $g_{ex}^*$  utilisé ici doit correspondre au facteur de remplissage  $2N + 1$ , puisque  $X_N$  est l'énergie d'échange au niveau de Landau d'indice  $N$ . Nous avons cependant vu en section 4.2, que dans le cas des forts facteurs de remplissage l'intensité de l'énergie d'échange ne dépendait plus de l'indice du niveau de Landau. En conséquence il paraît raisonnable de faire ici l'hypothèse que  $X_N$  est assimilable à sa valeur à champ nul  $X_\infty$ . Notons au passage qu'on peut ici établir un lien entre le paramètre  $g_{Tex}^*$ , défini lors de l'étude de la susceptibilité de spin, et le facteur  $g$  amplifié  $g_{ex}^*$  qui se déduit en injectant la valeur de  $X_N$  donnée par l'équation précédente dans la relation 4.24:

$$\frac{m_{ex}^* g_{Tex}^*}{m^* g^*} = \frac{1}{1 - \left(\frac{m^*}{2m_e} (g_{ex}^* - g^*)\right)} = \frac{1}{1 - \alpha} \quad (4.27)$$

Nous pouvons alors comparer les paramètres d'échanges  $X_\infty$  issus des différentes méthodes (équations et 4.25 et 4.26) en figure 4.21. Pour l'estimation de  $X_\infty$  à partir de la susceptibilité de spin, nous utilisons dans l'équation 4.25 la susceptibilité de spin d'Attacalite *et al* discutée en section 4.1, qui comme on l'a vu décrit de manière satisfaisante la susceptibilité de spin dans nos échantillons. Nous reportons également dans

cette figure la prédiction théorique d'Aleiner discutée en section 4.2 que nous reportons cette fois en terme de paramètre d'échange  $X_\infty$ . Nous avons  $X_\infty(eB/h) = \alpha \hbar \omega_c$  où  $\alpha$  est



**Fig. 4.21** – Paramètre d'échange  $X_\infty$  en fonction du paramètre de densité  $r_s$ . Résultat obtenu à partir de la susceptibilité d'Attacalite *et al* utilisée dans l'équation 4.25 (trait continu). Résultats obtenus à partir des facteurs  $g$  amplifiés (cercles pleins). Ajustement linéaire en  $r_s$  de ces données (trait pointillés).

le paramètre décrivant l'échange dans cette théorie. Nous reportons donc pour  $r_s < 1$ ,  $X_\infty = \alpha \frac{\hbar^2}{2\pi m^*}$ .

Sur l'ensemble du domaine de densité étudié, *l'estimation obtenue à partir de la susceptibilité d'Attacalite et al est en bon accord quantitatif avec celle provenant des facteurs  $g$  amplifiés*. La dépendance fonctionnelle exacte en  $r_s$  est elle légèrement différente, avec un exposant plutôt inférieur à 1 dans le premier cas contre une dépendance linéaire dans le second cas.<sup>19</sup>

Ce bon accord justifie en outre l'utilisation de la condition de Stoner à champ nul pour définir une énergie d'échange effective du système, en donnant *une description cohérente de l'échange en fonction de la densité*. Cette description *confirme*

19. On peut souligner ici que la dépendance fonctionnelle en  $r(s)$  dans le premier cas est issue de la dépendance de la susceptibilité de spin en  $r_s$  associée à l'utilisation du critère de Stoner (équation 4.24).

*que la susceptibilité de spin d'Attacalite peut donner une estimation satisfaisante de l'échange dans nos systèmes*, que nous allons maintenant utiliser pour prédire la levée de dégénérescence de spin.

## Conclusion

Ce chapitre a été dédié à l'estimation des interactions d'échange dans nos systèmes bidimensionnels. Nous avons pour ce faire utilisé deux méthodes expérimentales différentes permettant de déterminer des paramètres qui témoignent de ces interactions. La susceptibilité de spin électronique tout d'abord, dont nous présentons des mesures parmi les premières réalisées sur *GaAs* dans ce domaine de densité électronique, montre que le rôle de l'échange est encore important même dans ce régime d'interactions faibles. Le facteur  $g$  amplifié confirme cette importance de l'échange sur le gap de spin. Ces deux paramètres fournissent une description cohérente de l'échange qui montre qu'au-delà des effets d'épaisseurs du GAZ-2D, de désordre, et du champ magnétique, c'est la densité électronique qui intervient en premier lieu avec un échange plus fort à basse densité.



# Bibliographie

- [Aleiner95] I. L. Aleiner, L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **52**, 11296, (1995).
- [Ashcroft76] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics (Hold, Rinehart and Winston, New York)* Chapt. 32, (1976).
- [Attaccalite02] C. Attaccalite, S. Moroni, P. Gori-Giorgi, G. B. Bachelet, *Phys. Rev. Lett* **88**, 256601, (2002).
- [Ando74] T. Ando, Y. Uemuera, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1044, (1974).
- [Bloch29] F. Bloch, *Z. Phys.* **57**, 545, (1929).
- [Depalo05] S. DePalo, M. Botti, S. Moroni, G. Senatore, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 226405, (2005).
- [Dolgoplov00] V.T. Dolgoplov, A. Gold, *JETP Lett.* **71**, 27, (2000).
- [Fang68] F.F. Fang, P.J. Stiles, *Phys. Rev.* **174**, 823, (1968).
- [FS95] M. M. Fogler, B. I. Schklovskii, *Phys. Rev. B.* **52**, 17366, (1995).
- [Gangadharaiah05] S. Gangadharaiah, D.L. Maslov, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 186801, (2005).
- [Gao06] X. P. A. Gao, G. S. Boebinger, A. P. Mills, A. P. Ramirez, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. B.* **73**, 241315, (2006).
- [Herbut01] I.F. Herbut, *Phys. Rev. B.* **63**, 113102, (2001).
- [Isihara89] A. Isihara, *Solid State Phys.* **42**, 271, (1989).
- [Ivchenko92] E. L. Ivchenko, A. A. Kiselev *Soviet Phys.-Semicond.* **26**, 827, (1992).
- [Janak69] J. F. Janak, *Phys. Rev.* **178**, 1416, (1969).
- [Kallin84] C. Kallin, B. I. Halperin, *Phys. Rev. B.* **30**, 5655, (1984).
- [Leadley98] D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris, C. T. Foxon, *Phys. Rev. B.* **58**, 13036, (1998).
- [Lenac94] Z. Lenac, M. Sunjic, *Phys. Rev. B* **50**, 10792, (1994).
- [Maude96] D. K. Maude, M. Potemski, M. Henini, J. C. Portal, L. Eaves, G. Hill, M. A. Pate *phys. stat. sol. (b)* **198**, 259, (1996).
- [Nicholas88] R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. V. Klitzing, G. Weimann, *Phys. Rev. B.* **37**, 1294, (1988).

- [Okamoto99] T. Okamoto, K. Hosoya, S. Kawaji, A. Yagi, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3875, (1999).
- [Papadakis00] S.J. Papadakis, E.P. De Poortere, M. Shayegan, R. Winkler, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5592, (2000).
- [Pudalov04] V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, cond-mat/0401396v2.
- [Pudalov02] V.M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E. M. Dizhur, G. Brunthaler, A. A. Prinz, G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 196404, (2002).
- [Shashkin03] A. A. Shashkin, Maryam Rahimi, S. Anissimova, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk *Phys. Rev. Lett.* **91**, 046403, (2003).
- [SmithMacdo92] A. P. Smith, A. H. MacDonald, G. Gumbs, *Phys. Rev. B.* **45**, 8829, (1992).
- [Stern68] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1687, (1968).
- [Stoner38] E.C. Stoner, *Proc. Royal Soc. London A* **165**, 372, (1938).
- [Tanatar89] B. Tanatar, D. M. Ceperley, *Phys. Rev. B* **39**, 5005, (1989).
- [Tan05] Y.W. Tan, J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, *Phys. Rev. Lett* **94**, 016405, (2005).
- [Tan06] Y.W. Tan, J. Zhu, H.L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, *Phys. Rev. B.* **73**, 045334(R), (2006) cond-mat/0511668. Communication privée Y. W. Tan
- [Tutuc01] E. Tutuc, E.P. De Poortere, S.J. Papadakis, M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2858, (2001).
- [Tutuc02] E. Tutuc, S. Melinte, M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 036805, (2002).
- [Tutuc03] E. Tutuc, S. Melinte, E. P. De Poortere, M. Shayegan, R. Winkler *Phys. Rev. B.* **67**, 241309(R), (2003).
- [Usher90] A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, C. T. Foxon, *Phys. Rev. B.* **41**, 1129, (1990).
- [Vitkalov00] S. A. Vitkalov, H. Zheng, K. M. Mertes, M. P. Sarachik, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2164, (2000).
- [Vitkalov03] S.A. Vitkalov, K. James, B.N. Narozhny, M.P. Sarachik, T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B.* **67**, 113310, (2003).
- [Zhu03] J. Zhu, H.L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 056805, (2003).
- [Zala01] G. Zala, B.N. Narozhny, I.A. Aleiner, *Phys. Rev. B.* **65**, 020201(R), (2001).
- [Zhang05] Y. Zhang, S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **72**, 075308, (2005).

# Chapitre 5

## Modèle pour la levée de dégénérescence de spin





# Modèle pour la levée de dégénérescence de spin

Dans les deux précédents chapitres, nous nous sommes attachés à décrire les deux paramètres physiques déterminants pour la levée de dégénérescence de spin : le désordre et les interactions d'échanges entre électrons. Le but de ce chapitre est de les mettre en relation en présence d'un champ magnétique afin de déterminer l'état de spin fondamental dans le dernier niveau de Landau occupé.

Après avoir très brièvement rappelé l'approche de l'effondrement du gap de spin proposée par Fogler et Schklovskii ([FS95]), nous proposons un point de vue intuitivement différent en abordant la transition de phase à champ magnétique croissant et en l'interprétant comme une transition de Stoner induite par le champ magnétique. A l'aide des informations obtenues aux chapitres 3 et 4, nous démontrons la capacité d'un tel modèle à décrire la levée de dégénérescence de spin expérimentalement observée.

## 5.1 Effondrement du gap de spin

En 1995, Fogler et Schklovskii [FS95] ont proposé une explication théorique au phénomène de levée de dégénérescence de spin dans l'effet Hall quantique (que nous désignons par théorie FS par la suite). Nous avons déjà présenté les idées fondamentales de cette théorie au chapitre 4, et leur vérification expérimentale. La décroissance *continue* du paramètre d'ordre  $\delta\nu$  lorsque le champ magnétique diminue, observée expérimentalement, est en accord avec la nature "second ordre" de la transition de phase prédite par la théorie FS. C'est à partir du comportement de  $\delta\nu$  que le point critique pour l'effondrement du gap de spin est repéré ([FS95, Leadley98]). Nous utilisons également ce paramètre d'ordre pour définir le champ critique pour la levée de dégénérescence de spin en section 5.3.

Si la théorie FS saisit les bases physiques essentielles du problème, à savoir une compétition entre énergie d'échange et désordre, il est intéressant de noter que cette approche est limitée aux grandes valeurs de  $\delta\nu$ . En effet, c'est une approche de type "champ moyen" qui n'est plus valide pour les faibles valeurs du paramètre d'ordre  $\delta\nu$

(typiquement  $\delta\nu < 1/2$ ) où les fluctuations spatiales de celui-ci ne sont plus négligeables. Expérimentalement, il est difficile de distinguer dans la résistance les pics associés aux différents niveaux de spin pour les faibles valeurs de  $\delta\nu$  (typiquement inférieures à  $\sim 0.4$ ) (Cf. chapitre 4). Ceci a motivé une étude de la transition de phase à champ magnétique décroissant en partant de l'état polarisé ( $\delta\nu = 1$ ) [FS95, Leadley98]. Nous pensons qu'il est important de proposer une approche permettant de comprendre la levée de dégénérescence de spin à partir d'un état non-polarisé suite à l'application d'un champ magnétique. C'est ce que nous allons maintenant présenter.

## 5.2 Une transition de Stoner induite par le champ magnétique

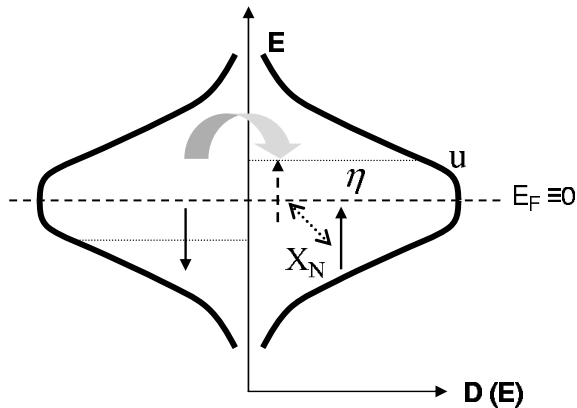
Nous proposons ici de décrire la levée de dégénérescence de spin à champ magnétique croissant, au sein du plus haut niveau de Landau occupé, d'indice  $N$ . Celle-ci peut s'interpréter comme une transition d'un état paramagnétique, dans lequel les sous-niveaux de spin "haut" et "bas" du niveau  $N$  sont dégénérés, à un état ferromagnétique, dans lequel le niveau de Landau  $N$  est polarisé en spin. Expérimentalement l'état paramagnétique se traduit par des oscillations SdH non-résolues en spin, tandis que l'état ferromagnétique correspond au domaine de champs plus élevés où les oscillations SdH sont résolues en spin. Nous tenons à souligner que ce n'est bien sûr pas l'ensemble du système de spin électronique qui est dans un état ferromagnétique mais seulement les électrons du niveau  $N$ .

Dans la situation initiale, le niveau de Fermi se trouve au centre des niveaux de spin "haut" et "bas" *dégénérés*, et le facteur de remplissage du système est donc impair. Cette situation est représentée schématiquement sur la figure 5.1. Le nombre total d'électrons dans ce niveau de Landau  $N$  est alors  $n_{tot} = eB/h$ . Initialement il sont répartis de manière équivalente dans les deux sous-niveaux de spin "haut" et "bas" ( $n_{0\uparrow} = n_{0\downarrow} = \frac{n_{tot}}{2}$ ).

C'est une approximation par rapport à la situation réelle, puisqu'il existe en réalité une faible polarisation initiale due à l'effet Zeeman. Cette polarisation dépend du facteur  $g^*$ , du champ magnétique (qui fixe la grandeur de l'énergie Zeeman) et de la largeur du niveau de Landau (un niveau étroit est plus facilement polarisable). En raison de la faible valeur de  $g^*$  dans *GaAs*, celle-ci reste modeste dans les gammes de largeurs de niveaux et de champs magnétiques qui nous concernent, ce qui nous permet raisonnablement de supposer *l'état initial paramagnétique*. D'autre part, les ordres de grandeurs extraits pour l'énergie d'échange au chapitre 4 (notamment les facteurs  $g$  amplifiés) montrent que l'énergie Zeeman est en première approximation négligeable par rapport à l'énergie d'échange. ***Nous nous plaçons donc dans notre modèle dans l'hypothèse d'une***

*énergie Zeeman nulle.* La prise en compte de l'effet de l'énergie Zeeman sur la levée de dégénérescence de spin sera discutée au chapitre 6.

Le bilan énergétique de la transition que nous proposons peut alors s'exprimer de la manière suivante. D'une part, le retournement d'un spin de niveau, défini ici "bas", vers le niveau de spin "haut" se fait en raison du désordre du système dans des niveaux d'énergie supérieurs au niveau de Fermi, ce qui implique un certain coût énergétique. D'autre part, le retournement de spin accroît la population du niveau de spin "haut", chaque spin "haut" pouvant alors interagir par échange avec un nombre accru de spins de la même orientation. Ceci se traduit par un gain en énergie d'échange qui stabilise l'état final ferromagnétique. Ce processus est représenté schématiquement sur la figure 5.1.



**Fig. 5.1** – Représentation schématique du processus mis en oeuvre pour la levée de dégénérescence de spin.

Dans ce schéma, *seules deux contributions énergétiques s'affrontent pour déterminer l'apparition de l'état ferromagnétique: le coût énergétique de retournement des spins dû au désordre et le gain d'énergie d'échange associé à la polarisation de spin ainsi créée.* Nous nous attachons dans ce qui suit à les calculer. Pour simplifier les calculs, nous fixons l'énergie de Fermi  $E_F$  à zéro, en notant qu'un résultat final identique est obtenu quelle que soit la valeur de  $E_F$ .

Considérons le retournement d'un nombre de spins  $\eta$  du niveau de spin "bas" vers le niveau de spin "haut", comme représenté schématiquement sur la figure 5.1. Ces  $\eta$  fermions peuplent le niveau de spin "haut" jusqu'à une énergie que l'on note  $u$ . Notons  $m$  la polarisation de spin ainsi créée au sein du niveau de Landau  $N$  :

$$m = \frac{2}{n_{tot}} \int_0^u D(E) dE \quad (5.1)$$

ici  $D(E)$  est la densité d'états associée à un (et un seul) sous-niveau de spin d'un niveau de Landau, en l'occurrence ici au niveau de spin "haut". C'est une densité d'états surfacique, donc la normalisation par  $n_{tot}$  définit une polarisation  $m$  sans unité.  $m$  est relié à  $\eta$  par  $m = \frac{2\eta}{n_{tot}}$  et vaut 1 lorsque le niveau de Landau  $N$  est entièrement polarisé.

Le coût énergétique d'un tel processus, résultant de la différence d'énergie entre les états électroniques fraîchement peuplés dans le niveau de spin "haut" et les états libérés dans le niveau de spin "bas", s'écrit:

$$E_{flip} = 2 \int_0^u D(E)E dE. \quad (5.2)$$

$E_{flip}$  est ici une énergie surfacique. Le facteur 2 provient de l'imparité de la fonction  $D(E)E$  autour de  $E_F = 0$ . Il est possible de simplifier cette expression en supposant que la densité d'états qui apparaît ici peut être approximée par sa valeur en  $E_F$ ,  $D(E_F)$ . En procédant ainsi, on suppose en fait que la densité d'états est donnée par des niveaux de Landau de forme *rectangulaire* au voisinage du niveau de Fermi, ce qui n'est raisonnable que pour de faibles valeurs de  $u$ .

Si l'on se place dans le cadre d'une *température nulle*, on a alors pour la polarisation de spin créée:

$$m \approx 2 \frac{D(E_F)}{n_{tot}} u \quad (5.3)$$

et l'équation 5.2 devient:

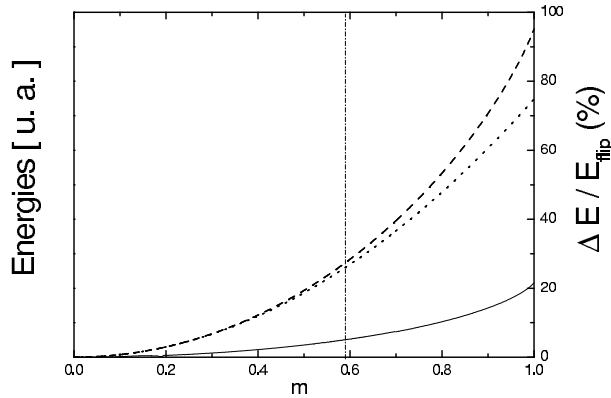
$$E_{flip} \approx \frac{n_{tot}^2}{4D(E_F)} m^2. \quad (5.4)$$

Le facteur "4" qui apparaît ici provient de la définition de  $m$ . Cette expression confirme l'intuition selon laquelle *le coût de retournement des spins est réduit par une grande densité d'états* au niveau de Fermi, puisqu'on peut dans ce cas peupler plus d'états à de faibles énergies.

Afin de connaître le domaine de validité de l'équation 5.4, nous avons calculé les quantités  $E_{flip}$  et  $m$  de manière exacte selon les équations 5.2 et 5.1 pour des niveaux de Landau de type gaussien. La valeur de  $E_{flip}$  ainsi calculée est comparée en figure 5.2 à la valeur obtenue dans le cadre de notre approximation (équation 5.4).

Pour une valeur de  $m$  donnée, l'utilisation de l'approximation donne une énergie inférieure. Dans le cas de niveaux de Landau de forme rectangulaire, on peut en effet remplir plus d'états proches du niveau de Fermi, ce qui permet d'abaisser la valeur du niveau maximum de remplissage  $u$ , et donc le coût énergétique global. Les deux énergies sont très proches pour les faibles valeurs de  $m$  et se différencient lorsque  $m$  augmente. Dans ce cas, la densité d'états associée aux états de hautes énergies, mise en jeu pour les grandes valeurs de  $m$ , n'est raisonnablement plus assimilable à la densité d'états au niveau de Fermi (Cf. figure 5.1).

Quantitativement le rapport entre les deux énergies diffère de moins de 5% pour  $m < 0.58$  (Cf. figure 5.2). Pour une valeur de  $m$  donnée, ce rapport, contrairement aux valeurs



**Fig. 5.2** – Comparaison qualitative des énergies  $E_{flip}$  obtenues avec et sans approximation en fonction de la polarisation  $m$  (unité d'énergie arbitraire). Le calcul est effectué pour des niveaux de Landau gaussiens de largeur donnée, pour un facteur de remplissage fixé, en utilisant respectivement les équations 5.4 (pointillés) et 5.2 (tirets). Comparaison quantitative à l'aide de l'erreur relative  $\Delta E/E_{flip}$  en % (trait continu) en fonction de  $m$  (échelle de droite). La ligne interrompue verticale délimite le domaine pour lequel cette erreur est inférieure à 5%.

des énergies mises en jeu, est indépendant de la largeur des niveaux de Landau et du facteur de remplissage. Cette borne sur  $m$  dépend donc uniquement de la forme choisie pour le niveau de Landau, puisqu'elle caractérise le décrochement par rapport à un niveau de Landau de forme rectangulaire.

Nous ne nous intéressons pas dans notre étude à la création “instantannée” d'une polarisation de spin conséquente, qui introduirait une discontinuité de polarisation entre l'état final et l'état initial. Ceci est à mettre en relation avec la nature de la transition (deuxième ordre) évoquée en section 5.1. La variation en champ magnétique du paramètre d'ordre de la transition, lié à la polarisation de spin  $m$ , est à la lumière de l'expérience et de la théorie FS continue. On s'attend donc lors de la transition vers l'état ferromagnétique à une valeur de  $m$  initialement suffisamment faible pour que l'expression 5.4 soit valide.

Parallèlement, on peut également exprimer le gain en énergie d'échange en fonction du paramètre  $m$  de la manière suivante.

Dans la situation initiale, les  $n_{0\uparrow}$  ( $n_{0\downarrow}$ ) électrons de spin “haut” (bas) interagissent par échange entre eux. Notons  $X_N$  l'énergie d'échange entre deux spins de même orientation au niveau de Landau  $N$ . Ce paramètre est défini de manière rigoureusement identique au paramètre d'échange issu du chapitre 4. En particulier  $X_N$  est positif. L'énergie des  $n_{0\uparrow}$  échangeant entre eux s'écrit alors:

$$E_{xi\uparrow} = -\frac{X_N}{2}(n_{0\uparrow})(n_{0\uparrow} - 1) = -\frac{X_N}{2}(n_{0\uparrow})^2 \quad (5.5)$$

$E_{xi\uparrow}$  est homogène à une énergie par unité de surface.<sup>1</sup> Pour établir cette relation, il faut

1. Nous rappelons que l'énergie d'échange stabilise le système, elle est donc négative.

prendre garde de ne considérer qu'une seule fois l'interaction pour un couple d'électrons (facteur 2).

Le même résultat est établi pour les spins "bas". Dans la situation finale, on écrit en suivant le même raisonnement:

$$E_{xf\uparrow} = -\frac{X_N}{2} \left( n_{0\downarrow} + n_{tot} \cdot \frac{m}{2} \right)^2, \quad E_{xf\downarrow} = -\frac{X_N}{2} \left( n_{0\downarrow} - n_{tot} \cdot \frac{m}{2} \right)^2 \quad (5.6)$$

puisque  $\eta = n_{tot} \frac{m}{2}$  est le nombre de spin retournés. Le **gain** en énergie d'échange, qui résulte de la différence entre l'énergie totale de l'état final et celle de l'état initial, s'écrit finalement:

$$E_X = \frac{X_N}{4} n_{tot}^2 m^2 \quad (5.7)$$

La dépendance quadratique en  $m$  traduit la nature multi-corps de l'interaction. D'après les équations 5.4 et 5.7, nous sommes donc parvenus à exprimer les deux énergies s'affrontant dans notre modèle sous la forme de fonctions quadratiques en  $m$ . La condition de retournement des spins devient alors, dans la limite des faibles  $m$ , indépendante du nombre de spins impliqués et s'écrit:

$$\frac{1}{D(E_F)} < X_N \quad (5.8)$$

ce qui fixe le point de transition pour la levée de dégénérescence de spin à:

$$\frac{1}{D(E_F)} = X_N \quad (5.9)$$

En champ magnétique nul, on retombe sur:

$$\frac{1}{D(E_F)_{B=0}} = X_\infty. \quad (5.10)$$

Ce qui n'est autre que le **critère de Stoner pour une instabilité ferromagnétique** [Stoner38]. Celui-ci s'établit sur un ensemble d'électrons à *3 dimensions* en considérant une énergie d'interaction d'échange  $-X_\infty$  entre électrons de spins parallèles. On montre alors assez simplement (voir par exemple [Kittel96]) que la condition  $\frac{1}{D(E_F)} = \frac{4E_F}{3n_v} = X_\infty$  est suffisante pour une divergence de la susceptibilité de spin. Cette condition prévoit donc l'apparition d'un état ferromagnétique pour une certaine valeur  $n_v$  de la densité électronique 3D.

Nous tenons à préciser que nous ne nous sommes pas basés sur le modèle microscopique de Stoner pour établir l'équation 5.10. Nous avons montré que celle-ci pouvait s'obtenir à l'aide d'un modèle très simple basé sur la **compétition entre l'échange et le coût énergétique induit par le désordre pour le retournement des spins**. Nous avons

cependant tenu à référer au critère de Stoner car notre raisonnement reprend l'idée physique de base introduite par Stoner, à savoir la compétition entre énergie cinétique et énergie d'échange.

Il existe cependant deux différences notables quant à l'application de l'équation 5.10 dans notre étude. D'une part dans le cas d'un *système bidimensionnel*, la densité d'états ne dépend pas de la densité électronique, si bien qu'une intervention de la densité électronique ne peut provenir que de l'interaction électron-électron (Cf. chapitre 4). D'autre part le champ magnétique présent dans notre cas joue un rôle essentiel puisqu'il module la densité d'états. En effet, lorsque le niveau de Fermi se situe au centre d'un niveau de Landau (ce qui est le cas de notre état initial), la densité d'états est proportionnelle à  $B/\Gamma$ , en raison de la dégénérescence  $eB/h$  des niveaux de Landau et de leur largeur  $\Gamma$  induite par le désordre. L'idée sous-jacente est que ***l'augmentation du champ magnétique permet d'atteindre une densité d'états réduisant suffisamment le coût de retournement des spins pour faire transiter le système vers l'état ferromagnétique.*** Le champ magnétique "critique" associé à cette densité d'états dépend d'après l'équation 5.9 de la largeur des niveaux de Landau et de la force de l'échange qui stabilise l'état ferromagnétique. Nous allons maintenant nous focaliser sur cette grandeur.

## 5.3 Champ magnétique critique pour la transition

### 5.3.1 Prédiction

Dans l'état initial de la transition précédemment décrite, le niveau de Fermi se trouve au centre du niveau de Landau et la densité d'états au niveau de Fermi  $D(E_F)$  est maximale. Dans le cas de niveaux de Landau gaussiens de largeur totale  $\Gamma$  (comme définis au chapitre 3), celle-ci vaut  $\frac{eB}{h\sqrt{\pi}\Gamma}$ . D'après l'équation 5.9, le champ magnétique "critique"  $B_{ss}$  correspondant à l'amorce de la levée de dégénérescence de spin est alors donné par:

$$B_{ss} = \frac{h\Gamma\sqrt{\pi}}{e} \frac{1}{X_N} \quad (5.11)$$

Nous obtenons ici une expression donnant explicitement le champ critique  $B_{ss}$  en fonction du désordre du système (à travers la largeur  $\Gamma$ ) et de la force de l'échange  $X_N$ . Comme on l'a vu au chapitre 4, le paramètre d'échange  $X_N$  peut dans le cas de forts facteurs de remplissage être assimilé à sa valeur en champ nul  $X_\infty$ , essentiellement fonction de la densité électronique. On s'attend donc ici à ce que le champ  $B_{ss}$  soit contrôlé par ces deux paramètres de la manière suivante. Il est d'une part repoussé vers les hauts champs magnétiques pour les grandes valeurs de  $\Gamma$ , autrement dit la levée de dégénérescence de spin est plus tardive en champ dans les échantillons désordonnés, dans lesquels la densité



d'états disponible au niveau de Fermi est réduite par le désordre. D'autre part, on s'attend à ce que  $B_{ss}$  soit plus faible dans les échantillons de plus basse densité, où l'énergie d'échange est plus forte et favorise l'état "ferromagnétique". Nous allons maintenant tester la validité expérimentale de ces prédictions.

### 5.3.2 Comparaison à l'expérience

Pour comparer la prédiction de l'équation 5.11 à l'expérience, il est tout d'abord nécessaire de définir expérimentalement le champ magnétique critique pour la levée de dégénérescence de spin. Notre méthode pour repérer ce phénomène est indirecte puisque l'on sonde la densité d'états à travers la résistance longitudinale du système. Concrètement, la levée de dégénérescence de spin est visible dans la résistance longitudinale lorsqu'un minimum apparaît aux facteurs de remplissage impairs. Cependant, une définition quantitative, nécessairement arbitraire, est requise. Dans la théorie FS (et l'expérience de Leadley *et al* [Leadley98]), le facteur de remplissage critique correspondant à l'effondrement du gap de spin est défini comme celui correspondant à la condition  $\delta\nu = 0.5$ . Dans notre situation, nous nous intéressons au champ magnétique correspondant à l'amorce de la levée de dégénérescence de spin à partir d'une phase initiale non-polarisée. La condition  $\delta\nu = 0$  paraît donc plus adaptée pour définir  $B_{ss}$ .<sup>2</sup> Expérimentalement nous n'avons pas directement accès à cette condition, et nous proposons donc de définir le champ critique expérimental  $B_{ss}^{exp}$  comme la valeur du champ magnétique pour laquelle  $\delta\nu$  est extrapolé à 0. La figure 5.3 illustre la détermination de  $B_{ss}^{exp}$ . L'extrapolation de  $\delta\nu$  à 0 est réalisée à partir d'un ajustement de  $\delta\nu(B)$  par une loi de puissance de type  $\delta\nu = 1 - (\frac{B_{ss}^{exp}}{B})^\zeta$  où  $\zeta > 1$  est un paramètre qui dépend de la largeur de la transition de phase (typiquement  $2 < \zeta < 8$ ).<sup>3</sup>

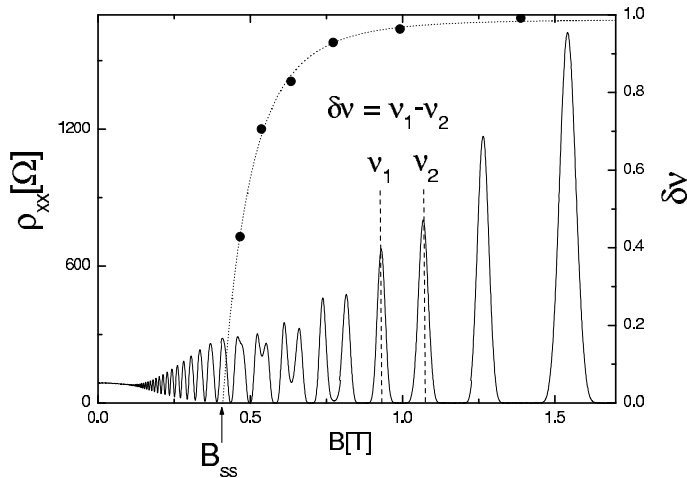
Nous avons déterminé de cette manière les champs  $B_{ss}^{exp}$  pour tous les échantillons étudiés à partir des oscillations SdH résolues en spin à la plus basse température accessible. Les résultats sont reportés en tableau 5.6.

Etant donnée la définition nécessairement arbitraire de  $B_{ss}^{exp}$ , il n'est pas possible d'établir une erreur systématique sur cette grandeur. Nous pensons cependant que la largeur de la zone de transition qui sépare les états ferromagnétiques ( $\delta\nu = 1$ ) et paramagnétiques ( $\delta\nu = 0$ ) peut fournir une information sur la précision sur  $B_{ss}^{exp}$ . En effet plus l'effondrement en champ de  $\delta\nu(B)$  est rapide, plus le champ  $B_{ss}^{exp}$  est défini précisément.

---

2. Rappelons que cette condition ne correspond pas à une situation réelle puisqu'il existe une polarisation Zeeman résiduelle qui empêche l'annulation de  $\delta\nu$  (nous développerons ce point au chapitre 6).

3. Notons que cette équation phénoménologique a pour seul but l'extraction de  $B_{ss}^{exp}$ . La loi physique d'évolution de  $\delta\nu(B)$  est en réalité donnée par une équation auto-cohérente sur la polarisation de spin qui sera détaillée au chapitre 6.



**Fig. 5.3** – Méthode de définition du champ magnétique critique expérimental  $B_{ss}^{exp}$ . Résistivité longitudinale (trait continu) et paramètre  $\delta\nu$  (points) en fonction du champ magnétique pour l'échantillon *NRC0050* à  $T = 50mK$ . Le champ critique est déterminé par l'extrapolation de  $\delta\nu(B)$  à  $\delta\nu = 0$  par une loi de puissance en  $1/B$  (ligne pointillée) (voir texte). Nous rappelons la définition de  $\delta\nu$  pour un facteur de remplissage impair donné.

F1201	F1200	NRC1707	NU1783a	NU535	NU1783b	N178
$0.93 \pm 0.08$	$0.72 \pm 0.10$	$0.26 \pm 0.06$	$0.435 \pm 0.08$	$0.74 \pm 0.16$	$0.32 \pm 0.08$	$0.54 \pm 0.15$
NTT	F1201Ee	NU1783bs	NRC0050	LPN06p250	LPN06n150	
$0.18 \pm 0.04$	$1.78 \pm 0.16$	$0.42 \pm 0.08$	$0.41 \pm 0.07$	$1.03 \pm 0.19$	$0.73 \pm 0.21$	

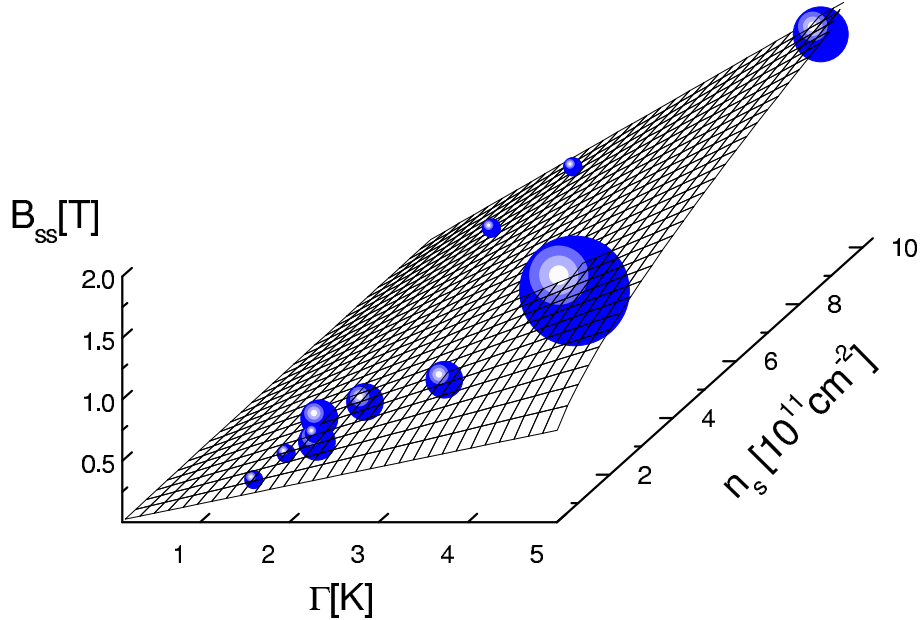
**Tab. 5.6** – Champs magnétiques critiques expérimentaux  $B_{ss}^{exp}$  en Tesla pour tous les échantillons étudiés.

Nous proposons donc d'estimer l'erreur sur  $B_{ss}^{exp}$  à partir de la distance en champ entre ce dernier et le champ qui correspond à la condition  $\delta\nu = 0.5$ . Cette erreur est reportée en tableau 5.6.

Il est par ailleurs important de noter qu'en toute rigueur, c'est la valeur de  $B_{ss}^{exp}$  à température *nulle* (et non à  $T \sim 50mK$ ) qui est requise pour comparaison à la théorie développée dans la limite  $T = 0K$ . Pour sonder l'influence de la température sur  $B_{ss}^{exp}$ , nous avons déterminé par la même méthode  $B_{ss}^{exp}$  en fonction de la température à partir des courbes de magnétorésistance à différentes températures. Cette étude est présentée au chapitre 6. Elle montre que la différence entre le champ  $B_{ss}^{exp}$  extrapolé à  $T = 0K$  par la tendance en température et le champ  $B_{ss}^{exp}$  mesuré à  $T \sim 50mK$  est très faible, n'excédant jamais 5 %. Il paraît donc raisonnable de se contenter de la valeur  $B_{ss}^{exp}$  à  $T \sim 50mK$  pour comparaison avec le modèle.

Expérimentalement nous disposons donc pour chaque échantillon du champ magnétique critique  $B_{ss}^{exp}$  et de la largeur  $\Gamma$  des niveaux de Landau déterminée au chapitre 3. En ce qui concerne l'énergie d'échange, le chapitre 4 montre que la susceptibilité de spin d'Atacalite *et al* peut donner une description satisfaisante de  $X_\infty(n_s)$ . Nous proposons donc de calculer ainsi le paramètre  $X_\infty(n_s)$  intervenant dans l'équation 5.11. On obtient ainsi

le champ théorique  $B_{ss}$  en fonction de la largeur des niveaux de Landau  $\Gamma$  et la densité électronique  $n_s$ . Nous pouvons alors comparer théorie et expérience en figure 5.4 dans un espace 3D qui donne le champ critique en fonction de  $\Gamma$  et  $n_s$ . Le champ critique est reporté en ordonnée selon l'axe ( $z$ ), la largeur  $\Gamma$  selon l'axe ( $x$ ) et la densité selon l'axe ( $y$ ).



**Fig. 5.4** – Champ magnétique critique pour la levée de dégénérescence de spin en fonction de la largeur des niveaux de Landau  $\Gamma$  et de la densité électronique  $n_s$ . Prédiction de l'équation 5.11 avec  $X_\infty(n_s)$  calculé à partir de la susceptibilité de spin d'Attacalite *et al* (grille). Champs critiques expérimentaux  $B_{ss}^{exp}$  pour 11 échantillons (sphères). Le diamètre des sphères est une estimation de l'erreur sur  $B_{ss}^{exp}$  (voir texte).

La représentation de l'erreur sur  $B_{ss}^{exp}(\Gamma, n_s)$ , devrait être en toute rigueur un losange dans le plan  $n_s = \text{constante}$  de largeurs définies par les erreurs sur  $\Gamma$  et  $B_{ss}^{exp}$  (car l'erreur sur la densité est négligeable). Pour des raisons de simplicité nous symbolisons les erreurs par des sphères de diamètre proportionnel à l'erreur sur  $\Gamma$  qui est la plus importante.

On observe dans l'ensemble *un bon accord entre théorie et expérience pour 11 échantillons différents, en soulignant qu'il n'y a ici aucun paramètre d'ajustement*. Si l'on considère la situation à densité donnée, par exemple à basse densité ( $n_s \sim 1 - 2 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ ), le champ critique croît à peu près linéairement en  $\Gamma$ . A désordre fixe, par exemple autour de  $\Gamma \sim 2K$ , les échantillons de plus haute densité voient la levée de dégénérescence de spin à plus haut champ. Il est intéressant de noter ici ce rôle de la densité, car le désordre a longtemps été retenu comme le paramètre essentiel contrôlant la résolution en spin. Nous voyons ici que l'influence de la densité sur le champ critique

est également importante, puisqu'à désordre équivalent le champ critique peut varier de plus de 100% dans notre domaine de densité.

Ces constats *soutiennent l'idée de base de notre modèle à savoir une compétition entre le coût de retournement des spins, alourdi par le désordre, et le gain en énergie d'échange, qui croît à basse densité*. Ils montrent que le rôle de l'énergie Zeeman, absente de notre modèle, n'est que secondaire par rapport à celui des interactions d'échanges à l'origine de la transition vers l'état "ferromagnétique". Ce résultat observé à forts facteurs de remplissage est similaire au comportement à  $\nu = 1$  où l'état ferromagnétique de Hall quantique existe en l'absence d'énergie Zeeman (voir [Maude96]).

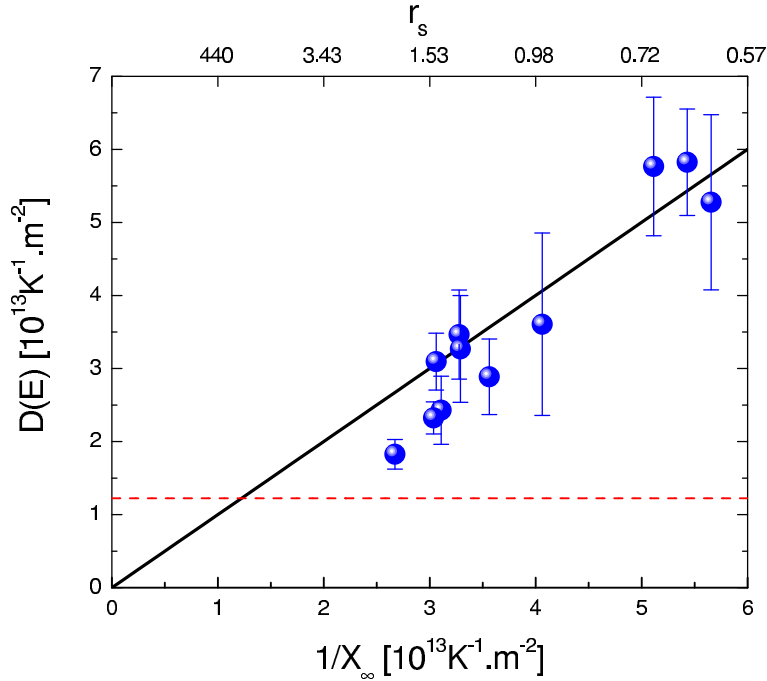
Il est difficile d'identifier ici l'origine physique des écarts observés. Il paraît tentant d'expliquer les valeurs expérimentales en générale plus faibles que la théorie par la non prise en compte de l'énergie Zeeman qui favorise la levée de dégénérescence de spin. Cependant l'amplitude de la correction apportée n'est pas significative par rapport aux erreurs commises à la fois sur l'estimation de  $\Gamma$  et sur l'estimation de  $X_\infty(n_s)$  (nous reviendrons sur ce point au chapitre 6). Concernant cette dernière, nous rappelons que l'échange estimé par la susceptibilité de spin d'Attacalite *et al* est probablement légèrement différent de celui siégeant dans nos systèmes réels.

Nous avons par ailleurs essayé d'utiliser la tendance donnée par les facteurs g-amplifiés pour estimer le paramètre  $X_\infty(n_s)$  dans l'équation 5.11. Le résultat est également en bon accord avec l'expérience (ce qui est assez logique puisque les deux évaluations de l'échange sont, comme on l'a vu au chapitre 4, assez proches). Nous avons cependant tenu à utiliser en priorité le calcul d'Attacalite car c'est un résultat assez général, continu en densité, et indépendant de nos techniques de mesures.

## 5.4 Densité d'états critique

Une autre manière de comparer notre modèle aux données expérimentales est de s'intéresser à la valeur de la densité d'état "nécessaire" à la levée de dégénérescence de spin, que nous dénommons densité d'états critique  $D(E_F)_c$ . D'après notre modèle, elle vérifie la condition  $D(E_F)_c = 1/X_\infty$  (Cf. équation 5.9) où  $X_\infty$  est l'énergie d'échange. Expérimentalement, la densité d'états critique est donnée par  $eB_{ss}^{exp}/h\sqrt{\pi}\Gamma$ . En divisant  $B_{ss}$  par  $\Gamma$ , on se concentre uniquement sur l'influence de la densité électronique sur la levée de dégénérescence de spin. Nous reportons en figure 5.5 ces quantités en fonction de  $1/X_\infty$ .

La prédiction est donc une droite de pente unité (Cf. équation 5.9). Pour les points expérimentaux le paramètre  $X_\infty$  est calculé à partir de la densité  $n_s$  à l'aide de la susceptibilité d'Attacalite *et al*. Nous reportons également la densité d'état bidimensionnelle en



**Fig. 5.5** – Densité d’état critique pour la levée de dégénérescence de spin en fonction de l’inverse du paramètre d’échange  $1/X_\infty$ . Théorie de l’équation 5.9 (trait continu) et expérience (cercles pleins). Les barres d’erreurs sont estimées en cumulant les erreurs sur  $\Gamma$  et  $B_{ss}^{exp}$ . Densité d’état d’un système bidimensionnel à champ nul (traits pointillés). La correspondance  $1/X_\infty \longleftrightarrow r_s$  (donnée ici par l’intermédiaire de la susceptibilité de spin d’Attacalite *et al*) est précisée sur l’échelle supérieure.

champ nul. L’intersection avec la prédiction correspond à la transition de Stoner pour le système 2D (équation 5.10), c’est-à-dire à un état ferromagnétique à champ magnétique nul. La densité électronique associée (échelle supérieure) correspond par définition à la divergence de la susceptibilité de spin d’Attacalite *et al*.

Comme dans la section précédente, on obtient un accord relativement bon entre théorie et expérience. Il montre ici que *la levée de dégénérescence de spin peut également être interprétée comme une transition de Stoner induite par le champ magnétique. En effet, l’énergie Zeeman est absente de notre modèle, et le seul rôle du champ magnétique est de permettre d’atteindre une densité d’états critique déterminée par la force des interactions d’échange.*

Cette densité d’états requise pour la levée de dégénérescence de spin est plus faible pour les faibles densités (grand  $r_s$ ) car la stabilisation par l’échange y est plus forte. Elle reste toutefois supérieure à la densité d’états en champ nul, en accord avec l’absence d’état “ferromagnétique” à champ nul dans le domaine de densités électroniques étudiées. La réduction de la densité ouvre la perspective d’un rapprochement entre densité d’états cri-

tique et densité d'états en champ nul. Ceci est à mettre en relation avec la problématique plus large d'une éventuelle transition vers un état ferromagnétique à champ nul en diminuant la densité du GAZ-2D. La densité électronique associée à une telle transition,  $n_s \sim 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  ( $r_s \sim 26$ ) selon le calcul d'Attacalite *et al*, est extrêmement faible, si bien qu'aucune "transition de Stoner en champ nul" n'est attendue dans les systèmes bidimensionnels usuels.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé un modèle simple pour expliquer la levée de dégénérescence de spin observée dans la résistance longitudinale au-delà d'un certain champ magnétique. Ce modèle, développé dans la limite de température et énergie Zeeman nulles, se base sur la compétition entre le coût énergétique de retournement des spins induit par le désordre, inversement proportionnel à la densité d'états au niveau de Fermi, et le gain d'énergie d'échange associé à l'état polarisé en spin. Cette comparaison entre l'inverse de la densité d'états au niveau de Fermi et l'interaction d'échange entre électrons est, à champ magnétique nul, un analogue du critère de Stoner pour le ferromagnétisme. La différence essentielle est qu'en présence d'un champ magnétique la densité d'état au niveau de Fermi est limitée par le désordre du système mais accrue par le champ magnétique qui favorise ainsi la transition vers l'état polarisé en spin. On obtient à partir de là une expression donnant explicitement et sans paramètre d'ajustement le champ magnétique critique pour la levée de dégénérescence de spin en fonction de la largeur des niveaux de Landau et de la densité électronique.

Les caractérisations du désordre et de l'énergie d'échange effectuées lors des chapitres précédents permettent une comparaison fructueuse entre théorie et expérience, qui montre que l'énergie Zeeman joue un rôle négligeable dans la levée de dégénérescence de spin aux forts facteurs de remplissage, celle-ci pouvant alors être interprétée comme une transition de Stoner induite par le champ magnétique. Notons que ces résultats sont établis dans des gammes de désordre et de densité électronique bornées. En particulier, pour que la polarisation due à l'effet Zeeman soit négligeable dans la levée de dégénérescence de spin, la largeur  $\Gamma$  des niveaux de Landau doit vérifier  $\Gamma > g^* \mu_B B$ , ce qui est le cas dans *GaAs* où  $|g^*| = 0.44$ . Le prochain chapitre est dédié à l'extension de notre étude au-delà du modèle à température et énergie Zeeman nulles.



# Bibliographie

- [FS95] M. M. Fogler, B. I. Schklovskii , *Phys. Rev. B.* **52**, 17366, (1995).
- [Kittel96] C. Kittel, *Introduction to solid state physics seventh edition*, (John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1996).
- [Leadley98] D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris, C. T. Foxon, *Phys. Rev. B.* **58**, 13036, (1998).
- [Maude96] D. K. Maude, M. Potemski, J. C. Portal, M. Henini, L. Eaves, G. Hill, M. A. Pate, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4604, (1996).
- [Stoner38] E.C. Stoner, *Proc. Royal Soc. London A* **165**, 372, (1938).





# Chapitre 6

Comportement au-delà du modèle à  
température et énergie Zeeman  
nulles



# Comportement au-delà du modèle à température et énergie Zeeman nulles

Dans ce chapitre, nous étendons notre étude aux cas d'une énergie Zeeman et d'une température non-nulle. Pour ce faire, nous présentons des mesures de transport en champs magnétiques inclinés et à basses températures. Dans le cas des mesures en champs inclinés, la présence d'un champ magnétique dans le plan du GAZ-2D permet d'augmenter le poids relatif de l'énergie Zeeman qui influe alors sur la transition de phase vers l'état "ferromagnétique", contrairement à la situation en champ purement perpendiculaire. Le modèle sans paramètre d'ajustement développé au chapitre précédent est étendu à cette nouvelle configuration et permet de décrire correctement les modifications observées sur la levée de dégénérescence de spin, confirmant par là même la validité de l'approche initiale.

## 6.1 Rôle de l'énergie Zeeman

Dans le cas d'un effet Zeeman non nul, deux spins d'orientation différente ont en présence d'un champ magnétique des énergies opposées. En conséquence il existe à champ fini une polarisation de spin due à l'effet Zeeman. Pour considérer l'effet de cette polarisation sur la levée de dégénérescence de spin, il est nécessaire de raisonner de manière globale, en considérant que la polarisation  $m$  du système au niveau de Landau de la transition résulte de la combinaison de l'effet Zeeman ET de l'énergie d'échange.

La polarisation  $m$  résultante d'un gap de spin  $\Delta_s$  s'écrit, dans le cas de niveau de Landau de forme rectangulaire:

$$m = \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n_{tot}} = \frac{\Delta_s D(E_F)}{n_{tot}} \quad (6.1)$$

où  $n \uparrow$  désigne le nombre d'électrons de spin "haut" et  $n \downarrow$  le nombre d'électrons de spin "bas", et  $D(E_F)$  la densité d'états associée à une orientation de spin.  $n_{tot} = \frac{eB}{h}$  désigne toujours le nombre total d'électron au niveau de Landau d'indice  $N$  considéré.

Le gap de spin  $\Delta_s$ , en présence des énergies Zeeman et d'échange, s'écrit d'après le chapitre 4:

$$\Delta_s = g^* \mu_B B + X m \frac{eB}{h} \quad (6.2)$$

$X$  est le paramètre d'échange, considéré comme à l'habitude indépendant de l'indice  $N$ .  $m \frac{eB}{h}$  ( $= m.n_{tot}$ ) est la différence entre le nombre d'électron de spin "haut" et "bas", qui vaut  $\frac{eB}{h}$  lorsque la polarisation en spin au niveau  $N$  est complète ( $m = 1$ ).

En regroupant les équations 6.1 et 6.2, on obtient une équation auto-cohérente sur  $m$ :

$$m = \frac{(g^* \mu_B B + X.m.n_{tot})D(E_F)}{n_{tot}} \quad (6.3)$$

soit

$$m(n_{tot}) \left( \frac{1}{D(E_F)} - X \right) - g^* \mu_B B = 0 \quad (6.4)$$

En l'absence d'énergie Zeeman ( $g^* = 0$ ), on retrouve bien pour  $m \neq 0$  la condition  $D(E_F)X = 1$  présentée au chapitre 5. Si l'énergie d'échange est nulle ( $X = 0$ ), on retrouve l'expression de la polarisation du système par le seul effet Zeeman.

Dans le cas de niveau de Landau gaussien, l'expression de la polarisation diffère de la précédente lorsque l'on s'écarte des faibles valeurs de  $m$ . On a en toute rigueur:

$$m = \int_{-\infty}^{E_F} \frac{1}{n_{tot}} \left[ D(E - E_F + \frac{1}{2}(g^* \mu_B B + X.m.n_{tot})) - D(E - E_F - \frac{1}{2}(g^* \mu_B B + X.m.n_{tot})) \right] dE \quad (6.5)$$

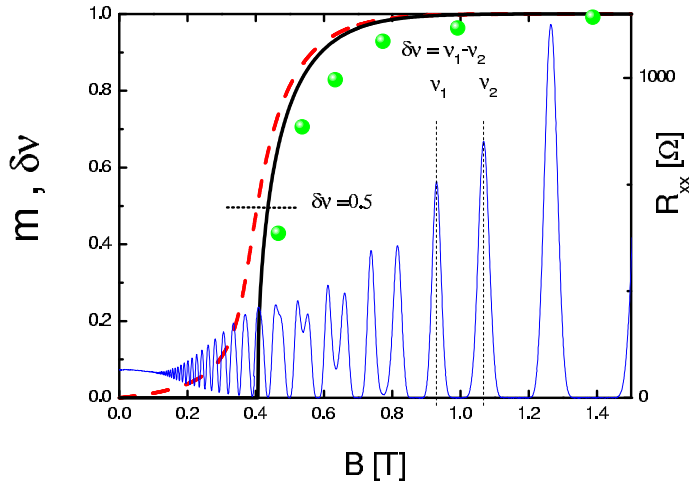
où  $D$  est la densité d'états associée à un niveau de Landau **gaussien**. Pour des niveaux de largeur  $\Gamma$  (comme définis au chapitre 3), on peut exprimer ce résultat de la manière suivante:

$$m = erf \left( \frac{1}{2} \frac{(g^* \mu_B B + X.m.n_{tot})}{\Gamma} \right) \quad (6.6)$$

où erf est la fonction erreur ( $erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ ).

L'évolution de la polarisation du système en fonction du champ magnétique donnée par cette équation auto-cohérente est présentée en figure 6.1. Nous reportons également le calcul dans le cas d'une énergie Zeeman nulle ( $g^* = 0$ ) ainsi que le comportement expérimental mesuré sur l'échantillon *NRC0050*. Les valeurs utilisées pour  $\Gamma$  et  $X$  sont les valeurs caractéristiques de cet échantillon déterminées aux chapitres 3 et 4.

On peut remarquer au passage **la capacité de notre modèle à reproduire l'effondrement du gap de spin discuté aux chapitres 4 et 5**. Il n'y a ici, comme dans



**Fig. 6.1** – Evolution des paramètres  $m$  (traits) et  $\delta\nu$  (points) en fonction du champ magnétique perpendiculaire: modèle prenant en compte l'énergie Zeeman (tirets), modèle sans énergie Zeeman (trait continu), données expérimentales à  $T = 50mK$  pour l'échantillon *NRC0050* (points). La condition  $\delta\nu = 0.5$  est repérée par un trait horizontal qui intercepte les prédictions en  $B_{ss\frac{1}{2}}$  (défini plus tard dans le texte). Résistance longitudinale  $R_{xx}$  à  $50mK$  (échelle de droite).

la prédiction du champ critique au chapitre 5, aucun paramètre d'ajustement. Le léger décalage observé est possiblement dû à une surestimation de l'énergie d'échange par la prédiction "idéale" d'Attacalite *et al.*<sup>1</sup>

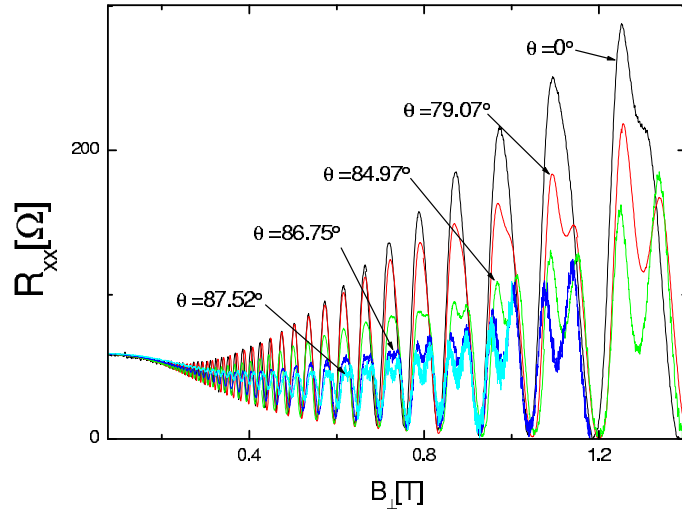
Le résultat pour une énergie Zeeman non-nulle est similaire à la variation théorique du paramètre d'ordre  $\delta\nu$  de la théorie FS [FS95] en fonction du champ appliqué, dans laquelle l'effet Zeeman retarde (précipite) la transition de phase à champ décroissant (croissant).

Il paraît tentant d'expliquer par ce phénomène les (faibles) différences quantitatives observées entre le champ critique  $B_{ss}$  issu du modèle présenté au chapitre 5 et nos valeurs expérimentales  $B_{ss}^{exp}$ . Le premier problème qui se pose est qu'en présence d'une énergie Zeeman non-nulle  $\delta\nu$  ne s'annule jamais en raison de la polarisation Zeeman résiduelle à champ magnétique fini. L'utilisation de  $B_{ss}^{exp}$ , correspondant à la condition  $\delta\nu = 0$  n'est donc ici pas appropriée. Nous pouvons alors penser à utiliser un autre champ caractéristique à  $\delta\nu \neq 0$ , par exemple  $\delta\nu = 0.5$  comme proposé dans les références [FS95, Leadley98]. Cette quantité que nous notons  $B_{ss\frac{1}{2}}$  peut être évaluée à partir de l'équation 6.6, en présence ou non d'une énergie Zeeman (voir figure 6.1). La différence entre les deux résultats est au plus de l'ordre de 10% pour  $|g^*| = 0.44$ . Ceci est comparable voire probablement inférieur à l'erreur commise sur l'estimation de  $X$  (qui se répercute sur  $B_{ss\frac{1}{2}}$ ) ou bien encore à l'erreur commise sur l'estimation de la largeur  $\Gamma$ . Il nous ap-

1. Il est intéressant de remarquer ici que le comportement de  $\delta\nu$  en fonction du champ magnétique est caractéristique non seulement de la largeur des niveaux de Landau, qui situe le champ critique, mais aussi de leur forme (des niveaux lorentzien par exemple donneraient une transition plus étendue en champ). Son analyse, connaissant l'énergie d'échange, peut donc constituer une méthode alternative de détermination de la largeur ET de la forme des niveaux de Landau.

paraît donc peu significatif d'estimer ainsi l'effet d'une énergie Zeeman non-nulle. Il est en revanche possible d'étudier le système dans une configuration dans laquelle celle-ci est beaucoup plus influente, à savoir *en champ magnétique incliné*.

Comme on l'a déjà vu dans ce manuscrit, l'énergie Zeeman dépend du champ magnétique total, contrairement aux effets orbitaux tels que la dégénérescence des niveaux de Landau, l'énergie cyclotron, sensibles seulement à la composante du champ perpendiculaire au GAZ-2D. Pour un champ perpendiculaire donné, l'énergie Zeeman est donc plus élevée pour de forts angles d'inclinaison pour lesquels le champ total est plus élevé.



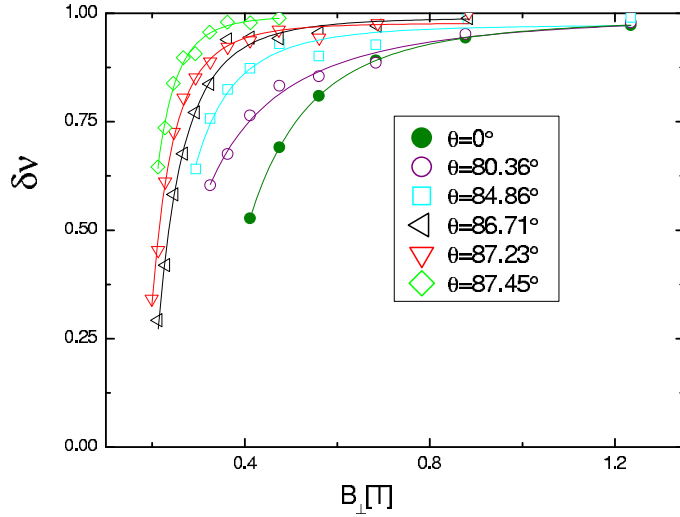
**Fig. 6.2** – Oscillations SdH pour différents angles d'inclinaison  $\theta$ . Echantillon  $LPN06p250$ ,  $T = 30mK$ .

En conséquence, le gap de spin est plus grand, ce qui est clairement visible sur la figure 6.2, dans laquelle sont reportées les oscillations SdH de l'échantillon  $LPN06p250$  pour différents angles d'inclinaison, ainsi que sur la figure 6.3, où nous reportons l'évolution du paramètre  $\delta\nu$  en fonction du champ magnétique perpendiculaire pour l'échantillon  $NU1783b$ .<sup>2</sup>

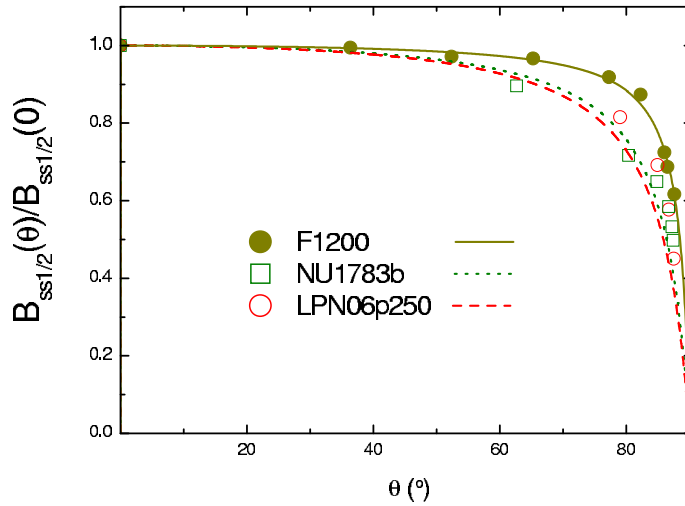
Nous voyons ici que l'effondrement du gap de spin à champ magnétique décroissant est retardé par une énergie Zeeman qui croît avec l'angle d'inclinaison. Nous pouvons à partir de ces courbes extraire pour différents angles d'inclinaison le champ critique  $B_{ss\frac{1}{2}}$  défini ci-dessus. Nous reportons  $B_{ss\frac{1}{2}}$  en figure 6.4 pour trois échantillons différents en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$ . Afin de se focaliser sur l'effet de l'inclinaison, nous reportons en fait la valeur  $B_{ss\frac{1}{2}}(\theta)$  normalisée par la valeur  $B_{ss\frac{1}{2}}(0)$  obtenue en champ perpendiculaire.

Comme on pouvait le pressentir,  $B_{ss\frac{1}{2}}(\theta)$  est nettement réduit à (forte) inclinaison croissante, l'énergie Zeeman devenant de plus en plus importante. La tendance observée

2. On peut noter au passage que l'utilisation ici d'un champ parallèle pour modifier l'énergie Zeeman, à laquelle nous avons également fait appel au chapitre 4, n'est pas incompatible avec l'approximation d'une énergie Zeeman nulle dans une configuration en champ perpendiculaire. En effet les champs parallèles requis pour modifier significativement le gap de spin sont supérieurs d'au moins un ordre de grandeur aux champs perpendiculaires mis en jeu.



**Fig. 6.3** – Evolution du paramètre  $\delta\nu$  en fonction du champ magnétique perpendiculaire pour différents angles d'inclinaison. Echantillon *NU1783b*,  $T = 50mK$ . Les lignes continues sont des ajustements par une loi de puissance en  $1/B$  qui servent simplement de guide pour les yeux.



**Fig. 6.4** – Champ magnétique critique normalisé  $B_{ss\frac{1}{2}}(\theta)/B_{ss\frac{1}{2}}(0)$  en fonction de l'angle  $\theta$  pour 3 échantillons différents à  $T = 50mK$  (points). Résultat théorique donné par l'équation 6.7 avec les paramètres discutés dans le texte.

en fonction de l'angle  $\theta$  peut être comprise en considérant que l'inclinaison de l'échantillon a pour seule conséquence d'augmenter le poids relatif de l'énergie Zeeman, laissant le paramètre d'échange  $X$  et le désordre inchangés. Une approche similaire a été proposée par Leadley *et al* en 1998 pour décrire les données de magnétorésistance en champ inclinés [Leadley98]. D'après la description d'Aleiner *et al* détaillée au chapitre 4, les interactions d'échanges ne font en effet intervenir le champ magnétique que par l'intermédiaire de la polarisation, contrôlée en l'absence de recouvrement des niveaux de Landau par le facteur de remplissage et donc par la composante perpendiculaire du champ magnétique. En réalité, l'énergie Zeeman, ici importante, modifie le gap de spin et à fortiori la polarisation de spin lorsque le recouvrement des niveaux de Landau est non-nul. Il faut donc procéder comme on l'a fait jusqu'à présent de manière auto-cohérente.

Cette approche se traduit au niveau pratique en adaptant le résultat de l'équation 6.6:



$$m = erf \left( \frac{1}{2} \frac{\left( g^* \mu_B \frac{B_{ss\frac{1}{2}}}{\cos(\theta)} + X.m.n_{tot} \right)}{\Gamma} \right) \quad (6.7)$$

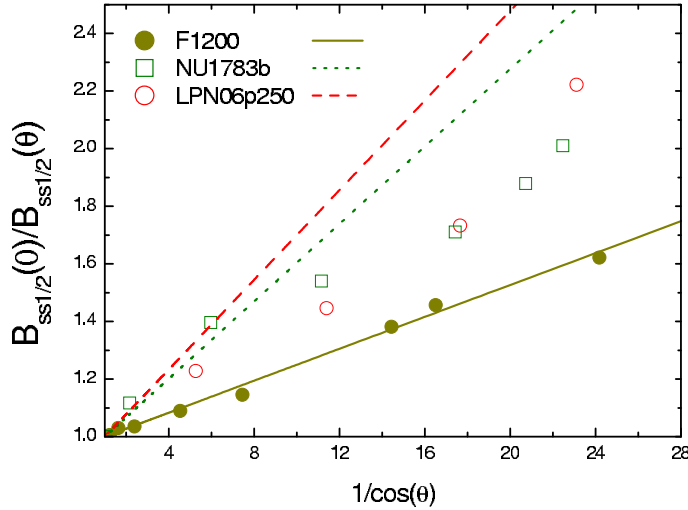
Le champ magnétique intervenant dans le terme Zeeman est le **champ total**  $\frac{B_{ss\frac{1}{2}}}{\cos(\theta)}$ . Partout ailleurs (dans  $n_{tot}$  et  $D(E_F)$ ), c'est le champ perpendiculaire  $B_{ss\frac{1}{2}}$  qui intervient, identiquement à l'équation 6.6. Comme  $B_{ss\frac{1}{2}}$  correspond à la condition  $\delta\nu = 0.5$ , la valeur du paramètre  $m$  est **fixée à 0.5**.

Nous extrayons à partir de cette équation le champ  $B_{ss\frac{1}{2}}$  en fonction de la largeur  $\Gamma$  des niveaux de Landau, du paramètre d'échange  $X$  et de l'angle  $\theta$ . La prédiction pour le rapport  $B_{ss\frac{1}{2}}(\theta)/B_{ss\frac{1}{2}}(0)$  est reportée en figure 6.4, en utilisant *les valeurs de  $\Gamma$  et  $X$  issues de l'étude en champ perpendiculaire*. La valeur utilisée pour le facteur  $g^*$  des échantillons *NU1783b* et *LPN06p250* est celle proposée par l'équation phénoménologique **4.17** introduite au chapitre 4, soit  $|g^*| = 0.44$  pour *NU1783b* et  $|g^*| = 0.375$  pour *LPN06p250*. Pour *F1200* nous nous attendons à une valeur nettement plus faible (en valeur absolue), à la fois en raison des effets de pénétration dans les barrières et de confinement importants dans ce puit quantique, mais aussi en raison de la non-parabolicité attendue à haute densité ( $n_s = 7.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  pour *F1200*). Ne disposant pas de valeur théorique précise pour cette structure, nous conservons ici  $g^*$  comme paramètre d'ajustement.

Nous soulignons qu'il n'y a donc ici aucun ou bien un seul paramètre d'ajustement. Comme on peut le voir sur la figure 6.4, nous obtenons un ***très bon accord qualitatif avec les données expérimentales ainsi qu'un bon accord quantitatif, qui confirment la validité de l'approche physique proposée.***

On observe pour les échantillons *NU1783b* et *LPN06p250* un léger décalage entre théorie et expérience pour les forts angles d'inclinaison, les champs expérimentaux étant en général plus élevés. Ce phénomène a été reporté, de manière plus marquée encore par Leadley *et al.* Une explication possible à cela est une augmentation de largeur des niveaux de Landau en présence d'un fort champ parallèle, qui repousserait la levée de dégénérescence de spin à des champs perpendiculaires plus élevés pour les forts angles. Dans le cas des fortes inclinaisons, les oscillations SdH subissent en effet une réduction d'amplitude significative visible en figure 6.2. Cet effet du champ parallèle, discuté au chapitre 4, est une combinaison complexe d'effets de spin et d'effet orbitaux modifiant les conditions de diffusions des électrons et potentiellement la masse effective.

Une meilleure visualisation de cet écart à la théorie aux grands angles (typiquement de 20-30 %) peut être obtenue lorsqu'on trace  $B_{ss\frac{1}{2}}(0)/B_{ss\frac{1}{2}}(\theta)$  en fonction de  $1/\cos(\theta)$  comme présenté sur la figure 6.5. On s'attend d'après l'équation 6.7 à une dépendance linéaire de  $B_{ss\frac{1}{2}}(0)/B_{ss\frac{1}{2}}(\theta)$  en  $1/\cos(\theta)$ , la pente étant à échange  $X$  donné uniquement



**Fig. 6.5** – Inverse du champ magnétique critique normalisé  $B_{ss\frac{1}{2}}(0)/B_{ss\frac{1}{2}}(\theta)$  en fonction de  $1/\cos(\theta)$  pour 3 échantillons différents à  $T = 50mK$  (points). Résultat théorique donné par l'équation 6.7 avec les paramètres discutés dans le texte (traits).

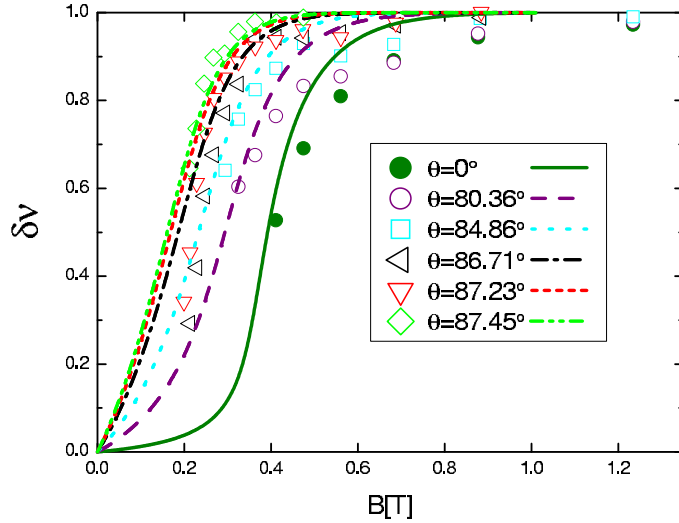
contrôlée par le facteur  $g^*$  qui détermine l'impact de l'énergie Zeeman. L'écart à la théorie est bien visible à fort angle (grand  $1/\cos\theta$ ) pour les échantillons *NU1783b* et *LPN06p250*.

La détermination du facteur  $g^*$  à partir de cette dépendance est donc pour ces échantillons délicate. Pour *F1200* en revanche, on n'observe pas de déviation à la ligne droite. Ceci est probablement dû au fait que ce puit quantique est moins sensible aux effets du champ parallèle. En effet dans un puit quantique étroit l'espacement énergétique entre les sous-bandes électroniques est beaucoup plus large que dans le cas d'une hétérojonction, et en conséquence les transitions inter sous-bandes sont moins probables. L'effet du champ parallèle sur la largeur des niveaux de Landau est donc plus modéré que dans les hétérojonctions. Expérimentalement, deux signes viennent soutenir cette hypothèse. D'une part, les oscillations SdH sont dans cet échantillon faiblement perturbées pour les angles concernés (ici  $\theta_{max} = 87.65^\circ$ ), contrairement à ce qu'on observe sur les hétérojonctions. D'autre part, nous avons mesurés au cours de cette thèse des dépendances de la résistance longitudinale en champ parallèle pur (Cf. chapitre 4). L'augmentation de celle-ci pour *F1200* est seulement de 2% à  $B = 10T$ , contre 38% et 9% respectivement pour *NU1783b* et *LPN06p250*.

Nous pensons donc pouvoir obtenir une bonne approximation du facteur  $g^*$  pour *F1200* en utilisant celui-ci comme paramètre d'ajustement de la courbe présentée en figure 6.5. On trouve  $g^* = -0.1 \pm 0.01$ . Ceci est compatible avec nos attentes, puisque des estimations théoriques pour un puit quantique de  $13nm$  ([Ivchenko92, Maude96]) situent  $g^*$  autour de  $-0.3$ . Si l'on ajoute les effets de non-parabolicité relativement importants à cette haute densité ( $n_s > 7 \times 10^{11} cm^{-2}$ ), on peut s'attendre à une correction supplémentaire de l'ordre de  $-0.22$  d'après l'équation phénoménologique 4.17 (issue de [Tan06]) utilisée au chapitre 4. La valeur de  $g^* = -0.1$  paraît donc tout à fait plausible.

Notons pour finir, la capacité de notre modèle à reproduire correctement le compor-

tement du paramètre  $\delta\nu$  en fonction du champ perpendiculaire pour différents angles d'inclinaison (déjà présenté en figure 6.3). Nous reportons pour illustrer ceci les données de la figure 6.3 accompagnées du résultat théorique donné par l'équation 6.7 en figure 6.6. Les paramètres fixes  $\Gamma$  et  $X(n_s)$  sont issus de l'étude en champ perpendiculaire, et  $|g^*| = 0.44$ .



**Fig. 6.6** – Evolution du paramètre  $\delta\nu$  en fonction du champ magnétique perpendiculaire pour différents angles d'inclinaison. Echantillon *NU1783b*,  $T = 50mK$ . Résultat théorique obtenu par l'équation 6.7.

L'effet de l'inclinaison sur l'effondrement du paramètre  $\delta\nu$  à champ décroissant est ici correctement décrit, compte tenu des légers écarts qu'il existe au préalable entre expérience et modèle en champ perpendiculaire (cercles pleins sur la figure 6.6). Aux forts angles d'inclinaison, l'effondrement expérimental de  $\delta\nu$  semble plus marqué que dans la prédiction, ceci pouvant s'expliquer ici encore par un élargissement des niveaux de Landau pour les champs parallèles élevés.

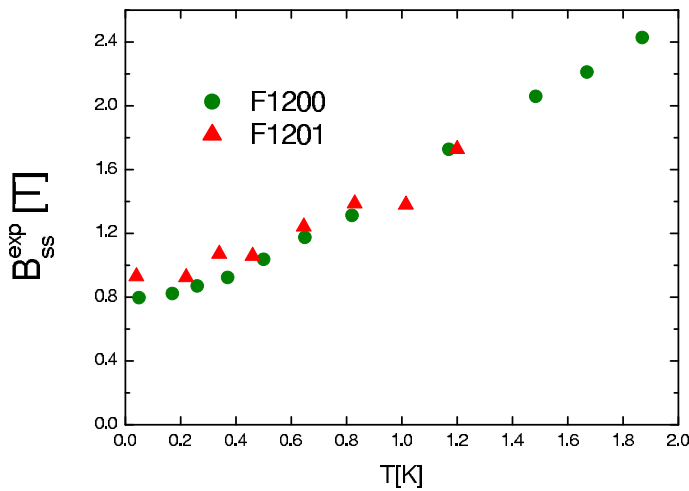
Les expériences en champ inclinés permettent donc de comprendre le rôle de l'énergie Zeeman dans la levée de dégénérescence de spin, et dans certains cas, avec les précautions requises, d'évaluer le facteur  $g$  effectif  $g^*$ .

## 6.2 Effet de la température

La température est un paramètre très influent dont on a tenté de s'affranchir en travaillant aux plus basses températures possibles. De manière générale, celle-ci détruit l'effet Hall quantique, les mécanismes impliqués pouvant être d'origines physiques différentes. La suppression des minima dans l'effet SdH par exemple, vue aux chapitres 3 et 4, est due à l'élargissement de la fonction de répartition de Fermi-Dirac par la température. Celle des états de résistance nulle à facteurs de remplissage pairs a la même origine: on parle d'activation thermique entre niveaux de Landau voisin, induisant une conductivité

non-nulle. Enfin, on peut penser à plus haute température à un élargissement des niveaux de Landau par diverses interactions révélées par la température.

Dans le domaine ici étudié, qui reste confiné aux très basses températures ( $T < 2K$ ), on reste dans le regime Hall quantique mais les modifications engendrées au niveau de la magnétorésistance sont significatives principalement en raison de la sensibilité de la statistique de Fermi-Dirac même à ces basses températures. Le champ magnétique critique défini au chapitre 5, est comme on peut le voir en figure 6.7 lui aussi affecté par la température, celle-ci repoussant la levée de dégénérescence de spin à des champs magnétiques plus élevés.



**Fig. 6.7** – Champ magnétique critique expérimental  $B_{ss}^{exp}$  en fonction de la température pour les échantillons  $F1200$  et  $F1201$ .

Les données pour  $50mK \lesssim T \lesssim 1.2K$  ont ici été comme aux chapitres 3 et 4 obtenues dans un réfrigérateur à dilution. Celles pour  $T > 1.15K$  (échantillon  $F1200$ ) ont été prises dans l'insert à température variable d'une bobine supraconductrice. Nous avons veillé à appliquer dans les deux cas des conditions de refroidissement similaires<sup>3</sup>, afin de pouvoir recouper les différentes expériences. Pour chaque température le champ critique  $B_{ss}^{exp}$  a été défini selon la procédure proposée au chapitre 5. On observe une croissance monotone de  $B_{ss}^{exp}$  sur tout le domaine de température étudié.

Nous proposons pour expliquer cette tendance à partir de notre modèle initial de considérer que l'effet principal de la température est ici de *détruire la polarisation de spin à facteur de remplissage impair* en retournant les spins au dessus du niveau de Fermi. Cette réduction de la polarisation retarde la levée de dégénérescence de spin. La polarisation de spin en présence d'une température non-nulle  $m_T$  est obtenue en multipliant la densité d'états par la statistique de Fermi-Dirac avant intégration lors du calcul des différentes populations de spin. Nous considérons ici un gap de spin uniquement constitué du gap d'échange (effet Zeeman négligé). On a dans ce cas:

3. Dans ce cas il s'agit d'un refroidissement lent dans l'obscurité sur une période d'environ 1 heure.

$$m_T = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n_{tot}} FD(E, E_F, T) (D(E - E_F + \Delta_s/2) - D(E - E_F - \Delta_s/2)) dE \quad (6.8)$$

FD est la fonction de répartition de Fermi-Dirac centrée en  $E_F$  ( $FD(E, E_F, T) = 1/(1 + e^{(E-E_F)/T})$ ) avec des énergies en Kelvin).  $D$  la densité d'états associée aux niveaux de spin "haut" et "bas" séparés par le gap de spin  $\Delta_s = X.m.n_{tot}$ . Nous considérons ici les niveaux de Landau gaussiens de largeur  $\Gamma$  définis au chapitre 3.

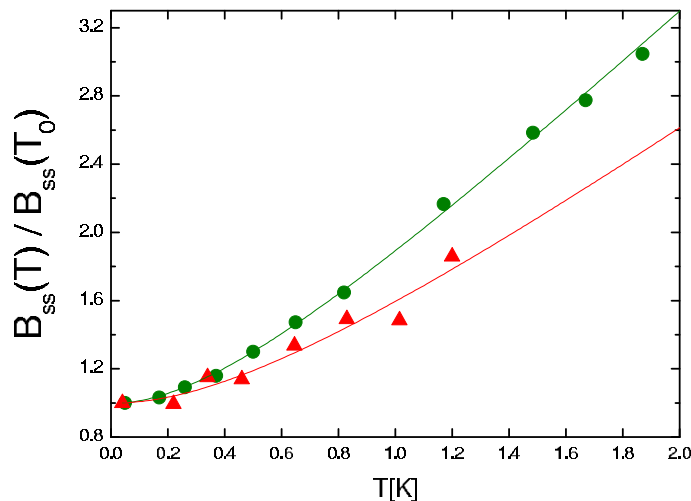
On obtient comme en équation 6.6 une équation auto-cohérente sur  $m_T$  dont on extrait le champ magnétique critique  $B_{ss}$  en fonction de la température, de la largeur des niveaux de Landau  $\Gamma$  et du paramètre d'échange  $X$ .<sup>4</sup> Notons que ceci est valable dans l'hypothèse où la température n'affecte pas l'intensité de l'énergie d'échange ( $X$ ) mais seulement la polarisation de spin. Cette hypothèse paraît raisonnable car la variation de l'énergie d'échange dans le domaine de température étudié ( $T < 1.5 - 2K$ ) est à priori faible.<sup>5</sup> On peut également s'interroger sur un possible effet de la température sur la largeur des niveaux de Landau. Nous pensons pour les faibles températures intervenant ici qu'il est raisonnable de partir sur l'hypothèse d'une largeur  $\Gamma$  indépendante de la température.

Nous pouvons alors comparer la prédiction de l'équation 6.8 à l'expérience, en reportant en figure 6.8 l'évolution du rapport  $B_{ss}(T)/B_{ss}(T_0)$  en fonction de la température, où  $T_0$  est la température de mesure la plus basse (typiquement  $50mK$ ). Ceci est un moyen de se focaliser seulement sur l'évolution en température, en s'affranchissant des écarts existant au préalable entre théorie et expérience dans la limite  $T = 0K$ . Il est par ailleurs intéressant de noter que ce rapport, contrairement à la valeur absolue  $B_{ss}(T)$ , ne dépend pas du paramètre d'échange  $X$ . Une manière simplifiée de le comprendre est de considérer la température comme un désordre additionnel dans le système, contribuant à la destruction de la polarisation.  $B_{ss}(T)$  est alors de manière imagée proportionnel à une grandeur du type  $(\Gamma + T)/X$ , tandis qu'à température nulle  $B_{ss} \propto \Gamma/X$ . Ainsi, si le champ critique  $B_{ss}(T)$  dépend bien sûr de l'échange, sa perturbation par la température,  $B_{ss}(T)/B_{ss}(T_0)$  est elle seulement contrôlée par la largeur des niveaux de Landau  $\Gamma$ . Nous utilisons donc ici  $\Gamma$  comme unique paramètre d'ajustement.

Nous observons un très bon accord qualitatif, et les valeurs de  $\Gamma$  issues de l'ajustement ( $\Gamma = 1.9 \pm 0.05K$  pour  $F1201$  et  $\Gamma = 1.45 \pm 0.05K$  pour  $F1200$ ) sont assez proches des valeurs déterminées au chapitre 3 (environ 15% d'écart). La tendance non linéaire observée à basse température témoigne bien **d'une influence de type Fermi-Dirac de la température sur la population électronique**. Le rôle de la largeur des niveaux

4. Ce champ magnétique critique est défini au chapitre 5 et correspond à la condition  $\delta\nu = 0$ . Il est donc ici obtenu dans la limite  $m_T = 0$ .

5. La variation théorique attendue est dans ce cas typiquement de quelques pourcents (voir par exemple [Totsuji95] où celle-ci est inférieure à 1%).



**Fig. 6.8** – Champ magnétique critique normalisé  $B_{ss}(T)/B_{ss}(T_0)$  ( $T_0 = 40mK$ ) en fonction de la température pour les échantillons *F1200* (cercles pleins) et *F1201* (triangles). Ajustements à un paramètre ( $\Gamma$ ) à l’aide de l’équation 6.8 (traits continus).

de Landau est ici fondamental, puisque celle-ci contrôle le décalage vers les hauts champ de la levée de dégénérescence de spin à température non-nulle. Celui-ci est plus rapide pour les échantillons de faible  $\Gamma$ , car ceux-ci sont plus sensibles en terme de polarisation aux effets de changement de population électronique. Ceci peut être mis en parallèle avec le fait que l’effondrement du gap de spin est plus rapide dans les échantillons hautes mobilités, comme observé au préalable par Leadley *et al* [Leadley98].

D’autres mesures sur l’échantillon *F1201Ee* ont pu mettre en évidence ce phénomène. A  $T = 1.9K$ , on observe expérimentalement  $B_{ss}^{exp} = 2.73T$ , contre  $B_{ss}^{exp} = 2.43T$  pour *F1200* (Cf figure 6.7). Ceci constitue une différence relative de seulement 12% alors que la différence relative entre les champs critiques associés à ces deux échantillons à  $T = 30mK$  est de 140% (Cf. chapitre 5). Autrement dit la levée de dégénérescence de spin dans l’échantillon *F1201Ee* est moins sensible à la température que dans l’échantillon *F1200*. Ceci est parfaitement cohérent avec notre approche, puisque l’échantillon *F1201Ee* présente des niveaux de Landau bien plus larges ( $4.6K$  contre  $1.7K$  pour *F1200*).

## Conclusion

Nous avons dans ce chapitre étendu notre étude de la levée de dégénérescence de spin au cas d’une énergie Zeeman non-nulle et aux effets de températures finies. Dans le cas des champs magnétiques inclinés, le rôle de l’énergie Zeeman, accrue par la composante de champ parallèle au GAZ-2D, devient substantiel. La réduction du champ magnétique critique pour la levée de dégénérescence de spin peut être comprise en considérant que seule l’énergie Zeeman est affectée par l’inclinaison, confirmant les premiers résultats de Leadley *et al* [Leadley98]. L’extension du modèle présenté au chapitre 5 au cas des champs magnétiques inclinés permet une bonne reproduction de l’évolution expérimentale

du champ critique en fonction de l'angle d'inclinaison, confirmant par là même la validité de notre approche initiale pour la levée de dégénérescence de spin (chapitre 5). Nous avons en sus démontré en utilisant un calcul auto-cohérent de la polarisation de spin la capacité de ce modèle à reproduire quantitativement et qualitativement le comportement en champ magnétique du paramètre d'ordre  $\delta\nu$  en fonction de l'angle d'inclinaison.

En ce qui concerne l'effet de la température sur le champ critique, nous avons montré qu'un modèle simple prenant en compte une destruction de "type Fermi-Dirac" de la polarisation par la température explique convenablement l'augmentation du champ critique à température croissante.

# Bibliographie

- [FS95] M. M. Fogler, B. I. Schklovskii, *Phys. Rev. B.* **52**, 17366, (1995).
- [Ivchenko92] E. L. Ivchenko, A. A. Kiselev *Soviet Phys.-Semicond.* **26**, 827, (1992).
- [Leadley98] D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B.* **58**, 13036, (1998).
- [Maude96] D. K. Maude, M. Potemski, M. Henini, J. C. Portal, L. Eaves, G. Hill, M. A. Pate *phys. stat. sol. (b)* **198**, 259, (1996).
- [Pudalov04] V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, and H. Kojima, cond-mat/0401396v2. (2004).
- [Tan06] Y.W. Tan, J. Zhu, H.L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, *Phys. Rev. B.* **73**, 045334(R), (2006) cond-mat/0511668. Communication privée Y. W. Tan
- [Totsuji95] H. Totsuji, H. Tachibana, C. Totsuji, and S. Nara , *Phys. Rev. B.* **51**, 11148, (1995).





# Conclusion générale



# Conclusion générale

Ce travail de thèse s'est attaché à comprendre la levée de dégénérescence de spin observée à champ magnétique croissant dans les systèmes électroniques bidimensionnels en régime Hall quantique. Si l'effet Hall quantique entier observé aux facteurs de remplissage pairs est correctement décrit dans un modèle à particule unique, la physique qui régit l'effet Hall quantique entier aux facteurs de remplissage impairs, résultant de cette levée de dégénérescence de spin, est en revanche de nature multi-corps. Les travaux de référence de Fogler et Shklovskii et Leadley *et al* et sur l'effondrement du gap de spin à champ magnétique décroissant ont en effet replacé au premier plan le rôle des interactions d'échange entre électrons, historiquement abordées comme une simple correction dans l'effet Hall quantique entier.

Nous développons, dans la continuité de ces travaux, une approche intuitivement différente en abordant la transition de phase à champ magnétique croissant, avec un état initial non-polarisé en spin. Nous proposons pour cela un modèle simple dans la limite de température et énergie Zeeman nulles, qui se base sur la compétition entre le coût énergétique de retournement d'un certain nombre de spins et le gain d'énergie d'échange associé à l'état polarisé ainsi créé. Le premier, inversement proportionnel à la densité d'états au niveau de Fermi, est induit par l'élargissement des niveaux de Landau dû au désordre du système. Le second est dû au fait que les interactions d'échange stabilisent d'avantage l'orientation de spin majoritaire. Cette comparaison entre l'inverse de la densité d'états au niveau de Fermi et l'interaction d'échange entre électrons est, à champ magnétique nul, un analogue du critère de Stoner initialement établi pour décrire le ferromagnétisme dans les métaux. La différence essentielle, en dehors de la dimensionnalité du système, est qu'en présence d'un champ magnétique la densité d'état au niveau de Fermi est limitée par la largeur des niveaux de Landau mais accrue par le champ magnétique qui favorise ainsi la transition vers l'état polarisé en spin. On obtient à partir de là une expression donnant explicitement et sans paramètre d'ajustement le champ magnétique critique pour initier la levée de dégénérescence de spin, en fonction de la largeur des niveaux de Landau et de la valeur de l'énergie d'échange.

Pour confirmer la validité expérimentale d'une telle approche, nous avons mené une

étude systématique de la densité d'états électronique sous champ magnétique et des interactions d'échange sur un ensemble de gaz électroniques bidimensionnels (GAZ-2D) basés dans *GaAs*.

Nous avons présenté des mesures d'oscillations Shubnikov-de-Haas à très basses températures qui permettent d'estimer le désordre propre à chacun de nos systèmes. Dans une large majorité de cas, les tracés de Dingle témoignent de niveaux de Landau gaussiens compatibles avec les diffusions à longue portée qui prédominent dans ces systèmes. Un modèle décrivant qualitativement et quantitativement la densité d'états a ainsi pu être développé et reproduit de manière satisfaisante la magnéto-résistance de ces GAZ-2D.

Nous avons pour estimer les interactions d'échange utilisé deux méthodes expérimentales différentes permettant chacune de déterminer un paramètre qui témoigne de ces dernières. La susceptibilité de spin électronique tout d'abord, permet par sa renormalisation par rapport à la susceptibilité à particule unique de Pauli de jauger l'effet de l'interaction électron-électron. Nous présentons des mesures de cette quantité parmi les premières réalisées sur *GaAs* dans ce domaine de hautes densités électroniques, dans lequel la méthode des champs inclinés mise en oeuvre nécessite l'application de champs magnétiques intenses et d'angles d'inclinaison extrêmes. Nos résultats montrent que le rôle des interactions est encore important même dans ce régime de hautes densités électroniques. Le facteur  $g$  amplifié ensuite, permet de caractériser les interactions d'échange en mesurant la contribution de celles-ci au gap de spin. Ces deux paramètres fournissent une description cohérente de l'échange qui montre qu'au-delà des effets d'épaisseurs du GAZ-2D, de désordre, et du champ magnétique, c'est la densité électronique qui intervient en premier lieu, avec un échange plus fort à basse densité.

Ces caractérisations de la densité d'états électronique et de l'énergie d'échange permettent une comparaison fructueuse entre les prédictions de notre modèle et le comportement expérimental observé. En particulier, le champ magnétique critique requis pour la levée de dégénérescence de spin augmente à peu près linéairement en fonction de la largeur des niveaux de Landau, confirmant que le désordre du système s'oppose à l'apparition d'un état "ferromagnétique". Ce champ magnétique critique est en revanche réduit à basse densité où les interactions d'échange, plus fortes, favorisent la transition. Ce bon accord quantitatif entre théorie et expérience montre que l'énergie Zeeman joue un rôle négligeable et que la levée de dégénérescence de spin aux forts facteurs de remplissage peut alors être interprétée comme une transition de Stoner induite par le champ magnétique. En réalité, les interactions entre électrons ne sont pas absentes à bas champ magnétique, mais simplement insuffisantes pour instaurer l'ordre ferromagnétique, comme dans le cas du GAZ-2D en champ magnétique nul aux densités électroniques usuelles. C'est l'action du champ magnétique sur la densité d'état qui permet d'atteindre une condition ana-

logue à la condition de Stoner, pour une valeur de l'énergie d'échange fixée par la densité électronique.

Nous avons enfin étendu notre étude de la levée de dégénérescence de spin au cas d'une énergie Zeeman non-nulle et aux effets de températures finies. L'augmentation du champ critique observée à température croissante peut être convenablement décrite en prenant en compte la destruction de la polarisation de spin engendrée par la modification thermique de la répartition électronique. Pour rendre substantiels les effets de l'énergie Zeeman, négligeables dans la configuration "Hall quantique" où le champ magnétique est perpendiculaire au plan du GAZ-2D, nous avons de nouveau utilisé des mesures en champs magnétiques inclinés. La présence d'une composante de champ parallèle au GAZ-2D accroît dans ce cas le rôle de l'énergie Zeeman qui favorise la transition vers l'état "ferromagnétique". L'extension du modèle sans paramètre d'ajustement présenté au chapitre 5 au cas des champs magnétiques inclinés permet, en utilisant un calcul auto-cohérent de la polarisation de spin, de reproduire qualitativement et quantitativement le comportement en champ magnétique de la polarisation de spin en fonction de l'angle d'inclinaison. La réduction du champ critique expérimental à inclinaison croissante est correctement saisie, confirmant par là même la validité de notre approche initiale pour la levée de dégénérescence de spin.

Pour conclure, nous retiendrons que la levée de dégénérescence de spin est le résultat d'une compétition entre le coût énergétique de polarisation du système, induit par le désordre, et l'énergie d'échange qui favorise l'ordre ferromagnétique. Similairement à l'état ferromagnétique de Hall quantique qui existe au facteur de remplissage 1, cette transition observée à forts facteurs de remplissage existe dans la limite d'une énergie Zeeman nulle. Le champ magnétique intervient seulement pour modifier la densité d'états au niveau de Fermi, si bien que la levée de dégénérescence de spin peut être interprétée comme une transition de Stoner.



Annexe A: Tableau récapitulatif des caractéristiques des échantillons étudiés

Echantillon	Structure	$n_s$ ( $10^{11} cm^{-2}$ )	$\mu$ ( $10^6 cm^2/Vs$ )	$\Gamma_{dl}$ (K)	$\Gamma$ (K)	$B_{ss}^{exp}$ (T)	$g_{ex}^*$
F1201	QW	8.83	1	$1.16 \pm 0.05$	$2.2 \pm 0.1$	$0.93 \pm 0.08$	$5.3 \pm 1.5$
F1200	QW	7.55	1	$1.22 \pm 0.05$	$1.7 \pm 0.1$	$0.72 \pm 0.10$	$5.7 \pm 0.4$
NRC1707	HJ	1.64	5.8	$1.10 \pm 0.05$	$1.5 \pm 0.1$	$0.26 \pm 0.06$	$13.1 \pm 1$
NU 1783a	HJ	2.10	1.5	$1.10 \pm 0.05$	$1.7 \pm 0.2$	$0.43 \pm 0.08$	$13 \pm 1$
NU 535	QW	2.13	0.11	$2.00 \pm 0.05$	$3.1 \pm 0.2$	$0.74 \pm 0.16$	$9.5 \pm 1$
NU 1783b	HJ	1.77	1.8	$1.14 \pm 0.05$	$1.8 \pm 0.2$	$0.32 \pm 0.08$	$13.7 \pm 0.7$
N 178	HJ	1.32	0.32	$2.50 \pm 0.05$	—	$0.54 \pm 0.15$	$16 \pm 1.5$
NTT	QW	1.04	-	$1.00 \pm 0.05$	$1.35 \pm 0.1$	$0.18 \pm 0.04$	$16 \pm 2$
F1201Ee	QW	9.85	1.18	$2.72 \pm 0.05$	$4.6 \pm 0.3$	$1.78 \pm 0.16$	$5.1 \pm 0.2$
NU 1783bs	HJ	2.75	1.59	$1.43 \pm 0.05$	$2 \pm 0.2$	$0.42 \pm 0.08$	$13 \pm 2$
NRC0050	HJ	1.68	-	$1.15 \pm 0.05$	$1.8 \pm 0.1$	$0.41 \pm 0.07$	—
LPN06p250	HJ	4.02	1.09	$3.08 \pm 0.05$	$3.9 \pm 0.6$	$1.03 \pm 0.19$	$7.5 \pm 2$
LPN06n150	HJ	1.03	0.24	$3.20 \pm 0.05$	—	$0.73 \pm 0.21$	—





# Liste des publications

## Travaux présentés dans ce mémoire

B. A. Piot, D. K. Maude, M. Henini, Z. R. Wasilewski, K. J. Friedland, R. Hey, K. H. Ploog, R. Airey, G. Hill, U. Gennser, A. Cavanna and D. Mailly

*“Influence of the single particle Zeeman energy on the quantum Hall ferromagnet at high filling factor ”*

Submitted to Phys. Rev. B

B. A. Piot, D. K. Maude, M. Henini, Z. R. Wasilewski, K. J. Friedland, R. Hey, K. H. Ploog, A. I. Toropov, R. Airey, G. Hill, U. Gennser, A. Cavanna and D. Mailly

*“Magnetic-field-induced Stoner transition in a quantum Hall ferromagnet at high filling factors”*

Proceedings of the 28th International Conference on the Physics of Semiconductors (2006). To be published in Physica E. Poster presentation

B. A. Piot, D. K. Maude, M. Henini, Z. R. Wasilewski, K. J. Friedland, R. Hey, K. H. Ploog, A. I. Toropov, R. Airey, and G. Hill

*“Quantum Hall ferromagnet at high filling factors: A magnetic-field-induced Stoner transition”*

Phys. Rev. B **72**, 245325 (2005)

B. A. Piot, D. K. Maude, Z. R. Wasilewski, K. J. Friedland, R. Hey, K. H. Ploog, L. Eaves, M. Henini, R. Airey, G. Hill *“Further evidence for a collapse of the exchange-enhanced spin splitting in two-dimensional systems”*

Proceedings of the 16th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics. International Journal of Modern Physics B, **18**, 3597-3602 (2004). Oral contribution

## Travaux non présentés dans ce mémoire

V.A. Chitta, W. Desrat, D. K. Maude, B. A. Piot, N. F. Oliveira, Jr., P. H. O. Rappl, A. Y. Ueta, and E. Abramof

*“Integer quantum Hall effect in a PbTe quantum well”*

Proceedings of the 16th International Conference on the electronic properties of two-dimensional systems. Physica E **34**, 124 (2006). Poster presentation

V. A. Chitta, W. Desrat, D. K. Maude, B. A. Piot, N. F. Oliveira, Jr., P. H. O. Rappl, A. Y. Ueta, and E. Abramof

*“Multivalley transport and the integer quantum Hall effect in a PbTe quantum well”*

Phys. Rev. B **72**, 195326 (2005)

# Résumé

Ce travail porte sur l'étude de la levée de dégénérescence de spin dans le régime Hall quantique. Des mesures de magnéto-transport à très basse température sont mises en oeuvre sur un ensemble d'hétérostructures  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ , afin de caractériser la densité d'états électronique sous champ magnétique et les interactions entre électrons. Les interactions d'échange se révèlent être principalement déterminées par la densité électronique, et deviennent de plus en plus importantes lorsque celle-ci diminue dans le domaine ( $1 \times 10^{11} - 1 \times 10^{12} cm^{-2}$ ). Un modèle simple sans paramètre d'ajustement prédit correctement le champ magnétique nécessaire pour observer la levée de dégénérescence de spin, démontrant que celle-ci est le résultat d'une compétition entre le coût de retournement des spins, induit par le désordre du système, et le gain d'énergie d'échange associé à l'état polarisé en spin. Dans ce modèle, l'énergie Zeeman ne joue aucun rôle, si bien que l'apparition de l'état polarisé en spin dans le plus haut niveau de Landau occupé peut être interprétée comme une transition de Stoner induite par le champ magnétique. Le cas d'une énergie Zeeman non-nulle, abordé en introduisant un champ magnétique supplémentaire dans le plan du gaz électronique bidimensionnel, peut également être décrit dans le cadre de ce modèle sans paramètre d'ajustement, confirmant la validité de l'approche initiale.

**Mots clés:** magneto-transport, effet Hall quantique entier, levée de dégénérescence de spin, interactions d'échange, susceptibilité de spin, transition de Stoner.

# Abstract

Spin splitting in the integer quantum Hall effect is investigated for a series of  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  heterojunctions and quantum wells. Magnetoresistance measurements are performed at mK temperature to characterize the electronic density of states and estimate the strength of many body interactions. The exchange interaction magnitude is found to be essentially controlled by the electron density, increasing smoothly with decreasing density in the range ( $1 \times 10^{11} - 1 \times 10^{12} cm^{-2}$ ). A simple model with no free parameters correctly predicts the magnetic field required to observe spin splitting, showing that the appearance of spin splitting is a result of a competition between the disorder induced energy cost of flipping spins and the exchange energy gain associated with the polarized state. In this model, the single particle Zeeman energy plays no role, so that the appearance of this quantum Hall ferromagnet in the highest occupied Landau level can also be thought of as a magnetic field induced Stoner transition. The case of non-zero Zeeman energy, addressed by introducing an additional in-plane magnetic field, can be described using the same model with no free parameters, confirming the validity of this approach.

**Key words:** magnetotransport, integer quantum Hall effect, spin splitting, exchange interactions, spin susceptibility, Stoner transition.

