HAL
open science

Transport quantique dans les verres de spins

Guillaume Forestier

To cite this version:

Guillaume Forestier. Transport quantique dans les verres de spins. Matière Condensée [cond-mat]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAY023 . tel-01214391

HAL Id: tel-01214391

https://theses.hal.science/tel-01214391v1

Submitted on 12 Oct 2015

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique de la Matière Condensée et du Rayonnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Guillaume Forestier

Thèse dirigée par **Laurent Saminadayar**

préparée au sein de **l'Institut Néel - CNRS**
et de **l'École doctorale de Physique**

Transport Quantique dans les Verres de Spins

Thèse soutenue publiquement le **30 mars 2015**,
devant le jury composé de :

Prof. Leticia Cugliandolo
Université Pierre et Marie Curie – Paris VI, Présidente
Dr. Christian Glattli
Service de Physique de l'état condensée, CEA Saclay, Rapporteur
Dr. David Carpentier
École normale Supérieure de Lyon, Rapporteur
Dr. Marc Sanquer
Service de Physique Statistique, Magnétisme et Supraconductivité, CEA Grenoble, Examinateur
Dr. Sergio Ciliberto
École Normale Supérieure de Lyon, Examinateur
Prof. Laurent P. Lévy
Université Joseph Fourier, Examinateur
Prof. Laurent Saminadayar
Université Joseph Fourier, Directeur de thèse

Remerciements

Toute personne étrangère à la recherche pourrait penser que la thèse est une expérience très personnelle et individualiste. Effectivement, c'est en partie le cas, puisque la première aspiration d'un thésard est d'obtenir le grade de docteur. Cependant, la thèse est aussi une expérience humaine. En effet, comme tous les docteurs le savent, le chemin pour atteindre le ledit grade est long, semé d'embuches et la réussite d'un doctorat ne peut se faire sans la coopération et l'entre aide de bon nombre de personnes. C'est ainsi que je souhaite commencer mon manuscrit, en remerciant l'ensemble des personnes qui m'ont permises, de prêt ou de loin, d'obtenir mon doctorat.

Tout d'abord, je voudrais remercier Alain SCHUHL et Hervé COURTOIS les deux directeurs successifs du laboratoire pour m'avoir accueilli dans leur institution.

J'aimerais également remercier l'ensemble du jury pour avoir pris le temps d'évaluer ce travail. Notamment Christian GLATTLI qui a accepté d'en être le rapporteur. Je remercie particulièrement David CARPENTIER qui a concédé dans l'urgence et malgré ses contraintes d'être lui aussi rapporteur. Mes remerciements vont aussi à Marc SANQUER, Sergio CILIBERTO, Laurent P. LÉVY qui m'ont fait l'honneur d'être les examinateurs, ainsi qu'à Leticia CUGLIANDOLO qui en a été la présidente.

Je te remercie chaleureusement Laurent SAMINADAYAR pour avoir été mon directeur de thèse pendant presque quatre ans. Tu m'as initié aux joies et parfois déboires de la recherche fondamental, tu as su me faire confiance et je pense sincèrement que nous avons réalisé quelques jolies expériences. J'ai eu de la chance de t'avoir comme directeur et je te souhaite d'avoir encore de belles années fructueuses pour la suite.

Ce travail a pu être mené à bien grâce à un travail d'équipe. Je pense tout d'abord aux théoriciens, à David CARPENTIER cité plus haut et aussi à Robert WITHNEY qui a rejoint le groupe il y a peu. Merci David pour ton éternel bonne humeur et ton envie de communication et partage des idées scientifiques. Merci Robert pour ta disponibilité et tes échanges, tu n'es jamais en manque d'idées. Un grand merci à Laurent P. LÉVY pour toute l'expertise et ton sens physique que tu apportes au fil des discussions scientifiques. Enfin, n'oublions pas Mathias SOLANA qui est aussi devenu un ami. Tu nous as rejoint en temps que stagiaire, puis tu es devenu mon successeur. Merci de m'avoir soutenu et aidé durant ma dernière année de thèse.

Ce travail de thèse a demandé des efforts expérimentaux considérables. La fabrication des

échantillons n'aurait pu être possible sans l'aide de Cécile NAUD (ton savoir faire sur le masqueur est vraiment impressionnant) et de toute l'équipe Nanofab, c'est pourquoi j'aimerais les remercier chaleureusement. Un grand merci également à Hélène BOUCHIAT et Hugues POTHIER de nous avoir permis d'utiliser leur évaporateur. Mais aussi à Andreas WIECK de Bochum et au personnel du laboratoire du CSNSM pour nous avoir aidé à réaliser des implantations d'ions. La cryogénie qui nous est si utile pour mener à bien nos expérience peut se révéler parfois capricieuse. Merci au service de chaudronnerie et à Pierre PERRIER pour leur disponibilité et leurs dépannages. Également merci au personnel du liquéfacteur qui nous fournisse en Helium toute l'année. Les services électronique et informatique ne sont pas étrangers à la réussite de ce travail, un grand merci à eux. Enfin, merci au service administratif.

Je souhaiterais remercier tous les permanents de l'équipe cohérence quantique de m'avoir accueilli, notamment à Christopher BÄUERLE pour m'avoir dépanné et donné nombres d'astuces, ainsi qu'à Olivier BUISSON et Nicolas ROCH pour les discussions que nous avons pu avoir ensemble.

Une pensée à tous les non permanents pour tous les moments que nous avons partagés qu'ils soient scientifiques ou non. Je pense bien évidemment à Benoit BERTRAND, Tobias BAUTZE, Étienne DUMUR, Grégoire ROUSSELY, Martial DEFOORT, Hanno FENTJE, Vivien THINEY, Candice THOMAS, Olivier CRAUTZE, Clément BOUVIER, Shintaro TAKADA et bien d'autres...

Lors de mon doctorat, j'ai eu l'opportunité de pouvoir enseigner à l'Université Joseph Fourier. Je tiens ici à remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu interagir. Je pense en particulier à Panayotis SPATHIS, nous avons eu de nombreuses discussions, scientifiques ou non, et je te remercie pour ta bonne humeur, ta disponibilité et ton appétit des sciences.

Mes derniers remerciements iront à mes amis ainsi qu'à ma famille. Merci à tous les copains avec qui j'ai partagé des bons moments en montagnes et en falaises. Merci à mes parents, oncles et tantes, à ma grand mère et aux autres qui ont été présents depuis le début et qui m'ont soutenus dans tous les cas. Sans vous je n'aurais pas pu en arriver là. Enfin mes derniers mots iront à Virginie, celle qui adoucie ma vie au quotidien, merci pour ta patience, ta gentillesse et tes conseils qui me permettent de tout relativiser.

Table des matières

Remerciements **i**

Introduction **1**

1 Contexte général partie I : les verres de spins **7**

1.1 Les verres de spins canoniques 7

1.2 Désordre et frustration 8

1.2.1 La frustration géométrique 8

1.2.2 La frustration par le désordre 9

1.2.3 Première idée de la formation d'un verre de spins 9

1.3 Quelques propriétés remarquables des verres de spins 11

1.3.1 La susceptiblité magnétique 11

1.3.2 Comportement à $T \gg T_g$ à travers des mesures de susceptibilité continue 11

1.3.3 La phase vitreuse à travers des mesures de susceptibilité alternative . 13

1.3.4 Irréversibilité dans la phase vitreuse induite par de petites perturbations extérieures 15

1.3.5 Dynamique lente – vieillissement – rajeunissement – mémoire 16

Dynamique lente – vieillissement 16

Effets de cycles en température : rajeunissement et mémoire 19

1.4 Quelques éléments théoriques : champ moyen, théorie d'échelle, etc 21

1.4.1 Introduction au modèle en champ moyen : le modèle d'Edwards et Anderson 21

Paramètre d'ordre q_{EA} 21

Hamiltonien 22

Désordre gelé : la méthode des répliques 23

Résultats pour le modèle d'Edwards et Anderson 23

1.4.2 Champ moyen 24

Le modèle de Sheringthon et Kirpatrick et la solution symétrique . . 24

Instabilité de la solution SK : la ligne de de Almeida et Thouless (AT line) 27

Brisure de la symétrie des répliques (RSB) 28

Interprétation physique 32

1.4.3 Modèle des gouttelettes 37
Cas du ferromagnétique 38
Cas des verres de spins : existence de la phase verre de spins 38
Cas des verres de spins : dynamique 40
Existence des gouttelettes sous champ 40
1.4.4 D'autres aspects des verres de spins 41
1.5 Conclusion 42

2 Contexte général partie II : le transport comme sonde de l'état vitreux. 45
2.1 Les systèmes mésoscopiques : première définition 46
2.2 Longueurs et régimes caractéristiques du transport 46
2.2.1 La longueur d'onde de Fermi 46
2.2.2 Les libres parcours moyens 47
Le libre parcours moyen élastique 47
Le libre parcours moyen inélastique 48
2.2.3 La longueur de cohérence de phase 49
2.2.4 La taille de l'échantillon et la longueur thermique 49
2.2.5 Les dimensions du système 50
2.2.6 Intensité du désordre 51
2.2.7 Les différents régimes de transport 51
Régime balistique 51
Régime diffusif 52
Régime quasi-balistique 52
2.2.8 Conclusion 52
2.3 Transport incohérent dans un milieu faiblement désordonné : la conductivité de Drude 52
2.4 Transport cohérent dans un milieu faiblement désordonné 53
Approche de Landauer-Büttiker : la conductance est une transmission 53
Approche semi-classique 55
2.4.1 Les signatures de la cohérence de phase 57
La localisation faible 57
2.4.2 Les fluctuations universelles de conductance 61
Universalité 61
Hypothèse d'ergodicité et effet du champ magnétique 62
Échantillon de taille $L > L_\Phi$ et effet de la température 65
2.4.3 Les relations d'Onsager 65
2.4.4 Conclusion 68
2.5 L'effet Kondo 68
2.5.1 Bref description de l'effet Kondo en physique du solide 68
2.5.2 Décohérence en physique mésoscopique pour $T \gg T_K$ 71
2.6 Fluctuations de conductance dans les verres de spins 71
2.6.1 Expérience pionnière sur les fluctuations de conductance 71
2.6.2 Déphasage magnétique dans un verre de spins mésoscopique 73
2.7 Conclusion 75

3 Instrumentation expérimentale **77**
3.1 La fabrication des échantillons . . . 77
3.1.1 Les techniques de lithographie . . . 77
3.1.2 Choix de la géométrie quasi–1D . . . 78
3.1.3 Les matériaux . . . 79
3.1.4 Implantation des impuretés magnétiques . . . 80
Les avantages . . . 80
Les inconvénients . . . 80
La technique . . . 81
3.2 Le dispositif expérimental . . . 85
3.2.1 Le réfrigérateur à dilution . . . 85
3.2.2 La bobine supraconductrice deux axes . . . 86
3.2.3 Les fils de mesure . . . 87
3.2.4 La détection bas bruit . . . 88

4 Caractérisation des fils quasi–1D, « fils purs » et « verres de spins » **91**
4.1 Caractérisation de l'argent pur dans des fils quasi–1D . . . 91
4.1.1 Les échantillons étudiés . . . 92
4.1.2 Dépendance en température de la résistivité . . . 93
Les résultats . . . 93
Analyse . . . 93
4.1.3 La magnétorésistance de Ag_1 . . . 95
4.1.4 Partie classique de la magnétorésistance . . . 95
Les résultats . . . 96
Analyse . . . 96
4.1.5 Partie quantique de la magnétorésistance . . . 97
Les fluctuations de conductance (UCF) . . . 97
Comportement théorique de $L_\phi(T)$ pour un fil métallique quasi–1D pur. . . . 98
Détermination de $L_\Phi(T)$ par l'amplitude des UCF . . . 99
4.1.6 Conclusion . . . 102
4.2 Expérience préliminaire : test de l'implantation par mesure d'effet hall anormal. 102
4.2.1 Description succincte de l'AHE . . . 102
Rappel : effet Hall classique . . . 102
Effet Hall anormal . . . 103
Exemple de l'AHE dans les verres de spins canonique . . . 104
4.2.2 Barre de Hall AuFe 0.8 % at. . . . 106
4.2.3 Les mesures d'AHE sur la barre d'AuFe 0.8% at. Fe . . . 106
4.3 Caractérisation du fil AgMn 500 ppm . . . 109
4.3.1 L'échantillon AgMn 500 ppm . . . 109
4.3.2 Dépendance en température de la résistivité de AgMn 500 ppm . . . 109
Les résultats . . . 109
Analyse . . . 110
Interprétation de $\Delta\rho_{mag}(T)$ . . . 111

Contribution de l'effet Kondo à $\Delta\rho_{mag}(T)$ 111
Contribution du gel des spins à $\Delta\rho_{mag}(T)$ 112
4.3.3 $\rho(T)$ sous champ fort et courbes de magnétorésistance $\rho(B)$ 113
Un mot sur la technique de chauffage par courant dc 113
$\rho(T)$ sous champ magnétique 114
Courbes de magnétorésistance sous champ fort 114
4.3.4 Résumé des courbes de résistivité et de magnétorésistance 118
4.3.5 Estimation de la longueur de cohérence de phase 118
4.4 Conclusion 120

5 Hystérésis dans la magnéto–conductance bas champ d'un verre de spins AgMn 121
5.1 Hystérésis dans la magnéto–conductance de AgMn 500 ppm 121
5.1.1 Description du phénomène 121
Courbes de magnéto–conductance à 900 mK 122
Courbes de magnéto–conductance à 100 mK 124
Reproductibilité 125
Dépendance en température 126
Effet de la vitesse de balayage 126
5.1.2 Comportement de la magnéto–conductance pour les balayages de 1,2 → −1,2 kG 127
Partie anti–symétrique de la magnéto–conductance 127
Couples température–vitesse balayage 131
Amplitude de la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance 131
5.1.3 Interprétation 133
Excitations de la phase vitreuse 134
Effet de la vitesse de balayage et de la température sur la mise hors équilibre du système 135
Couples températures vitesses $\{T - v_B\}$ 137
Champ caractéristique B_c 137
Position du creux dans la magnéto–conductance 138
5.1.4 Relaxation 139
Dépendance de τ en fonction de v_B, à T et B_{stop} fixés 141
Dépendance de τ en fonction de T et de B_{stop} 141
5.2 Utilisation du champ dans le plan B_{xy} 143
5.2.1 Magnéto–conductance par balayage du champ B_{xy} 143
5.2.2 Magnéto–conductance par balayage en champ B_z avec B_{xy} fixe 147
Différents balayages à T, v_B et B_{xy} fixés 147
Magnéto–conductance pour le balayage : $1,2 \to -1,2$ kG, à T et v_B fixées, mais pour différents B_{xy} 148
Effet de la vitesse de balayage, sur la magnéto–conductance de balayage : $1,2 \to -1,2$ kG, à T et B_{xy} fixés 149
Discussion 150
Relaxation 152

5.3 Expériences diverses 154
5.4 Conclusion 159

Conclusion **161**

Annexe **165**

A Chauffage de l'échantillon par un courant I_{dc} **165**

Bibliographie **169**

Introduction

L'étonnant état vitreux

Dans la nature, il existe une multitudes de système que l'on peut regrouper sous la dénomination de système vitreux. Notre quotidien en est envahi ; un exemple populaire est certainement le verre de nos fenêtres, mais on peut en citer bien d'autres ! Par exemple, ils s'invitent à nos repas ou dans nos salles de bain : mayonnaise, chocolat ou bien encore mousse à raser en font parti. Tous ces matériaux sont a priori bien différents et il ne paraît pas aisé de « mettre dans le même ensemble » chocolat et vitre. Toutefois, au travers de la phase vitreuse, un certain nombres de points communs les relient.

En fait, tous les exemples de verre cités ici sont des *solides amorphes*. Ils se comportent comme des solides, i.e. qu'il existe une force de cohésion entre les atomes et ils opposent une résistance à une force mécanique extérieure. En revanche, leur structure atomique est complètement désordonnée. Une manière simple d'obtenir un verre structural est de partir d'un liquide et de le refroidir plus rapidement que son temps caractéristique de cristallisation. En effet, dans la phase liquide les atomes sont libres de se déplacer les uns par rapport aux autres, mais si celui–ci est trempé, les atomes perdront leur liberté de déplacement avant qu'ils puissent s'organiser spatialement et en dessous de la température de transition vitreuse, le liquide sera gelé. Un exemple de verre réalisé naturellement est la roche volcanique. Au contact avec l'atmosphère, le magma en fusion de plusieurs centaines de degrés est refroidi brutalement, ce qui ne laisse pas le temps aux atomes de s'ordonner. Les solides amorphes sont donc très différents des solides cristallins. En effet, dans le cas d'un cristal, la matière possède une structure microscopique organisée qui est régie par des lois de symétrie. Un cristal est un assemblage de mailles élémentaires identiques et la seule connaissance d'une de ces briques élémentaires permet de dériver les propriétés physiques de l'ensemble du système. Le diamant en est une bonne illustration : il peut être vu comme l'assemblage de mailles de type cubique, où les sommets, le centre des faces et la moitié des sites tétraédriques sont occupés par des atomes de carbones (voir la figure 0.1). L'implication fondamental de la construction par briques élémentaires est l'ordonnancement des atomes du cristal : celui–ci est invariant par translation et est donc caractérisé par un ordre à longue distance.

Pour des solides amorphes, la description par maille élémentaire du solide est un impossible : d'un point de vue microscopique aucune région du système ne ressemble à ses voisines ;

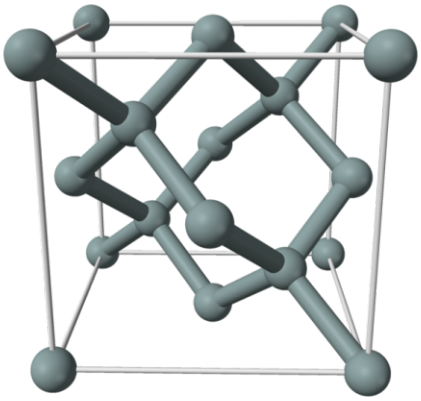


Figure 0.1: *Maille élémentaire d'une structure cristalline de type diamant. Les atomes de carbone sont placés sur les sommets du cube, aux centres des faces du cube et sur la moitié des sites tétraédriques du cube* [b].

b. http://tpeenergiessolaires2012.wordpress.com/lenergie-utilisee/

aucune translation n'est applicable et par conséquent, il n'existe pas d'ordre à longue distance. Pour ces systèmes, il paraît nettement plus difficile de déterminer les propriétés physiques, puisque cette fois, il faut considérer le système dans sa globalité. Cette complexité a suscité un grand intérêt chez de nombreux physiciens depuis plusieurs décennies et beaucoup de questions restent ouvertes sur la nature et la formation de cette phase.

À travers ces exemples, nous pouvons déjà dégager quelques propriétés typiques de la phase vitreuse. Tout d'abord, l'existence de cette phase nécessite du désordre (configuration atomique désordonnée dans les solides amorphes). C'est aussi une phase métastable qui est hors équilibre. En effet, par exemple dans le cas des solides amorphes, on ne « laisse pas le temps au système de s'ordonner » et c'est la phase cristalline qui apparaît comme celle de plus basse énergie (quoique dans certains cas, elle n'ait jamais été observée). La dynamique du système sera donc gouvernée par des relaxations à toutes les échelles de temps. Ces propriétés (désordre, métastabilité, relaxation, ...), apparaissent dans tous systèmes vitreux et également dans les verres de spins, auxquels ce travail de thèse est entièrement consacré.

Les verres de spins

Les verres de spins représentent un système modèle pour étudier la phase vitreuse en général, puisque dans leur cas, les mécanismes sous–jacents à leur formation sont mieux définis. Ce sont aussi des matériaux amorphes, mais cette fois–ci en considérant l'ordre magnétique. La phase basse température est caractérisée par un gel des moments magnétiques dont les orientations sont désordonnées.

Afin d'illustrer cet état, commençons par faire un parallèle avec l'état ordonné. Les phases magnétiques usuelles ordonnées les plus simples sont du type ferromagnétiques ou

anti–ferromagnétiques. Comme l'illustre les schémas de la figure 0.2, dans un composé ferromagnétique, les moments magnétiques sont couplés entre eux via des interactions d'échange qui sont identiques. Au dessus de la température de Curie (T_c), l'énergie thermique est plus importante que ces interactions et la phase magnétique est alors paramagnétique : les spins sont indépendants des uns des autres et fluctuent librement. En revanche, en dessous de T_c, c'est l'énergie d'interaction qui domine sur l'énergie thermique et les moments s'alignent suivant la même direction. Donc, pour $T < T_c$, le système possède des propriétés similaires à celles d'un cristal, mais au niveau magnétique, à savoir, la symétrie, l'invariance par translation et donc l'existence d'un ordre à longue portée.

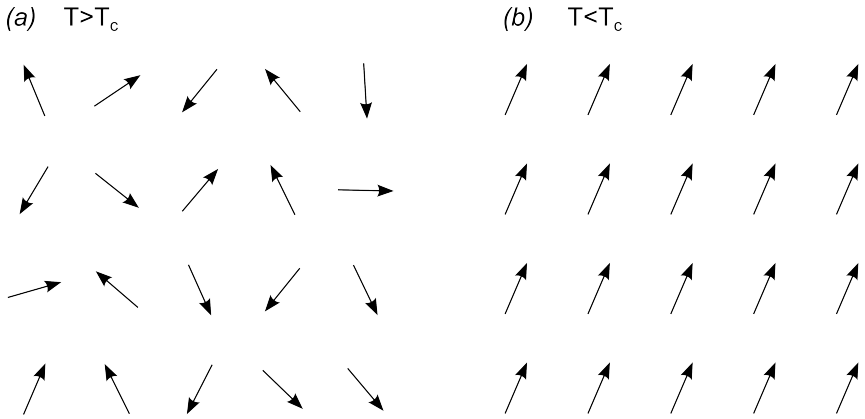


Figure 0.2: *(a) : phase paramagnétique, au dessus de T_c, l'énergie thermique est plus importante que l'énergie d'interaction entre les spins, ils sont donc indépendants et fluctuent librement. (b) : phase ferromagnétique, en dessous de T_c, les spins s'alignent tous selon la même direction, imposée par la nature des interactions.*

Dans le cas des verres de spins, la phase haute température est aussi la phase paramagnétique. De la même manière, en dessous d'une température de gel (que l'on notera T_g), les spins vont aussi collectivement s'ordonner, mais cette fois–ci, en raison de la nature des interactions et de l'existence de contraintes (notion que l'on détaillera par la suite), l'orientation des moments pointera dans des directions différentes. La conséquence d'une telle transition est la disparition de l'invariance par translation et donc de l'ordre à longue portée, puisque aucune région du système ne se ressemble.

L'histoire des verres de spins prend son essor au début des années 70, avec la découverte par Cannella et Mydosh [1], d'un pic aigu dans la susceptibilité magnétique des verres de spins à la température de transition. Cette propriété semble être reliée à une transition de phase entre un état paramagnétique à haute température et un état verre de spins à basse température. Cependant, la position de ce pic dépend de la méthode de mesure, résultat surprenant qui va à l'encontre d'une transition de phase conventionnelle. Durant les années suivantes, de gros efforts expérimentaux ont été mis en œuvre pour essayer de comprendre la nature de cette phase, ainsi que sa formation. De nombreuses expériences ont été réalisées sur de nombreux composés et d'autres phénomènes ont été mis en évidence. Par exemple, l'apparition d'irréversibilité dans la phase basse température et ceci même

sous de petites perturbations extérieures [2], mais aussi des effets de rémanence, ou bien la découverte, dans les années 90, des phénomènes de vieillissement, rajeunissement et mémoire, propres aux systèmes vitreux [3].

Ces années s'accompagnent également d'une grande effervescence théorique. De nouveaux outils statistiques voient le jour afin d'essayer de comprendre ce gel désordonné des spins. En 1975, Edwards et Anderson [4] sont les premiers à proposer un modèle théorique, qui décrit qualitativement le pic aigu cité plus haut. Dans la même année, Sherrington et Kirkpatrick [5] proposent une solution de ce modèle en champ moyen, mais celui–ci, bien que valide au dessus et près de la transition est incomplet, puisque l'entropie trouvée à température nulle est négative. Finalement, il faut attendre le début des années 80 pour que Parisi [6] trouve un moyen non trivial de résoudre le problème en champ moyen et ainsi de rétablir une entropie nulle à température nulle. De cette approche sort une vision originale du système. En effet, la phase basse température est unique par sa structure : elle se caractérise par l'existence d'une multitude d'états fondamentaux, qui sont équivalents en énergie et hiérarchisés d'une manière bien précise. De plus, le paramètre d'ordre associé à la transition n'est pas un nombre, mais une fonction de distribution. Parallèlement à ces développements, durant les années 80, une autre classe de théorie voit le jour, développée principalement par McMillan, Bray et Moore et Ficher et Huse [7, 8, 9, 10, 11] que l'on peut regrouper sous le nom de théorie d'échelle. Cette approche phénoménologique est radicalement différente, puisqu'elle se base sur l'existence d'un état fondamental unique pour ensuite étudier la dynamique d'équilibre et la dynamique hors équilibre.

De nos jours, le débat reste ouvert entre ces deux approches et sur la nature de la structure de l'état fondamental. Un moyen de les différencier serait de pouvoir sonder microscopiquement la phase vitreuse, i.e. d'utiliser une sonde qui soit sensible à l'orientation des spins et qui puisse ainsi différencier différentes configurations de spins.

Le transport comme sonde de la phase vitreuse

En premier lieu, ce travail de thèse a été motivé par les travaux théoriques de Carpentier et *al* [12] qui montrent qu'avec l'utilisation des Fluctuations Universelles de Conductance (UCF), il est possible de différencier quantitativement différentes configurations de spins. Les UCF apparaissent et appartiennent à un tout autre domaine de physique que les verres de spins, la physique mésoscopique. On qualifiera un conducteur de mésoscopique lorsque les électrons se propagent de manière cohérente à travers celui–ci. Dans un tel conducteur, la nature quantique (ondulatoire) des électrons se manifeste et modifie le comportement de la conductance. Cependant, il faut souligner que, comme les électrons, du fait de leur charge et de leur spin, sont très sensibles à l'environnement extérieur, il est nécessaire pour observer ces phénomènes de travailler à très basse température (typiquement en dessous de 1 K) et avec des échantillons de petites dimensions (typiquement de l'ordre du micron). Ces contraintes expérimentales fortes expliquent pourquoi la physique mésoscopique n'a connu son véritable essor qu'à partir des années 80 et 90. Un conducteur mésoscopique peut présenter du désordre statique, par exemple, cela peut être des joints de grains, ou bien des impuretés interstitielles. Dans ce cas, l'onde électronique traversant le conducteur,

résultera à la sortie, de l'interférence de l'onde incidente sur tous les diffuseurs statiques présents. Ce phénomène implique une propriété essentielle en physique mésoscopique : la conductance d'un échantillon dépend explicitement de cette figure d'interférences, c'est–à–dire de la configuration microscopique du désordre. Cela implique également que si la configuration du désordre statique est modifiée, alors la figure d'interférences le sera aussi et en conséquence, la conductance sera différente. Cette variation de conductance d'un échantillon à un autre, en raison de configurations différentes du désordre constitue ce que l'on appelle les flucutations universelles de conductance : en physique mésoscopique, une mesure de conductance est unique et représente une véritable « empreinte digitale » de l'échantillon. C'est cette idée, utiliser les ondes électroniques, en mesurant la conductance d'un échantillon mésoscopique, pour sonder la topologie du désordre, qui est à la base des travaux de Carpentier et *al* [12]. En effet, dans la phase vitreuse, les spins gèlent dans diverses orientations qui représentent une configuration de spins. Comme un spin gelé est une impureté statique, la conductance d'un conducteur à la fois mésoscopique et verres de spins, devrait dépendre de la configuration de spins. Ainsi, si cette configuration est modifiée via un paramètre extérieur (telle que la température), la conductance le sera aussi. Dans leurs travaux, Carpentier et *al* ont déterminé quantitavivement la variation de la conductance associée à deux configurations de spins différentes. En d'autres termes, il est possible de quantifier, en mesurant la conductance, de connaître « de combien » sont différentes deux configurations de spins. Les UCF constituent donc un outil unique pour examiner la différence entre diverses configurations de spins et étudier la structure de l'état fondamental [1].

Comme nous l'avons dit au début de ce paragraphe, l'étude des UCF était la motivation première de ce travail de thèse. Ces raisons nous ont poussés à fabriquer des échantillons de verres de spins mésoscopiques et à développer un dispositif expérimental capable d'atteindre le régime quantique du transport. Cependant, au cours de ce travail, nous avons découvert des propriétés particulières de la magnéto–conductance à bas champ dans ces échantillons et avons décidé d'explorer plus avant ces propriétés. Malgré tout, il nous paraissait essentiel d'évoquer ici les motifs à la base de ce travail et nous renvoyons tous lecteurs désireux d'en apprendre plus aux travails de thèses de T.Capron [15] et de G. Paulin [16].

Dans ce travail, nous allons donc présenter principalement des mesures de transport et de magnéto–transport classique et quantique, sur des échantillons verres de spins mésoscopiques. Nous allons voir que la magnéto–conductance à bas champ développe une forte hystérésis, dont l'apparition est directement liée à la formation de la phase vitreuse. Nous montrerons que celle–ci dépend fortement de la température en dessous de la température de gel, ainsi que de la vitesse de balayage du champ magnétique. Nous avons mentionné ci–dessus que les systèmes vitreux sont en général des systèmes piégés dans un état métastable (état hors équilibre) qui relaxe vers l'équilibre. Nous verrons que l'hystérésis dans la magnéto–conductance traduit la mise hors équilibre du système et qu'il

1. Notons que historiquement, la première proposition pour étudier les verres de spins par les UCF a été faite par Al'tshuler et *al* [13] en 1985 et une première expérience pionnière a été réalisée par de Vegvar et *al*[14] en 1991.

est possible, via la température et la vitesse de balayage du champ, de contrôler l'écart à l'équilibre du système. Nous examinerons également à travers le transport, comment le système relaxe vers l'équilibre. Enfin soulignons que grâce au transport, nous avons été capable d'étudier les phénomènes que nous allons présenter sur une très large plage de température en dessous de la température de gel.

Organisation du manuscrit

Le premier chapitre de cette thèse est dédié à la physique des verres de spins. Nous présenterons ce qu'est un verre de spins et à quel type de systèmes nous nous intéressons. Nous présenterons quelques expériences emblématiques qui les caractérisent, ainsi que les deux principaux modèles qui tentent de décrire cette phase. Le chapitre 2 est consacré au transport, nous n'exposerons que les éléments essentiels pour la compréhension du manuscrit. Notamment, nous verrons quelques signatures de la nature ondulatoire des électrons sur le transport et comment, à travers l'effet Kondo, le transport est affecté par les impuretés magnétiques. À la fin de ce chapitre, nous présenterons les deux seules expériences existantes qui mettent en jeu les fluctuations de conductance et les verres de spins. Dans le chapitre 3, nous détaillerons les techniques expérimentales que nous avons utilisées pour fabriquer les échantillons et pour mesurer les effets quantiques du transport. Dans le chapitre 4, nous allons caractériser extensivement, par transport et magnéto–transport un échantillon pur et vitreux. Grâce à ces expériences, nous vérifierons le procédé de fabrication de nos échantillons et nous mesurerons la température de gel des spins. Enfin, dans le chapitre 5, nous présenterons des mesures de magnéto–conductance à bas champ d'un échantillon verre de spins et notamment l'hystérésis que nous avons évoquée ci–dessus.

CHAPITRE 1

Contexte général partie I : les verres de spins

1.1 Les verres de spins canoniques

Le travail de cette thèse est dédié aux verres de spins dits *canoniques*, c'est–à–dire ceux qui ont été les plus étudiés. Ce type de verre de spins résulte d'une dilution à très faible concentration d'éléments de terres rares : éléments magnétiques tels que du Manganèse, Fer, Chrome... dans une matrice métallique non magnétique, comme des métaux nobles tels que l'or, l'argent, le cuivre... Les moments magnétiques sont couplés les uns avec les autres via l'interaction bien connue de Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida (RKKY) [18, 19, 20]. C'est une *interaction d'échange indirecte*, elle est longue portée et son signe oscille avec la distance. Elle peut s'écrire sous la forme (voir aussi figure 1.1) :

$$J_{RKKY} \propto \frac{cos(k_F r)}{k_F r^3} \tag{1.1}$$

Physiquement, l'origine ce cette interaction se fait par l'intermédiaire des électrons de

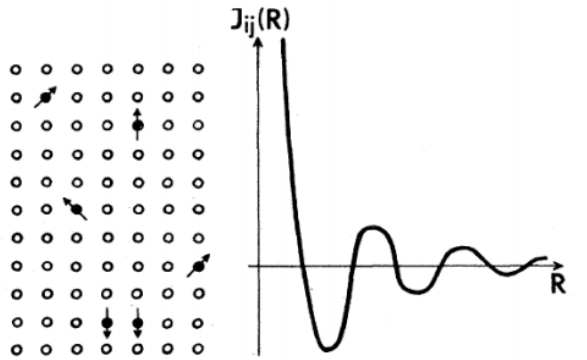


Figure 1.1: *Représentation du potentiel RKKY en fonction de la distance, extrait de [17].*

conduction. En effet, afin d'écranter un moment magnétique local, le gaz d'électron environnant se polarise, ce qui conduit à une susceptibilité oscillante et amortie avec la distance. Le gaz ainsi polarisé va ensuite à son tour interagir avec une seconde impureté.

Nous allons voir qu'il y a deux mécanismes indispensables à l'origine de la formation de l'état vitreux à basse température qui sont le désordre et la frustration.

1.2 Désordre et frustration

De manière générale, la notion de frustration apparaît lorsqu'il est impossible pour un système physique de satisfaire toutes les contraintes énergétiques en même temps. Principalement, il existe deux types de frustration :

- **la frustration géométrique**, induite soit par la topologie du réseau.
- **la frustration due au désordre**, notons que c'est celle-ci qui est en cause dans les verres de spins.

1.2.1 La frustration géométrique

Un exemple des plus connus, représentatif de la frustration géométrique est certainement le triangle « anti-ferromagnétique » qui est représenté sur la figure 1.2 (a). Dans cette exemple, chaque sommet est occupé par un spin d'Ising $S_i = \pm 1$ et les interactions premiers voisins sont anti-ferromagnétiques ($J < 0$). Ainsi, afin de satisfaire les liens, les spins premiers voisins doivent s'aligner de manière anti–parallèle. On voit qu'il n'y a aucune possibilité de satisfaire toutes les contraintes après avoir placé les deux premiers spins : le système est alors frustré. De plus, on observe (voir figure 1.2 (b)) que quelque soit la configuration de spin choisie, i.e. quelque soit le choix des deux premiers spins, il existera toujours un lien non satisfait (lien en pointillé). On peut aussi noter, dans cet exemple, que les états de basse énergie sont trois fois dégénérés. En effet, une simple rotation permet de passer

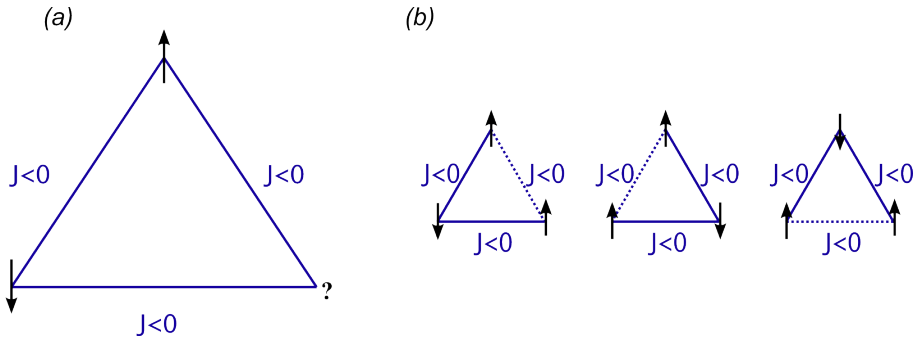


Figure 1.2: *Exemple de la frustration géométrique avec « le triangle anti-ferromagnétique ». (a) : On voit que quelque soit la direction du spin* **?** *que l'on choisira (↑ ou ↓), il existera toujours un lien non satisfait. (b) : quelque soit le choix de la direction des deux premiers spins, il existera toujours un lien insatisfait et une simple relation de symétrie permet de passer d'un état à autre.*

d'une configuration à une autre. Dans la nature, ce genre de frustration existe dans des matériaux appelés glaces de spins, par exemple : $Dy_2Ti_2O_7$ ou $Ho_2Ti_2O_7$ [21, 22]. Le plus souvent la topologie du réseau est tétragonale.

1.2.2 La frustration par le désordre

Pour les verres de spins, la frustration est une conséquence du désordre et de la nature des interactions. En effet, supposons que le signe et l'amplitude des interactions entre les spins dépendent de la distance. De plus, supposons que les moments magnétiques n'occupent qu'une fraction des sites disponibles. Alors, on peut se trouver dans la situation de la figure 1.3 et obtenir de nombreux liens non satisfaits.

Soulignons que ce type de frustration est différente de la frustration géométrique. Il apparaît que les configurations de spins minimisant l'énergie peuvent être très différentes les une des autres. Aucune relation simple de symétrie ne permet de passer d'une configuration à une autre. En revanche, elles peuvent être proches en énergie [1] et très proches de l'énergie minimale.

1.2.3 Première idée de la formation d'un verre de spins

Pour résumer, en dessous de la température de gel, en raison de la nature des interactions RKKY et de la distribution aléatoire des moments dans le métal, les spins vont geler et

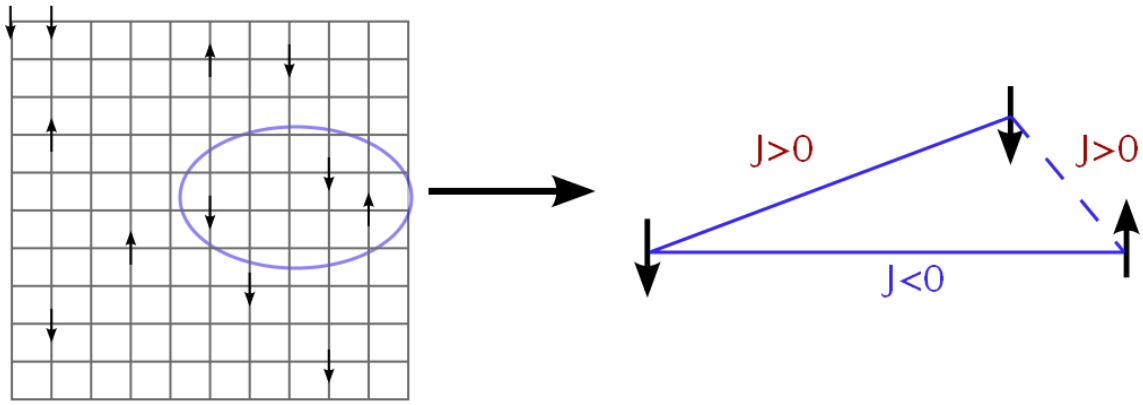


Figure 1.3: *Exemple de frustration par le désordre : ici les spins d'Ising occupent seulement une fraction des sites disponibles et sont reliés par une interaction dont le signe dépend de la distance (dans ce schéma, on suppose que l'amplitude est constante quelque soit la distance). Si on se restreint aux trois spins entourés en bleu, du fait de leur position, certaines contraintes énergétiques peuvent être en compétition (lien en pointillé).*

1. Deux configurations peuvent être proches en énergie si elles possèdent en moyenne le même nombre de liens frustrés.

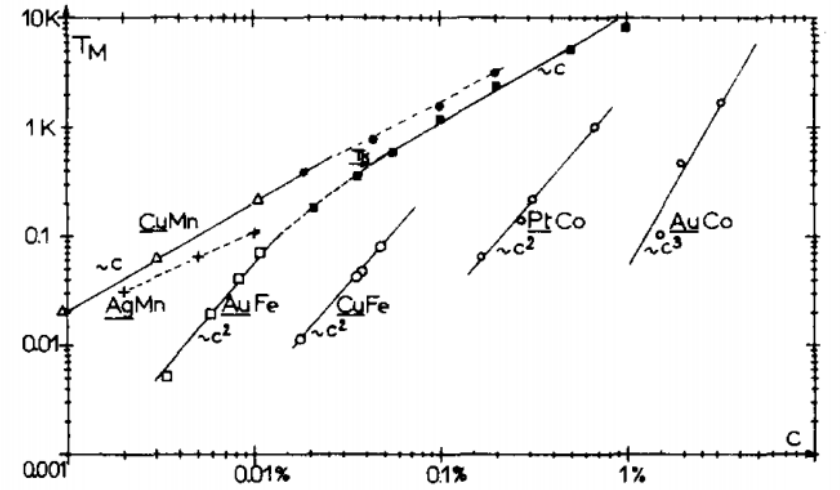


Figure 1.4: *Représentation de la température de gèle en fonction de la concentration pour différents alliages, d'après Frossati & al [23].*

adopter des directions diverses afin de satisfaire le maximum de liens [1]. Ainsi, la phase sera caractérisée par une aimantation locale ($m_i = \langle S_i \rangle$) non nulle (comme les phase ferromagnétiques usuelles), mais d'aimantation globale M nulle. Le fait que $M = 0$ traduit l'absence d'ordre conventionnel et de symétrie dans la phase basse température. Par conséquent, cette phase correspond à un nouveau type d'ordre [24, 17].

Il est possible de se convaincre facilement que se sont les interactions RKKY qui jouent un rôle majeur dans la formation de l'état vitreux. En effet, un argument simple, développé par Blandin et *al* [25], basé sur la dépendance spatiale des interaction RKKY relie la température de gel aux interactions. Pour des alliages très faiblement dilués, on peut considérer que la distance moyenne entre impuretés est $\overline{r} = x^{-1/3}$, x étant la concentration d'impuretés magnétiques. À la distance moyenne $\overline{r}$ correspond alors une interaction moyenne $J(\overline{r}) = J_0/\overline{r}^{1/3}$. Ainsi, pour que le gel puisse avoir lieu, il faut que l'interaction moyenne prime sur l'énergie thermique. Dans ce cas, il est possible de définir une température de gel T_g de la manière suivante :

$$T_g \propto x \frac{J_0}{k_B}, \tag{1.2}$$

T_g se trouve donc ici proportionnelle à la concentration. Ceci est vérifié pour un certain nombre d'alliages comme CuMn, AuFe ou bien encore AgMn. De plus, cette relation tient sur une gamme de concentration très diluée, allant de quelque 0.001% à 1% et tant que la température Kondo reste faible devant T_g. La température de gel T_g pour différents alliages et concentrations est représentée sur la figure 1.4.

1. Processus de minimisation de l'énergie.

1.3 Quelques propriétés remarquables des verres de spins

Dans cette section, nous allons présenter quelques expériences réalisées pour la plupart dans des verres de spins canoniques. Ce sont principalement des mesures magnétiques d'aimantation et de suscesptitblité. Dans un premier temps, nous commencerons par présenter les mesures historiques qui ont mis en évidence l'existence de cette phase. Ensuite, nous verrons que l'impact d'une petite perturbation extérieure peut provoquer des changements considérable dans la phase basse température. Enfin, nous finirons par exposer les mesures qui ont mis en avant les effets spectaculaires de vieillissement, rajeunissement et mémoire qui sont propres à la phase vitreuse. Le lecteur est renvoyé aux revues [26, 27, 17] pour plus détails.

1.3.1 La susceptiblité magnétique

Dans le paragraphe 1.2.3, nous avons défini grossièrement une température de gel proportionnelle à la concentration. D'habitude, pour chercher si le système présente une transition de phase, on s'intéresse aux discontinuités des grandeurs thermodynamiques, comme par exemple la susceptibilité magnétique. De manière générale, la susceptibilité magnétique χ représente la constante de proportionnalité entre le champ appliqué et l'aimantation du matériaux. Expérimentalement, elle peut se mesurer de plusieurs façons. Par exemple, la susceptibilité continue s'obtient en mesurant l'aimantation M réponse à l'application d'un faible champ statique H. Elle s'écrit :

$$\chi_{dc} = \frac{M}{H}, \tag{1.3}$$

notons que le champ H doit être suffisamment fiable pour que la réponse soit linéaire. Quant à la susceptibilité alternative, elle s'obtient en mesurant l'aimantation M en réponse à un faible champ h alternatif de fréquence ω :

$$\chi_{ac}(\omega) = \frac{\partial M}{\partial h}. \tag{1.4}$$

$\chi_{ac}(\omega)$ peut être décomposée en deux termes : une partie en phase $\chi'(\omega)$ qui correspond à la dispersion et une partie hors phase $\chi''(\omega)$ qui correspond à la dissipation. Ainsi :

$$\chi_{ac}(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega). \tag{1.5}$$

1.3.2 Comportement à $T \gg T_g$ à travers des mesures de susceptibilité continue

A haute température, la phase est paramagnétique, c'est–à–dire qu'il s'agit de spins indépendants, caractérisés par un temps de relaxation microscopique (p. ex. de l'ordre de $\sim 10 \cdot 10^{-12}$ s) et dans ce cas, la susceptibilité magnétique χ_{dc} suit une lois de Curie–Weiss :

$$\chi_{dc} \propto \frac{1}{(T-\theta)}, \tag{1.6}$$

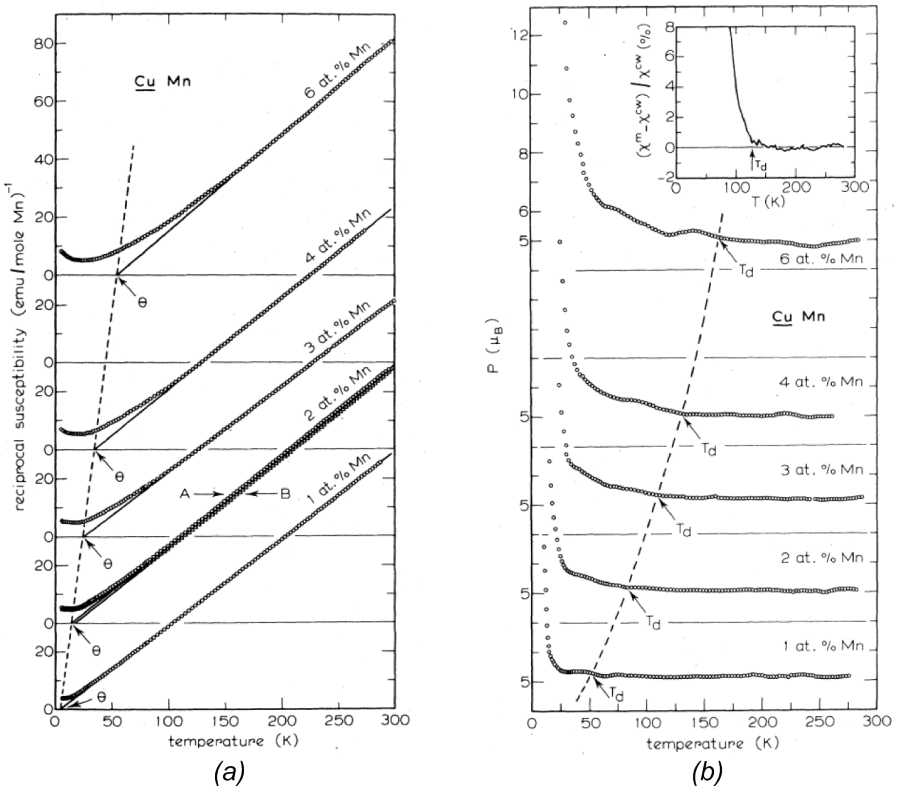


Figure 1.5: *(a) : évolution de la susceptibilité réciproque en fonction de la température, pour des échantillons de CuMn de différentes concentrations. (b) : $\rho_{eff}(T)$ extrait des mesures de susceptibilité pour les mêmes échantillons. D'après Morgonwik et Mydosh [28].*

où θ est la température de Curie. Morgonwick et *al* [28] on mesuré χ_{dc} en fonction de la température pour différentes concentrations de l'alliage CuMn. D'après la figure 1.5 (a), on constate que pour tous les échantillons, l'inverse de la susceptibilité magnétique χ_{dc}^{-1} est bien linéaire à haute température.

Cependant, des déviations par rapport à ce comportement apparaissent en dessous d'une certaine température T_d et T_d est d'autant plus élevée que la concentration est forte. Il est possible de caractériser plus précisément ces déviations, en déterminant le moment effectif de magnétons de Bohr [1] ρ_{eff}. Au dessus de T_d, il est donné par la pente de la courbe de χ_{dc}^{-1} et en dessous, il est donnée par :

$$\rho_{\text{eff}}(T) \propto \sqrt{\frac{\mathrm{d}\chi_{dc}^{-1}}{\mathrm{d}T}} \tag{1.7}$$

$\rho_{\text{eff}}(T)$ est représenté sur la figure 1.5 (b) pour les échantillons de CuMn de différentes

1. ρ_{eff} représente la moment magnétique moyen par atome.

concentrations. Pour $T > T_d$, $\rho_{\text{eff}}(T)$ est constant et indépendant de la concentration, caractéristique de la phase paramagnétique. En revanche, pour $T < T_d$, $\rho_{\text{eff}}(T)$ augmente, traduisant l'apparition d'agrégats ferromagnétiques. De plus, pour les fortes concentrations, $\rho_{\text{eff}}(T)$ est plus important à basse température, ainsi que la valeur de T_d. Par conséquent, cette expérience met en évidence que les corrélations entre les spins sont plus probables et apparaissent à plus haute température lorsque la concentration augmente.

1.3.3 La phase vitreuse à travers des mesures de susceptibilité alternative

Précédemment, nous avons mentionné que la signature d'une transition de phase peut être mise en évidence par des mesures de susceptibilité magnétique. Cannella & Mydosh [1] ont été les premiers à observer un pic aigu à T_g dans la susceptibilité $\chi'(\omega)$, mettant en évidence le gel des spins. La figure 1.6 montre ce résultat pour des alliages d'AuFe, avec différentes concentrations en fer comprises entre 1 et 8 %. Trois effets sont à souligner ici.

Premièrement, comme le montre la figure 1.6 (a), le pic aigu augmente et se déplace vers de plus haute température lorsque la concentration augmente. Néanmoins, son amplitude reste faible par rapport à une transition de phase classique para–ferromagnétique. Ce fait indique que l'aimantation du système est *non uniforme*.

Deuxièmement, comme le montre la figure 1.6 (b), l'application d'un faible champ statique lors de la mesure a un effet surprenant. En effet, des champs de l'ordre de 100 Gauss, qui sont très faibles devant l'échelle d'énergie $k_B T_g$ ont pour conséquence de réduire le pic de façon considérable. Par conséquent, l'état verre de spins apparaît donc très sensible à de petit champ.

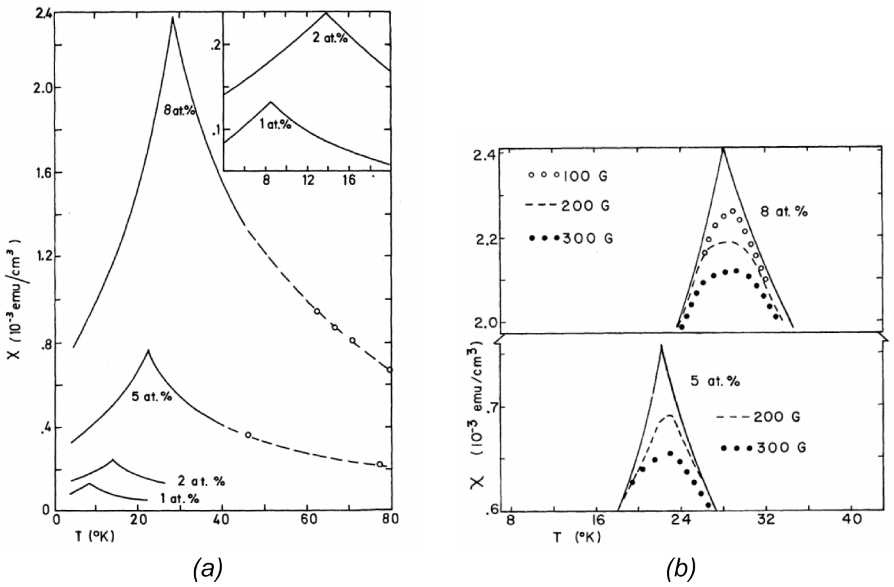


Figure 1.6: *(a) : Susceptiblité faible champ $\chi(T)$ pour AuFe à différentes concentrations $1 \leq x \leq 8\%$. (b) : Mesures de suceptibilté pour AuFe, $x = 5\%$ et 8 % à zéro champ et pour différents champs appliqués. De Cannella & Mydosh [1].*

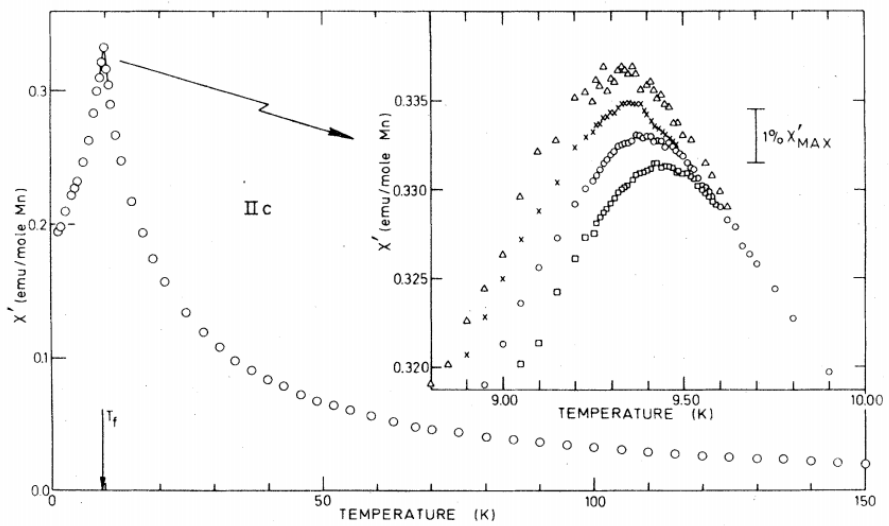


Figure 1.7: *Partie réelle χ' en fonction de la température pour un échantillon de CuMn avec x= 0.94%. L'encart montre la dépendance en fréquence du pic : le décalage vers de plus haute température et son élargissement lorsque la fréquence augmente. Les fréquences de mesure sont : (□) 1.33 kHz ; (○) 234 Hz ; (×) 10.4 Hz ; (△) 2.6 Hz. De Mulder & al [29].*

Troisièmement, la position du pic ainsi que sa largeur dépendent du temps de mesure. En effet, la fréquence ω du petit champ alternatif h de mesure joue un rôle crucial et ceci même jusqu'à de *faibles fréquences*. D'après la figure 1.7, on peut voir que lorsque la fréquence ω augmente, le pic s'élargit et se déplace plus en haut en température. Notons que ce phénomène ne se retrouve pas dans les transitions de phase magnétiques usuelles type para–ferromagnétique [1]. En général, dans les systèmes usuels un seul temps caractéristique gouverne la dynamique et lors de la transition celui–ci diverge, cela, justifie pourquoi le pic ne dépend pas de la fréquence de mesure. Ci–dessous, nous verrons que les verres de spins sont caractérisés par une large distribution de temps de relaxation et que certains ne divergent pas lors de la relaxation, expliquant pourquoi $\chi'(\omega)$ dépend de la fréquence. Par conséquent, la dépendance temporelle du pic, *i.e.* $T_g(\omega)$ apparaît en contradiction avec l'existence d'une véritable transition de phase. Cependant, au regard des mesures de la figure 1.7, cette dépendance reste faible [2]. En outre, des mesures réalisées sur une grande plage de fréquence ont montrées que la dépendance de T_g à ω devient de plus en plus faible quand $\omega \to 0$, jusqu'à saturer à une valeur statique [30]. Ainsi, il est possible de définir la température de gel des spins comme la position du pic dans la susceptibilité lorsque $\omega \to 0$:

$$T_g \equiv \lim_{\omega \to 0} \max \chi'(\omega). \tag{1.8}$$

1. Voir la discussion page de [17].
2. Cela reste vrai pour tous les verres de spins canoniques [3].

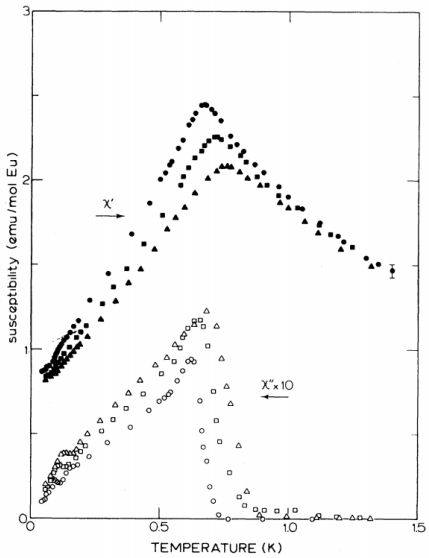


Figure 1.8: *Dépendance en température de la dispersion χ' (symboles pleins) et de l'absorption χ'' (solides creux) pour $Eu_{O.2}Sr_{0.8}S$, pour ω = 10.9 Hz (○), 261 Hz (□) et 1969 Hz (△) (champ alternatif $h \approx$ 0.1 G). D'après Huser & al [29].*

Enfin, on peut remarquer qu'à l'approche de la transition, une contribution non nulle apparaît dans la partie hors phase dans la susceptibilité (figure 1.8). Le pic observé dans $\chi'(\omega)$ correspond au maximum de pente dans $\chi''(\omega)$, $(\mathrm{d}\chi''(\omega)/\mathrm{d}T)_{max}$. L'apparition de cette composante hors phase indique que le système est soumis à des effets de relaxation.

1.3.4 Irréversibilité dans la phase vitreuse induite par de petites perturbations extérieures

Comme nous venons de le voir, les verres de spins sont sensibles à de très faibles champs magnétiques. Cette propriété est mise en exergue par l'apparition d'irréversibilité autour et en dessous de la température de gel. En effet, Nagata et *al* [2] ont montré que la mesure χ_{dc} dépend crucialement de *l'histoire du système.*

Avant de présenter ce phénomène, il est important de faire la différence entre deux protocoles expérimentaux :

- Le protocole **field cooled** noté FC : un champ magnétique est appliqué très au dessus de T_g et ensuite l'aimantation est enregistrée en abaissant la température.

- Le protocole **zero field cooled** noté ZFC : l'échantillon est refroidi à une température $T \ll T_g$ sous champ nul, puis on applique le champ et l'aimantation est ensuite enregistrée en chauffant l'échantillon au dessus de T_g.

Des mesures typiques pour des alliages de CuMn de concentration 1.08 et 2.02% [2] sont représentés sur la figure 1.9. Pour cette expérience, la susceptibilité χ_{dc} est obtenue à partir de l'aimantation en réponse à un champ de $\sim$ 6 gauss. Les courbes (a) et (c) correspondent

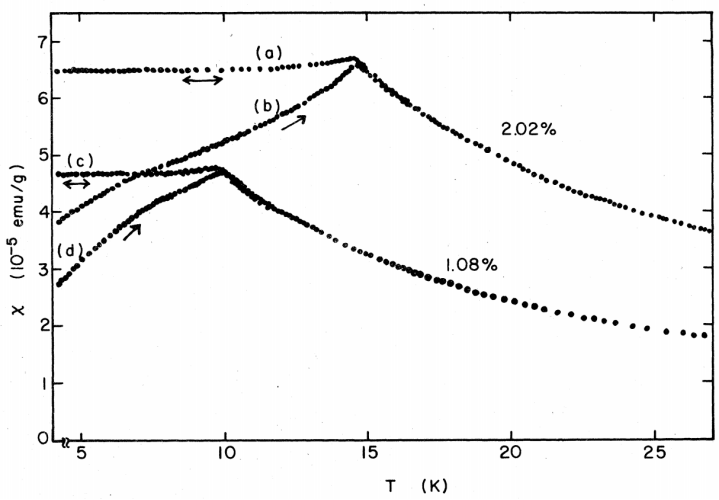


Figure 1.9: *Mesures de susceptibilité dc pour CuMn en fonction de la température pour x= 1.08% et 2.02%. Les courbes (b) et (d) sont obtenues après refroidi sous champ nul (ZFC)et la susceptibilité est ensuite mesurée en augmentant la température sous un champ de 5.90 G. Les courbes (a) et (c) sont obtenues en refroidissant sous champ (FC) de 5.90 G. Extrait de [2].*

aux cas FC. Pour une certaine température (coïncidant à T_g dans les mesures de χ'), la susceptibilité devient un peu près constante et indépendante de la température. De plus, comme le montre la double flèche, la mesure FC est complètement réversible avec des balayages en température. Les courbes (b) et (d) correspondent aux cas ZFC, le comportement de χ_{dc} est cette fois ci bien différent. En fait, lorsque le champ est appliqué à $T < T_g$, χ_{dc} saute d'une valeur proche de zéro à une valeur plus faible que celle mesurée en FC (par ex. $\sim 4.10^{-5}$ pour la courbe (b)). Lors de la remontée en température, l'écart entre les deux courbes se réduit et s'annule là où le plateau en FC apparaît. Notons que si l'échantillon est refroidi de nouveau, χ_{dc} suivra la courbe FC. Ainsi, il est remarquable qu'un si faible champ (6 G) qui ne correspond qu'à $1 \cdot 10^{-3}$ de T_g soit capable de créer une aussi forte irréversibilité [1]. De plus, soulignons que l'allure de la courbe réalisée en ZFC est fortement liée au temps passé en dessous de T_g et à la vitesse de balayage en température [3].

1.3.5 Dynamique lente – vieillissement – rajeunissement – mémoire

Dynamique lente – vieillissement

Comme nous allons le voir, les propriétés dynamiques des verres de spins donnent lieu, la encore, à des observations surprenantes. L'étude de celles-ci peuvent se faire par des

1. La valeur de $1 \cdot 10^{-3}$ est obtenue en comparant le champ caractéristique B_g défini par $B_g = \frac{K_B T_g}{\mu_{\text{eff}}}$, où k_B est la constante de Boltzmann et μ_{eff} le moment de Bohr effectif. D'après l'expérience de la figure 1.5 (b), μ_{eff} vaut environ $\sim 5\mu_{\text{B}}$, avec μ_{B} le magneton de Bohr.

mesures de relaxation d'aimantation thermorémanente, notée $M_{TRM}(t_w,t)$. Le protocole de cette expérience est résumé sur le schéma 1.10. Il consiste à refroidir l'échantillon sous un champ statique h, depuis une température $T_1 > T_g$ jusqu'à une température $T_2 < T_g$. Le champ h est ensuite maintenu à T_2 pendant un temps d'attente t_w avant d'être brutalement coupé. L'interruption défini l'origine des temps de mesure et l'évolution de M_{TRM} est enregistrée au cours du temps. il est également possible de faire l'expérience miroir qui consiste à refroidir l'échantillon sous champ nul, de T_1 jusqu'à T_2 et d'attendre t_w avant d'appliquer un petit champ h. Si h est assez faible, les deux expériences sont équivalentes, signifiant que le champ magnétique n'affecte pas la dynamique, il la met uniquement en valeur.

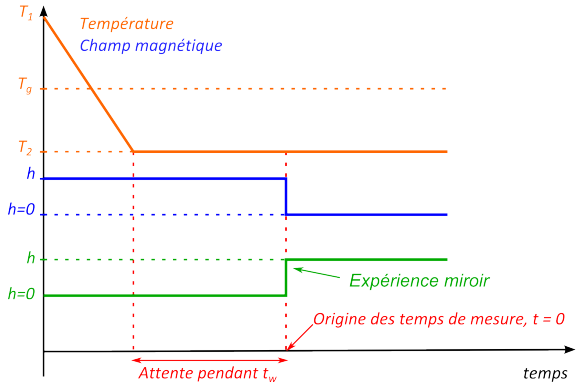


Figure 1.10: *Schéma du protocole expérimental permettant d'étudier la dynamique de M_{TRM}.*

Des mesures de $M_{TRM}(t_w,t)$ obtenues par E.Vincent et *al* [31] sont représentées sur la figure 1.11 (a). L'échantillon d'AgMn de concentration $x = 2.7\%$ est refroidi à une température $T_2 = 0.87\ T_g$, différents temps d'attente t_w sont expérimentés et les courbes sont normalisées à M_{FC} qui correspond à l'aimantation "field cooled" mesurée avant l'interruption du champ.

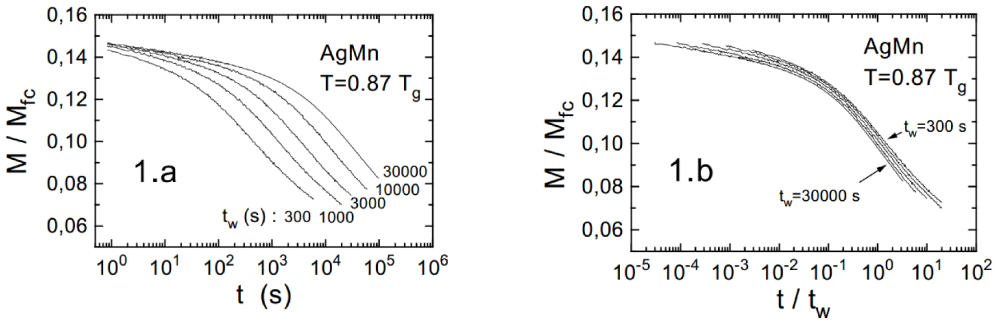


Figure 1.11: *(a) : aimantation thermorémanente M, en fonction du temps, normalisée à l'aimantation field cooled FC, pour un échantillon d'$AgMn_{2.7\%}$. L'échantillon est refroidi au dessus de T_g à 9 K ($\sim 0.87\ T_g$) sous un faible champ de 0.1 Oe. Après un temps d'attente de t_w, le champ est coupé et l'aimantation mesurée. (b) : Même courbes mais représentées en unité de t_w. Extrait de [31].*

On remarque que plus le temps t_w est long, plus la relaxation de l'aimantation est lente ! C'est ce qu'on appelle le vieillissement. Qualitativement, cela signifie que le verre de spins se rigidifie. En effet, lorsque t_w augmente, les temps typiques qui gouvernent la relaxation deviennent plus long, le système, ce qui rend l'évolution de celui-ci plus difficile par la suite [32]. En d'autres termes, la quantité M_{TRM} est donc une quantité non stationnaire.

Comment caractériser de manière plus quantitative ce vieillissement ? À première vue, toutes les courbes présentent un point d'inflexion à $t \sim t_w$, suggérant un scaling en t_w. L'interprétation en fut donnée pour la première fois par Lundgren et *al* [33]. Comme la relaxation est plus lente qu'une exponentielle décroissante, elle ne peut être due à un un seul temps de relaxation, mais correspond en fait à une somme d'exponentielles pondérées par une large distribution de temps $g_{t_w}(\tau)$ qui dépend de t_w :

$$m_{t_w} = \frac{M(t+t_w)}{M_{fc}} = \int_{\tau_0}^{\infty} g_{t_w}(\tau) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \mathrm{d}\tau, \tag{1.9}$$

où M_{fc} est l'aimantation FC mesurée avant l'interruption du champ h et τ_0 est un temps microscopique. La dérivée par rapport à $\log t$ de cette équation donne accès à la distribution des temps de relaxation :

$$\frac{\mathrm{d}m_{t_w}}{\mathrm{d}\log t} \approx g_{t_w}(t). \tag{1.10}$$

La figure 1.12 représente g_{t_w} pour différents t_w. On remarque que la distribution possèdent

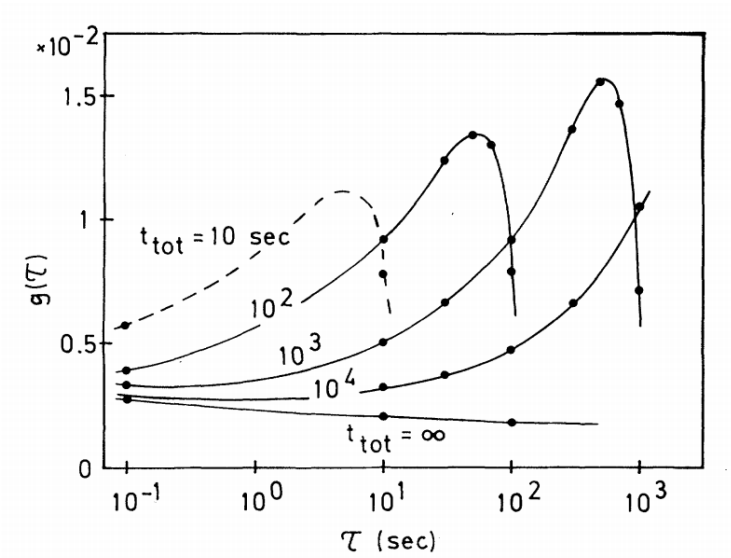


Figure 1.12: *Évolution du spectre des temps de relaxation ($g(\tau)$ vs τ) pour différents temps t_w, le système est gardé à température constante de 23 K (0.88 T_g) pour un verre de spins CuMn (4% de Mn). Extrait de [33].*

un large maximum pour $\log t \approx \log t_w$. Par conséquent, en première approximation [1] le vieillissement peut se scaler en t/t_w : attendre t_w dans la phase verre de spins repousse de $\log t_w$ le large spectre des temps de relaxation [31]. La figure 1.11 (b) montre cette mise à l'échelle.

Effets de cycles en température : rajeunissement et mémoire

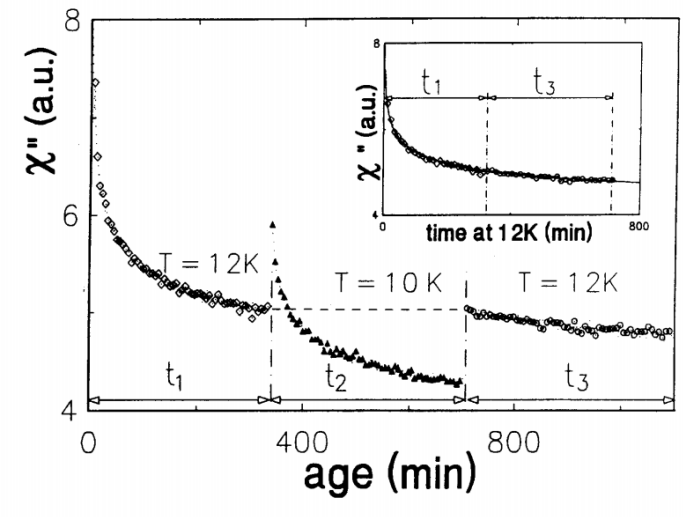


Figure 1.13: *χ'' en fonction du temps : expérience de rajeunissement et mémoire sur un verre de spins isolant $CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4$ de Extrait de [31].*

Dans la partie précédente, la dynamique du système à toujours été étudiée à température constante. En réalité, d'autres phénomènes tout aussi surprenant comme le rajeunissement et la mémoire peuvent être mis en évidence en effectuant des expériences où la température est changée de façon significative. Par exemple, Vincent et *al* [33] ont mesuré la partie hors phase de la susceptibilité χ'', pour un verre de spins isolant $\mathrm{CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4}$, en fonction du cycle en température suivant :

1. L'échantillon est refroidi depuis une température $T > T_g = 16{,}7\,\mathrm{K}$ à une température $T_1 = 12\,\mathrm{K}$, puis le système évolue à T_1 pendant le temps t_1.
2. La température est ensuite brutalement abaissée à $T_2 = 10\,\mathrm{K}$, puis à T_2 le système évolue pendant le temps t_2.
3. Enfin, elle est subitement remontée à T_1 et le système évolue à T_1 pendant le temps t_3.

Les résultats sont visibles sur la figure 1.13. Après la première trempe à 12 K, χ'' diminue fortement : le système relaxe en fonction du temps à cause du vieillissement. Lors de

1. En effet, si l'on regarde la figure 1.11 (b), la mise à l'échelle en t/t_w n'est valide qu'en première approximation puisque les courbes ne se superposent pas parfaitement. En fait dans cette approche, on ne teint pas compte du sous vieillissement : le système vieilli aussi pendant le temps d'observation. Pour une description plus complète voir [31].

l'abaissement de la température à t_1, χ'' recommence à vieillir, mais d'une valeur plus haute, un peu comme si le système avait été trempé directement de $T > T_g$ à T_1. Ce fait est surprenant, on s'attendrait plutôt à ce que la relaxation soit plus faible comme l'énergie thermique est réduite. Ce phénomène particulier s'appelle le *rajeunissement*. Dans cette expérience, le deuxième effet étonnant apparaît lors de l'étape 3, i.e. quand la température saute brusquement de T_2 à T_1 après le temps t_2. En effet, on pourrait penser que l'apport d'énergie thermique réinitialiserait la relaxation. Il n'en est rien : la relaxation de χ'' reprend à la même valeur qu'à t_1, par conséquent, le cycle en température effectué à T_2 semble inexistant (cf encart de la figure 1.13). Ce phénomène s'appelle *l'effet mémoire*. Un lecteur désireux de voir plus d'exemples est renvoyé à [34].

En compliquant la procédure ci-dessus, il est possible d'effectuer plusieurs expériences mémoires. Jonason et *al* [37] ont réalisé une expérience de mémoire double sur le même échantillon de $CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4$. La figure 1.14 montre ces résultats. La courbe en trait plein est la courbe de référence, ici χ'' est enregistrée de 5 K à $T > 16{,}7$ K à une vitesse de 0,1 K min. L'échantillon est ensuite refroidi à la même vitesse jusqu'à $T_1 = 12$ K où on le laisse vieillir pendant un temps t_{w_1}. Le refroidissement reprend jusqu'à $T_2 = 9$ K, où pour la seconde fois on laisse vieillir le système pendant un temps t_{w_2}. Puis le système est refroidi de nouveau. On observe que pour chaque arrêt, à cause du vieillissement, χ'' diminue, puis lors de la reprise du refroidissement, χ'' rejoint la courbe de référence comme si les arrêts à T_1 et T_2 n'avaient pas affecté la dynamique du système. Enfin, l'échantillon est réchauffé toujours à la même vitesse, mais sans arrêts. On observe alors que χ'' reproduit les deux creux à 9 et 12 K : le système se « souvient » donc des deux vieillissements successifs ! L'encart de la figure 1.14 représente la même expérience mais pour un verre de spins

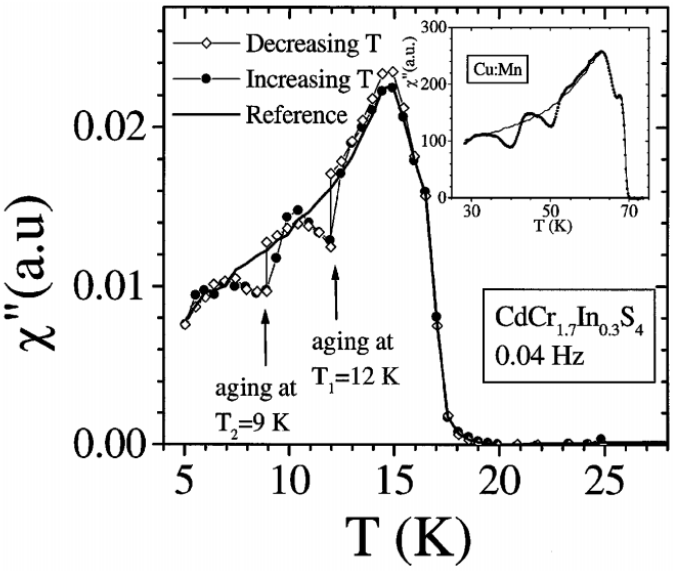


Figure 1.14: *Expérience de double mémoire, l'encart montre la même expérience pour un verre de spins métallique de CuMn [35]. Extrait de [36]*

métallique de CuMn [35], on constate que l'expérience de double mémoire est là aussi bien visible.

L'interprétation de ces expériences statiques et dynamiques n'est pas aisée. Elles suggèrent que les verres de spins possèdent une structure à basse température particulière. D'habitude, une transition de phase est accompagné par l'existence d'un paramètre d'ordre qui permet de déterminer dans quelle phase se trouve le système. De plus, il renseigne sur la structure des états de la phase basse température. Par conséquent, la détermination du paramètre d'ordre est un moyen de remonter à la compréhension de la nature de la phase verre de spins. Malheureusement, aucunes des expériences présentées ne déterminent directement cette quantité. Dans la section suivante, on exposera les principaux modèles théoriques qui ont vu le jour pour expliquer les expériences décrites ci-dessus, ainsi que le paramètre d'ordre associé.

1.4 Quelques éléments théoriques : champ moyen, théorie d'échelle, etc

Comment décrire le gel désordonné des spins en dessous d'une certaine température ? De nos jours, il existe principalement deux théories qui permettent de décrire les verres de spins. Ces deux modèles sont clairement antagonistes, cependant ils n'ont pas pu être discriminés précisément. D'un côté, nous avons une théorie qui correspond à la résolution en champ moyen du problème, qui nécessite une brisure non triviale de symétrie. Dans ce cas, la structure de la phase basse température est composée d'une multitude d'états d'énergies proches et organisés de manière hiérarchique. D'un autre côté, nous avons une théorie d'échelle qui se base sur la dynamique hors équilibre d'un état unique.

Dans cette section, nous allons exposer les principaux résultats obtenues à travers ces modèles, puis nous mentionnerons d'autres développements théoriques qui ont permis d'éclairer les expériences de dynamique citées plus haut.

1.4.1 Introduction au modèle en champ moyen : le modèle d'Edwards et Anderson

Paramètre d'ordre q_{EA}

Edwards et Anderson (EA) on été les premiers à proposer une interprétation de la phase basse température [4] : le désordre dans la position des impuretés et la nature des interactions RKKY engendrent une phase ordonnée non conventionnelle, où à basse température, chaque spin S_i devient gelé dans une direction qui apparaît aléatoire. Par conséquent, il n'existe pas d'ordre à longue distance et l'aimantation globale M est nulle. Comme $M = 0$, les corrélations spatiales ne peuvent pas être utilisées comme paramètre d'ordre pour décrire la transition de la phase paramagnétique vers l'état verre de spins. Ainsi, EA ont proposé un paramètre d'ordre basé sur les corrélations temporelles. En effet, comme les spins deviennent bloqués à basse température, la probabilité qu'un spin S_i à t_0 ait la même orientation plus tard à $t + t_0$ est non nulle :

$$q_{EA} = \lim_{t\to\infty} \lim_{t\to N} [\langle S_i(t_0) \cdot S_i(t + t_0)\rangle]_{av} \tag{1.11}$$

La moyenne $\langle\ \rangle$ représente la moyenne thermique et $[\ ]_{av}$ représente la moyenne sur le désordre (définie ci-après). q_{EA} est le paramètre d'ordre d'Edwards et Anderson. On remarque que pour la phase paramagnétique q_{EA} vaut bien 0 et que dans la phase basse température $q_{EA} \neq 0$.

Hamiltonien

Afin de traduire le désordre positionnelle des spins et la nature des interactions RKKY, EA proposèrent un modèle où chaque spin d'Ising ($S_i = \pm 1$) occupe les nœuds d'un réseau carré et où les interactions sont du type premiers voisins aléatoires. L' hamiltonien est donc le suivant :

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{\langle i,j\rangle}^{N} J_{ij} S_i \cdot S_j + h\sum_{i}^{N} S_i, \tag{1.12}$$

avec N le nombre de spin, $\langle i,j\rangle$ dénote les interactions premiers voisins et h le champ appliqué. Le désordre est introduit via les couplages J_{ij} qui appartiennent à une distribution aléatoire. Elle peut être gaussienne :

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta_{ij}^2}} \exp\left(-\frac{(J_{ij} - \bar{J_{ij}})^2}{2\Delta_{ij}^2}\right), \tag{1.13}$$

où est $\bar{J_{ij}}$ la valeur moyenne des interactions et Δ_{ij} l'écart type, ou bien bimodale :

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{2}\delta(J_{ij} - \Delta_{ij}) + \frac{1}{2}\delta(J_{ij} + \Delta_{ij}). \tag{1.14}$$

La courte portée des interactions apparaît dans Δ_{ij} qui dépend de la distance $R_{ij} = R_i - R_j$.

D'habitude en physique statistique, après avoir trouvé les éléments essentiels décrivant la physique au niveau microscopique, i.e. l'hamiltonien, toutes les quantités thermodynamiques peuvent être déterminées à partir de la fonction de partition Z. Par exemple, l'énergie libre s'écrit :

$$F = -k_B T \ln Z. \tag{1.15}$$

où la fonction de partition Z est définie comme :

$$Z = \mathrm{Tr}\exp\left(-\frac{\mathcal{H}}{k_B T}\right). \tag{1.16}$$

Cependant, il faut souligner que le calcul de l'énergie libre pour les verres de spins n'est pas immédiat. En effet les verres de spins sont des systèmes où le désordre est dit gelé (*quenched disorder*) et de manière générale pour tout système présentant un tel désordre, le calcul de l'énergie libre se fait à l'aide de la méthode des répliques.

Désordre gelé : la méthode des répliques

Dans les verres de spins, les variables de désordre $\{J\}$ sont dites gelées. En effet, bien que les interactions soient aléatoires, elles sont fixes au cours du temps [1]. Par conséquent, afin de déterminer les comportements macroscopiques du système, la quantité à calculer pour ce genre de système devient [2] :

$$[F]_{av} = -k_B T [\ln Z\{J\}]_{av}, \tag{1.17}$$

où $[\ ]_{av}$ dénote la moyenne sur la distribution des J possibles.

La difficulté survient ici dans le calcul de $[\ln Z\{J\}]_{av}$ car l'intégrale est non gaussienne, à cause du ln. Le moyen de contourner cette difficulté est d'utiliser la méthode des répliques qui permet de développer $\ln Z$ en un polynôme :

$$[\ln Z\{J\}]_{av} = \lim_{n\to 0} \frac{[Z^n\{J\}]_{av} - 1}{n}, \tag{1.18}$$

en effet :

$$\lim_{n\to 0} A^n = \lim_{n\to 0} \exp n \ln A \sim 1 + n \ln A. \tag{1.19}$$

Cette égalité etant toujours vraie pour n entier, le système est donc décomposé en n répliques identiques, présentant le même désordre $\{J\}$:

$$Z^n\{J\} = \prod_{\alpha=1}^{n} Z_\alpha\{J\} = \prod_{\alpha=1}^{n} \mathrm{Tr} \exp\left(-\frac{H\{J,S_i^\alpha\}}{k_B T}\right), \tag{1.20}$$

où Z_α est la $\alpha^{ième}$ fonction de partition du système. Le calcul sur le désordre configurationnel devient désormais possible (car les intégrales sont désormais gaussiennes) :

$$[Z^n\{J\}]_{av} = \int \mathrm{d}\{J\} P(\{J\}) Z^n\{J\}. \tag{1.21}$$

A la fin du calcul on fait tendre $N \to +\infty$ et $n \to 0$ dans cet ordre. De manière rigoureuse c'est l'inverse qui devrait être fait ; l'inversion ne présente en fait pas de problème [40][41], mais à été tenue responsable pendant longtemps des mauvaise prédictions de cette méthode.

Résultats pour le modèle d'Edwards et Anderson

Il est très difficile d'obtenir des résultats analytiques depuis les équations obtenues par Edwards et Anderson. Néanmoins, en utilisant quelques approximations [17], il est possible d'obtenir quelques prédictions qualitatives pour $T \to T_g$ et $T \to 0$. Proche de T_g, ce modèle reproduit qualitativement le pic aigu de la susceptibilité magnétique. Cependant, ce modèle n'explique pas plusieurs caractéristiques observées, comme par exemple, la dépendance du

1. En tous cas, elles sont fixes par rapport au mouvement des spins [17].
2. Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur aux revues [38, 39, 17].

pic avec la fréquence, ou bien encore l'effet d'un champ statique [1]. De plus, le modèle d'EA prévoit un pic dans la chaleur spécifique qui n'est pas observé expérimentalement.

1.4.2 Champ moyen

Une première étape lorsqu'un modèle est non soluble analytiquement est de chercher ses solutions en champ moyen. L'approximation du champ moyen permet de remplacer l'effet de tous les spins j sur le spin i ($i \neq j$) par un champ effectif moyen. La rétroaction du spin i sur les autres n'est pas prise en compte ; par conséquent, le champ moyen ne tient pas compte des fluctuations. L'intérêt de l'approche est de simplifier le problème initial à N–corps à un problème traitable à 1–corps et la solution devient même exacte lorsque la dimension d'espace tend vers l'infini (les fluctuations tendent vers zéro lorsque le nombre de voisins devient infini).

Le modèle de Sheringthon et Kirpatrick et la solution symétrique

Sheringthon et Kirpatrick (SK) proposèrent en 1975 [5], le modèle en champ moyen du modèle d'Edwards et Anderson. Dans cette approximation, la somme sur les couples $\langle i,j \rangle$ premiers voisins (cf. équation (1.12)) est étendue à tous les spins. De plus, quelque soit le couple i,j les spins interagissent de la même façon. Ainsi, SK considère un verre de spins d'Ising avec une distribution gaussienne pour les interactions :

$$P(J_{ij}) = \sqrt{\frac{1}{2\pi\Delta^2}} \exp\left(-\frac{J_{ij} - J_0}{2\Delta^2}\right). \tag{1.22}$$

Afin que les quantités extensives (comme l'énergie libre, la chaleur spécifique) soient bien proportionnelles au nombre de spin N, J_0 et Δ doivent être renormalisés par N : $J_0 = \tilde{J}_0/N$ et $\Delta = \tilde{\Delta}/N$. La distribution devient donc :

$$P(J_{ij}) = \sqrt{\frac{N}{2\pi\tilde{\Delta}^2}} \exp\left(-N\frac{J_{ij} - \tilde{J}_0}{2\tilde{\Delta}^2}\right). \tag{1.23}$$

Pour calculer l'énergie libre SK utilise une nouvelle fois la méthode des répliques et obtient l'expression suivante [2] :

1. Voir la partie 1.3.3.
2. Ici l'énergie libre est présentée sous champ magnétique extérieur nul, $h = 0$ dans $h \sum_i S_i$.

$$
\begin{aligned}
&- [F]_{av}/k_BT = \\
&\lim_{N\to 0}\lim_{n\to 0}\frac{1}{n}\Bigg\{\exp\left[\frac{\tilde{\Delta}^2 Nn}{4(k_BT)^2}\right]\iint_{-\infty}^{+\infty}\prod_{(\alpha\beta)}\left(\frac{N}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{\tilde{\Delta}}{K_BT}\mathrm{d}y^{(\alpha\beta)}\prod_{(\alpha)}\left(\frac{N\tilde{J}_0}{2\pi k_BT}\right)^{\frac{1}{2}}\mathrm{d}x^{(\alpha)} \\
&\qquad\times\exp\Bigg[-\frac{N\tilde{\Delta}^2}{(k_BT)^2}\sum_{(\alpha\beta)}\frac{1}{2}(y^{\alpha\beta)})^2-\frac{N\tilde{J}_0}{k_BT}\sum_{(\alpha)}\frac{1}{2}(x^{(\alpha)})^2\Bigg] \\
&\quad\times\exp\Bigg[N\ln\mathrm{Tr}\exp\Bigg[\left(\frac{\tilde{\Delta}}{k_BT}\right)^2\sum_{(\alpha\beta)}y^{(\alpha\beta)}S^{(\alpha)}S^{(\beta)}+\frac{\tilde{J}_0}{k_BT}\sum_{(\alpha)}x^{(\alpha)}S^{(\alpha)}\Bigg]\Bigg]-1\Bigg\}
\end{aligned}
\tag{1.24}
$$

Ici α et β représentent les indices des répliques allant de 1 à n, $(\alpha\beta)$ représente une paire distincte de répliques ($\alpha \neq \beta$) et la trace est prise sur les 2^n valeurs de S_i^α. De plus, $y^{(\alpha\beta)}$ et $x^{(\alpha)}$ sont définies de la manière suivante :

$$
y^{(\alpha\beta)} = \langle S^\alpha S^\beta\rangle = q_{\alpha\beta} \qquad \text{et} \qquad x^{(\alpha)} = \langle S^\alpha\rangle = m_\alpha, \tag{1.25}
$$

où $q_{\alpha\beta}$ est le recouvrement [1] entre deux répliques distinctes et m_α l'aimantation de la α^{e} réplique. Pour trouver le minimum de $[F]_{av}$, les variables $q_{\alpha\beta}$ et m_α, doivent satisfaire (équations auto–cohérentes) :

$$
\frac{\partial[F]_{av}}{\partial q_{\alpha\beta}} = \frac{\partial[F]_{av}}{\partial m_\alpha} = 0. \tag{1.26}
$$

Pour résoudre l'équation (1.26), SK suppose les répliques toutes équivalentes : c'est la *solution symétrique*. En d'autre termes, SK postule que $\forall$ α et β :

$$
q_{\alpha\beta} = q \qquad \textit{et} \qquad m_\alpha = m. \tag{1.27}
$$

Où q représente le paramètre d'ordre de la transition paramagnétique–verre de spins ($q = 0$: phase paramagnétique, $q \neq 0$: phase vitreuse) et m est le paramètre d'ordre de la transition paramagnétique–ferromagnétique ($m = 0$: phase paramagnétique, $m \neq 0$: phase ferromagnétique). En réinjectant ces solutions dans l'équation (1.24), l'énergie libre s'écrit en fonction de q et m :

1. Nous reparlerons de cette quantité plus en détails dans les paragraphes suivants.

$$\frac{[F]_{av}}{Nk_BT} = -\frac{\tilde{\Delta}^2(1-q^2)}{(2k_BT)^2} + \frac{\tilde{J}_0 m}{(2k_BT)^2} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int \mathrm{d}z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \ln\left[2\cosh\left(\frac{\tilde{\Delta}q^{\frac{1}{2}}}{k_BT}z + \frac{\tilde{J}_0 m}{k_BT}\right)\right]. \quad (1.28)$$

De plus, comme q et m doivent satisfaire la relation (1.26), cela conduit à deux relations d'auto–cohérence qui sont :

$$q = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int \mathrm{d}z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \tanh^2\left[\frac{\tilde{\Delta}^2 q^{\frac{1}{2}}}{k_BT}z + \frac{\tilde{J}_0 m}{k_BT} + \frac{h}{k_BT}\right], \quad (1.29)$$

et :

$$m = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int \mathrm{d}z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \tanh\left[\frac{\tilde{\Delta}^2 q^{\frac{1}{2}}}{k_BT}z + \frac{\tilde{J}_0 m}{k_BT} + \frac{h}{k_BT}\right]. \quad (1.30)$$

Pour $h = 0$ et pour des rapports $\tilde{J}_0/\tilde{\Delta}$ fixées, le calcul de $q(T)$ et $m(T)$ peut être réalisé. Cela donne accès à un diagramme de phase qui est représenté sur la figure 1.15 (a). Suivant les valeurs de $\tilde{J}_0/\tilde{\Delta}$ et $\tilde{J}_0$ le modèle SK prévoit trois différentes transitions de phases. La première, est une transition d'un état paramagnétique vers un état verre de spins. La deuxième, d'un état paramagnétique vers un état ferromagnétique et une dernière, d'un état paramagnétique puis ferromagnétique et une ré-entrée dans la phase verre de spins.

En connaissant l'évolution de m avec la température T, il est possible d'obtenir la suscep-

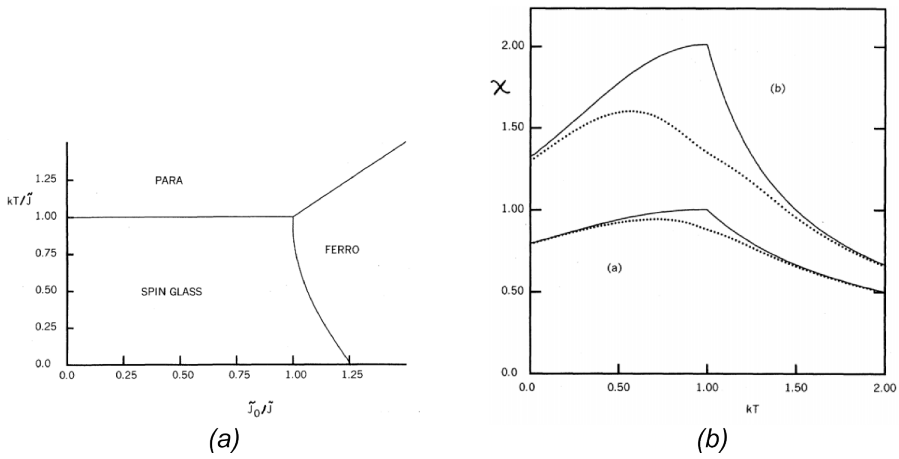


Figure 1.15: *(a) : diagramme de phase obtenue par SK pour différentes en fonction de la température et des rapports $\tilde{J}_0/\tilde{\Delta}$ (ici $\tilde{J}$ correspond à $\tilde{\Delta}$). (b) : courbes de susceptibilité $\chi(T)$ en fonction de la température obtenues pour $\tilde{J}_0/\tilde{\Delta} = 0$, $\tilde{J}_0/\tilde{\Delta} \sim 0.5$ (respectivement courbes du haut et courbes du bas) et pour deux champs différents $h = 0$, $h \sim 0.1\tilde{\Delta}$ (courbes pleines et pointillés respectivement).*

tibilité magnétique $\chi(T) = \partial m(T)/\partial h$. Elle prend la forme suivante :

$$\chi(T) = \frac{[1 - q(T)]}{k_B T - \tilde{J}_0[1 - q(T)]}. \tag{1.31}$$

La figure 1.15 (b) représente cette susceptibilité pour deux valeurs de $\tilde{J}_0/\tilde{\Delta}$ ($= 0$ courbes du haut et $= 0.5$ courbes du bas) et pour deux valeurs du champ ($h = 0$ traits pleins et $h = 0.1\tilde{\Delta}$ traits en pointillés). Le modèle reproduit bien les comportements observés pour la suceptibilté, à savoir : le pic aigu à la transition, son écrasement et élargissement lorsque un champ magnétique statique est appliqué. Cependant, la chaleur spécifique C_m calculée avec leur modèle donne un pic à la transition qui n'est pas observée expérimentalement. De plus, l'entropie trouvée à température nulle est négative ($-Nk_B/2\pi$). Sheringthon et Kirkpatrick attribuent ce problème à l'inversion des limites thermodynamique $N \to 0$ et $n \to 0$ et pensent que le problème reste confiné à basse température. En réalité, il n'en est rien, c'est le postulat que toutes les répliques sont équivalentes (solution symétrique) qui en est l'origine.

Instabilité de la solution SK : la ligne de de Almeida et Thouless (AT line)

L'entropie négative est un premier élément mettant en cause la validité de la solution symétrique. Après quelques années J.R.L de Almeida et D.J.Thouless [42] firent une analyse détaillée de la solution SK. Ils trouvent que la solution SK est correcte dans la phase paramagnétique (voir figure). C'est-à-dire que la solution SK correspond bien au minimum de l'énergie libre. En revanche, dans les phase ferromagnétique et verre de spins ce n'est plus le cas (voir la figure 1 de [42]). Ils étudient également la stabilité de la solution SK lorsqu'un champ magnétique est présent. Ils montrent que sous champ et dans le cas où l'interaction moyenne entre les spins est nulle ($\tilde{J}_0 = 0$), il est possible de définir une ligne

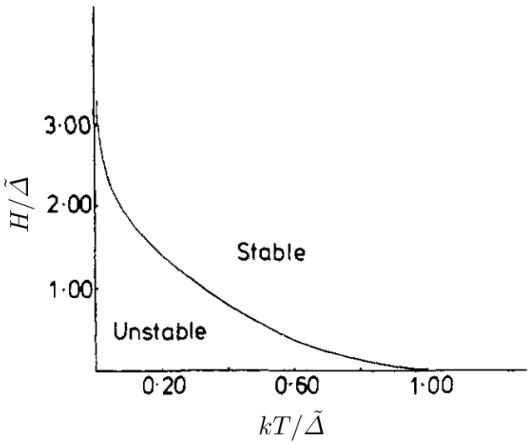


Figure 1.16: *Diagramme de phase montrant la limite de stabilité de la solution SK pour la phase paramagnétique en présence d'un champ H et dans le cas $\tilde{J}_0 = 0$.*

dans le plan H-T (*AT line*) qui sépare la région, où la solution SK stable de la région instable [1]. Cette ligne est représenté sur la figure 1.16.

Pour h petit et des températures proches de T_g (donc pour q petit), la condition de stabilité à la forme suivante :

$$H^2 > \frac{4\tilde{\Delta}^2}{3}\left(\frac{1-T}{T_g}\right)^3. \tag{1.32}$$

Et pour large h et de petite température (donc q proche de 1), la condition est :

$$k_B T > \frac{4}{3\sqrt{2\pi}}\tilde{\Delta}\exp\left(-\frac{H^2}{2\tilde{\Delta}^2}\right). \tag{1.33}$$

Almeida et Thouless pointèrent que l'origine de cette instabilité n'est pas due à l'inversion des limites comme le pensait au départ Sheringhon et Kirkpatrick, mais provient du choix symétrique des répliques ($q_{\alpha\beta} = q$). Il est donc nécessaire de penser qu'à basse température, une brisure de symétrie des répliques est nécessaire.

Brisure de la symétrie des répliques (RSB)

L'équation de l'énergie libre de Sherrington et Kirkpatrick (1.24) fait intervenir un paramètre d'ordre qui est une matrice Q, de taille $n \times n$ répliques, dont les éléments sont $y^{(\alpha\beta)} = q_{\alpha,\beta}$ (avec α et β les indices de répliques allant de 1 à n). La solution symétrique implique une équivalence de toutes les répliques par permutation. Ainsi, la matrice Q peut être paramétrée avec $Q_{\alpha,\beta} = q_0$ pour $\alpha \neq \beta$ et $Q_{\alpha,\alpha} = 0$. Cette solution étant instable à basse température, l'équivalence des répliques n'est plus vérifiée dans la phase verre de spins et la symétrie doit être brisée. Parisi fut le premier à proposer une solution [6] sur le paramétrage de Q qui permet de restaurer une entropie nulle à température nulle. Avant d'aller plus loin, on peut noter que l'approche apportée par Parisi, du fait de nombreuses subtilités physiques et techniques, a été l'objet de controverse quant à son exactitude. Malgré tout, des travaux mathématiques [43] et [44] ont montré de manière rigoureuse que cette solution est correcte en dimension infinie. Cela signifie, que le modèle SK en champ moyen résolu par Parisi est la solution exacte du problème en dimension infinie.

Dans les lignes suivantes, nous allons exposer les principales idées développées par Parisi. Nous allons voir que la brisure de la symétrie des répliques peut se faire en plusieurs étapes. Tout d'abord, nous présenterons la brisure à une étape (*one-step RSB*). Puis, la brisure complète de symétrie lorsque le nombre d'étape tend vers l'infini (*full-step RSB*). Enfin, nous donnerons l'interprétation physique correspondante qui met en avant une structure à basse température très particulière.

One-step RSB Le choix de la matrice Q est une tâche difficile, puisqu'il faut paramétrer une matrice de taille $n \times n$ dans la limite $n = 0$. Pour éviter de travailler dans l'espace de

1. La condition de stabilité de la solution SK est donnée par l'équation (17) et sous champ par l'équation (21) de [42].

dimension zéro, Parisi proposa de définir la matrice Q, de taille $n \times n$ pour un entier n fixé. La forme de la matrice est ensuite définie à l'aide d'un jeu de paramètres (que nous allons voir après) et enfin la limite $n \to 0$ est prise à la fin du calcul. Au final l'énergie (eq (1.24)) libre dépendra du jeu de paramétrage de la matrice q. De plus, afin de déterminer le minimum de $[F]_{av}$, tous les paramètres devront satisfaire la relation d'auto–cohérence (1.26).

A priori, le choix des différents paramétrages peuvent être très nombreux, cependant, notons que la matrice Q doit répondre à plusieurs exigences discutées ici [45]. Dans le cas *one–step*, la matrice de taille n est au départ remplie avec la même valeur q_0 (sauf sur la diagonale, solution symétrique). Ensuite, elle est divisée en n/m_1 blocs de taille $m_1 \times m_1$, les blocs hors diagonaux sont inchangés avec la même valeur q_0, alors que sur les blocs diagonaux une sous matrice remplie de valeurs q_1 est introduite (toujours zéro sur la diagonale). Une représentation de la brisure à un pas est représentée sur la figure 1.17, où $n = 8$ et $m_1 = 4$. De façon plus formelle, la brisure *one-step* peut se résumer de la manière suivante :

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{cases} Q_{\alpha\beta} = 0 & \text{if} \quad \alpha = \beta \\ Q_{\alpha\beta} = q_0 & \text{if} \quad I(\frac{\alpha}{m_1}) \neq I(\frac{\beta}{m_1}) \\ Q_{\alpha\beta} = q_1 & \text{if} \quad I(\frac{\alpha}{m_1}) = I(\frac{\beta}{m_1}) \end{cases} \tag{1.34}$$

On doit avoir n, m_1, et n/m_1 entiers et $I(x)$ est le plus petit entier inférieur ou égal à x. Par exemple, pour l'élément de matrice Q_{23}, on a $I(2/4) = I(0.5) = 0$ et $I(3/4) = I(0.75) = 0$, par conséquent $Q_{23} = q_1$. Après la brisure à une étape, la matrice dépend donc de trois paramètres : q_0, q_1 qui sont les valeurs de la matrices et m_1 qui décrit la forme de la matrice, avec $1 \leq m_1 \leq n$. Pour une telle matrice, on peut définir une distribution $P(q)$ qui nous donne la fraction d'éléments q qui apparaissent dans la matrice, l'interprétation physique du $P(q)$ revêt une importance toute particulière que nous expliquerons plus bas.

$$Q = \left.\begin{bmatrix} \overbrace{\begin{bmatrix} 0 & q_1 & q_1 & q_1 \\ q_1 & 0 & q_1 & q_1 \\ q_1 & q_1 & 0 & q_1 \\ q_1 & q_1 & q_1 & 0 \end{bmatrix}}^{m_1} & \begin{matrix} q_0 & \cdots & q_0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ q_0 & \cdots & q_0 \end{matrix} \\ \begin{matrix} q_0 & \cdots & q_0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ q_0 & \cdots & q_0 \end{matrix} & \begin{bmatrix} 0 & q_1 & q_1 & q_1 \\ q_1 & 0 & q_1 & q_1 \\ q_1 & q_1 & 0 & q_1 \\ q_1 & q_1 & q_1 & 0 \end{bmatrix} \end{bmatrix}\right\} n \tag{1.35}$$

Figure 1.17: La matrice Q dans le cas one-step RSB. Ici $n = 8$ et $m_1 = 4$.

Dans le cas *one–step*, on peut remarquer [1] que la valeur q_0 apparaît $n-m_1$ fois et q_1 m_1-1 fois, $P(q)$ peut donc être écrite comme :

$$P(q) = \frac{n-m_1}{n-1}\delta(q-q_0) + \frac{m_1-1}{n-1}\delta(q-q_1) \tag{1.36}$$

La tâche difficile à ce stade dans le calcul consiste à prendre la limite [1] $n \to 0$. Un argument physique consiste à dire que lorsque $n \to 0$, la distribution $P(q)$ doit être positive, cela signifie que lorsque la limite $n \to 0$ est prise, m_1 doit être un nombre réel compris entre 0 et 1, l'inégalité $1 \leq m_1 \leq n$ devient donc $0 \leq m_1 \leq 1$.

En définitive, l'énergie libre dépend de trois paramètres qui sont : q_0, q_1 et m_1. Pour déterminer le minimum de $[F]_{av}$, ces nouveaux paramètres doivent vérifier les relations : $\frac{\partial [F]_{av}}{\partial q_i} = 0$ (où $q_i = q_0$,q_1) et $\frac{\partial [F]_{av}}{\partial m_1} = 0$. Après résolution numérique [6], l'entropie du système $S(T=0)$ est toujours trouvée négative, mais moins que pour la solution symétrique ! Cela suggère que la brisure doit être répétée un certain nombres de fois pour trouver la bonne solution à basse température.

Full-step RSB Ce premier succès conduisit Parisi à répéter l'opération plusieurs fois [46]. Dans la suite, on appellera K le nombre d'étapes dans la brisure de symétrie et lorsque $K \to \infty$ on dira que la symétrie est complètement brisée (*full-step RSB*). Si l'on reprend l'exemple de la figure 1.17 où $K=1$, la prochaine étape $K=2$ consiste à diviser les sous blocs m_1 en m_1/m_2 blocs de taille $m_2 \times m_2$. Là encore, les blocs non diagonaux restent inchangés et sur les blocs diagonaux, des sous-matrices sont introduites remplies par une nouvelle valeur q_2 (et ainsi de suite...). La figure 1.18 représente la brisure de symétrie pour $K=2$, $m_1=4$ et $m_2=2$. Le paramétrage de la matrice peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{cases} Q_{\alpha\beta} = 0 & \text{if} \quad \alpha = \beta \\ Q_{\alpha\beta} = q_i & \text{if} \quad I(\frac{\alpha}{m_i}) = I(\frac{\beta}{m_i}) \quad \text{and} \quad I(\frac{\alpha}{m_{i+1}}) \neq I(\frac{\beta}{m_{i+1}}) \end{cases} \tag{1.37}$$

Où les conditions sont : n, m_i et m_i/m_{i+1} entiers. La matrice dépend donc de $(K+2)\times(K+1)$ paramètres. Les $(K+2)$ paramètres m_i donnent la forme de Q, avec $1 \leq m_K \leq m_{K-1} \leq ... \leq m_1 \leq n$ et comme convention $m_0 = n$ et $m_{K+1} = 1$. Les $(K+1)$ q_i sont les éléments de matrice, avec $i = 0,...,K$. Comme précédemment, il est possible de définir une distribution $P(q)$ qui donne la fraction de chaque q_i :

$$P(q) = \frac{1}{n-1}\sum_{i=0}^{K}(m_i - m_{i+1})\delta(q-q_i), \tag{1.38}$$

1. On ne compte pas les éléments diagonaux.
1. De plus amples détails sur la procédure peuvent être trouvés ici [39]

dans la limite $n \to 0$, la fonction $P(q)$ devant être positive, les différents m_i deviennent des réels compris entre 0 et 1, tel que $0 \leq m_1 \leq ...m_{K-1} \leq m_K \leq 1$ avec $m_0 = 0$, ainsi :

$$P(q) = \sum_{i=0}^{K} (m_{i+1} - m_i)\delta(q - q_i). \tag{1.39}$$

Par conséquent, dans le cas de la *full–step RSB*, l'énergie libre dépendra des paramètres q_i et m_i et chacun d'entre eux devront satisfaire la relation 1.26 : $\partial f/\partial q_i = \partial f/\partial m_i = 0$. Dans l'article [46], pour K pas trop grand ces solutions sont solubles numériquement et Parisi détermina la valeur de l'entropie pour $K = 0{,}1{,}2$. Il trouve respectivement pour l'entropie $S = -0.16, -0.01, -0.004$, donc lorsque K augmente la valeur de S tend vers zéro à température nulle. Cela suggère que pour restaurer une valeur nulle de l'entropie à $T = 0$ la brisure de symétrie doit être répétée un nombre infini de fois. Notons que lorsque K devient grand, le paramétrage peut s'écrire d'une manière plus commode, qui est le suivant :

$$q(x) = q_i \qquad \text{si} \qquad m_i \leq x \leq m_{i+1} \tag{1.41}$$

La fonction $q(x)$ est une fonction par morceaux bornée sur l'intervalle [0,1] avec des valeurs de q_i croissantes, i.e. $q_{i+1} > q_i$. D'ailleurs, si le nombre de pas tend vers l'infini ($K \to \infty$), la fonction $q(x)$ devient une fonction continue et monotone de x et elle est reliée à la fonction $P(q)$ par [1] :

$$P(q) = \frac{\mathrm{d}x(q)}{\mathrm{d}q} \qquad \text{avec} \qquad q(x(q)) = q. \tag{1.42}$$

Pour finir, nous avons vu que dans le cadre de la théorie des répliques, le paramètre d'ordre qui permet de décrire la transition de phase paramagnétique à l'état verre de spins est

$$Q = \left[\begin{array}{c} \left[\begin{array}{cc} \overbrace{\begin{bmatrix} 0 & q_2 \\ q_2 & 0 \end{bmatrix}}^{m_2} & \begin{matrix} q_1 & q_1 \\ q_1 & q_1 \end{matrix} \\ \begin{matrix} q_1 & q_1 \\ q_1 & q_1 \end{matrix} & \begin{bmatrix} 0 & q_2 \\ q_2 & 0 \end{bmatrix} \end{array}\right] & \begin{matrix} q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \\ q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \\ q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \\ q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \end{matrix} \\ \begin{matrix} q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \\ q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \\ q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \\ q_0 & q_0 & q_0 & q_0 \end{matrix} & \underbrace{\left[\begin{array}{cc} \begin{bmatrix} 0 & q_2 \\ q_2 & 0 \end{bmatrix} & \begin{matrix} q_1 & q_1 \\ q_1 & q_1 \end{matrix} \\ \begin{matrix} q_1 & q_1 \\ q_1 & q_1 \end{matrix} & \begin{bmatrix} 0 & q_2 \\ q_2 & 0 \end{bmatrix} \end{array}\right]}_{m_1} \end{array}\right] \Bigg\} n \tag{1.40}$$

Figure 1.18: La matrice Q à la deuxième étape du full-step RSB. Ici $n = 8$, $m_1 = 4$ et $m_2 = 2$.

1. Le deuxième terme de l'équation (1.42) traduit la continuité et la monotonie de la fonction $q(x)$.

$q(x)$, qui est une fonction définie dans l'intervalle dans l'intervalle [0,1] [45]. Soulignons que la théorie de Parisi capture bien certaines expériences [47]. Ceci est inhabituelle, car généralement, pour une transition de phase classique le paramètre d'ordre prend seulement deux valeurs 0 ou 1.

Interprétation physique

Comme nous l'avons dit plus haut, la frustration et le désordre sont les deux ingrédients clefs pour la formation des verres de spins, mais ce sont eux aussi qui rendent la description de cet état particulièrement difficile. Jusqu'à présent, nous avons présenté une théorie de champ moyen complexe avec sa solution, sans parler de son implication pour la nature de la phase basse température, notamment dans le paysage des vallées d'énergie. C'est ce que nous allons faire maintenant, tout au long de cette sous-section. Pour expliciter les idées avancées, nous allons faire une analogie avec un système simple qui est le modèle d'Ising ferromagnétique. Ainsi, pour $T < T_c$ les spins i auront pour valeurs moyenne une aimantation spontanée $\langle S_i \rangle = \mp m(T)$ et pour $T > T_c$, $\langle S_i \rangle = 0$.

La physique statistique est une approche qui permet de calculer le comportement moyen des grandeurs thermodynamique (comme par exemple l'aimantation) d'un grand nombre N de particule en interaction (des spins par exemple) en ne gardant à la base que les ingrédients physiques essentiels. De manière rigoureuse, il faudrait calculer la moyenne temporelle des observables lorsque $t \to \infty$. Cependant, la moyenne temporelle n'est pas réalisable et le moyen de contourner le problème est de supposer que pour un système à l'équilibre, la moyenne temporelle peut être remplacée par une moyenne d'ensemble, C'est–à–dire, par une moyenne sur tous les états d'équilibre du système : c'est ce qu'on appelle l'hypothèse d'ergodicité. Celle–ci reste vrai tant que le système est capable d'explorer tout l'espace des phase disponibles (i.e. adopter tous les états disponibles au cours du temps). Par exemple, pour un système en équilibre avec un thermostat à température fixe, la moyenne thermique d'un spin j dans la phase paramagnétique, peut s'exprimer grâce à la relation de Boltzmann-Gibbs :

$$\langle S_j \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{S_i = \mp 1\}} S_j e^{-\beta H\{S_i\}} = 0, \quad \forall j. \tag{1.43}$$

Néanmoins, lors d'une transition de phase l'ergodicité est brisée [1]. En effet, dans le cas du système d'Ising ferromagnétique, à basse température, il apparaît une aimantation spontanée $\pm m(T)$ qui correspond aux deux états d'équilibres du système (appelé aussi états purs ou composantes ergodiques). Ceux–ci sont séparés par une barrière d'énergie qui dépend de la température et le système, qui se retrouve piégé dans l'un des deux états, est donc restreint à une sous-partie de l'espace des phases. Pour visualiser cette brisure

1. Nous renvoyons le lecteur à ces références, ou ces notions sont bien expliquée [48, 38].

d'ergodicité, on peut réécrire l'équation 1.43 de la manière suivante :

$$\langle ... \rangle = \sum_{\alpha} \mathrm{P}_{\alpha} \langle ... \rangle_{\alpha}, \tag{1.44}$$

avec $\sum_{\alpha}$ qui dénote la somme sur les états d'équilibre, P_{α} est la probabilité d'obtenir l'état d'équilibre α, elle est définie comme $\mathrm{P}_{\alpha} = e^{-\beta H_{\alpha}}/Z$ et $\langle\ \rangle_{\alpha}$ la moyenne thermique de l'état pur α. Pour le système d'Ising ferromagnétique en l'absence de champ magnétique dans la phase basse température, on a $\mathrm{P}_{-m} = \mathrm{P}_{+m} = 1/2$ puisque les énergies $H\{-m\}$ et $H\{+m\}$ sont égales. Donc, l'aimantation moyenne par spin est :

$$\langle S_j \rangle = \mathrm{P}_{+} \langle S_j \rangle_{+} + \mathrm{P}_{-} \langle S_j \rangle_{-} = \frac{1}{2} m - \frac{1}{2} m = 0. \tag{1.45}$$

Ce résultat est physiquement impossible, car même en l'absence de champ magnétique, il existe une aimantation spontanée ($\langle S_j \rangle = \pm m$). Dans le cas du système d'Ising ferromagnétique, pour restaurer l'aimantation spontanée, il faut appliquer un petit champ h que l'on fera tendre vers zéro à la fin du calcul. Ainsi, si $h > 0$, on aura $\mathrm{P}_{+} = 1$ et $\mathrm{P}_{-} = 0$. Finalement, dans ce système, il est toujours possible d'utiliser la moyenne d'ensemble (et donc de trouver les grandeurs thermodynamiques), car les états d'équilibres sont connus et un simple champ h permet de déterminer dans lequel le système se retrouvera.

Pour les verres de spins la brisure d'ergodicité est plus complexe, en effet la frustration et le désordre génèrent une multitude d'états d'équilibre (cf section 1.2.2), mais qui sont macroscopiquement différents. Ces états d'équilibre représentent des configurations de spins gelés (que l'on dénotera α, β, γ, ...) et sont associés à des probabilités d'occurrence (P_{α}, P_{β},P_{γ}) qui peuvent être très différentes les unes des autres. Ici, l'utilisation de la moyenne d'ensemble est relativement compliquée puisque nous ne connaissons pas le petit champ h à appliquer pour projeter le système dans un état d'équilibre en particulier [1]. Par conséquent, il sera impossible de caractériser les états de manière individuels.

Malgré tout, il est possible d'étudier la structure ce ces états, c'est à dire l'organisation entre les différentes configurations de spin. Imaginons l'expérience suivante, le système est refroidi depuis $T > T_g$ à une température $T_{mesure} < T_g$ jusqu'à ce qu'il atteigne l'équilibre. Le système se retrouvera alors dans l'état d'équilibre α, caractérisé par une configuration de spin S_i^{α}. Maintenant, réchauffons le système à $T > T_g$ et refroidissons-le une nouvelle fois à $T_{mesure} < T_g$ jusqu'à l'équilibre. Cette fois–ci, le système se retrouvera piégé dans l'état d'équilibre β caractérisé par une configuration de spin S_i^{β}. La quantité intéressante qui permet de déterminer la similitude entre ces deux états s'appellent le recouvrement

1. En effet, celui-ci existe mais est relativement complexe, par exemple dans l'expérience de la figure 1.9, la susceptibilité obtenue en FC est plus grande que la susceptibilité en ZFC, cela veut dire que « le système répond mieux » en FC, signifiant que le petit champ appliqué lors du refroidissement a sélectionné un état « plus à l'équilibre ».

noté $q_{\alpha\beta}$:

$$q_{\alpha\beta} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\langle S_i^\alpha\rangle\langle S_i^\beta\rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} m_i^\alpha m_i^\beta \tag{1.46}$$

Avec N le nombre de spin et m_i^α l'aimantation du spin au site i de la configuration α. Physiquement le recouvrement peut être associé à une distance ($d_{\alpha\beta}$) dans l'espace des phases qui représente la distance entre les états purs. Elle se définit de la manière suivante [Trouver le ref de la distance] :

$$d_{\alpha\beta}^2 = 1 - q_{\alpha\beta} \tag{1.47}$$

Ainsi, lorsque des deux configurations coïncident, le recouvrement est maximal et $d_{\alpha\beta}$ est nulle. Inversement, si les deux configurations sont anti–corrélées, $q_{\alpha\beta} = 0$ et le distance $d_{\alpha\beta}$ devient maximale. La distribution du recouvrement [1] $P'(q)$ permet quant à elle de déterminer la structure entre les états et la probabilité que $q_{\alpha\beta} = q$, elle se définie comme :

$$P'(q) = \sum_{\alpha\beta} \mathrm{P}_\alpha \mathrm{P}_\beta \delta(q_{\alpha\beta} - q), \tag{1.48}$$

où $\sum_{\alpha\beta}$ est la somme sur tous les états d'équilibre et P_α la probabilité définie précédemment.

Pour illustrer cette distribution, reprenons l'exemple du système d'Ising ferromagnétique. À haute température, il existe un seul état d'équilibre $m = 0$, donc le recouvrement est égale à zero. Dans la phase basse température sous champ nul, il y a deux états d'équilibre $\pm m$, le recouvrement peut donc prendre deux valeurs $\pm m^2$. Sous champ, le système tombera toujours dans le même état d'équilibre, ainsi le recouvrement sera égal à m^2. En définitive, pour le système d'Ising ferromagnétique, la distribution $P'(q)$ peut s'écrire :

$$P'(q) = \begin{cases} \delta(q) & \text{pour} \quad T > T_c \\ \frac{1}{2}\delta(q+m^2) + \frac{1}{2}\delta(q-m^2) & \text{pour} \quad T < T_c \quad \text{et} \quad h = 0 \\ \delta(q-m^2) & \text{pour} \quad T < T_c \quad \text{et} \quad h \neq 0. \end{cases} \tag{1.49}$$

Pour les verres de spins, comme les états d'équilibre à basse température ne sont pas connus, il est nettement plus difficile de déterminer la distribution. En fait, Parisi [49] a montré que la fonction de distribution $P'(q)$ moyennée sur le désordre [2] est la même que celle définie dans la théorie de brisure de symétrie des répliques (voir équation 1.39), à

1. Attention, ici n'est pas tout à fait la distribution $P(q)$ déterminée au paragraphe précédent. Nous en expliquons la raison dans la page suivante.

2. En fait, il a été compris après coup que $P'(q)$ doit être moyennée sur le désordre [50], cela signifie que $P'(q)$ dépend des couplages $\{J\}$ et est donc différente d'un échantillon à un autre, même à la limite thermodynamique. En d'autres termes, cette quantité n'est pas auto–moyennante (*lack of self–averaging*) et pour obtenir la distribution $P(q)$ calculée avec le champ moyen, il faut moyenner $P'(q)$ sur le désordre structural.

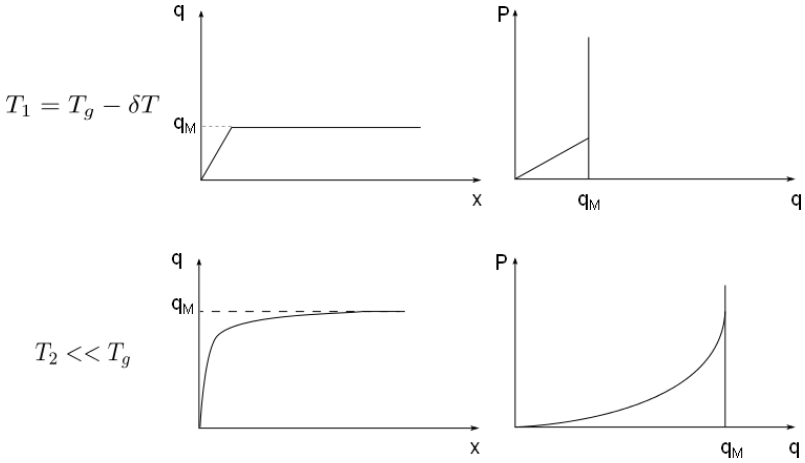


Figure 1.19: *Représentation de $P(q)$ et $q(x)$ pour différentes températures en champ nul.*

savoir la fraction d'éléments de la matrice Q ayant la valeur q :

$$[P'(q)]_{av} = P(q) = \lim_{n\to 0} \frac{1}{n-1} \sum_{i=0}^{K} (m_i - m_{i+1})\delta(q - q_i) \tag{1.50}$$

C'est l'interprétation physique (non triviale) de la *RSB*. En d'autres termes, cela nous indique que chaque réplique du système (α, β, ...) correspond à un état d'équilibre (α, β, ...), c'es–à–dire à une vallée dans l'espace des phases, ou bien encore à une configuration de spins. La figure 1.19 représente différents $P(q)$ et $q(x)$ obtenus dans la théorie de champ moyen pour différentes températures. Pour $T > T_g$, $P(q)$ est simplement une fonction « delta » centrée en zéro (phase paramagnétique). En dessous de T_g, $P(q)$ devient une fonction symétrique bornée entre deux pics $\pm q_m$ et le recouvrement peut prendre toutes les valeurs entre $-q_m$ et $+q_m$. La valeur de q_m correspond à l'auto–recouvrement, on peut en fait montrer que q_m est le paramètre d'ordre d'Ewards et Anderson [46]. Il dépend de la température : lorsque la température diminue, q_m augmente en pouvant au maximum être égale à 1 à température nulle. Cela signifie que lorsque la température diminue, de nouveaux états sont disponibles qui sont de plus en plus proches les uns des autres (le recouvrement augmente).

Comme nous l'avons déjà mentionné, la transition de phase est très inhabituelle et cela se traduit à travers le $P(q)$, mais que nous apprend-t-il vraiment sur la nature de la phase verre de spins ? Au dessus de T_g, la solution symétrique est correcte, le recouvrement vaut zéro en l'absence de champ et l'espace des phases est donc composé d'une seule vallée d'énergie. Lorsque la température diminue, juste en dessous de T_g, la symétrie des répliques est brisée, l'espace des phases se fragmente en sous vallées. La distance entre ces vallées est alors repérée par le recouvrement q_1. Si la température est encore diminuée, le pas dans la brisure de symétrie augmente et les sous-vallées précédentes se fragmentent elles aussi en sous-vallées et sont distantes de q_2 (avec $q_2 > q_1$). Au fur et à mesure que la température décroit, cette fragmentation se poursuit de manière continue, le système apparaît donc

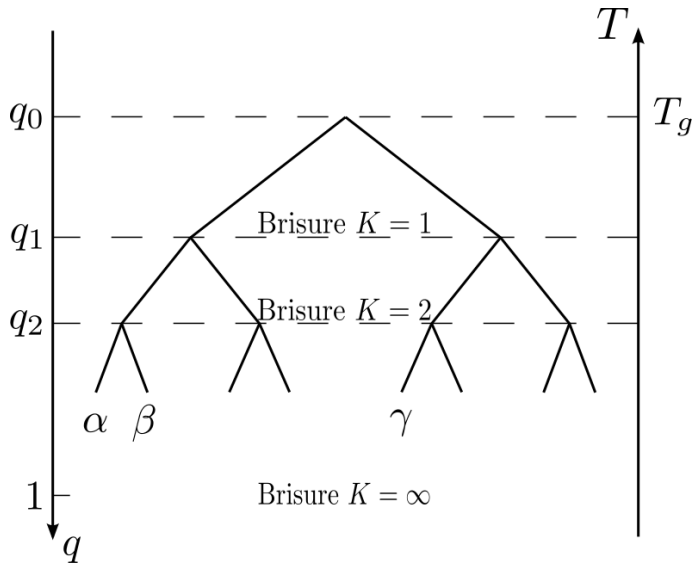


Figure 1.20: *Représentation de la structure hiérarchique en arbre.*

critique à chaque température en dessous de la température de gel. Une des conséquences importante de cette théorie est que malgré le désordre apparent du système, l'espace des états à la propriété remarquable d'être *ultramétrique* [50],i.e. que la fragmentation de l'espace des phases se produit de façon hiérarchique et que cette hiérarchie est ultramétrique. De façon simple, l'ultramétricité implique que pour une température $T' < T_g$ la distance entre trois états α, β et γ vérifie l'inégalité suivante :

$$d_{\alpha\beta} \leqslant \max(d_{\alpha\gamma}, d_{\gamma\beta}), \tag{1.51}$$

et en terme de recouvrement :

$$q_{\alpha\beta} \geqslant \min(q_{\alpha\gamma}, q_{\gamma\beta}). \tag{1.52}$$

Par conséquent, on a soit $q_{\alpha\beta} = q_{\gamma\beta} = q_{\gamma\alpha}$, ou bien deux recouvrements égaux plus petits que le dernier, par exemple : $q_{\gamma\alpha} = q_{\gamma\beta} \leqslant q_{\alpha\beta}$. Comme le montre la figure 1.20, cette structure hiérarchique peut être représentée par un arbre. Ci-dessus, nous avons vu que lorsque la température est abaissée en dessous de T_g, différents états apparaissent à chaque nouvelle brisure de symétrie qui sont de plus en plus proches (le recouvrement augmente). Ainsi, pour chaque incrémentation de la valeur de K, la branche de l'arbre se divise en sous-branches, puis les sous-branches se divisent en sous-branches et ainsi de suite. Pour déterminer le recouvrement entre deux états, il faut déterminer leur ancêtre commun, *i.e.* remonter à l'endroit où la branche s'est séparée. Par exemple, entre l'état α et β, la branche s'est divisée au pas $K = 2$ de la brisure de symétrie. Ainsi, le recouvrement entre ces deux états sera q_2. Entre l'état α et γ, la branche s'est divisée au pas $K = 1$ de la brisure et leur recouvrement vaut alors q_1. De plus, on a $q_2 > q_1 > q_0$, car les états crées après la brisure $K = 2$ sont plus proches. Notons que l'ultramétricité implique que les différentes branches

de l'arbre ne peuvent pas se recouper.

La théorie de champ moyen, telle que nous l'avons présentée jusqu'ici, est une théorie statique, i.e. elle donne uniquement des informations sur les propriétés à l'équilibre du système. Notons que celle–ci décrit plutôt bien les propriétés magnétiques [47], mais elle n'est pas adaptée à la description de la dynamique lente et du vieillissement observés dans la phase vitreuse [1]. Au milieu des années 90, un certain nombre d'efforts a été réalisés pour développer des théories de dynamique en utilisant une approche champ moyen. Par exemple, on peut citer le modèle des pièges développé principalement par Bouchaud (*trap model* [51, 52]) et les développements de Cugliandolo et *al* qui ont résolus analytiquement les équations dynamiques du champ moyen dans la limite thermodynamique [53, 54, 32]. Nous ne décrirons pas ici ces modèles ; cependant, il faut retenir que ceux–ci permettent de décrire plutôt bien (du moins qualitativement) les effets de dynamique observés dans les expériences. Enfin, soulignons que la structure hiérarchique qui ressort de l'image champ moyen permet d'interpréter qualitativement de façon élégante les phénomènes de mémoire [37]. Néanmoins, une grande faiblesse de cette théorie est qu'elle est conçue et valide en dimension infinie, mais qu'en est–il pour des dimensions plus faible ($d = 1,2,3$) ? La dimension critique supérieure [2] est par définition la dimension au dessus de laquelle le champ moyen décrit correctement les propriétés du système. Cette dimension vaut 4 pour le ferromagnétique d'Ising et vaut 6 [55] pour les verres de spins. Par conséquent, il peut être difficile de faire le lien entre les expériences et la théorie. La difficulté à relier la théorie aux systèmes physiques de taille finis, motiva un certain nombre de théoriciens à donner une image phénoménologique de la phase verre de spins [3].

1.4.3 Modèle des gouttelettes

Au milieu des année 80 Fisher et Huse [10, 11], stimulés par les travaux de Bray et Moore [9] et de McMillan [7, 8], donnèrent une image phénoménologique de la nature des verres de spins : le *modèle des gouttelettes*. Ils étudièrent un modèle « à la » Edwards et Anderson, i.e. un modèle de spins Ising placés sur les sites d'un réseau cubique de dimension d avec des couplages premiers voisins suivant une distribution symétrique $P\{J\} = P\{-J\}$. Dans cette approche, le point central est de considérer que la compréhension de la phase verre de spins peut être obtenue depuis les excitations basses énergies (i.e. les gouttelettes) crées à partir de l'état fondamental (défini à $T = 0$). Par conséquent, la connaissance de l'état fondamental est absolument nécessaire ! Pour cela, ils postulèrent, afin d'étudier le cas le plus simple, que le système est uniquement composé *d'une seule paire d'états*

1. voir la section1.3.
2. À ne pas confondre avec la dimension critique inférieure d_l (qui sera définie plus loin), qui correspond à la dimension critique sous laquelle le système ne présente plus de transition de phase à température finie.
3. De plus, historiquement, cette image phénoménologique a également été développée pour essayer de décrire les aspects dynamiques du verre de spins (dynamique lente, vieillissement), car avant les années 90, la théorie de champ moyen ne tenait pas compte de ces effets majeurs caractéristiques de la phase vitreuse.

fondamentaux[4] : Γ et $\bar{\Gamma}$, i.e. qu'il existe une seule configuration de spin [5] et son symétrique qui minimisent l'énergie du système. Cette approche est donc très différente de celle du champ moyen, puisque ce postulat implique une brisure d'ergodicité triviale comme dans le cas d'un ferromagnétique [1].

Pour expliquer ce qu'est une gouttelette, nous devons d'abord définir ce qu'est l'état fondamental. L'état fondamental du système à température nulle correspond à la configuration de spins qui a la plus basse énergie. Ainsi, le retournement d'un spin par rapport à cette configuration aura un coût en énergie. Les excitations basses énergies considérées ici, sont des retournements *compacts* de plusieurs spins de taille L, avec typiquement L^d spins, que l'on nomme les *gouttelettes*. Une gouttelette est schématiquement représentée sur la figure 1.22. À l'extérieur de la gouttelette le système est dans l'état fondamental Γ et à l'intérieur (les spins sont retournés) le système est dans l'état $\bar{\Gamma}$. La création d'un tel domaine coute une énergie libre : $F_L \sim L^\theta$, avec L la taille typique de l'excitation et θ un exposant traduisant la stabilité des gouttelettes. Fisher et Huse étudient de quelle manière ces gouttelettes influencent le système (la stabilité), quelle sont leur temps de vie (dynamique), ou bien encore comment elle se comporte sous champ magnétique. Mais avant d'aller plus loin, illustrons ce qu'est une gouttelette dans le cas du système ferromagnétique d'Ising.

Cas du ferromagnétique

Dans le cas d'un système ferromagnétique d'Ising [2] de dimension d, l'état fondamental correspond, soit à l'ensemble des spins pointant tous vers le haut (état Γ), soit tous vers le bas (état symétrique $\bar{\Gamma}$). La figure 1.21 (a) montre l'état Γ pour ce système. Imaginons maintenant que sous l'effet des fluctuations thermiques, il se forme une gouttelette de taille L par rapport à l'état fondamental (voir fig. 1.21 (b)). La gouttelette contient L^d spins [3] et à l'intérieur de celle–ci les spin sont dans l'état $\bar{\Gamma}$. Par conséquent, l'augmentation de l'énergie libre par rapport au fondamental se situe au niveau de la paroi séparant les deux domaines et s'écrit :

$$\Delta F \sim J L^{d-1}, \tag{1.53}$$

avec J le couplage entre plus proches voisins et L^{d-1} la surface du domaine. Dans cette expression, l'exposant $d-1$ traduit la stabilité du domaine. En effet, si $d-1>0$, alors il n'est pas favorable de créer ce genre d'excitations et la phase ordonnée ferromagnétique pourra exister à des températures finies ($T \neq 0$). En revanche, dans le cas contraire, il devient de plus en plus favorable de créer de grands domaines et donc la moindre agitation

4. $\bar{\Gamma}$ est le symétrique de Γ par renversement de tous les spins

5. Rappelons ici que la configuration de spin peut être très compliquée en raison du désordre et de la frustration, mais afin d'étudier le cas le plus simple, Fisher et Huse affirment qu'il existe qu'une et une seule configuration (et son symétrique) qui possède l'énergie la plus basse du système.

1. La fonction de distribution $P(q)$ en champ nul sera donc composée uniquement d'une pair de fonctions delta, symétrique par rapport à $q=0$.

2. Dans cet exemple, les couplages J sont uniquement entre premiers voisins.

3. En effet, la pas du réseau cubique est a, donc un cube de longueur L contient $N=(L/a)^d$ spins.

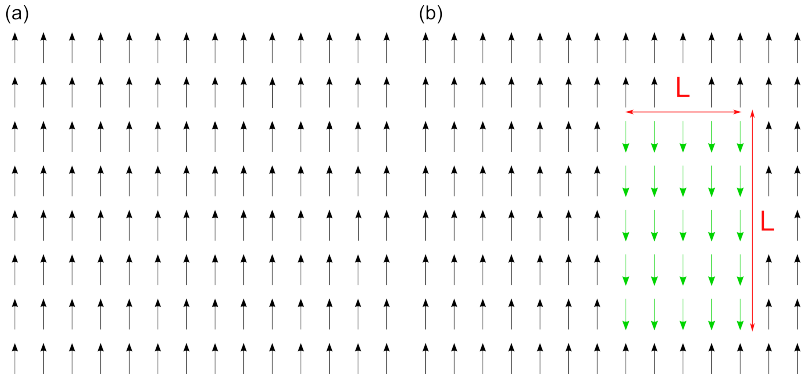


Figure 1.21: *(a) : représentation de l'état fondamental ($T = 0$) d'un système ferromagnétique, les spins pointent tous vers le haut. (b) : représentation d'une excitation de taille L, le coût en énergie est de $\Delta E \sim JL^{d-1}$, voir le texte pour les détails.*

thermique détruira la phase ordonnée. Pour ce système $d = 1$ est la dimension inférieure critique : pour $d > 1$, le système aura une transition de phase à température finie.

Cas des verres de spins : existence de la phase verre de spins

Le raisonnement suivi par Fisher et Huse [10, 11] ressemble beaucoup à celui de l'exemple du ferromagnétisme, cependant le désordre et la frustration compliquent la situation.

Une gouttelette typique de taille L, proposée par Fisher et Huse, est représentée sur la figure 1.22. Comme dans le cas ferromagnétique, la gouttelette contient environ L^d spins, à l'extérieur le système est dans la configuration Γ et à l'intérieur dans la configuration $\bar{\Gamma}$. En raison du désordre, la forme de la gouttelette peut être relativement compliquée, Fisher et Huse argumentent qu'elle est fractale de dimension [1] d_s, tel que $d - 1 \leqslant d_s \leqslant d$. Dans leur modèle, le coût en énergie libre pour créer ce genre d'excitation est aussi relié à la taille L de la manière suivante :

$$\Delta F_L(T) \sim \Upsilon(T) L^{\theta}, \tag{1.54}$$

Où T est la température, $\Upsilon(T)$ est la généralisation de la tension interfaciale (équivalent à J dans le cas ferromagnétique) et θ l'exposant que nous avons déjà introduit. L'exposant θ traduit la stabilité de la phase verre de spins : il détermine s'il existe une phase verre de spins à température finie. En effet, comme dans le cas du ferromagnétique si $\theta > 0$, alors il n'est pas favorable de créer des gouttelettes et la phase basse température pourra survivre à température non nulle. En revanche, si $\theta < 0$ la phase verre de spins existera uniquement à $T = 0$. À cause de cette forme fractale, l'exposant θ est inférieur à $d - 1$ (exposant du ferromagnétisme) et Fisher et Huse argumentent que $\theta \leqslant \frac{d-1}{2}$. Ceci est une conséquence directe de la frustration, la paroi peut en fait ajuster sa forme de manière à minimiser son énergie. Cela signifie que certains tronçons de la paroi ont une énergie négative qui tend

1. Bray et Moore [56] ont déterminé en dimension $d = 2$ que $d_s = 1{,}3$.

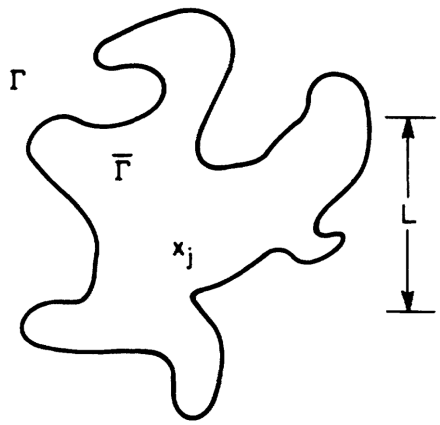


Figure 1.22: *Représentation schématique d'une gouttelette de forme fractale, extrait de [11].*

à faire baisser l'énergie totale de celle–ci. Des calculs numériques [57] ont déterminé que $\theta \simeq -0{,}29$ pour $d = 2$ et $\theta \simeq 0{,}19$ pour $d = 3$. Par conséquent, pour un modèle *d'Ising de courte portée*, il existe une transition de phase à température finie seulement en $d = 3$. Enfin, notons que dans le cas du ferromagnétisme d'Ising, on a $\theta = d_s = d - 1$.

Cas des verres de spins : dynamique

La création et la destruction des gouttelettes déterminent le comportement dynamique de la phase ordonnée. Dans ce modèle, la distribution des énergies libres d'une gouttelette de taille L est large (et est même non nulle à $T = 0$) et ce sont les gouttelettes thermiquement activées qui contribuent au comportement dynamique, i.e. celles dont l'énergie libre $\Delta F_L \leqslant k_B T$. Un nouvel exposant indépendant est introduit pour décrire le temps de vie d'une gouttelette : ψ, tel que $\theta \leqslant \psi \leqslant d - 1$. Ainsi, pour relaxer, une excitation de taille L doit franchir une barrière d'énergie libre $B_L(T)$ qui dépend de la température et de la taille de la gouttelette : $B_l(T) \sim B_0(T)L^{\psi}$, avec $B_0(T)$ la hauteur caractéristique d'une barrière. Par conséquent, d'après cet *ansatz* et l'hypothèse d'Arrhenius, il est possible de définir le temps caractéristique de formation ou de relaxation d'une gouttelette sur une échelle L comme :

$$\tau_L \sim \tau_0 \exp(\frac{B_0(T)L^{\psi}}{k_B T}), \tag{1.55}$$

avec τ_0 un temps d'échelle microscopique qui détermine l'apparition ou la relaxation d'une gouttelette dans la phase paramagnétique. De manière similaire, un phénomène de relaxation au temps t implique des gouttelettes de taille :

$$L \sim \left[\frac{T}{B_0} \ln\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)\right]^{\frac{1}{\psi}}. \tag{1.56}$$

Existence des gouttelettes sous champ

Sous champ magnétique, un argument de Imry–Ma [58] déclare que l'aimantation d'un milieu désordonné possédant N spins suit la loi d'échelle : $M \propto N^{1/2}$. Par conséquent, une gouttelette de taille L^d qui contient environ N spins aura une aimantation $M \propto L^{d/2}$. L'application d'un champ a donc pour conséquence de réduire l'énergie libre d'une gouttelette d'un facteur $L^{d/2}$ (alignement des spins). La condition de stabilité pour qu'il existe une phase verre de spins à une température finie devient alors : $\theta > \frac{d}{2}$. Cette condition n'est jamais réalisée, puisque $\theta \leqslant \frac{d-1}{2} < \frac{d}{2}$. En définitive, il n'existe pas d'état verre de spins sous champ magnétique, quelque soit la dimension d'espace d.

Malgré tout, la théorie des gouttelettes prévoit une ligne de transition de phase sous champ qui n'est qu'un effet dynamique. En effet, proche de la transition, il est possible d'évaluer le temps de relaxation τ_{L_h} d'une gouttelette de taille L_h sous champ. Si le temps d'observation est plus court que le temps τ_{L_h} définie par la taille de la gouttelette, alors, en utilisant les mêmes arguments que ci-dessus, le système apparaîtra partiellement gelé. En d'autres termes, cela signifie que pour un temps d'observation t, il existe un champ caractéristique $h(t)$ en dessous duquel le système apparaît gelé.

Pour conclure, nous pouvons dire que le modèle des gouttelettes donne une vision physique du système « plus accessible » que celle du champ moyen. Il pose la question de la phase verre de spins pour des systèmes de taille finis (l'extension d'une gouttelette est finie) avec des interactions à courte portée. Il renseigne clairement sur la dynamique en termes de domaines d'excitations et donne aussi une image qualitative du phénomène de vieillissement[59, 32]. De plus, il est même possible à partir de cette théorie d'élaborer des explications aux phénomènes de rajeunissement et mémoire décrient précédemment [60, 61].

1.4.4 D'autres aspects des verres de spins

Dans ce chapitre plusieurs aspects ne seront pas discutés et nous allons dans cette sous–section, en quelques lignes, en mentionner quelques uns.

Tous les modèles théoriques présentés jusqu'à maintenant se sont focalisés sur des spins Ising. Mais qu'en est-il des verres de spins réels avec des spins $3d$ dits de Heisenberg ? Les résultats de type champ moyen [62, 63] sur des modèles m–composantes, montrent que qualitativement les résultats sont les mêmes que pour des sipns Ising. Il se produit bien une brisure de symétrie des répliques et sous champ il existe bien une transition selon une ligne qui est appelée Gabay-Toulouse (GT). Cependant, la composante parallèle au champ à un comportement quelque peu différent des composantes transverses.

Le modèle des gouttelettes s'est aussi attaché à décrire des systèmes avec des interactions longues portées et des spins vectoriels [10, 11, 64, 65]. Fisher et Huse montrent que pour des interactions RKKY et des spins d'Ising, la phase verre de spins existe toujours à température finie. De plus, Bray et *al* [65] ont montré que pour des spins vectoriels et des interactions types RKKY qu'en dimension 3, il existe toujours une transition de phase à $T \neq 0$. Néanmoins, pour des systèmes ayant des interactions à courtes portées et des spins m–composantes, la dimension critique inférieure devient $d = 4$ [64].

1.5 Conclusion

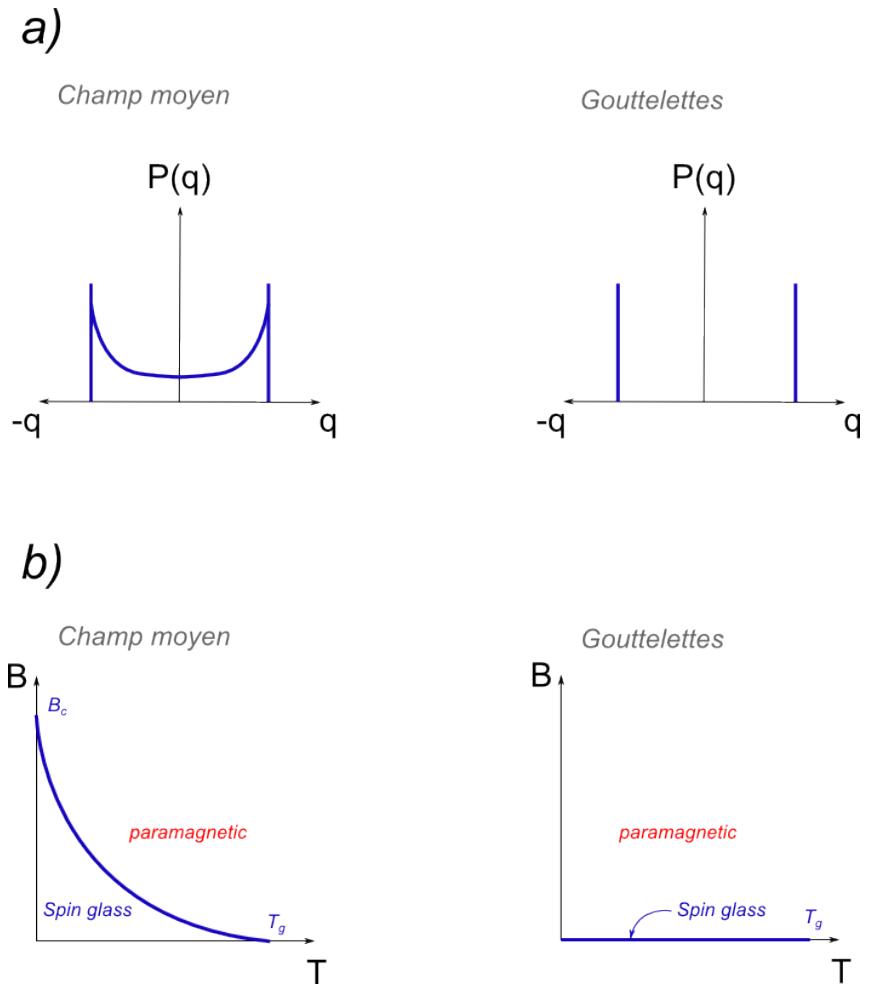


Figure 1.23: *Différence entre l'approche champ moyen et le modèle des gouttelettes. (a) : différences au niveau de la nature phase basse température. Le champ moyen prédit une multitude d'états d'équilibre et $P(q)$ est donc une fonction continue. Le modèle des gouttelettes se base sur l'existence d'un état fondamental unique, $P(q)$ est donc triviale. (b) : le champ moyen prédit une ligne de transition sous champ, alors que le modèle des gouttelettes prévoit une absence de phase sous champ.*

Les verres de spins ont été largement étudiés ces dernières années à la fois expérimentalement et théoriquement. Ils sont des systèmes modèles pour étudier les systèmes désordonnés et frustrés en général, car les mécanismes à l'origine de leur formation sont connus. La description de cet état à conduit à deux visions différentes, qu'il s'agisse de la nature de la phase basse température, ou de l'effet du champ magnétique (la figure 1.23 montre ces principales différences) :

– ***Phase basse température :***

La conséquence du champ moyen pour les verres de spins est l'existence d'une multitude d'états d'équilibre à basse température. Ils ont la particularité d'être organisés de façon hiérarchique sur un arbre ultramétrique. De plus, la distribution des recouvrements entre les états est une fonction pouvant prendre toutes les valeurs entre $\pm q_m$. Une des faiblesses de ce modèle réside dans la dimension supérieur critique égale à 6.
La théorie des gouttelettes quant à elle suggère l'existence d'un unique état fondamental, la distribution du recouvrement est alors trivial et comme dans le cas du ferromagnétisme prend seulement deux valeurs. Le comportement du système est régi par les excitations basses énergies et sont responsables de la dynamique lente. De plus, il est montré qu'en dimension $d = 3$, il existe une transition de phase à température finie.

– ***Effet du champ magnétique :***
Dans l'approche champ moyen, il existe une transition de phase sous champ qui est repérée par la ligne de stabilité AT ; elle sépare l'état paramagnétique de l'état verre de spins.
Dans le modèle des gouttelettes, l'effet du champ est de détruire la phase basse température quelque soit la dimension d'espace : l'état verre de spins existe seulement pour $T = 0$.

La description en termes théoriques de la nature des verres de spins réels est toujours sujet à débat. Un moyen expérimental de déterminer la structure de la phase basse température serait de mesurer la distribution du recouvrement $P(q)$. Une mesure directe du recouvrement q donnerait de bonnes informations. Cependant, la détermination de q implique la connaissance microscopique de la configuration des spins. Une sonde pourrait être le transport cohérent d'électron dans des échantillons de taille mésoscopique. Cet outil d'étude n'a été que très peu utilisé et est l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 2

Contexte général partie II : le transport comme sonde de l'état vitreux.

Dans tout ce travail de thèse, nous avons utilisé le transport comme sonde de la phase vitreuse. Dans l'introduction, nous avions indiqué que les motivations à la base de ce travail étaient basées sur l'utilisation du transport cohérent. En effet, comme celui-ci est sensible à la configuration microscopique du désordre, le projet initial était de déterminer le recouvrement et sa statistique entre différentes configurations de spins. Cela nous a conduit à fabriquer des échantillons verres de spins mésoscopiques. Cependant, les principaux effets que nous avons observés (voir chap. 5) ne résultent pas d'un effet de cohérence électronique, mais de transport classique dans un verre de spins. Notons que le transport en général n'a que très peu été utilisé pour étudier la phase verre de spins. Pourtant, le transport est très sensible à la diffusion des électrons sur les impuretés magnétiques [1]. Le transport étant un domaine très large, nous avons décider dans ce chapitre, de présenter uniquement les aspects utiles pour la suite.

Ainsi, dans un premier temps, nous allons introduire le transport cohérent dans les conducteurs faiblement désordonnés [2]. En effet, bien que les principaux résultats ne fassent pas intervenir le transport cohérent, nos échantillons sont des systèmes mésoscopiques et il est nécessaire de connaître quelques phénomènes de base du transport cohérent pour appréhender certains résultats des chapitres 4 et 5. Dans un deuxième temps, nous introduirons l'effet Kondo qui met en évidence la contribution magnétique au transport à basse température. Enfin, nous montrerons des expériences de transport réalisées sur les verres de spins, notamment les expériences pionnières de transport cohérent.

1. Par exemple, on peut citer l'effet Kondo qui change le comportement de la résistivité à basse température, alors que les impuretés magnétiques dans le métal sont très diluées.

2. Dans tout ce chapitre, nous allons parler de désordre ; dans un conducteur faiblement désordonné, le désordre correspond à l'ensemble des impuretés statiques qui diffusent les électrons du conducteur. Ainsi, ici, une configuration microscopique de désordre représente une configuration spatiale particulière de ces impuretés dans le conducteur. À ne pas confondre avec la notion de désordre gelé qui apparaît dans les verres de spins (cf. p. 23)

2.1 Les systèmes mésoscopiques : première définition

Les systèmes mésoscopique [66, 67, 68] se place à l'intermédiaire entre le monde microscopique et le monde macroscopique. Les propriétés du monde microscopique (atomes, molécules, ...) sont régies par la mécanique quantique, alors que celles du monde macroscopique obéissent aux lois de la mécanique classique. Par définition, un système mésoscopique est un système possédant les deux aspects. Nous allons nous intéresser ici au transport dans des conducteurs mésoscopiques faiblement désordonnés, typiquement un métal. Ces systèmes possèdent un grand nombre d'électrons, il est donc toujours possible de les décrire de manière statistique et de définir une énergie de Fermi [69] (aspect classique). Néanmoins, ils sont quantiquement cohérents, i.e. un électron traversant le conducteur garde la mémoire de sa phase. Ainsi, la nature ondulatoire des électrons doit être prise en compte pour décrire le transport.

Les caractères quantiques du conducteur ne sont valables que sur des échelles où la cohérence de phase des électrons est préservée. La longueur de cohérence de phase L_Φ est donc l'échelle caractéristique en physique mésoscopique [1]. La cohérence implique que les électrons se comportent comme des ondes et une approche pour décrire le transport est de considérer le conducteur mésoscopique comme un guide d'onde, pour ondes électroniques [70].

Dans un conducteur désordonné, du *désordre statique* (par exemple : joints de grain, dislocations,...) est présent. Dans ce cas, les ondes seront diffusées et le détail des interférences est intimement dépendant de la réalisation du désordre. Le transport cohérent est donc très sensible aux détails microscopiques de l'échantillon, la conductance représente l'*empreinte* du désordre de l'échantillon. Par conséquent, c'est une sonde microscopique pour étudier le désordre. Cependant, pour aller plus loin et définir ce qu'est un conducteur mésoscopique faiblement désordonné, il est nécessaire de définir les longueurs caractéristiques du transport.

2.2 Longueurs et régimes caractéristiques du transport

2.2.1 La longueur d'onde de Fermi

Dans un métal à l'équilibre, les électrons de conduction sont bien décrits par une approche semi–classique [69]. Les électrons peuvent être vu comme un gaz d'électrons libres et indépendants, l'interaction avec le réseau renormalise la masse à m^* [2] et leur aspect fermionique est pris en compte via la distribution de Fermi-Dirac. Ainsi, pour un métal à l'équilibre et à température nulle, les électrons occupent tous les états d'énergie jusqu'à l'énergie de Fermi E_F, définie comme : $E_F = \hbar^2 k_F^2/2m^*$, avec $\hbar$ la constante de Planck

1. En effet, on pourra qualifier de mésoscopique tout conducteur de taille $\sim L_\Phi$ et au contraire, pour tout système de taille $\gg L_\Phi$, le conducteur retrouvera un caractère classique. Par exemple, dans un métal à température ambiante L_Φ vaut quelques angströms.

2. Pour un métal, la masse effective de l'électron est $m^* \sim 1.1 m_e$ avec m_e la masse de l'électron, $m_e = 9{,}109 \cdot 10^{-31}$ kg.

réduite, $\overrightarrow{k_F}$ le vecteur d'onde de Fermi et m^* la masse effective des électrons. À température nulle, les quasiparticules responsables du transport sont celles comprises dans un interval d'énergie eV autour du niveau de Fermi, où e la charge de l'électron et V la tension aux bornes de l'échantillon. Pour un métal, comme $E_F \sim 1 \cdot 10^4\,\mathrm{K}$, la condition $eV \ll E_F$ est toujours vérifiée. De la sorte, seule les quasiparticules voisines de E_F participent au transport, la longueur d'onde associée pertinente est donc la longueur d'onde de Fermi λ_F, définie comme :

$$\lambda_F = 2\pi/k_F. \tag{2.1}$$

Elle représente l'extension spatiale d'une quasiparticule, et vaut pour un métal quelques angströms.

Comme nous allons le voir, les dimensions caractéristiques d'un conducteur mésoscopique métallique sont de l'ordre du micron et il y a donc suffisamment d'électrons pour que la description ci–dessus tienne toujours. Par conséquent, la densité électronique est définie de la façon usuelle :

$$n_e = sA_d(\frac{1}{\lambda_F})^d, \tag{2.2}$$

avec s la dégénérescence de spin et A_d la sphère unité en dimension d.

2.2.2 Les libres parcours moyens

Dans tout conducteur réel, les électrons peuvent diffuser. La distance moyenne entre deux diffusions s'appelle le libre parcours moyen. Il existe deux types de libre parcours moyen : le libre parcours moyen élastique l_e et le libre parcours moyen inélastique l_{in}. Le premier décrit la distance moyenne entre deux collisions élastiques et le deuxième la distance moyenne entre deux collisions inélastiques.

Le libre parcours moyen élastique

Généralement, les collisions élastiques sont dues aux diffuseurs statiques [1]. Ce sont des des défauts du réseau cristallin, par exemple, des joints de grains, des dislocations, des impuretés, ou bien encore les bords de l'échantillon. L'ensemble de ces diffuseurs forment un désordre statique qui est *unique* pour chaque échantillon. Ce désordre statique peut être vu comme un potentiel statique non périodique qui s'ajoute au potentiel périodique du réseau. Dans la limite de *faible désordre* (que l'on définira après), ce terme ne change pas fondamentalement les propriétés électroniques du système, mais il est responsable de la conductivité finie des métaux à température nulle.

Comme la diffusion est *élastique*, l'électron conserve son énergie et seule la direction de propagation change [2]. La diffusion est reproductible et déterministe : deux électrons dans

1. Sauf l'effet Kondo. En effet, les processus de spin-flip à l'origine de l'effet Kondo sont des diffusions élastiques, mais comme le spin de l'impureté change après chaque diffusion, ce diffuseur est dynamique.

2. $|\overrightarrow{k}_{\text{incident}}| = |\overrightarrow{k}_{\text{diffusé}}|$.

le même état diffuseront de la même manière à deux instants différents. Ainsi, le désordre statique ne limite pas la cohérence, puisqu'il ne change pas l'état quantique de l'électron.

Si le désordre statique est faible, i.e. $\lambda_F \ll l_e$, l'électron se propage de manière libre et balistique entre deux collisions. Dans ce cas, l_e peut être relié à un temps de collision élastique τ_e (ou temps de Drude) via la vitesse de Fermi v_F par :

$$l_e = v_F \tau_e. \tag{2.3}$$

Pour un échantillon de taille $L \gg l_e$, le mouvement d'un électron dans le conducteur est diffusif. À la manière du mouvement Brownien, il est possible de définir un coefficient de diffusion D, qui représente la surface de l'échantillon explorée par l'électron par unité de temps :

$$D = \frac{1}{d} v_F l_e. \tag{2.4}$$

Avec d la dimension d'espace. Par conséquent, à tous phénomènes électroniques impliquant des temps typiques $\tau_i > \tau_e$, nous pouvons leur associer une longueur de diffusion L_i, définie comme [71] :

$$L_i = \sqrt{D\tau_i}. \tag{2.5}$$

Par exemple, pour un échantillon mésoscopique métallique propre, le libre parcours moyen typique est de 30 nm et le coefficient de diffusion vaut $\sim 100\,\mathrm{cm^2 s^{-1}}$ [72].

Le libre parcours moyen inélastique

Généralement, les collisions inélastiques sont dues aux diffuseurs dynamiques. À l'inverse des diffuseurs statiques, les électrons échangent de l'énergie lors de ces diffusions. Il existe principalement quatre types de diffusion inélastique : l'interaction électron–électron, l'interaction électron–phonon, l'interaction électron–photon et l'interaction électron–impureté magnétique. Elles sont respectivement associées aux quatre longueurs l_{e-e}, l_{e-ph}, $l_{e-\nu}$, l_{e-m} qui définissent la distance moyenne sur laquelle un électron interagit.

Suivant la température certains processus dominent : à température ambiante, c'est l'interaction électron–phonon qui domine, alors qu'à basse température ($< 1\,\mathrm{K}$), pour un métal propre c'est l'interaction électron–électron. Le libre parcours moyen inélastique l_{in} est défini par le processus de diffusion inélastique dominant. En d'autres termes, cela signifie que [68] :

$$l_{in} \equiv \min(l_{e-e},\, l_{e-ph},\, l_{e-\nu},\, l_{e-m}). \tag{2.6}$$

Pour un métal, en général $l_{in} > l_e$, ainsi il est possible d'associer au libre parcours moyen inélastique un temps τ_{in}, tel que : $l_{in} = \sqrt{D\tau_{in}}$. En terme de quasiparticule τ_{in}^{-1} représente le taux de relaxation de la quasiparticule par l'interaction dominante.

Comme ce type de diffusion implique un échangr d'énergie, l'état quantique d'un diffuseur dynamique fluctue d'une diffusion à une autre. Par conséquent, deux électrons incidents sur le diffuseur dans le même état, à deux instants différents, ne diffuseront pas de la même façon.

La diffusion inélastique apparaît clairement non reproductible et non déterministe, c'est la principale source de décohérence qui détruit les phénomènes d'interférences électroniques.

2.2.3 La longueur de cohérence de phase

La longueur de cohérence de phase L_Φ est la longueur typique sur laquelle les électrons gardent la mémoire de leur phase. Elle apparaît donc comme la longueur fondamental en physique mésoscopique. En un mot, c'est l'échelle où la nature ondulatoire des électrons se manifeste. La principale source de décohérence, limitant L_Φ, est due aux collisions inélastiques [1], car elles sont aléatoires. Par conséquent, L_Φ est limitée par la longueur inélastique l_{in}. Notons que les processus inélastiques sont réduits lorsque la température décroît : ainsi dans de bons métaux et à très basse température ($T \sim 50\,\mathrm{mK}$), L_Φ peut atteindre jusqu'à $20\,\mu\mathrm{m}$ [72]. Il en résulte que toutes les études expérimentales des phénomènes de cohérence quantique, requièrent des techniques de nano–fabrication et de cryogénie (réfrigérateur à dilution, $T < 1\,\mathrm{K}$).

À L_Φ, on peut associer un temps de cohérence de phase électronique τ_Φ et pour $L_\Phi > l_e$, on a :

$$L_\Phi = \sqrt{D\tau_\Phi}. \tag{2.7}$$

Le temps de cohérence de phase est relié au taux de relaxation des quasiparticules au niveau de Fermi. La détermination expérimentale de τ_Φ est très utile, car elle permet une confrontation directe avec les prédictions théoriques sur le temps de vie des quasiparticules.

2.2.4 La taille de l'échantillon et la longueur thermique

En physique mésoscopique, les conditions aux limites sont importantes. En effet, imaginons un échantillon de taille $L < L_\Phi$ couplé à deux réservoirs. Le rôle d'un réservoir est d'injecter et d'absorber des charges, et son potentiel chimique et sa température sont fixes. De plus, aucune relation de phase n'existe entre les charges entrantes et sortantes. Pour traverser le conducteur mésoscopique, l'électron est injecté depuis le premier réservoir dans le conducteur, puis absorbé par le second réservoir. Lors de la traversée, l'électron garde la mémoire de sa phase, mais dès lors qu'il est absorbé par le second, il la perd. Le temps caractéristique de traversée de l'échantillon s'appelle le temps de Thouless τ_D [73] et lorsque $L \gg l_e$:

$$\tau_D = \frac{L^2}{D}. \tag{2.8}$$

À ce temps caractéristique est associé l'énergie de Thouless, définie comme :

$$E_c = \frac{\hbar}{\tau_D} = \frac{\hbar D}{L^2}. \tag{2.9}$$

1. Précisons ici que la perte de cohérence peut être due aussi à des collisions élastiques. Imaginons deux électrons dans le même état à deux instants différents qui diffusent élastiquement sur sur le même diffuseur, si ce diffuseur change d'état entre les deux instants alors la diffusion ne sera plus reproductible et la cohérence sera donc perdue. C'est le cas de l'impureté Kondo.

E_c apparaît comme une énergie de corrélation. En effet, lors de la traversée de l'échantillon, un électron d'énergie ε acquiert une phase $\varepsilon\tau_D/\hbar$. Par conséquent, pour deux électrons d'énergies différentes, on peut voir les interférences pour $\Delta\varepsilon \leqslant E_c$.

À température finie, le transport est dû aux électrons dans une bande d'énergie k_BT autour du niveau de Fermi. Ainsi, lorsque $k_BT \ll E_c$ toutes les figures d'interférences des électrons de conduction s'ajoutent constructivement. Cependant, lorsque $k_BT \gg E_c$, les figures d'interférences peuvent être décorrélées et donc brouillent les phénomènes d'interférences : la cohérence n'est pas fondamentalement détruite, mais n'est plus observable. Le rapport de l'énergie de Thouless avec la température permet de définir la longueur caractéristique L_T appelée longueur de diffusion thermique :

$$L_T = L\sqrt{\frac{E_c}{k_BT}} = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_BT}}, \tag{2.10}$$

qui est associée à cet effet. Ainsi, pour $L < L_T$, la température ne brouille pas les interférences et pour $L > L_T$, la température réduit la visibilité des interférences. Toutes ces longueurs sont à prendre en compte pour décrire les effets de cohérence quantique dans un conducteur mésoscopique.

2.2.5 Les dimensions du système

Cette thèse est consacrée à l'étude d'échantillon dont l'épaisseur t est plus petite que la largeur w qui est elle même plus petite que la longueur L (parallélépipède, tel que $t < w \gg L$). Deux types de dimensionnalités peuvent être définies. Si l'on s'intéresse aux propriétés électroniques comme la densité d'état, il faut comparer λ_F aux dimensions de l'échantillon :

$$\begin{array}{lcl} \lambda_F \ll t < w < L & \Leftrightarrow & \text{3D} \\ t \leqslant \lambda_F \ll w < L & \Leftrightarrow & \text{2D} \\ t < w \leqslant \lambda_F \ll L & \Leftrightarrow & \text{1D} \\ t < w < L \leqslant \lambda_F & \Leftrightarrow & \text{0D} \end{array}$$

En revanche, si l'on s'intéresse aux propriétés cohérentes du transport, il faut comparer L_Φ aux dimensions de l'échantillon :

$$\begin{array}{lcl} L_\Phi \ll t < w < L & \Leftrightarrow & \text{3D} \\ t \leqslant L_\Phi \ll w < L & \Leftrightarrow & \text{quasi–2D} \\ t < w \leqslant L_\Phi \ll L & \Leftrightarrow & \text{quasi–1D} \end{array}$$

En terme de dimension, nous avons étudié des échantillons qui sont des fils quasi–1D ($t < w \leqslant L_\Phi \ll L$), avec des propriétés électroniques trois dimensions ($\lambda_F \ll t < w < L$).

2.2.6 Intensité du désordre

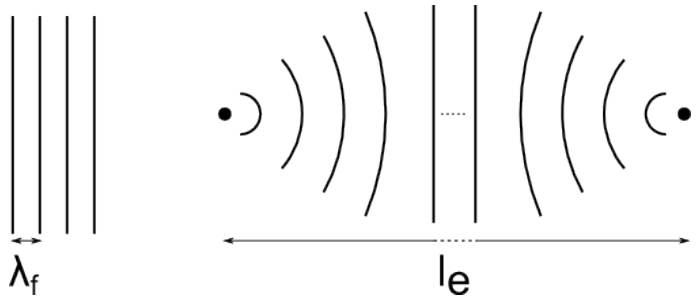


Figure 2.1: Représentation schématique du faible désordre $\lambda_F \ll l_e$. La fonction d'onde se reconstruit en onde plane entre les collisions, les collisions sont donc indépendantes.

Le libre parcours moyen élastique l_e est une indication de l'intensité du désordre. Plus précisément, pour connaître l'intensité du désordre, l_e doit être comparé à λ_F. Le désordre sera qualifié de faible si $\lambda_F \ll l_e$, soit :

$$k_F l_e \gg 1. \tag{2.11}$$

C'est l'exemple de la figure 2.1 : l'extension spatiale de l'électron est très faible par rapport à la distance entre deux collisions. Par conséquent, les collisions sont indépendantes, car la fonction d'onde a le temps de se reconstruire en onde plane entre chaque collision.

En revanche, si $\lambda_F \sim l_e$, le désordre sera qualifié de fort. Les différentes collisions ne sont plus indépendantes et peuvent conduire à la localisation des fonctions d'ondes électroniques. Le conducteur peut alors devenir isolant : c'est la localisation forte d'Anderson [74].

2.2.7 Les différents régimes de transport

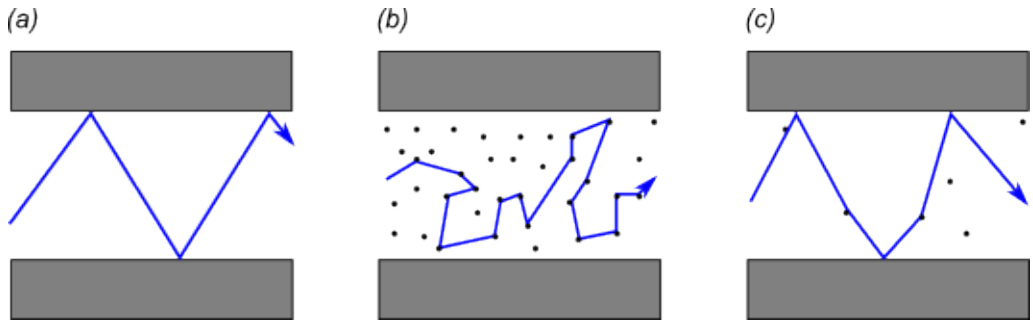


Figure 2.2: *(a) : régime balistique. (b) : régime diffusif. (c) : régime semi–balistique.*

Régime balistique

Comme l'illustre la figure 2.2 (a), le régime balistique correspond au cas où l_e est plus grand que toutes les dimensions du système. Le désordre est alors inexistant et l'électron subit des collisions spéculaires seulement sur les parois de l'échantillon. Dans ce cas, le transport dépend fortement de la géométrie de l'échantillon.

Régime diffusif

Le régime diffusif correspond au cas où l_e est plus petit que toutes les dimensions de l'échantillon (voir fig. 2.2 (b)). Quelque soit sa direction, l'électron subit un très grand nombre de collisions statiques et la géométrie n'intervient plus pour décrire le transport. C'est typiquement le régime des systèmes métalliques, *donc de nos échantillons*. Dans le cas du transport diffusif, deux sous–régimes peuvent être distingués :

- Le régime de diffusion libre : c'est le cas quasi-1D où : $t < w \leqslant L_\Phi \ll L$. L'électron perd sa cohérence avant de sortie de l'échantillon, les conditions aux limites n'ont donc pas d'effet.
- Le régime ergodique ou mésoscopique : c'est le cas où : $t < w \leqslant L \ll L_\Phi$. Ainsi, l'électron cohérent visitera tout le volume de l'échantillon. Les conditions aux limites sont ici importantes.

Régime quasi-balistique

On peut mentionner l'existence du régime quasi–balistique (fig. 2.2 (c)) qui se trouve entre le régime balistique et diffusif. Dans ce cas, l_e est plus grand que w et t, mais plus petit que L. Il s'en suit que le mouvement de l'électron est balistique suivant les dimensions transverses et diffusif dans la direction longitudinale.

2.2.8 Conclusion

Pour tout ce travail de thèse, nous avons étudié des conducteurs faiblement désordonnés : ce sont des fils quasi–1D diffusifs. Dans les paragraphes suivants, nous allons décrire les propriétés de transport classiques et cohérentes caractéristiques de ces conducteurs.

2.3 Transport incohérent dans un milieu faiblement désordonné : la conductivité de Drude

Pour les conducteurs classiques, où la phase des électrons n'intervient pas, le transport est bien décrit par le modèle de Drude. Dans cette approche classique, les électrons de conduction sont des particules ponctuelles, indéformables, de masse m^*, et de charge électrique $-e$. Les électrons sont libres et indépendants et subissent des collisions élastiques uniquement sur les défauts cristallins. Lorsque un champ électrique $\overrightarrow{E}$ est appliqué, les électrons de conduction acquièrent une vitesse de dérive $\overrightarrow{v_{\text{dérive}}} = -e\overrightarrow{E}\tau_e/m^*$, où τ_e est le temps moyen entre deux collisions : $\tau_e = l_e/v_F$ (τ_e a été défini dans l'éq. (2.3)). Au final la conductivité de Drude [1] s'écrit :

$$\sigma_D = j/\mathbf{E} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m^*}, \tag{2.12}$$

1. La façon rigoureuse d'obtenir consiste à utiliser l'équation de transport de Boltzmann [69] dans l'approximation du temps de relaxation. Cette équation permet de décrire les processus classiques de transport, elle permet aussi d'obtenir la relation 2.13.

avec n_e la densité électronique définie par l'équation 2.2. Ce modèle suppose que le régime soit diffusif. La conductivité est donc reliée au désordre de l'échantillon. Une autre façon de réécrire σ_D permettant de faire ressortir l'intensité du désordre est donnée par la relation d'Einstein :

$$\sigma_D = e^2 D \rho(E_F), \tag{2.13}$$

avec $\rho(E_F)$ la densité d'état au niveau de Fermi et D le coefficient de diffusion.

La conductivité σ_D est une grandeur locale, car elle est définie sur l'échelle du libre parcours moyen. Pour obtenir des grandeurs mesurables, comme la conductance de Drude G_D, on utilise l'extensivité de σ_D. D'après la loi d'Ohm, G_D s'écrit :

$$G_D = \sigma_D L^{d-2}, \tag{2.14}$$

pour un conducteur en dimension d de volume L^d. Dans notre cas $d = 3$, le volume est alors $L \times t \times w$ et la section (L^{d-2}) est $w \times t/L$.

2.4 Transport cohérent dans un milieu faiblement désordonné

Approche de Landauer-Büttiker : la conductance est une transmission

Comme nous allons le voir, le modèle de Drude décrit bien les propriétés moyennes du transport pour des échantillons mésoscopiques diffusifs. Cependant, pour décrire le transport cohérent et considérer les phénomènes d'interférences, une approche différente est nécessaire. Lorsque la taille de l'échantillon est comparable où inférieure à L_Φ, les grandeurs macroscopiques comme la conductance ne peuvent plus être obtenues à partir de l'extensivité des grandeurs locales. En effet, celles–ci ne peuvent plus être définies : la conductivité n'est donc plus la grandeur pertinente pour décrire le transport et celui–ci doit être décrit globalement. La première personne a avoir calculer la conductance d'un système cohérent est Landauer [70, 75], son idée étant de décrire la conductance comme un coefficient de transmission.

Landauer considère le conducteur comme un guide d'ondes pour fonctions d'ondes électroniques. Les différents modes de propagation sont appelés *canaux de conduction*. Un canal de conduction peut être vu comme un conducteur uni–dimensionnel, dont la section est $\sim \lambda_F^2$. Ainsi, pour un système de section $S = w \times t$, le nombre de canaux M est : $M = \mathrm{Int}(\frac{S}{\pi\lambda_F^2})$, où $\mathrm{Int}(x)$ est la partie entière de x. Dans un métal où λ_F vaut quelques angströms, le nombre de canaux est très grand, l'ordre de grandeur, pour nos échantillons, est $M \sim 10^3$ ($S = 50\,\mathrm{nm} \times 50\,\mathrm{nm}$ et $\lambda_F \sim 5\,\text{Å}$).

Dans son approche, Landauer [70, 75] s'intéresse à la transmission d'un seul canal de conductance à travers un conducteur quantique uni–dimensionnel. Le conducteur quantique a la probabilité T de transmettre le canal et la probabilité R de le réfléchir. Le système et les présupposés de Landauer sont résumés par la figure 2.3. Il calcule le courant lorsqu'une faible différence de potentiel [1] $eV = (\mu_1 - \mu_2)$ est appliquée entre les deux réservoirs. Les

1. On suppose que le coefficient de transmission T ne dépend pas de l'énergie.

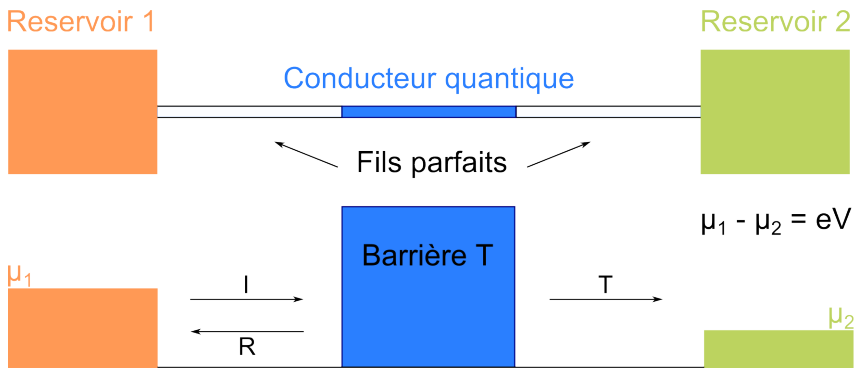


Figure 2.3: *Schéma du modèle de Landauer pour calculer la conductance d'un conducteur quantique mono-canal. Afin de calculer la conductance Landauer respecte plusieurs hypothèses :*
– Le conducteur quantique est uni-dimensionnel, il a la probabilité T de transmettre le canal et la probabilité R de le réfléchir.
– Le conducteur quantique est relié de part et d'autre par des fils d'amené parfaits.
– Les fils sont connectés à des réservoirs, ils sont supposés à l'équilibre thermodynamique et potentiels chimiques μ_1 et μ_2. La résistance des réservoirs est faible devant celle du conducteur. Le rôle des réservoirs est d'injecter des charges à un potentiel chimique donné et à une température donnée. Les réservoirs absorbent les chargent parfaitement, l'absorption n'affecte pas les potentiels chimiques et aucune relation de phase existe entre les chargent qui entrent et qui sortent.
La conductance à température nulle s'exprime comme la transmission de l'onde électronique, la différence de potentiel est $eV = \mu_1 - \mu_2$.

électrons participants au courant sont ceux qui appartiennent à la tranche d'énergie eV et à température nulle, le courant peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} I &= (\mu_1 - \mu_2)\rho(E_F)ev_F T \\ &= 2\frac{e^2}{h}TV, \end{aligned} \tag{2.15}$$

avec e la charge de l'électron, v_F la vitesse de Fermi et $\rho(E_F)$ la densité d'état électronique à 1D au niveau de Fermi [1]. Ainsi, la formule de Landauer pour la conductance d'un mono–canal est :

$$G = 2\frac{e^2}{h}T, \tag{2.16}$$

le facteur 2 est dû à la dégénérescence du spin et e^2/h est le quantum de conductance ($h/e^2 \sim 25{,}8\,\mathrm{k}\Omega$ est le quantum de résistance). Si le conducteur est transparent [2] ($T = 1$), la conductance d'un mono–canal est de e^2/h. Pour un conducteur multi–canaux indépendants,

1. À 1D, la densité d'état au niveau de Fermi s'écrit : $(\partial n_e/\partial E)_{E_F} = (\pi\hbar v_F)^{-1}$.
2. Il est important de noter que la formule de Landauer présentée ici est une mesure deux points de la conductance. C'est–à–dire, qu'elle mesure la conductance du système quantique plus celle des réservoirs. En effet, si le conducteur est complètement transparent, alors sa conductance doit être infinie.

cette expression peut être généralisée simplement à :

$$G = 2\frac{e^2}{h}MT, \tag{2.17}$$

avec M, le nombre de canaux total défini précédemment.

Dans une formulation plus générale [1], les fils d'amenée incluent les M canaux de conduction de manière indépendante (voir fig. 2.4). La probabilité que le canal i provenant de la droite soit transmis au canal j de la gauche est : $T_{ij} = |t_{ij}|^2$, avec t_{ij} l'amplitude de probabilité associée. Par ailleurs, la probabilité que le canal i soit réfléchi dans le canal j est : $R_{ij} = |r_{ij}|^2$. Au final, le conducteur peut être décrit par une matrice de diffusion S, qui relie les amplitudes entrantes et sortantes. Comme un canal supporte les deux direction de spins, la taille de la matrice est $2M \times 2M$:

$$S = \begin{bmatrix} \text{r} & \text{t'} \\ \text{t} & \text{r'} \end{bmatrix}. \tag{2.18}$$

Dans ce cas, la conductance s'écrit [76] :

$$G = 2\frac{e^2}{h}\sum_{ij}|t_{ij}|^2 = 2\frac{e^2}{h}\,\mathrm{Tr}\,tt^\dagger. \tag{2.19}$$

Approche semi-classique

Pour un conducteur faiblement désordonné, l'amplitude de probabilité t_{ij} d'un canal i d'être transmis au canal j dépend intimement du désordre (voir fig. 2.4). Par conséquent, la conductance G est dépendante de la configuration du désordre et G fluctue d'un échantillon à un autre. En ce sens, la mesure de G constitue une *empreinte digitale* de l'échantillon. Ainsi, les caractéristiques du transport cohérent dans ce type de système doit se faire à

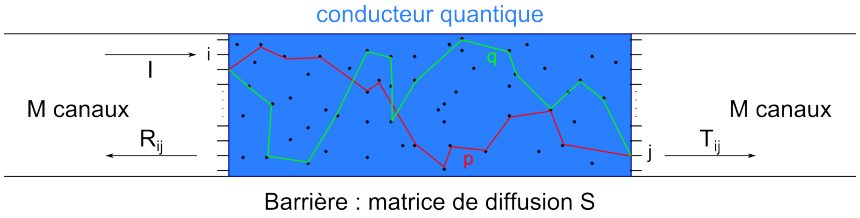


Figure 2.4: *Schéma d'un conducteur quantique multi–cannaux quantique avec désordre. Le $i^{ème}$ canal a la probabilité $T_{ij} = |t_{ij}|^2$ d'être transmit au $j^{ème}$ canal. $R_{ij} = |r_{ij}|^2$ est la probabilité du canal i d'être réfléchi dans le canal j. Les amplitudes de probabilité dépendent des chemins de diffusion (p et q par exemple) donc du désordre.*

1. C'est l'approche de Landauer–Büttiker [76].

travers la distribution statistique [1] G qui devient la grandeur physique pertinente : il s'agit de déterminer sa valeur moyenne $\overline{G}$ et ses fluctuations $\overline{\delta G}$ (tel que $\overline{\delta G^2} = \overline{G^2} - \overline{G}^2$).

Les conducteurs cohérents faiblement désordonnés ($k_F l_e \gg 1$) se prêtent bien à une description semi–classique, en terme de « chemins de Feymnan » [77, 78]. Dans ce cas, il est possible de relier la conductance moyenne à la probabilité de diffusion (noté P) que l'électron a de traverser l'échantillon [66]. Pour aller d'un point $\mathbf{r}$ à un point $\mathbf{r}'$ en un temps t, l'électron passe par *tous* les chemins de diffusion possibles et ils contribuent tous à la probabilité $P(\mathbf{r},\mathbf{r}',t)$. Cette probabilité s'écrit :

$$P(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) = \left| \sum_{chemins} A_p \right|^2 , \tag{2.20}$$

où chaque chemin p est caractérisé par son amplitude complexe A_p, tel que $A_p = |A_p| \exp i\mathcal{L}_p$. $\mathcal{L}_p$ est l'intégrale d'action le long du chemin p, définie comme :

$$\mathcal{L}_p = \int_p (\mathbf{k}(\mathbf{r}) - \frac{e}{\hbar}\mathbf{A}(\mathbf{r}))\mathrm{d}\mathbf{r} - \int_p E\mathrm{d}t, \tag{2.21}$$

où $\mathbf{k}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ sont respectivement le vecteur d'onde et le potentiel vecteur le long du chemin p à l'énergie E.

La probabilité $P(\mathbf{r},\mathbf{r}',t)$ peut alors s'écrire comme la somme de deux contributions, une classique $P_c(\mathbf{r},\mathbf{r}',t)$ et une quantique $P_q(\mathbf{r},\mathbf{r}',t)$:

$$\begin{aligned} P(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) &= \left| \sum_p A_p(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) \right|^2 = \sum_p \left| A_p(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) \right|^2 + \sum_{p\neq p'} A_p(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) A^*_{p'}(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) \\ &= \sum_p |A_p|^2 + \sum_{p\neq p'} |A_p||A_{p'}| e^{i(\mathcal{L}_p - \mathcal{L}_{p'})} \\ &= \sum_p |A_p|^2 + \sum_{p\neq p'} |A_p||A_{p'}| e^{i\delta\Phi_{p-p'}} = P_c(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) + P_q(\mathbf{r},\mathbf{r}',t). \end{aligned} \tag{2.22}$$

Le premier terme est classique, c'est la somme incohérente de toutes les probabilités d'aller du point $\mathbf{r}$ au point $\mathbf{r}'$ en un temps t. Il correspond à la conductance de Drude (définie dans la sous–section 2.3). C'est le deuxième terme qui traduit l'effet de cohérence et donne la contribution des interférences quantiques au transport. On peut montrer qu'une fois le calcul achevé, la contribution de ces termes d'interférences à la conduction est « faible » [2], de l'ordre de e^2/h. Ainsi, pour les conducteurs métalliques mésoscopiques, la cohérence

1. On cherche à calculer la distribution statistique de G par rapport au désordre. $\overline{G}$ représente la moyenne sur le désordre statique, donc sur la disposition des impuretés.

2. C'est l'amplitude d'un canal de conductance : pour un conducteur mésocopique diffusif composé d'un grand nombre de canaux, l'effet de la cohérence est très faible.

n'engendre qu'une correction [1] par rapport à la conductance de Drude.

Avant d'aller plus loin, il est instructif d'exprimer la différence de phase $\delta\phi$ entre deux chemins p et q différents (fig. 2.4). En considérant que l'énergie E est la même pour les deux, $\delta\phi$ s'écrit :

$$\begin{aligned}\delta\phi = \mathcal{L}_p - \mathcal{L}_q &= \int_p \mathbf{k}(\mathbf{r})\mathrm{d}\mathbf{r} - \int_q \mathbf{k}(\mathbf{r})\mathrm{d}\mathbf{r} + \frac{e}{\hbar}\int_q \mathbf{A}(\mathbf{r})\mathrm{d}\mathbf{r} - \frac{e}{\hbar}\int_p \mathbf{A}(\mathbf{r})\mathrm{d}\mathbf{r} \\ &\approx k_F(l_p - l_{p'}) + 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} = \delta\phi_{\text{désordre}} + \delta\phi_{\text{flux}}\end{aligned} \tag{2.23}$$

où k_F est le vecteur d'onde de Fermi, l_p et l_q les longueurs des chemins p et q, Φ est le flux magnétique défini par la surface (S_{pq}) délimitée par les deux trajectoires p et q et Φ_0 est le quantum de flux égal à h/e. En l'absence de champ magnétique, la différence de phase entre p et q est simplement donnée par $\delta\phi_{\text{désordre}}$ qui représente la différence de longueur entre les deux chemins de diffusion [2]. Comme les chemins de diffusion dépendent implicitement du désordre et comme celui–ci est unique pour chaque échantillon, on voit que la conductance fluctuera d'un échantillon à un autre.

Lorsque un champ magnétique est appliqué, un deuxième terme $\delta\phi_{\text{flux}}$ apparaît. Le terme d'interférence peut donc être modulé périodiquement par un champ magnétique, la période étant égale au quantum de flux Φ_0, la période en champ magnétique est définie par $B_{\Phi_0} = \Phi_0/S_{pq}$, c'est ce terme qui donne les fluctuations universelles de conductance en fonction du champ magnétique (voir la partie 2.4.2). Si par ailleurs, l'échantillon a une géométrie d'anneau avec « des brins fins », il sera possible d'observer des oscillations périodiques de la conductance : ces oscillations sont dites « oscillations d'Aharonov–Bohm ». Le lecteur est renvoyé à ces références [79, 80, 81, 82] pour plus de détails.

2.4.1 Les signatures de la cohérence de phase

L'objectif de cette sous–section est de présenter les effets de cohérence de phase, qui apparaissent dans le transport et qui nous seront utiles dans les chapitres suivants. Nous présenterons sans renter dans les détails, la localisation faible, les fluctuations de conductance, l'hypothèse d'ergodicité qui permet de relier les expériences à la théorie et les relations de Onsager qui permettent de séparer les parties symétrique et anti–symétrique de la conductance.

La localisation faible

Intéressons nous à la conductance d'un fil quasi–1D dans le régime de diffusion libre, i.e. $L \gg L_\Phi > w > t$. Dans ce cas, la mesure de la conductance est directement moyennée sur

1. L'amplitude étant de un canal, les effets de cohérence sont donc de $\frac{e^2/h}{M} \sim 1 \cdot 10^{-3}$ de la conductance de Drude.

2. Notons qu'un chemin de diffusion est défini par sa séquence de collision, $l_p \equiv (\mathbf{0},\mathbf{r}_a,\mathbf{r}_b,...,\mathbf{r}_N,\mathbf{L})$. De plus, notons que la différence entre les deux chemins $l_p - l_q$ est l'équivalence de la différence de marche en optique.

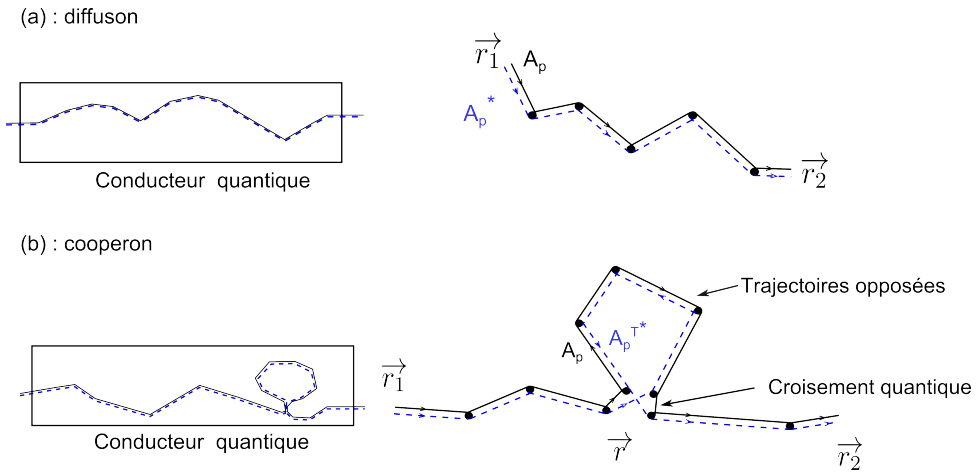


Figure 2.5: *Représentation schématique du diffuson et du cooperon. Le diffuson est associée à l'appariement d'une amplitude avec l'amplitude conjugué pour une trajectoire donnée. Le cooperon est associé à l'appariement d'une amplitude avec l'amplitude conjugué renverser par le sens du temps.*

le désordre : le conducteur est auto–moyennant et il peut être décomposé en sous–parties de taille $\frac{L}{L_\Phi}$, indépendantes les unes des autres, qui possèdent leur propre configuration de désordre. Par conséquent, la mesure de la conductance dans un tel système reflète la mesure de la probabilité de diffusion de traverser l'échantillon moyennée sur le désordre $(\overline{P(0,L,t)})$ [1].

Ci–dessus, nous avons vu qu'en l'absence de champ magnétique, le terme de phase entre deux chemins quelconques est simplement proportionnel à la différence entre la longueur des chemins : $\delta\phi_{p-q} \approx k_F(l_p - l_q)$. Si ces deux chemins sont différents, c'est–à–dire si leurs séquences de diffusions ne sont pas les mêmes, alors la différence entre $l_p - l_q$ est au moins égale au libre parcours moyen l_e. Dans ce cas, la différence de phase $\delta\phi_{p-q} \approx k_F l_e \gg 2\pi$, car la condition de faible désordre implique $k_F l_e \gg 1$. Ainsi, le terme de phase $\delta\phi_{p-q}$ peut être considéré comme une variable aléatoire comprise entre 0 et 2π et lorsque la moyenne sur le désordre est réalisée, tous les termes $\exp ik_F(l_p - l_q)$ dans $\overline{P_q(0,L,t)}$ se moyennent à zéro. Par conséquent, la moyenne sur le désordre brouille les interférences. Cependant, ce terme n'est pas nul. En effet, il existe une classe de chemins qui contribuent à ce terme et qui sont robustes par rapport à la moyenne sur le désordre. Ce sont les chemins dits *symétriques par renversement du sens du temps*, i.e. des chemins dont la séquence de diffusion est la même mais parcourue dans le sens contraire. Par exemple, on a le chemin de diffusion de longueur l_p qui parcourt $(0,\mathbf{r},\mathbf{r}_a,\mathbf{r}_b,...,\mathbf{r}_N,L)$ et son symétrique par renversement du sens du temps l_p^T qui le chemin l_p dans le sens contraire $(L,\mathbf{r}_N,...,\mathbf{r}_a,\mathbf{r}_b,0)$. Dans ce cas la différence

1. Dans $\overline{P(0,L,t)}$, 0 est le point départ de l'échantillon et L sa longueur.

de phase $\delta\phi_{p-p^T}$ est nulle ($\approx k_F(l_p - l_{p^T}) = 0$) et après moyenne sur le désordre, il reste :

$$\begin{aligned}\overline{G} \propto \overline{P(0,L,t)} = \overline{P_c(0,L,t)} + \overline{P_q(0,L,t)} &= \sum_p |A_p|^2 + \sum_{p,p^T} A_p \times (A_{p^T})^* \\ &= P_{\text{Diffuson}} + P_{\text{Cooperon}}.\end{aligned} \tag{2.24}$$

En physique mésoscopique, le premier terme classique est appelé diffuson : il appareille pour chaque chemin de diffusion l'amplitude avec l'amplitude conjugué associée. Le deuxième terme quantique est appelé cooperon : il correspond à l'appariement d'une amplitude avec l'amplitude conjugué associé à la trajectoire obtenue par renversement du temps. Pour obtenir une trajectoire électronique renversée par le sens du temps, il faut un croisement quantique (voir à boîte de Hikami dans [66]) et une boucle. Grâce à la boucle qui forme une trajectoire fermée, il est possible de renverser un chemin de diffusion par rapport à l'autre et l'endroit où la boucle se referme est le croisement quantique. Notons que le diffuson et le cooperon sont des outils très utiles pour décrire le transport électronique cohérent. Ils sont schématiquement représentés sur la figure 2.5.

Ainsi, pour déterminer l'effet de la cohérence sur $\overline{G}$, il faut évaluer le terme P_{Cooperon} qui est la somme des l'amplitude au carré de tous les chemins faisant des boucles : $P_{Cooperon}(0,L) = \sum_{chemins\ avec\ boucle} |A_{chemins\ avec\ boucle}|^2$. Le calcul de ce terme n'est pas aisé, mais il est possible de montrer qu'il abaisse la conductance. En effet, si par exemple, on ne s'intéresse qu'à des trajectoires revenant à l'origine, i.e. des boucles(voir schéma fig : diffuson et cooperon), on remarque que :

$$\overline{P(\mathbf{r},\mathbf{r})} = P_{\text{Diffuson}}(\mathbf{r},\mathbf{r}) + P_{\text{Cooperon}}(\mathbf{r},\mathbf{r}) = 2 \times P_{\text{Diffuson}}(\mathbf{r},\mathbf{r}) = 2 \times P_{\text{classique}}(\mathbf{r},\mathbf{r}). \tag{2.25}$$

Par conséquent, la cohérence implique que la probabilité de retour à l'origine est doublée par rapport au cas classique. Cet effet est appelé « retrodiffusion cohérente » et donne lieu au phénomène de la localisation faible.

Finalement, à cause du terme d'interférence quantique $P_{Cooperon}$, la probabilité de diffusion à travers le conducteur est réduite par rapport au cas classique. En effet, la cohérence des électrons implique que pour chaque trajectoire électronique faisant une boucle le terme $P_{Cooperon}(0,L) \neq 0$ et par conséquent, la retro–diffusion des électrons augmentent. Il peut être montré que l'amplitude du phénomène est de l'ordre [1] de $1/g$, où g la conductance adimensionnée définie comme le rapport de la conductance de Drude G_D et le quantum de conductance $2e^2/h$ ($g = G_D/(2e^2/h)$). Ainsi, la conductance $\overline{G}$ peut être exprimée par :

$$\overline{G} = G_D - G_{wl} = G_D - A \times \frac{2e^2}{h} \propto P_{\text{Diffuson}} + P_{\text{Cooperon}} = P_{\text{Diffuson}}(1 - \frac{1}{g}), \tag{2.26}$$

où G_{wl} est la correction de la localisation faible [2]. La conductance $\overline{G}$ d'un conducteur

1. Cela veut dire que l'amplitude du terme $P_{cooperon}$ est de l'ordre de $1/g$, par conséquent, tant que le système est symétrique par renversement du sens du temps, la conductance quantique est celle de Drude réduite d'un facteur $1/g$ à cause de l'existence de la rétrodiffusion cohérente.

cohérent désordonné est donc principalement celle de Drude et les interférences quantiques apparaissent comme une correction très faible, d'ordre un canal sur tous les canaux de conduction. La constante A devant le quantum de conductance dépend de la dimension de l'échantillon et de sa taille par rapport à L_ϕ. Pour le fil quasi–1D dans le régime de diffusion libre, la correction à la conductance s'écrit :

$$\Delta g_{wl} = \frac{G_{wl}}{2e^2/h} = \frac{\overline{G} - G_D}{2e^2/h} = -\frac{L_\Phi}{L}. \tag{2.27}$$

Expérimentalement le meilleur moyen de mettre en évidence le phénomène de localisation faible est d'appliquer un champ magnétique, i.e. de mesurer la magnéto–conductance. En effet, le champ brise l'invariance par renversement du sens du temps. Le diffuson n'est pas affecté par le champ, en revanche, le cooperon l'est. La différence de phase entre les trajectoires opposées par renversement du temps devient $4\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}$ (voir schéma 2.7). Ainsi, une boucle de surface S ne participera plus au phénomène lorsque le flux Φ au travers de celle-ci sera de $\Phi_0/2$, car les trajectoires opposées seront déphasées de 2π. Ce critère permet de définir une longueur magnétique caractéristique l_B, tel que pour le cas quasi-1D [1] :

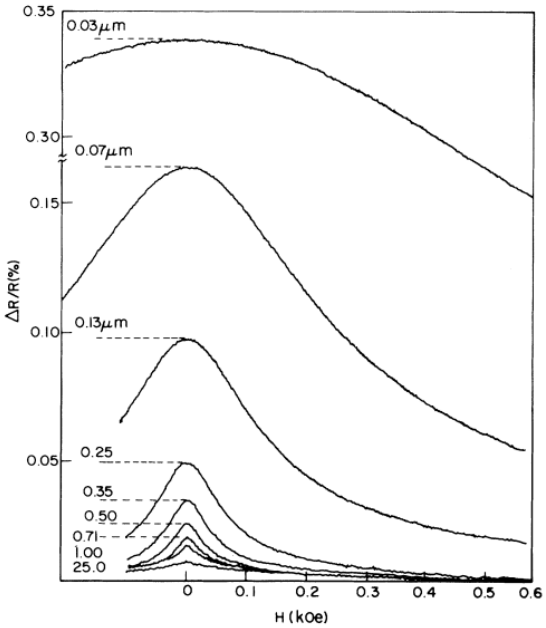


Figure 2.6: *Mesure de la magnéto-résistance pour des fils quasi-1D fabriqués à partir d'un film de Lithium. La localisation faible disparait progressivement avec le champ, cette disparition dépend de la largeur du fil. Extrait de [83].*

2. « wl » pour « weak localisation ».

1. Dans le cas quasi-1D, les boucles de taille L ont une surface $S \approx L \times w$, avec w la largeur du fil, ceci provient du fait que L_ϕ est très grand devant la largeur du fil.

$$\Phi = SB = l_B w B \approx \Phi_0 \Longleftrightarrow l_B \approx \frac{\Phi_0}{wB} = \frac{h}{ewB}, \tag{2.28}$$

avec w la largeur du fil. La signification physique de l_B est la suivante : lorsque B est nul $l_B \to \infty$, ainsi toutes les boucles participent à la localisation faible, en revanche, lorsque $l_B < L_\phi$ les boucles de tailles comprises entre l_B et L_ϕ ne contribuent plus, l'effet de localisation est réduit.

Une expérience de ce type est représentée sur la figure 2.6. Licini et *al* [83] ont mesuré $\overline{G(B)}$ à 300 mK pour plusieurs fils quasi 1D de largeurs w différentes. On constate que quelque soit la largeur du fil w, la résistance diminue avec le champ. Le champ magnétique brise progressivement l'invariance par renversement du temps et donc diminue la localisation faible. Lorsque le champ appliqué est suffisamment fort (tel que l_B soit de $\sim l_e$), la localisation faible disparaît complètement et la résistance sature à la valeur de Drude. La dépendance en champ dépend de la largeur w, en effet d'après l'expression de l_B, plus le fil est étroit, plus le champ à appliquer doit être élevé pour réduire la localisation faible.

2.4.2 Les fluctuations universelles de conductance

Universalité

Intéressons nous maintenant à la conductance d'un fil quasi–1D dans le régime ergodique, i.e. $L \gg L_\Phi > w > t$. Pour un tel conducteur (de taille $\sim L_\phi$), sa conductance sera différente de celle $\overline{G}$. En effet, cette fois–ci, la conductance dépend de la figure d'interférence complexe entre tous les chemins de diffusion. De plus, étant donné que la configuration du désordre est unique pour chaque échantillon, la figure d'interférence complexe l'est aussi. Ainsi, pour un ensemble de N échantillons identiques, la conductance fluctuera d'échantillon à échantillon. Altshuler, Lee et Stone [13, 84, 85, 86] font partis des premiers à s'être intéressés à ces fluctuations et à caractériser leur amplitude $\overline{\delta G} = \sqrt{\overline{G^2} - \overline{G}^2}$. En quelques mots, le calcul de $\overline{\delta G}$ fait intervenir la fonction de corrélation de deux conductances $\overline{G^2}$; or comme la conductance est reliée à la probabilité de diffusion $P(\mathbf{r},\mathbf{r}',t)$, le calcul des fluctuations fait intervenir le produit de quatre amplitudes complexes, associées à quatre chemins :

$$\overline{A_p A^*_{p'} A_k A^*_{k'}}. \tag{2.29}$$

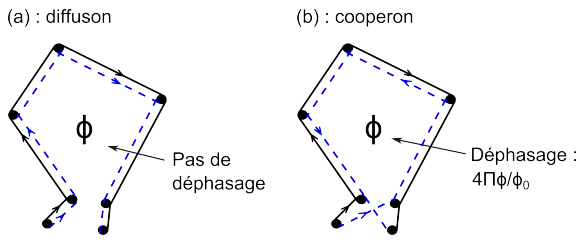


Figure 2.7: *Déphasage en présence d'un flux Φ. (a) : le diffuson n'est pas affecté par le flux. (b) : le cooperon, les trajectoires opposées par le sens du temps faisant une boucle, acquièrent un déphasage de $4\pi\Phi/\Phi_0$.*

Le calcul de $\overline{\delta G}$ est non trivial, mais il est possible de montrer, pour un fil quasi–1D entièrement cohérent, que l'amplitude des fluctuation vaut :

$$\overline{\delta G}^2 = \frac{2}{15\beta} G_0^2, \tag{2.30}$$

où G_0 est le quantum de conductance et β un coefficient égal à 1 si le système est symétrique par renversement du temps, ou à 2 s'il ne l'est pas. Le point remarquable est que les fluctuations $\overline{\delta G}$ sont donc uniquement proportionnelles au quantum de conductance, c'est–à–dire que l'amplitude est toujours la même quelque soit le désordre : elles sont donc universelles.

Hypothèse d'ergodicité et effet du champ magnétique

Expérimentalement, il n'est pas évident de vérifier l'universalité des fluctuations, en effet cela suppose de préparer et de mesurer la conductance d'un grand nombre d'échantillons [87]. En revanche, il est plus facile d'appliquer un champ magnétique et les fluctuations de conductance sont alors obtenues par des mesures de magnéto–conductance. En effet, comme les électrons sont couplés au potentiel vecteur du champ magnétique (voir equation 2.21), les amplitudes complexes $|A_p|e^{i\mathcal{L}_p}$ acquièrent une phase lorsqu'un champ magnétique est appliqué. Ainsi, on s'attend à ce que la conductance fluctue d'un champ magnétique à l'autre. *L'hypothèse d'ergodicité* [89] assure que modifier le champ magnétique est équivalent à changer la configuration du désordre, c'est–à–dire $\langle \delta G \rangle_B \equiv \overline{\delta G}$.

L'hypothèse d'ergodicité a été expérimentalement vérifiée par D. Mailly et *al* [87] sur un fil quasi–1D de $GaAs$ dopé avec du silicium. Ils ont mesuré 46 fois la magnéto–conductance du fil et entre chaque mesure, l'échantillon est recuit afin de changer la configuration du désordre. Ainsi, après chaque recuit, c'est comme si un nouvel échantillon était mesuré. Les résultats sont visibles sur la figure 2.8. Depuis ces 46 mesures, il est possible d'obtenir la moyenne $\overline{G}$ (fig. 2.9 (a)) et les fluctuations $\overline{\delta G}^2$ (fig. 2.9 (b)) sur le désordre, pour toutes les valeurs de champ comprises entre 0 et 0,2 T. On voit clairement (en regardant l'ensemble des figures 2.8 et 2.9), que pour le champs supérieurs [1] à $0{,}4 \cdot 10^{-2}$ T, réaliser la moyenne sur le champ ou sur le désordre conduit à la même valeur de $\overline{G}$ et à la même amplitude des fluctuations $\overline{\delta G}^2$. En conclusion, changer le champ magnétique, ou changer la configuration du désordre est similaire [85] (voir aussi la figure 2.11). Par conséquent, la mesure de la magnéto–conductance d'un seul échantillon donne directement accès aux fluctuations universelles de conductance. Cette propriété est très utile pour relier les résultats théoriques aux résultats expérimentaux.

Néanmoins, pour que la moyenne sur le champ magnétique soit équivalente à la moyenne statistique de N échantillons, il est impératif que la plage de champ soit suffisamment

1. En dessous de $0{,}4 \cdot 10^{-2}$ T, le comportement est un peu différent : la valeur moyenne de la conductance augmente et la variances de la conductance est divisée par deux. Les deux effets sont associées à la brisure de la symétrie par renversement du sens du temps, provoqué par le champ magnétique. Dans le premier cas, la localisation faible est supprimée et dans le deuxième, la brisure de la symétrie par renversement du temps réduit l'amplitude des fluctuations (pris en compte dans le facteur β).

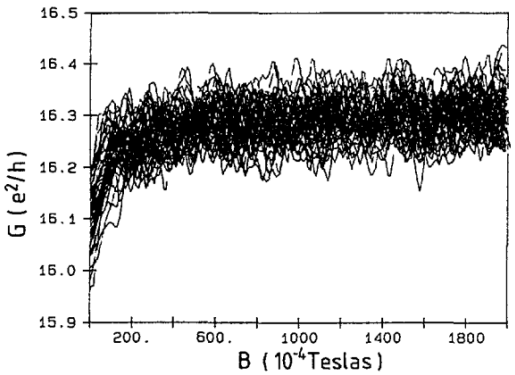


Figure 2.8: 46 *courbes de magnétoconductances reproductibles à* $T = 45\,\mathrm{mK}$ *du même fil en GaAs dopé avec du Si. Entre chaque courbe l'échantillon est réchauffé, de manière à obtenir une nouvelle configuration de désordre. Extrait de [87]*

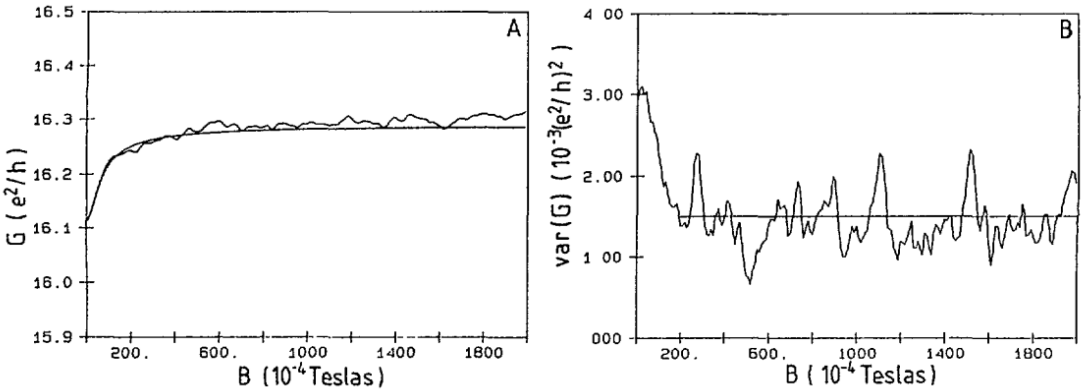


Figure 2.9: *En A : conductance moyenne obtenue depuis la figure 2.8 sur les* 46 *courbes, la ligne en trait plein est le fit de la localisation faible [88]. En B : la variance de G obtenue sur les* 46 *configurations de désordre (pour un champ fixe) en fonction du champ magnétique. Extrait de [87]*

grande. Comme le montre la figure 2.10 et 2.8, les fluctuations sont apériodiques, donc choisir un critère comme quelques périodes n'est pas possible. Cependant, si les fluctuations sont apériodiques, il est possible de définir une fonction de corrélation $F(\Delta B)$ qui doit décroitre lorsque la plage ΔB augmente :

$$F(\Delta B) = \langle g(B)g(B + \Delta B) - \langle g(B)\rangle\rangle^2 \tag{2.31}$$

Où les parenthèses $\langle\ \rangle$ dénote la moyenne sur l'interval de champ ΔB. Lee et *al* [84] ont calculé cette fonction de corrélation $F(\Delta B)$, le champ caractéristique B_c sur lequel $g(B)$ et $g(B + B_c)$ sont complètement déccorrélées est déterminé par la condition $B_c \equiv F(0)/2$. Physiquement à chaque fois que le champ est incrémenté de B_c, c'est comme si la configuration du désordre était complètement changé. Dans le cas quasi–1D, ce champ B_c

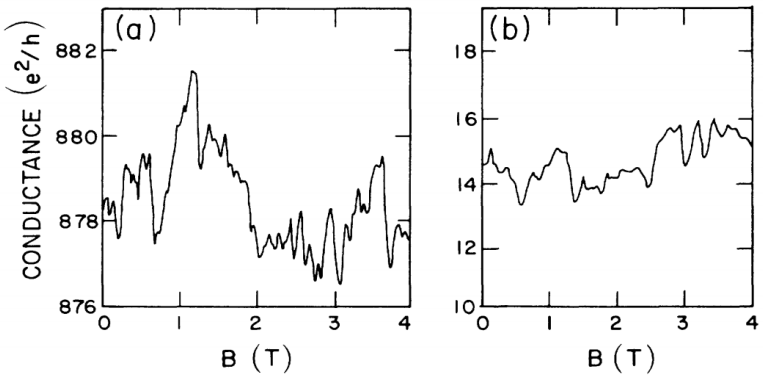


Figure 2.10: *a) Magnétoconductance $G(B)$ d'un anneau d'or de $0{,}8\,\mu$m de diamètre. b) $G(B)$ pour un MOSFET quasi-1D de silicium. Dans les deux cas, la magnétocondutance est normalisée à e^2/h, la conductance moyenne entre les deux échantillons diffère d'un facteur 60, cependant l'amplitude des fluctuations est identique et vaut $\sim e^2/h$, mettant en évidence l'universalité des fluctuations. Extrait de [85]*

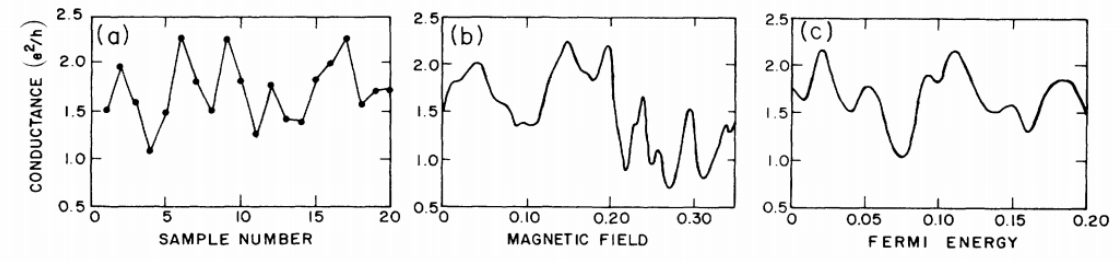


Figure 2.11: *Test de l'hypothèse d'ergodicité par des simulations numériques de la conductance normalisée à e^2/h. En (a) : en fonction du numéro de l'échantillon. En (b) : en fonction du champ magnétique. En (c) : en fonction du potentiel chimique*[a]*. L'amplitude des fluctuations est constante et est de l'ordre de l'unité, quelque soit le paramètre. Extrait de [85].*

a. Il est possible de réaliser des fluctuations de conductance en faisant varier les énergies des électrons, car le long d'un chemin, ils acquirent une phase proportionnelle à leur énergie. Ce genre de fluctuations peut être réaliser dans les semi-conducteurs, à l'aide d'une grille.

vaut :

$$B_c \approx \frac{\Phi_0}{wL_\Phi}, \tag{2.32}$$

où Φ_0 est le quantum de flux et w la largeur du fil. Notons que ce champ est le même que celui défini par l'équation (2.28), qui détruit l'effet de localisation faible. Au final, expérimentalement, pour relier les prévisions théoriques à l'expérience, il sera nécessaire de moyenner l'amplitude des fluctuations de conductance sur quelques Φ_0.

Pour en revenir à l'universalité, elle est représentée sur la figure 2.10. Les deux graphiques représentent la magnéto–conductance $G(B)$ normalisée par e^2/h, pour un anneau d'or de 0,8 µm en (a) et pour un MOSFET quasi-1D de silicium en (b). Chacun des deux échantillons

est inférieur à L_Φ et on constate clairement que les fluctuations sont de l'ordre de l'unité dans les deux cas, alors que leur valeur moyenne diffère [1] d'un facteur ~ 60. Enfin, notons que tant que le désordre ne change pas, les fluctuations de conductance obtenues en balayant le champ magnétique sont parfaitement reproductibles. Ainsi, la magnéto–conductance est qualifié d'*empreinte digitale magnétique* : une courbe de magnéto–conductance est unique pour une configuration de désordre donnée.

Échantillon de taille $L > L_\Phi$ et effet de la température

Sur la figure 2.9 (b), on peut remarquer que l'amplitude des fluctuations est bien plus faible que e^2/h. En fait, les fluctuations de conductance sont universelles tant que l'échantillon est pleinement cohérent et que la température est nulle. Dans le cas contraire, l'amplitude des fluctuations est réduite. Le premier mécanisme est la réduction de la longueur de cohérence de phase L_Φ lorsque la température augmente, car les mécanismes de relaxation deviennent plus nombreux. Le deuxième mécanisme est l'effet de moyenne thermique qui est traduit par la longueur de diffusion thermique $L_T = \sqrt{\hbar D/k_B T}$ (définie dans la sous–section 2.2.4). Dans quelques cas limites, il est possible d'évaluer l'amplitude des fluctuations en fonction des longueurs caractéristiques L, L_Φ et L_T :

Table 2.1: *Variance des fluctuations de conductance dans différents cas limites. Extrait de [66].*

Régimes	$L,\, L_T \gg L_\Phi$	$L_T \ll L_\Phi \ll L$	$L_T \ll L_\Phi,\, L$
$\left(\frac{\overline{\delta G}}{e^2/h}\right)^2$	$\propto \left(\frac{L_\Phi}{L}\right)^3$	$\propto \left(\frac{L_T^2 L_\Phi}{L^3}\right)$	$\propto \left(\frac{L_T}{L}\right)^2$

Ces relations sont uniquement valides pour un fil quasi–1D. D'autre cas limites et dimensions sont discutés dans les références [84, 90]. Les constantes de proportionnalités peuvent être trouvées dans cette revue [66], qui couvre tout le sujet.

2.4.3 Les relations d'Onsager

La formule de Landauer donnée dans la sous section 2.4, qui relie la conductance [2] à la transmission d'un canal de conduction est une formule dite deux points, c'est-à-dire que les fils de tension sont les mêmes que les fils transportant le courant. Cependant, expérimentalement, la plus part des mesures se font en quatre points : deux fils pour le courant et deux fils pour les sondes de tension. Lorsque les sondes de tension sont distantes de L_Φ ou moins, la magnéto–conductance obéit à des relations de symétrie particulières.

1. Rappelons que la valeur moyenne de la conductance réflète l'intensité du désordre à travers le coeffcient de diffusion D, voir équation 2.13.

2. Rappelons que $G = G_0 T$, avec G_0 le quantum de conductance et T la transmission de la barrière. Lorsque $T = 1$ la conductance reste finie, alors qu'elle devrait être infinie. En fait, comme la mesure est deux points, la résistance provient des contacts entre les fils parfaits et les réservoirs.

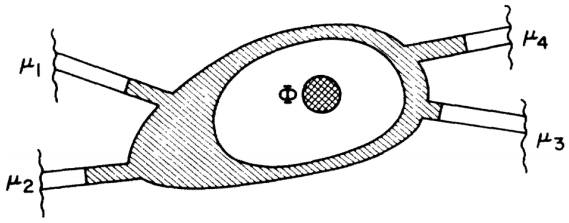


Figure 2.12: *Conducteur désordonné mesuré en quatre points, il est conncté via des fils parfaits à quatre réservoirs de potentiels chimiques μ_1, μ_2, μ_3 et μ_4. Un flux est appliqué à travers le trous de l'échantillon. Extrait de [91].*

Büttiker [91] s'intéressa au système représenté sur la figure 2.12, où l'ensemble est plus petit que L_Φ. La partie grisée est un conducteur cohérent désordonné et comme dans l'approche de Landauer, il représente un diffuseur pour fonction d'ondes électroniques. Le système est connecté via des fils parfaits à quatre réservoirs de potentiels chimiques respectifs μ_1, μ_2, μ_3 et μ_4. Un flux Φ est appliqué à travers le trous de l'échantillon. Les fils ne peuvent contenir qu'un seul canal de conductance [1], ainsi T_{ij} est définie comme la probabilité pour un électron du fil j d'être transmis au fil i et R_{ii}, comme la probabilité qu'un électron dans le fil i soit réfléchi dans le même fil. D'après la conservation du courant et l'invariance par renversement du sens du temps, en présence d'un flux, les probabilités de transmission et de réflexion satisfont aux relations de réciprocités suivantes :

$$T_{ij}(\Phi) = T_{ji}(-\Phi) \qquad R_{ii}(\Phi) = R_{ii}(-\Phi). \tag{2.33}$$

Comme deux fils conduisent le courant et deux autres mesurent la tension, il est possible de définir six résistances différentes $R_{mn,kl} = (V_k - V_l)/I_{mn}$, les indices m,n,k,l dénotant les numéro des fils de 1 à 4. Ce sont les fils m,n qui conduisent le courant et les fils k,l qui mesurent la tension. Dans ce modèle, l'expression de la résistance quatres points est la suivante :

$$R_{mn,kl} = h/e^2(T_{km}T_{ln} - T_{kn}T_{lm})/D, \tag{2.34}$$

avec D un sous déterminant de la matrice de courant qui est indépendant des indices m, n, k, l. En utilisant les relations de réciprocité définies par l'équation (2.33), on obtient les relations d'Onsager [92, 93] :

$$R_{mn,kl}(\Phi) = R_{kl,mn}(-\Phi). \tag{2.35}$$

Cette relation établie que la résistance mesurée avec la présence d'un flux Φ est égal à la résistance mesurée dans un flux $-\Phi$, si le rôle des fils de tension et de courant sont échangés. Cette relation est en fait très générale et provient de la théorie de la réponse linéaire et s'applique pour la conductance, pour les fluctuations de conductance, ou bien encore pour les oscillations Aharanov–Bohm. La figure 2.13 [94] illustre ces relations de reciprocité : la magnéto–conductance quatre points d'un anneau d'or est

1. Cette relation tient aussi dans le cas multicanal, voir [91]

mesurée dans diverses configurations et on voit clairement que la magnéto–conductance $G_{14,23}(B) = G_{23,14}(-B)$ (courbes du haut et du bas).

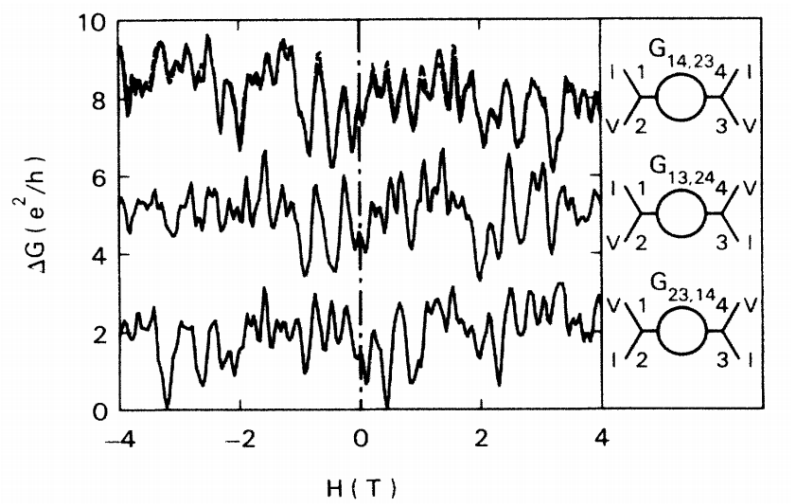


Figure 2.13: *Trois mesures de magnétoconductance d'un anneau d'or, dans différentes configurations de fils (représentés sur la droite). On voit clairement que $G_{14,23}(B)$ et similaire à $G_{23,14}(-B)$. Extrait de [94].*

De l'équation (2.35), il est possible d'obtenir de nombreuses relations utiles, comme par exemple la conductance symétrisée δG_s et la conductance anti–symétrisée δG_a sous champ :

$$\begin{aligned} \delta G_s &= (G_{mn,kl}(B) + G_{kl,mn}(B))/2 \\ \delta G_a &= (G_{mn,kl}(B) - G_{kl,mn}(B))/2 \end{aligned} \tag{2.36}$$

Il est aussi possible de définir des relations, qui dépendent de la symétrie par renversement du temps :

$$\begin{aligned} \delta G_o &= (G_{mn,kl}(B) + G_{kl,mn}(-B))/2 \\ \delta G_m &= (G_{mn,kl}(B) - G_{kl,mn}(-B))/2 \end{aligned} \tag{2.37}$$

Ces relations sont très utiles pour sonder si le système est symétrique par renversement du sens du temps. Si le système l'est, les relations (2.33) et (2.35) tiennent et alors $G_{mn,kl}(B) = G_{kl,mn}(-B)$. Dans ce cas, la conductance $\delta G_0 = G_{mn,kl}(B) = G_{kl,mn}(-B)$ et $\delta G_m = 0$. C'est l'exemple de l'anneau de la figure 2.13. En revanche, pour un système brisant cette symétrie, les relation (2.33) et (2.35) ne tiennent plus et alors $G_{mn,kl}(B) \neq G_{kl,mn}(-B)$. Dans ce cas, $\delta G_0 \neq G_{mn,kl}$ et $\delta G_m \neq 0$. C'est le cas pour les systèmes magnétiques et notamment les verres de spins. En effet, imaginons que sous un champ B, l'aimantation du conducteur soit M, alors pour que le système soit symétrique par renversement du sens du temps, il est nécessaire que sous un champ $-B$, l'aimantation soit $-M$. Ainsi, pour un système magnétique, la relation de Onsager devient $G_{mn,kl}(B,M) = G_{kl,mn}(-B, -M)$. Si $M(B) \neq -M(-B)$, alors la composante δG_m devient non nulle. En général, dans le

cadre d'une mesure quatre points, le terme δG_m est utilisé pour extraire la contribution magnétique de la conductance et δG_0 pour déterminer la contribution orbitale de celle–ci [95].

2.4.4 Conclusion

La cohérence de phase des électrons est la cause de nombreux phénomènes dans le transport qui sont observables expérimentalement. En plus de refléter la nature ondulatoire des électrons, ces phénomènes sont des outils ou sondes très utiles pour obtenir des informations sur un système physique. Par exemple, la localisation faible [96] est très utile pour déterminer les divers processus de relaxations électroniques à travers la mesure de L_Φ. Depuis les courbes de fluctuations de conductance, il est aussi possible d'extraire le L_ϕ (cf. chapitre 4), de plus, comme ce sont des empreintes digitales magnétiques de l'échantillon, elles peuvent être très utiles pour caractériser tout changement de configuration du désordre. Enfin, grâce aux relations d'Onsager évoquées ci–dessus, il est possible de construire des quantités conductances qui reflètent certaines contributions particulières de la conductance.

Jusqu'à présent, nous avons présenté des propriétés de transport générales, sans inclure l'effet des impuretés magnétiques. Dans la section suivante, nous allons nous intéresser à l'effet Kondo qui est le résultat de la diffusion des électrons sur les impuretés magnétiques libres.

2.5 L'effet Kondo

2.5.1 Bref description de l'effet Kondo en physique du solide

L'effet Kondo est indispensable pour interpréter une partie des données présentées dans le chapitre 4. Nous allons en donner ici une bref description et introduire seulement les notions utiles pour la suite. L'effet Kondo à été largement étudié et la littérature à son sujet est abondante. Un lecteur désireux d'en apprendre plus est renvoyé aux références suivantes : [98, 99, 100, 101, 102].

Des impuretés magnétiques (tel que le Fer, le manganèse, le cobalt,...), diluées même en très faible concentration dans un métal (Au, Ag, Cu, ...), peuvent changer le comportement de la résistivité à basse température. La figure 2.14 illustre ce comportement : en dessous de 4 K la résistivité ne sature pas, mais présente un minimum, puis augmente de manière logarithmique lorsque la température diminue.

Ce phénomène contre inattendu fut décrit théoriquement pour la première fois par J. Kondo [98]. Dans son modèle de départ Kondo considère l'interaction (notée J) anti–ferromagnétique d'un *unique* moment localisé de spin $\overrightarrow{S}$, qui est dégénéré en énergie ($\pm S$) avec les spins des électrons de conduction $\overrightarrow{s}$. Son modèle est donc un modèle d'impuretés libres qui n'interagissent pas entre elles.

En supposant que le couplage est faible et en menant un calcul perturbatif jusqu'à l'ordre trois en J, Kondo montre que la dégénérescence du spin de l'impureté à un effet significatif sur la diffusion des électrons. En effet, les processus de diffusion qui dominent à basse

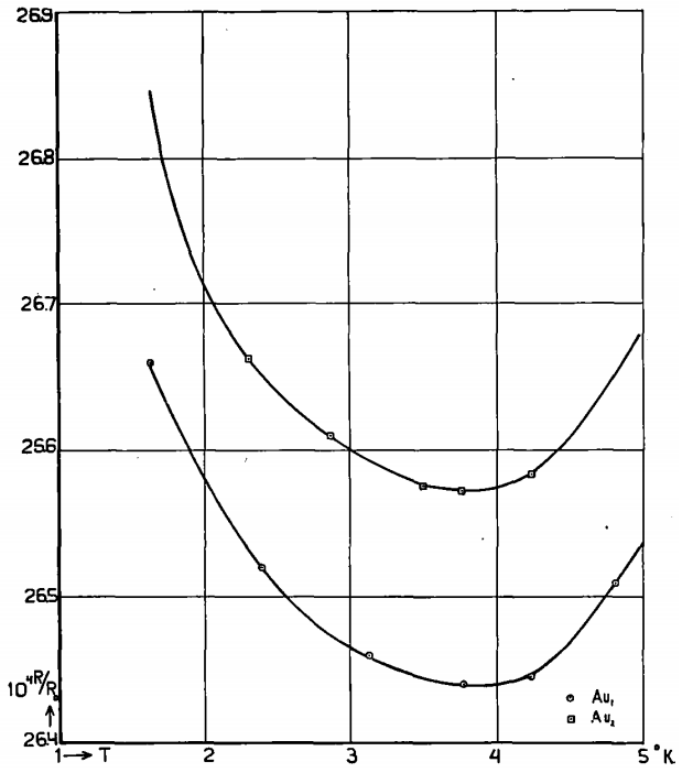


Figure 2.14: *Exemple de l'effet Kondo. Résistivité de l'or contenant des impuretés magnétiques en fonction de la température. La résistivité possède un minimum et remonte à basse température. Extrait de [97].*

température font intervenir les retournements « simultanés » du spin de l'impureté et de l'électron diffusant. Par exemple, imaginons la diffusion d'un électron sur un moment magnétique de spin $S = 1/2$. Si avant d'être diffusé, son état initial de spin est $s = -1/2$, alors après la diffusion son spin sera $s = 1/2$ et celui de l'impureté $S = -1/2$. Ce type de diffusion particulière est aussi appelé « spin–flip Kondo » ; elle est élastique, car le spin de l'impureté est dégénéré. Finalement pour un unique spin S, Kondo obtient l'expression suivante pour la résistivité [99] :

$$\rho_{mag}^{spin}(T) = \frac{3\pi J^2 S(S+1)}{2e^2\hbar\epsilon_F}\left(1 - 4J\nu(E_F)\ln\frac{k_B T}{D}\right), \tag{2.38}$$

où m est la masse de l'électron, e la charge de l'électron, $\nu(\epsilon_F)$ la densité d'état à l'énergie de Fermi et D la largeur de la bande de conduction. En prenant en compte l'effet de toutes les impuretés et en supposant que le terme dû au phonon est du type T^5, Kondo suggère une résistivité de la forme :

$$\rho(T) \sim \alpha T^5 + c_{imp}\left(\rho_\alpha - \rho_\beta \ln T\right), \tag{2.39}$$

où α et $\rho_{\alpha,\beta}$ sont des constantes. Cette dernière expression explique de manière satisfaisante le minimum et la remontée de la résistivité observée à basse température dans les alliages magnétiques dilués. La température du minimum est donné par $\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}T = 0$ et ainsi dépend de la concentration comme $c_{imp}^{1/5}$. Enfin, la remontée sera d'autant plus importante que la concentration en impuretés est élevée.

Cependant, cette expression ne s'applique que dans un cadre précis. Premièrement, la concentration doit rester faible, afin de négliger toutes les interactions spin–spin entre les impuretés. Deuxièmement, le couplage J doit lui aussi rester faible, pour que l'approche perturbative reste valide. En effet, d'après les formules (2.38) et (2.39), on remarque que lorsque $T \to 0$, la résistivité diverge. Ainsi, dans ce modèle, la diffusion par spin–flip devient infinie à température nulle, mettant ainsi en défaut l'approche perturbative.

Du modèle Kondo, il est possible de définir une température caractéristique, appelée température Kondo, en dessous de laquelle $\rho(T)$ dévie de $\rho_{mag}^{spin}(T)$. Par conséquent, T_K définie la température pour laquelle l'approximation de couplage faible ne tient plus, elle est donnée par :

$$k_B T_K = D \exp\left(\frac{-1}{\nu(\epsilon_F)J}\right). \tag{2.40}$$

Afin de résoudre le problème de la divergence quand $T \to 0$, Nagaoka et Suhl proposèrent de sommer toutes les termes qui apparaissent dans le traitement perturbatif [103, 104, 100]. Le problème de divergence est résolu et Hamann trouve par cette méthode que la résistivité suit la loi [105] :

$$\rho_{mag}(T) = \frac{\rho_{mag}(0)}{2}\left(1 - \frac{\ln\left(T/T_K\right)}{\sqrt{\ln^2\left(T/T_K\right) + \pi^2 S(S+1)}}\right), \tag{2.41}$$

avec T_K la température de Kondo et $\rho_{mag}(0)$ une constante définie comme :

$$\rho_{mag}(0) = \frac{4\pi\hbar c_{imp}}{ne^2 k_F}, \tag{2.42}$$

où n est la densité électronique, e la charge de l'électron et k_F le vecteur d'onde au niveau de Fermi. Cette loi à été vérifiée expérimentalement par de nombreuses expériences [106, 107], mais n'est valide que pour $T \geq T_K$.

La limite de couplage fort $T \ll T_K$ et le crossover entre les deux limites a été aussi l'objet de nombreuses études [99]. L'idée est que dans la limite du couplage fort, l'impureté magnétique perd progressivement son caractère magnétique. En fait, ce sont les électrons de conduction qui écrantent le spin de l'impureté magnétique : il se forme un objet complexe dans lequel un système de N électrons en interaction forme un singulet avec l'impureté magnétique. Le spin–filp des spins des électrons n'est plus permis, car l'énergie pour briser le singulet est T_K. Cet objet est aussi appelé « nuage Kondo » et il se comporte comme un centre diffuseur statique. Ainsi, pour $T \ll T_K$ et pour un spin $S = 1/2$, le métal retrouve un comportement de liquide de Fermi, c'est–à–dire comme s'il n'y avait pas d'impuretés

magnétiques.

Dans le cas de l'alliage que nous avons étudié extensivement lors de cette thèse, AgMn, les ions manganèses dilués dans l'argent ont un spin $S = 5/2$ et une température Kondo de 40 mK [108, 107]. Nous serons donc toujours dans la limite de couplage faible, à savoir $T \geq T_K$.

2.5.2 Décohérence en physique mésoscopique pour $T \gg T_K$

Le transport cohérent est très sensible aux impuretés magnétiques, notamment aux impuretés Kondo. En effet, seulement quelque ppm d'impuretés magnétiques suffisent à réduire drastiquement le temps de cohérence de phase τ_Φ par rapport à sa valeur dans un échantillon pur [1]. Pour $T \gg T_K$, le déphasage dû aux impuretés Kondo (τ_{e-s}) peut être déterminé en appliquant la règle d'or de Fermi à la partie spin–flip du modèle Kondo. Ce déphasage est décrit, pour $T \geqslant T_K$ par la loi de Nagaoka–Suhl [109] :

$$\frac{\hbar}{\tau_{e-s}} = \frac{c_{imp}}{\pi\nu(E_F)} \frac{\pi^2 S(S+1)}{\pi^2 S(S+1) + \ln^2 T/T_K}. \tag{2.43}$$

Pour l'argent, la densité d'état au niveau de Fermi est $\nu(E_F) = 1{,}03\,\mathrm{J}^{-1}\mathrm{m}^{-3}$ et la densité électronique $n = 5{,}86 \cdot 10^{28}\,\mathrm{m}^{-3}$, ainsi pour [2] $T = T_K$, l'équation (2.43) donne une estimation du déphasage :

$$\tau_{e-s} \sim \frac{0{,}6\,\mathrm{ns}}{c_{imp}\ \mathrm{ppm}}, \tag{2.44}$$

où c_{imp} est la concentration des impuretés en ppm. En comparaison, pour un échantillon propre, où $L_\phi \sim 10\,\mu\mathrm{m}$ et $D = 100\,\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$, le temps de cohérence vaut $\tau_\Phi = 10\,\mathrm{ns}$. Par conséquent, les processus de spin–flips sont très efficaces pour induire de la décohérence. De plus, notons que cet effet est directement proportionnelle à la concentration des impuretés.

2.6 Fluctuations de conductance dans les verres de spins

Pour conclure ce chapitre, nous allons montrer deux expériences de transport cohérent dans les verres de spin, notamment des expériences de fluctuations de conductance. Al'tshuler et Spivak [13] furent les premiers en 1985 à proposer l'utilisation des UCF comme sonde dans un verre de spins, car leur particularité d'être très sensible au désordre en fait une sonde de premier choix.

2.6.1 Expérience pionnière sur les fluctuations de conductance

La première étude expérimentale des fluctuations de conductance en fonction du champ magnétique a été réalisée par de Vegvar et *al* [14]. Ils ont mesuré un fil étroit de 0,65 µm

1. Nous verrons comment $\tau_\phi(T)$ varie avec le température dans le chapitre 4.
2. Normalement cette expression n'est valable que dans le cas où $T \gg T_K$, ici nous prenons $T = T_K$ afin de donner une estimation de τ_{e-s}.

de CuMn, dopé en ions manganèse à 1000 ppm (soit une concentration de 0.1 %), la température de gel étant alors environ de $\sim 1{,}6$ K. À basse température, les fluctuations de conductance sont clairement visibles et à partir de leur amplitude, ils déterminent que L_Φ est de l'ordre du micron. Comme leur mesure est de type quatre points, ils extraient la partie magnétique de la magnéto–conductance[1] δG_m. De plus, ils symétrisent cette composante en utilisant la relation $\Delta G_{a,s}(B) = \frac{1}{2}[\delta G_m(B) - \delta G_m(-B)]$, (voir aussi la figure 2.15).

Un des premiers résultats est relié à l'amplitude des fluctuations : on constate que celle–ci augmente fortement lorsque le système entre dans la phase verre de spins ($T < T_g$), indiquant l'augmentation du temps de cohérence de phase. Deuxièmement, les auteurs remarquent que les courbes à 23 mK et 900 mK sont corrélées à 90 %. Ce fait suggère qu'en dessous T_g, les spins sont gelés dans une configuration et que celle–ci est peu sensible à la température en dessous de 900 mK. Troisièmement, ils testent la reproductibilité de la courbe réalisée à 900 mK (courbe en trait plein et pointillés). Ils trouvent qu'elles sont reproductibles à 90 %. Ce résultat est frappant : en effet, le champ magnétique maximum appliqué pour réaliser ces mesures est ~ 9 fois plus grand que le champ caractéristique H_g, défini comme $g\mu_B H_g = k_B T_g$. Il semble donc que la configuration de spins soit par rapport à l'application de très fort champ magnétique. Enfin (non montré sur la figure), un cycle thermique au dessus de T_g ne rend pas clairement aléatoires les traces de magnéto–

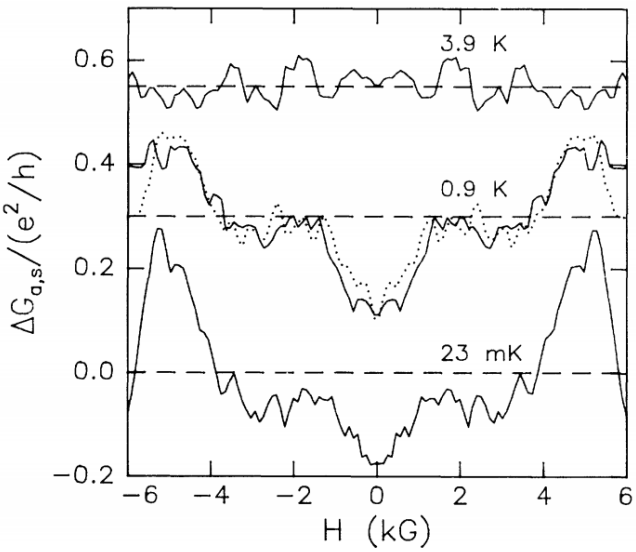


Figure 2.15: *Contribution magnétique symétrique $\Delta G_{a,s}$ de la magnéto–conductance d'un fil étroit de 0,65 µm de long. L'échantillon est refroidit de 4 K à 12 K sous un champ de 7 kG et successivement réchauffé aux températures indiquées. Les courbes sont décalées pour plus de clarté. Les deux traces à 900 mK indiquent la reproductibilité expérimentale ($C = 0.9$). Extrait de [14].*

1. Voir la partie 2.4.3

conductance. Ce fait a été attribué à la présence d'agrégats d'impuretés magnétiques [110], qui ne se dissolvent pas à T_g ou juste au dessus de T_g.

En conclusion, ce travail montre que la mesure du transport cohérent est possible dans des verres de spins de taille mésoscopique. Une meilleur compréhension des fluctuations de conductance dans la phase vitreuse est nécessaire pour déterminer des informations microscopiques sur l'état verre de spins.

2.6.2 Déphasage magnétique dans un verre de spins mésoscopique

Plus récemment, dans notre groupe, Thibaut Capron a étudié dans sa thèse l'amplitude des fluctuations de conductance dans un échantillon verre de spins mésoscopique [111, 15]. Il montre que pour des températures $T \ll T_g$, des mécanismes de décohérence sont toujours présents. Cela signifie qu'à très basse température et contrairement aux idées couramment admises, certains spins ne sont pas gelés, même lorsque $T \leqslant T_g/10$.

L'échantillon mesuré est un fil étroit, dont les dimensions sont $L = 2\,\mu\text{m}$ et $w = t \approx 50\,\text{nm}$; il est composé d'AgMn dopé à 700 ppm en ions Mn dont la température de gel vaut environ $T_g = 700\,\text{mK}$ [112]. Dans cette expérience, les UCF sont mesurées en balayant le champ magnétique de 0 à 8 T, sur une gamme de température de 62 mK à 1 K. L'encart de la figure 2.16 (a) montre une trace de magnéto–conductance typique pour $T = 1\,\text{K}$.

Dans cette expérience, plusieurs aspects sont à souligner. Tout d'abord, bien que le champ maximal (8 T) soit très supérieur à $B_g = k_B T_g/\mu_B g$, toutes les traces de magnéto–conductance sont reproductibles. Le caractère robuste des UCF de l'expérience de de Vegvar et *al* [14] est retrouvé ici. Ensuite, comme le montre la figure 2.16, quelque soit la température, le comportement des UCF est le même : l'amplitude des fluctuations croît avec le champ magnétique. Pour toutes les températures deux régimes sont distincts : en dessous de 2,5 T et au dessus de 4,5 T deux plateaux sont clairement visibles. L'augmentation de

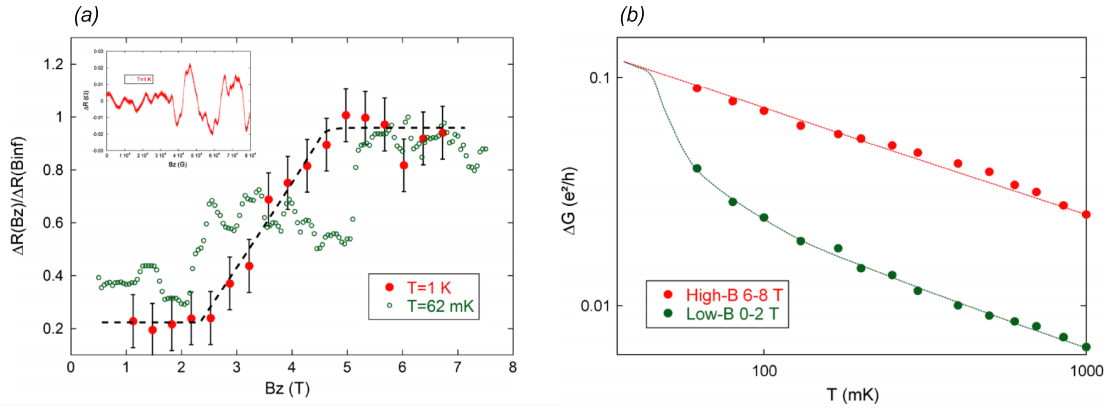


Figure 2.16: *(a) : amplitude relative des fluctuations de conductance en fonction du champ magnétique pour deux températures. L'encart montre un trace de magnéto–conductance pour $T = 1$ K. (b) : Amplitude des fluctuations de conductance en fonction de la température, en rouge la partie fort champ ($B \geqslant 6\,\text{T}$), en vert la partie bas champ ($B \leqslant 2\,\text{T}$). Extrait de [111].*

l'amplitude des UCF traduit directement une augmentation de la longueur de cohérence de phase. En effet, dans ce système, le mécanisme de déphase dominant est le déphasage Kondo (voir éq. 2.43) et lorsque le champ augmente les processus de spins–flips sont réduits, car la dégénérescence des spins libres est progressivement levée par le champ magnétique. Ainsi, dans cette approche, ce sont les spins libres, i.e. non liés à la phase vitreuse qui participent au déphasage ; les spins gelés, quant à eux, ne participent pas à la perte de cohérence, car ils se comportent comme des impuretés statiques [1]. Sur la figure 2.16 (b), l'amplitude des UCF est reportée en fonction de la température, pour la partie bas champ (en vert) et pour la partie fort champ (en rouge). De la partie bas champ [2], il est possible de déterminer le temps de cohérence de phase τ_Φ, car pour cette gamme de champ l'amplitude des fluctuation est reliée à L_Φ par : $\Delta G \propto (L_\Phi/L)^{3/2}$. La dépendance de $\tau_\Phi(T)$ est montrée sur la figure 2.17 (a). Comme ici ce sont les processus de spins–flips qui limitent la cohérence, $\tau_\Phi(T)$ est donnée par le temps τ_{e-s} que nous avons défini dans l'équation (2.43). Précédemment, nous avons vu que :

$$1/\tau_{e-s} \propto n_{imp}^{libres}(T), \tag{2.45}$$

c'est–à–dire directement proportionnel à la concentration en impuretés magnétiques libres [3].

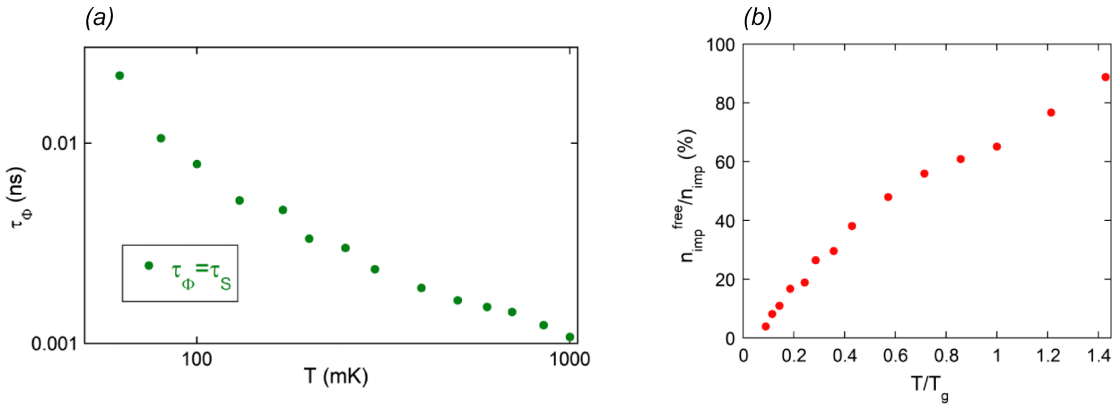


Figure 2.17: *(a) : τ_Φ en fonction de la température, déterminée à partir de la partie bas champ de la figure 2.16 (b). (b) : fraction des spins libres (normalisée à la concentration initiale d'impuretés magnétiques) en fonction de la température (normalisée à la température de gel T_g). Extrait de [111].*

1. Si l'on imagine que l'effet des interactions RKKY sur un spin S_i correspond à un champ local $\overrightarrow{h_i}$, alors ce spin pourra être considéré comme gelé, si l'énergie magnétique résultant de la somme du champ $\overrightarrow{h_i}$ plus le champ extérieur $\overrightarrow{B}$, est supérieure à l'énergie thermique ($g\mu_B(\overrightarrow{h_i} + \overrightarrow{B}) \leqslant k_B T$). Dans ce cas, la dégénérescence de spin de l'impureté, qui est un des présupposé de Kondo, est levée et le processus de spin–flip interdit.

2. Pour la partie fort champ, les mécanismes de spin–flips sont si réduits que la longueur L_ϕ devient plus grande que les tailles L et L_T. Par conséquent, l'amplitude des fluctuations est insensible aux mécanismes de déphasages.

3. C'est un des présupposés de l'effet Kondo.

Par conséquent, la mesure de τ_Φ donne une mesure quantitative de la *quantité d'impuretés non gelées dans la phase vitreuse*. Le graphique 2.17 (b) montre la fraction des spins libres n_{imp}^{libres}/n_{imp} en fonction de la température. Rappelons que $T_g \approx 700\,\mathrm{mK}$: on remarque que même très en dessous de T_g, le nombre de spins libres reste très important, par exemple pour $T/T_g = 0.2$, la fraction de spins libres est encore de 20 %. Ceci, tranche avec l'idée communément admises que presque tous les spins gèlent juste en dessous de T_g.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté quelques aspects du transport qui nous seront utiles pour discuter des résultats des chapitres 4 et 5. Notons que le transport en tant que sonde pour les verres de spins n'a que très peu été utilisé jusqu'à présent et particulièrement le transport cohérent qui n'a fait l'objet que de deux expériences. Cependant, cette sonde peut donner des informations différentes de celles des mesures magnétiques : En effet, par exemple, d'après la dernière mesure que nous avons présentée, le transport est capable d'explorer la phase basse température très en dessous de T_g, alors que généralement les mesures magnétiques se limitent à des températures minimales de $\sim 0{,}5\ T_g$.

CHAPITRE 3

Instrumentation expérimentale

L'étude des verres de spins à l'aide du transport cohérent d'électron requiert diverses conditions expérimentales. La première concerne les échantillons : leurs tailles doivent être de l'ordre de L_Φ ou de quelques L_Φ, c'est–à–dire du micron. Le choix des matériaux, ainsi que la concentration en impureté magnétique sont cruciaux et nécessitent d'être bien contrôlés. Le deuxième aspect concerne la cryogénie, pour obtenir une longueur de cohérence de phase significative, la température doit être suffisamment basse (typiquement $< 1\,\mathrm{K}$). Enfin, pour mesurer les effets quantiques qui sont de l'ordre e^2/h (qui correspondent à des variations relatives de résistance très faibles), la détection doit être très bas bruit. Ce chapitre est dédié aux techniques expérimentales qui sont indispensables pour réaliser des mesures de transport dans des verres de spins de taille mésoscopique.

3.1 La fabrication des échantillons

3.1.1 Les techniques de lithographie

La fabrication d'échantillons de taille nanométrique nécessite l'utilisation de lithographie électronique. Toute la partie insolation a été réalisé a la Plateforme Technologie Amont (CEA grenoble) sur un masqueur électronique ; la figure 3.1 résume les principales étapes de confection. Il y en a principalement 5 :

1. Étalement de la résine : de la résine PMMA 4% (polyméthacrylate de méthyle) sensible aux électrons est déposée sur un substrat de silicium-oxyde de silicium (Si/SiO_2).
2. Insolation : un faisceau focalisé d'électrons (sur quelques nm^2), insole la résine est dessine le motif à réaliser.
3. Développement : l'ensemble est plongé dans un développer (MIBK-IPA1/3) qui élimine la résine insolée (résine positive).
4. Dépôt : les matériaux choisis sont déposés sur l'ensemble de la plaquette.

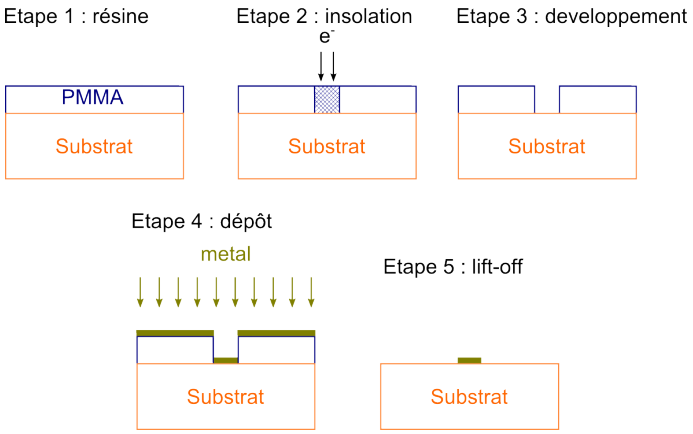


Figure 3.1: *Les principales étapes de lithographie.*

5. Lift–off : le lift–off qui consiste à enlever le reste de résine sur le substrat.

Tous nos échantillons ont une géométrie quasi–1D, i.e. ce sont des fils longs et étroits. Un échantillon typique est représenté sur la figure 3.2, le fil est horizontal de longueur $L \sim 18\,\mu\text{m}$, de largeur $w = 200\,\text{nm}$ et d'épaisseur $t = 50\,\text{nm}$. Verticalement sont disposées plusieurs sondes de tension qui permettent de mesurer le transport sur différentes longueurs L.

3.1.2 Choix de la géométrie quasi–1D

Ce choix de géométrie tient à plusieurs raisons. Nous avons vu que tous les effets quantiques sont au maximum de l'ordre de $\sim e^2/h$. Ainsi, les effets quantiques sont très faibles par rapport à la valeur totale de la résistance (de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-4}$ %). On a donc intérêt à avoir un échantillon le plus résistif possible, ce qui amène à concevoir des échantillons longs et étroits.

Cependant, il existe d'autres contraintes concernant les dimensions du fils. En effet, lorsque des courbes de magnétorésistances sont réalisées, l'insertion d'un quantum de flux Φ_0 dans la surface $w \times L_\Phi$ définie le champ magnétique caractéristique B_{caract} sur lequel les phénomènes cohérents se manifestent. Rappelons, que plusieurs B_{caract} doivent être appliqués pour satisfaire les conditions d'ergodicité [1]. La largeur w doit donc être suffisante pour que la plage de champ de plusieurs B_{caract} soit accessible expérimentalement. Par exemple, si $L_\Phi \sim 1\,\mu\text{m}$, B_{caract} sera de l'ordre de $\sim 200\,\text{G}$ pour une largeur de $200\,\text{nm}$. Nous avons à notre disposition des fils de 100 et $200\,\text{nm}$ de large.

Nous avons fixé l'épaisseur de tous les échantillons à $t = 50\,\text{nm}$. Par conséquent, comme toutes les dimensions sont $\gg l_e$ et $\gg \lambda_F$, les échantillons sont diffusifs dans les trois directions de l'espace et sont des métaux 3D isotropes.

1. On renvoie le lecteur à la partie 2.4.2, page 62.

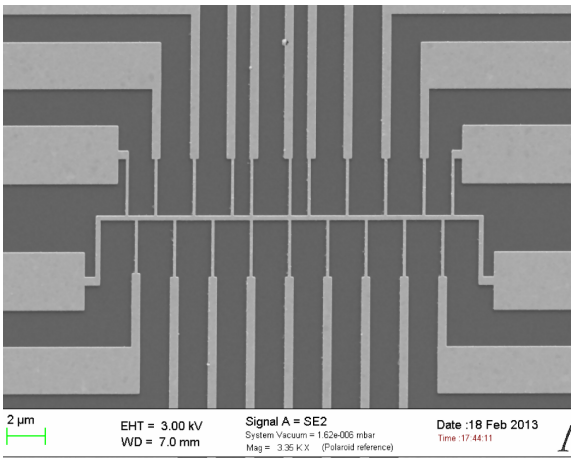


Figure 3.2: *Image SEM d'un fil typique pour observer le transport cohérent, le fil est horizontal de longueur $L \approx 18\,\mu$m, de largeur $w = 200$ nm et d'épaisseur $t = 50$ nm. Le long du fil plusieurs sondes de tension sont disposées, afin de mesurer différentes longueurs ($\sim$ tous les microns).*

Soulignons que t et w ne peuvent pas trop petites afin de s'assurer qu'il y ait un minimum de spins dans la section du fil. En effet, dans le chapitre 1, nous avions discuté que la dimension critique inférieure des verres de spins est comprise entre 2 et 3. Ainsi, pour un petit échantillon, la question de savoir si la transition de phase est toujours 3D, c'est–à-dire si elle existe à température finie est pertinente.

Quelques expériences se sont attachées à décrire à partir de quelle taille, un échantillon ne présente plus de transition de phase à température finie. Une première investigation a été réalisée par H. Vloeberghs et *al* [113] sur des films AuFe de différentes épaisseurs, avec des concentrations en Fe de l'ordre du %. Ils montrent par des mesures d'effet hall anormal [114], que T_g commence à décroître et tendre vers zero, lorsque t devient inférieure à 20 nm. Une autre expérience réalisée par L. Hoines et *al* [115] corrobore ce résultat. Ils ont mesuré la température de gel par susceptibilité sur des empilements mono-couches d'AgMn et de CuMn. Ils montrent que T_g est affectée et tends vers zero pour des épaisseurs inférieures à 15 nm. Finalement, on peut penser que pour nos échantillons dont les dimensions sont supérieures à 15 nm, la transition verre de spins est toujours de dimension trois. Enfin, notons que dans le cas de la figure 3.2, où le fil est en argent et dopé avec une concentration de 500 ppm, le nombre de spin dans la section est d'environ 1000.

3.1.3 Les matériaux

Il existent une multitude de verre de spins métallique ; cependant nous avons opté pour des échantillons de type AgMn et AuFe dopés dans une gamme de concentration de 100 ppm. Dans cette gamme de concentration diluée, la température de gel T_g est proportionnelle à la concentration quelque soit les matériaux [1]. Par conséquent, pour 100 ppm, $T_g \sim 0{,}1$ K.

1. Le lecteur est renvoyé à la page 9.

Cette gamme de température de gèle est idéal pour étudier les verres de spins dans un réfrigérateur à dilution : en effet tous les régimes en température sont accessibles : $T \gg T_g$, $T \sim T_g$ et $T > T_g$.

L'avantage du manganèse dans l'argent est sa température Kondo [1] T_K qui est d'environ 40 mK [108, 107]. Elle est donc très faible par rapport à T_g et l'effet Kondo n'affectera donc pas la transition vitreuse, les moments magnétiques étant toujours bien définis. Les verres de spins de type AuFe sont eux aussi intéressants car le couplage spin–orbite est plus fort que pour AgMn. Néanmoins, la température Kondo du Fer dans l'or est plus importante : elle vaut $T_K \sim 300$ mK [107] et pour les concentrations inférieures à 500 ppm, on peut penser qu'il y aura compétition entre les deux effets. Notons cependant, que c'est aussi le moyen d'étudier le cas où $T_g \sim T_K$.

Il existe deux manières pour obtenir un alliage type de AgMn et AuFe. La première consiste à déposer directement l'alliage choisi au niveau de l'étape « dépôt » de la fabrication (voir figure 3.1). La deuxième consiste à déposer le métal noble, puis à implanter les impuretés magnétiques après coup. C'est cette dernière que nous avons choisie.

3.1.4 Implantation des impuretés magnétiques

Les avantages

Cette technique présente plusieurs avantages intéressants, que l'on ne retrouve pas forcement lorsque l'alliage est déposé directement. La dose et le type d'ions magnétiques sont relativement modulables et par conséquent, différentes concentrations et compositions sont facilement réalisables. De plus, l'implantation évite tous problèmes d'agrégats (tant que l'échantillon n'est pas recuit), qui peuvent rendre l'interprétation des données plus délicate et assure une concentration bien contrôlée. Enfin, une comparaison directe sera possible entre les échantillons purs et les échantillons types verres de spins, en laissant certains échantillons non implantés.

Les inconvénients

En revanche, cette technique a le désavantage d'endommager le métal. En effet, les ions implantés à haute énergie subissent plusieurs collisions avant d'être stoppés et créent alors des défauts. Ces défauts pourraient être éliminés par recuit de l'échantillon, mais nous n'utilisons pas cette technique pour deux raisons. Premièrement, le recuit pourrait induire des agrégats (ce que nous cherchons à éviter). Deuxièmement, les défauts statiques crées par l'implantation augmente la résistivité des échantillons [2], ce qui aide pour les mesures de transport cohérent. De plus, une étude menée dans notre groupe [116] a montré que l'implantation d'ions Ag^+ dans des fils d'argent n'apporte pas de diffusion inélastique supplémentaire.

1. Pour une rapide description de l'effet Kondo, on renvoie le lecteur à la page 68.
2. Par exemple, dans nos échantillons, nous avons observé une augmentation d'un facteur ~ 2. Une telle augmentation a déjà été observée ailleurs [15, 116].

La technique

Le principe de l'implantation est résumé sur le schéma de la figure 3.3. En premier lieu, un plasma d'ion et créé en bombardant des électrons sur une source d'ions [1]. Les ions du plasma sont ensuite extraits à l'aide d'un champ électrique et dirigés vers le séparateur de masse. Le champ magnétique créé par le séparateur de masse permet de sélectionner le type d'ion à implanter. Une fois le type d'ion sélectionné, le faisceau est accéléré à l'énergie choisie et focalisé sur l'échantillon. La dose ou la fluence représente la quantité d'ions implantés ; c'est aussi l'intégrale sur le temps du courant ionique.

La plupart des implantations ont été réalisées sur l'implanteur IRMA au CSNSM à Orsay [2]. L'implanteur est représenté sur la figure 3.4. Selon les éléments, cet appareil est capable de produire des courants ioniques de quelques dizaines à quelques centaines de micro–ampères. En outre, l'énergie du faisceau peut varier de 5 à 190 KeV.

Pour réaliser une bonne implantation, il est nécessaire de déterminer deux paramètres. Premièrement, l'énergie du faisceau qui contrôle la profondeur des ions doit être choisie de manière à ce qu'en moyenne les ions s'arrêtent au milieu de l'épaisseur t. Deuxièmement, il faut définir la fluence ou dose (en $ions/cm^2$) afin de fixer la concentration. Ces deux données peuvent être obtenues par simulation numérique, en utilisant le logiciel SRIM [3] (The Stopping and Range of Ions in Matter). Ce logiciel regroupe un ensemble de sous–programmes qui peuvent traiter différents aspects du transport des ions dans la matière. Par exemple, le module « Stoping / Range Tables », permet en fonction de la cible et du type d'ion, de calculer la profondeur moyenne à laquelle les ions sont stoppés.

Nous souhaitons que la distance moyenne d'arrêt des ions correspondent à la moitié de l'épaisseur de nos échantillons. Ainsi, comme l'épaisseur vaut $t = 50\,\text{nm}$, le module « Stoping / Range Tables » donne des énergies de faisceau comprises entre 70 et 80 keV pour des ions Mn^+ dans Ag et de 110 keV pour des ions Fe^+ dans l'or.

Ensuite, la concentration en impureté est déterminée par le module TRIM [4] (« The transport of ion in matter ») qui calcule la dose associée. Ce module donne la distribution [5] des ions en fonction de la profondeur de la cible. La figure 3.5 montre un exemple de distribution pour des ions Mn^+ accélérés à 80 keV dans une cible d'argent d'épaisseur $t = 50\,\text{nm}$. Le substrat en silicium est lui aussi pris en compte dans la simulation.

Dans l'échantillon d'argent, nous voyons que le profil de distribution est à peu près gaussien. L'énergie du faisceau est correctement choisie car le maximum de la gaussienne tombe au milieu de l'échantillon. À cause d'une telle distribution, le profil de concentration sera lui

1. Cette source peut être solide, liquide ou gazeuse. Dans notre cas, elle à toujours été solide. De plus, notons qu'une source est en générale toujours composée de plusieurs éléments.
2. Elles ont été réalisées dans le centre de l'Institut national de physique nucléaire et physique des particules. Voir aussi : http://www.csnsm.in2p3.fr/-L-implanteur-IRMA-.
3. Le logiciel SRIM est disponible gratuitement sur le site : http://www.srim.org/.
4. Ce logiciel calcul par des méthodes de Monte Carlo un à un le parcours des ions dans la matière, il suit toute la séquence de collision de l'ion ainsi que tous les dommages crées.
5. La distribution des ions est obtenue après avoir calculé le parcours de 99999 ions dans la cible.

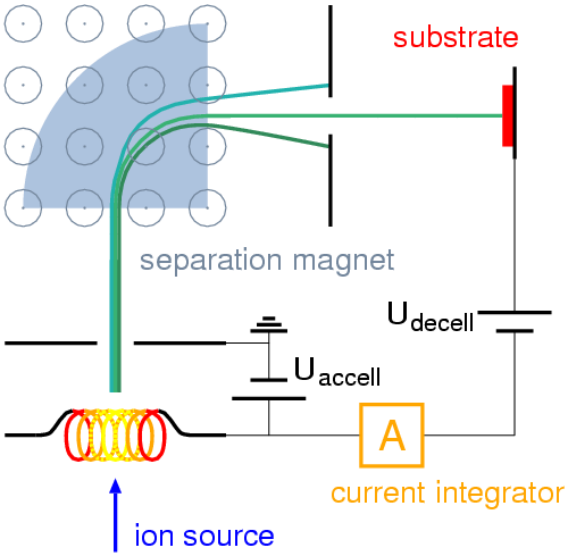


Figure 3.3: *Schéma illustrant le principe d'implantation des ions dans un substrat* [a].

a. http://en.wikipedia.org/wiki/Ion_implantation

Figure 3.4: *Photographie de l'implanteur IRMA, équipement du CSNSM Paris. Pour les ions monochargés, l'énergie varie de 5 à* 190 keV.

aussi gaussien avec un maximum au milieu de l'échantillon. Par conséquent, la dose D est déterminée en fonction de la valeur à mis–hauteur de la gaussienne (notée $\overline{c}$) :

$$D = \frac{c_{imp} n_{at}}{\overline{c}} \tag{3.1}$$

Avec D la dose définie en $ions/cm^2$, n_{at} est la densité atomique du métal hôte et c_{imp} est la concentration en impuretés voulues. Par exemple, la simulation de la figure 3.5 donne $\overline{c} \sim 12 \cdot 10^4$: si l'on souhaite obtenir une concentration de 500 ppm de Manganèse, la dose sera donc [1] de $2{,}43 \cdot 10^{14}$ ions/cm^2. Toutes les implantations réalisées sur l'implanteur IRMA sont résumées dans le tableau 3.1.

Une autre série d'implantation a été réalisée à l'université de Bochum dans le groupe Andreas Wieck [2] à l'aide d'un faisceau d'ions focalisé (FIB en anglais, « Focused ion beam »). Le principe de cette technique est schématisé sur la figure 3.6. Cet instrument ressemble au microscope électronique à balayage électronique (MEB, ou SEM en anglais), mais au contraire d'un MEB qui utilise les électrons focalisés pour réaliser des images ou des lithographies, le FIB utilise des ions focalisés. Le principe du FIB est équivalent à celui de l'implanteur : depuis une source, les ions sont extraits, filtrés, puis focalisés sur l'échantillon. Les deux grandes différences avec un implanteur sont le courant ionique qui est beaucoup plus faible, de l'ordre de la dizaine de pA et la taille du faisceau qui est de l'ordre de

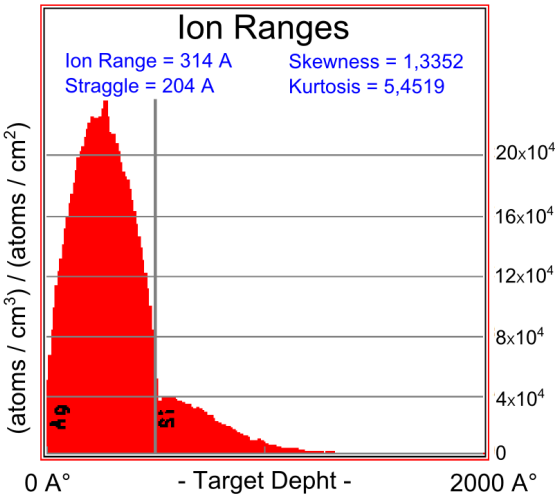


Figure 3.5: *Profil de distribution des ions en fonction de la profondeur de la cible. Dans cette exemple, des ions Mn^+ portés à 80 keV sont dirigés sur une cible d'argent d'épaisseur de 50 nm qui est elle même déposée sur un substrat en silicium. Le profil est donnée en unité de $(at/cm^3)/(at/cm^2)$.*

1. La densité atomique de l'argent vaut $n_{at}(\mathrm{Ag}) = 5{,}86 \cdot 10^{22}\,\mathrm{at/cm^3}$ et celle de l'or $n_{at}(\mathrm{Au}) = 5{,}9 \cdot 10^{22}\,\mathrm{at/cm^3}$.
2. http://www.ruhr-uni-bochum.de/afp/?l=mitarbeiter&who=wieckandreas.

Table 3.1: *Tableau des implantations réalisées sur l'implanteur IRMA. Des ions de manganèse et de fer ont été respectivement implantés dans des échantillons d'argent et d'or d'épaisseur 50 nm.*

Échantillons	t (nm)	$E_{faisceau}$ (keV)	D (ions.cm^{-2})	c_{imp} (ppm)	T_g (mK)
AgMn	50	80	$9{,}73 \cdot 10^{13}$	200	~ 200
AgMn	50	80	$2{,}43 \cdot 10^{14}$	500	~ 500
AgMn	50	80	$3{,}89 \cdot 10^{13}$	800	~ 800
AuFe	50	110	$3{,}54 \cdot 10^{14}$	600	~ 600
AuFe	50	110	$4{,}72 \cdot 10^{14}$	800	~ 800

quelque nm^2. Par conséquent l'implantation doit être effectuée échantillon après échantillon, ce qui est largement plus long par rapport à un implanteur. En revanche, l'implantation est locale et dans notre cas nous l'avons limitée à un carré de 300 µm × 300 µm centré autour de notre fil mésoscopique. Au final, douze échantillons ont été implantés par le FIB ; le résumé des implantations par FIB est visible dans la tableau 3.2.

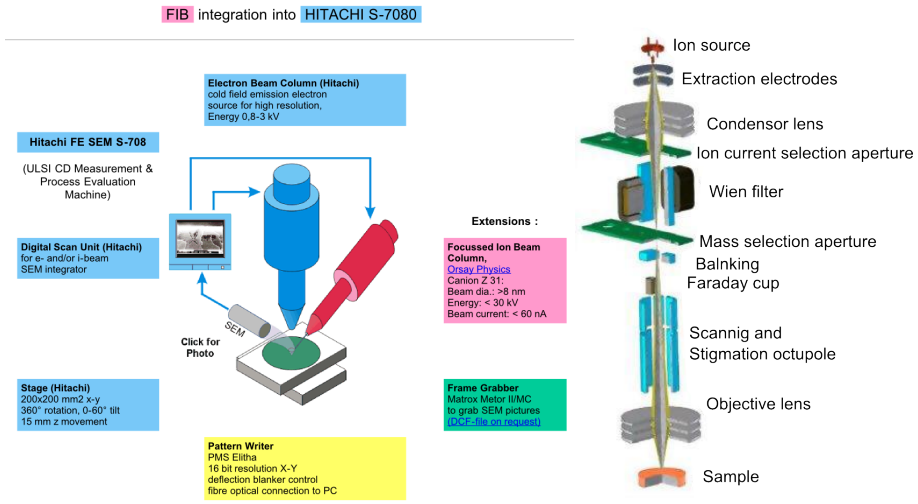


Figure 3.6: *À gauche : caractéristiques du FIB de l'université de Bochum. À droite : schéma représentant le principe d'un FIB.*

Table 3.2: *Tableau des implantations réalisées sur le FIB de l'université de Bochum dans le groupe d'Andreas D. Wieck. Des ions de manganèse et de fer ont été respectivement implantés dans des échantillons d'argent et d'or d'épaisseur 50 nm. Ici, à chaque ligne du tableau trois échantillons de géométrie différente ont été implantés de la même manière.*

Échantillons	t (nm)	$E_{faisceau}$ (keV)	D (ions.cm^{-2})	c_{imp} (ppm)	T_g (mK)
3×(AgMn)	50	70	$1{,}92 \cdot 10^{14}$	400	~ 400
3×(AgMn)	50	70	$3{,}84 \cdot 10^{14}$	800	~ 700
3×(AuFe)	50	100	$2{,}7784 \cdot 10^{14}$	500	~ 500
3×(AuFe)	50	100	$4{,}3869 \cdot 10^{14}$	750	~ 750

3.2 Le dispositif expérimental

3.2.1 Le réfrigérateur à dilution

Pour des métaux très purs la longueur de cohérence de phase peut atteindre 20 µm à très basse température (typiquement à $T = 10$ mK). De nos jours, de telles températures sont facilement accessibles grâce au réfrigérateur à dilution qui est devenu un outil de base en cryogénie.

Le principe du réfrigérateur à dilution fut proposé pour la première fois en 1962 par H. London et *al* [117] : il s'agit de faire circuler en circuit fermé un mélange de deux isotopes de l'Helium : $^3He - ^4He$. La particularité de ce mélange est que pour $T > 860$ mK, il est complètement miscible, alors que pour $T < 860$ mK, le mélange se sépare en deux phases distinctes : une phase concentrée et une phase diluée en ^3He. À très basse température, la concentration en ^3He dans les deux phases se stabilise et vaut 6 % dans la phase diluée à température nulle. Le fonctionnement du réfrigérateur est représenté schématiquement sur la 3.7.

Considérons la boite à mélange de la figure 3.7, en dessous de 860 mK, le mélange se sépare en deux phases et la phase concentrée en ^3He qui est plus légère se retrouve au dessus de la phase diluée. À l'équilibre thermodynamique, la concentration en ^3He des deux phases est stable. Dans ce cas, la frontière entre les deux phases peut être vue comme une interface liquide gaz, où la partie liquide est la partie riche en ^3He. Lorsque le pompage via le bouilleur est activé, l'équilibre est rompu : de l'^3He est pompé dans la phase pauvre et afin de rétablir l'équilibre, de l'^3He migre de la phase riche vers la phase pauvre. Ce processus de migration est endothermique, c'est–à–dire qu'un atome d'^3He a besoin d'énergie pour passer de la phase liquide à gazeuse. L'énergie est fournie par l'environnement sous forme de chaleur. Dans notre cas, l'environnement correspond à la boîte à mélange et à l'échantillon thermiquement fixé à celle–ci. L'^3He extrait est ensuite réinjecté, et après diverses thermalisations, il ré–alimente le système qui peut donc fonctionner en continu.

La puissance frigorifique est proportionnelle à la fois au débit d'^3He extrait du bouilleur et à T^2. Lors de ma thèse, j'ai utilisé un réfrigérateur dont la puissance est de 250 µW à

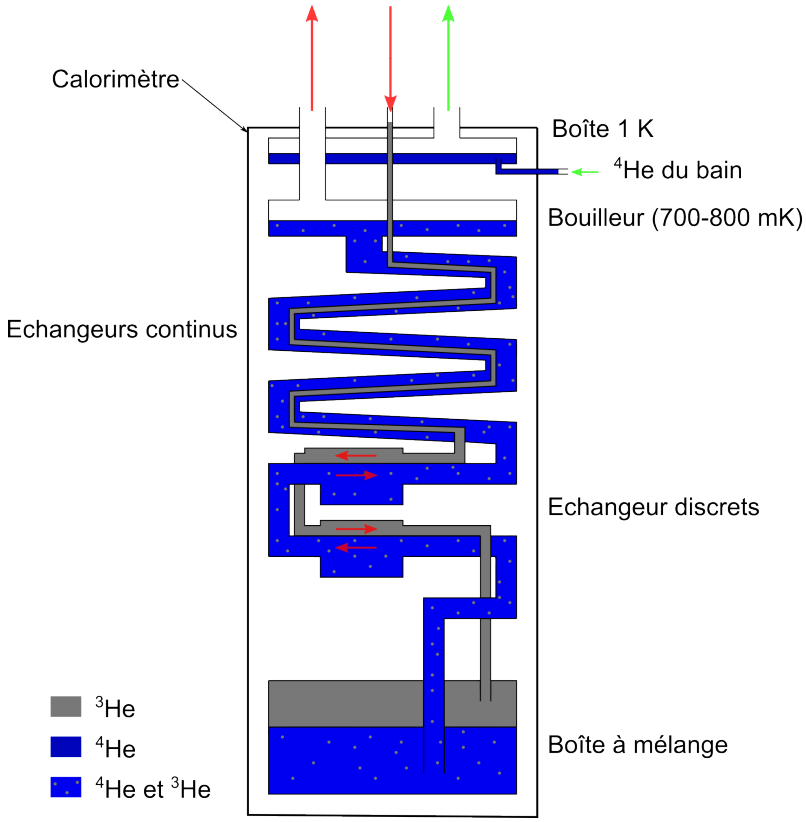


Figure 3.7: *Schéma du réfrigérateur à dilution.*

100 mK, avec une température de base de 20 mK. Notons que ce frigo a la particularité de posséder une détente joule thomson qui permet d'abaisser la température du mélange de 4 K à $\sim$ 1,5 K. Elle remplace la boîte à 1 K de la figure 3.7. Afin de fonctionner correctement et éviter les apports de chaleur, le réfrigérateur doit être découplé de son environnement. C'est pourquoi, la partie dilution est placée sous vide dans un calorimètre et le tout est plongé dans un bain d'^4He liquide. Enfin, les fils de mesure doivent être thermalisés et préparés avec soin, pour éviter un trop gros apport de chaleur [1].

3.2.2 La bobine supraconductrice deux axes

Afin de réaliser des mesures de magnéto–transport, nous disposons d'un bobine supraconductrice deux axes. Nous appelons le champ B_z, appliqué suivant la direction verticale z, le champ qui est produit grâce un solénoïde supraconducteur et qui est perpendiculaire à l'échantillon. Ce solénoïde permet d'atteindre un champ maximal d'environ $B_z \sim 8$ T. Autour du solénoïde se trouve deux bobines Helmotz supraconductrices qui permettent cette fois–ci d'induire un champ dans le plan de l'échantillon. Au maximum le champ B_{xy}

1. Dans notre cas les pertes sont de l'ordre de quelques µW.

qu'il est possible d'induire vaut $B_{xy} \sim 1{,}3\,\mathrm{T}$. On renvoie également le lecteur à la figure 4.1 de la page 92 pour les directions des champs magnétiques par rapport à l'échantillon.

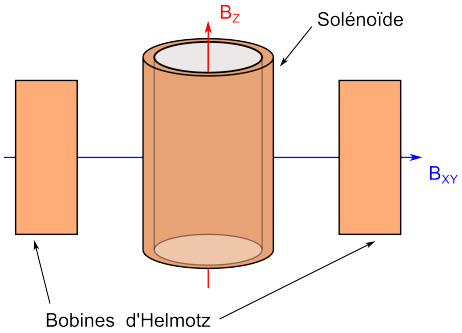


Figure 3.8: *Schéma représentant les bobines supraconductrices : le solénoïde crée le champ B_z perpendiculaire à l'échantillon et les bobines d'Helmotz créent le champ B_{xy} induit dans le plan de l'échantillon.*

3.2.3 Les fils de mesure

Une attention toute particulière doit être portée aux fils de mesure, car ceux–ci connectent directement l'échantillon qui se trouve à basse température ($\sim 50\,\mathrm{mK}$) au système de mesure qui lui est à température ambiante ($\sim 300\,\mathrm{K}$). Il y a principalement trois critères à respecter :

1. Les fils doivent être correctement thermalisés, afin de limiter le flux thermique entre les différents étages du réfrigérateur et donc éviter de perturber son fonctionnement.
2. Les fils ont leur propre résistance, par conséquent ils apportent du bruit intrinsèque d'origine thermique qu'il faut minimiser.
3. Les fils doivent filtrer le bruit haute fréquence provenant de l'extérieur, afin d'assurer une bonne thermalisation des électrons à basse température.

Pour des mesures basses températures, une des principales sources de décohérence (chauffage) est due au champ électromagnétique externe haute fréquence [118]. Ce bruit qui couple les électrons aux photons empêche une bonne thermalisation des électrons. Pour supprimer ce bruit, les lignes de mesures entre 4 K et 50 mK sont des thermocoaxs : Zorin et *al* ont démontré qu'ils agissent comme de très bons filtres hautes fréquences [119]. Dans notre cas, 2 m de câble sont suffisants pour découpler les radiations extérieures de notre échantillon.

Entre 300 K à 4 K, les lignes de mesure sont des câbles coaxiaux blindés de faibles résistances ($\sim 4\,\Omega\,\mathrm{m}^{-1}$). Leur faible résistance permet de réduire le bruit de Johnson-Nyquist [120, 121]. Ils sont choisis de telle manière que le bruit apporté ne soit pas supérieur au bruit intrinsèque des amplificateurs soit $0{,}4\,\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$.

Le schéma des lignes de mesure est représenté sur la figure 3.9, pour une description plus complète du câblage de ce réfrigérateur, le lecteur est renvoyé à l'annexe A de [15].

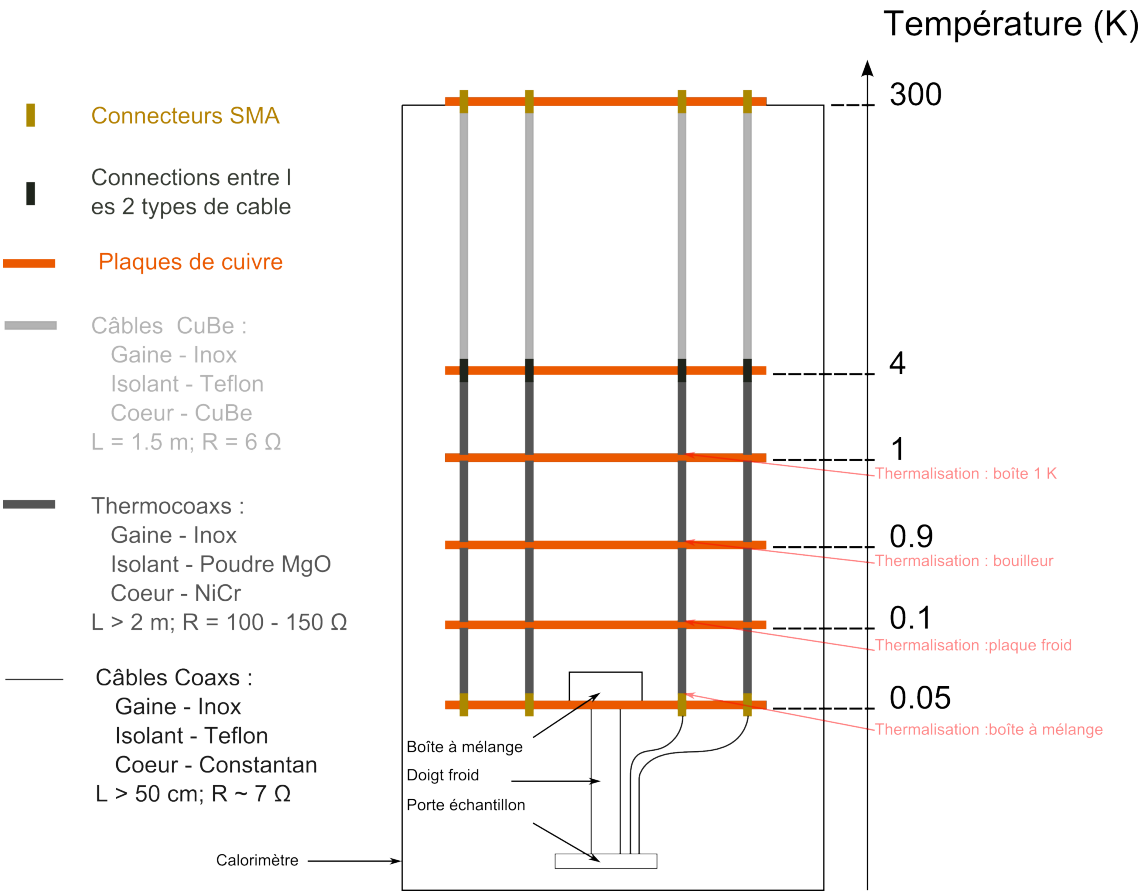


Figure 3.9: *Schéma récapitulant le câblage du réfrigérateur. De 300 à 4 K les lignes de mesures sont des câbles coaxiaux de faible résistance, ce qui permet de réduire le bruit de Johnson-Nyquist. De 4 K à 50 mK, les lignes de mesure sont des thermocoaxs qui permettent de filtrer le bruit haute fréquence provenant de l'extérieur. Ils sont relativement long et résistants afin de réduire le flux thermique. De plus, ils sont thermalisés à chaque étage du réfrigérateur.*

3.2.4 La détection bas bruit

Les échantillons quasi–1D à notre disposition ont une résistance typique de $\sim 100\,\Omega$; cette valeur de résistance étant relativement faible, le meilleur moyen pour étudier le transport est d'utiliser un montage en source de courant. Cependant, la valeur du courant traversant l'échantillon doit être limitée : en effet, il est impératif que les électrons soient à l'équilibre lors des mesures. Cette condition est remplie lorsque :

$$eRI \leqslant k_B T \tag{3.2}$$

Où e est la charge de l'électron, R la résistance de l'échantillon, I le courant, k_B la constante de Boltzmann et T la température. Ainsi, à 100 mK, la tension aux bornes de l'échantillon doit respecter $V \leqslant 8{,}6\,\mu\text{V}$. De plus, comme l'amplitude des effets cohérents étant de l'ordre $\sim e^2/h$, on s'attend à une variation de relative de résistance d'environ :

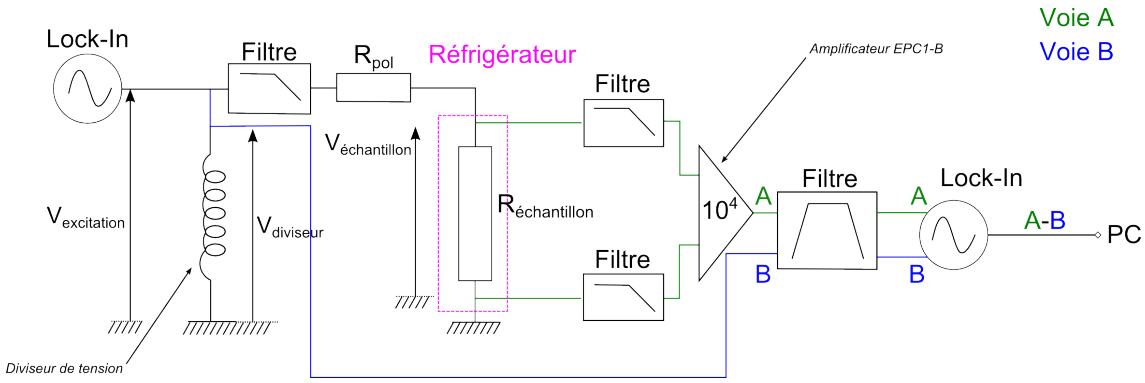


Figure 3.10: *Schéma de la chaîne de mesure. La détection synchrone délivre une tension d'excitation $V_{excitation}$ à la fréquence f à travers une résistance de polarisation R_{pol} et le pont diviseur de tension. Les signaux de sorties $V_{échantillon}$ (voie A) et $V_{diviseur}$ (voie B) sont ensuite mesurés par la détection synchrone, puis le signal soustrait $A - B$ est envoyé à l'ordinateur.*

$\Delta R_{cohérent}/R \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Par conséquent, les tensions que nous souhaitons déterminer sont de l'ordre du nV à quelques dizaines de nV.

L'ensemble du système de mesure est résumé sur le schéma de la figure 3.10. Pour la mesure, nous utilisons une technique standard de détection synchrone [1]. Les mesures sont réalisées en « quasi–dc », la fréquence f de la détection synchrone étant fixée à environ 10 Hz. Les sondes de tension de l'échantillon sont connectés à un pré–amplificateur maison « EPC1-B ». Celui–ci, a un gain allant jusqu'à 10^4 et un niveau de bruit de $0{,}4\,\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ au dessus d'une fréquence de 10 hertz. De plus, soulignons que comme nous voulons mesurer des petites corrections à la résistance totale de l'échantillon ($\Delta R/R \sim 10^{-3}$), nous utilisons une méthode de pont de résistance. De ce fait, l'excitation est envoyée, en parallèle de l'échantillon, sur un diviseur [2] de tension ultra–stable et réglable [3]. Le diviseur est réglé à une valeur de tension de référence très proche de celle de l'échantillon. Puis, celle–ci est soustraite au signal de l'échantillon [4], de telle manière que nous ne mesurions que la quantité $\Delta R = R_{échantillon} - R_{ref}$ [5]. Cette technique ne permet pas d'améliorer le bruit, mais elle permet d'augmenter considérablement la dynamique de la chaîne de mesure.

Afin de mesurer plusieurs échantillons en même temps, nous avons implémenté en parallèle, plusieurs amplificateurs à détections synchrone et pré–amplificateur EPC1–B. L'ensemble des appareils de mesure est relié à un ordinateur par connexion GPIB.

La totalité des instruments est pilotée par un programme Labview. Celui gère :

– Les balayages en champ magnétique dans les deux directions.

1. Nous utilisons des Lock-in de chez Signal Recovery.
2. Ce diviseur est constitué de transformateur, le modèle que nous utilisons est un « DT2A STANDARD DECADE TRANSFORMER ». Voir aussi `www.dennlec.com/images/esi-dt72a-op-manual.pdf`
3. C'est la voie B du schéma 3.10.
4. Le signal de l'échantillon est la voie A du schéma 3.10.
5. C'est à dire $A - B$ du schéma 3.10.

- Les paramètres des détections synchrones.
- un ADC (« Analog to Digital Converter ») qui permet de récupérer la température et/ou d'autres signaux et un DAC (« Digital to Analog Converter ») qui permet de délivrer des tensions.

La thermométrie du réfrigérateur est gérée par un « TRMC2 » qui est un contrôleur de température réalisé au CRTBT.

CHAPITRE 4

Caractérisation des fils quasi–1D, « fils purs » et « verres de spins »

Les mesures de susceptibilité magnétique sont les plus répandues pour caractériser les verres de spins : en effet, le pic aigu qui apparaît à la température de gel est une des premières signatures de la transition vers phase verre de spins. Cependant, nos échantillons mésoscopiques ont de trop petites tailles et le signal magnétique ne serait pas suffisant pour réaliser ce genre de mesure. Par conséquent, afin de s'assurer que notre procédé de fabrication soit bien contrôlé, c'est–à–dire qu'il nous donne des échantillons verres de spins « voulus », le seul outil à notre disposition est le transport électronique. Au contraire de la susceptibilité magnétique, la dépendance en température de la résistivité $\rho(T)$ ne présente pas de pic aigu à la température de gel ; néanmoins, on s'attend à ce que $\rho(T)$ soit affectée par la diffusion des électrons sur les spins et ainsi donne accès à des informations sur la phase vitreuse.

Dans ce chapitre, nous commencerons par présenter des mesures de résistivité en fonction de la température, ainsi que des courbes de magnétorésistance sur des échantillons purs non implantés. Cette caractérisation est nécessaire, car d'une part, elle permet de vérifier la pureté de ces échantillons et d'autre part, d'attribuer toutes les déviations observées sur les échantillons dopés aux impuretés magnétiques. Dans un deuxième temps nous présenterons des mesures d'effets Hall anormal sur une barre de Hall d'AuFe 0.8 at%. À partir de ces mesures, il est possible d'extraire directement la température de gel. Ainsi, nous vérifions si la technique d'implantation fonctionne correctement. Enfin, nous présenterons les caractéristiques de la résistivité d'un fil d'AgMn (dopé à 500 ppm) en fonction de la température et du champ. Puis, nous discuterons de l'effet des impuretés magnétiques sur le transport électronique.

4.1 Caractérisation de l'argent pur dans des fils quasi–1D

Le transport cohérent est extrêmement sensible aux impuretés et notamment aux impuretés magnétiques. Par exemple, Saminadayar et *al* [72] ont montré que seulement quelques ppm

d'impuretés magnétiques suffisent à changer le comportement du transport cohérent. Il est donc essentiel de vérifier la pureté des métaux hôtes. C'est étape est obligatoire pour affirmer par la suite, que les comportements des échantillons dopés soient uniquement dus aux impuretés magnétiques implantées.

4.1.1 Les échantillons étudiés

La caractérisation des propriétés électroniques de l'argent pur a été réalisée sur l'échantillon de la figure 4.1. Dans tout la suite du manuscrit, nous le nommerons Ag_1. Cet échantillon est un fil quasi–1D (en orange), dont la longueur est $L \sim 18\,\mu m$, la largeur $w = 200\,nm$ et l'épaisseur $t = 50\,nm$. Le fil est parcouru par des sondes de tension qui permettent de mesurer le transport sur différentes longueurs, typiquement tous les microns. Les principales propriétés de cet échantillon sont résumées dans le tableau 4.1.

Soulignons que Ag_1 servira de référence à toutes les mesures présentées ultérieurement. En effet, dans la suite, nous étudierons principalement un fil d'AgMn 500 ppm, dont la géométrie est rigoureusement identique. De plus, Ag_1 et AgMn proviennent tous deux du même lot de fabrication : l'insolation et le dépôt métallique furent réalisés en même temps, seule l'implantation des impuretés les différencie.

Sur la figure 4.1, nous avons représenté la direction du champ magnétique, suivant la direction $\vec{z}$ (noté B_z) et dans le plan (noté B_{xy}). Dans ce chapitre, nous utiliserons uniquement le champ B_z, noté B dans la suite. De plus, l'angle θ de 30 - 40 $^\circ$ entre le fil et la direction de B_{xy} n'est valable que pour l'échantillon AgMn que nous étudierons dans la troisième partie de ce chapitre et dans le suivant.

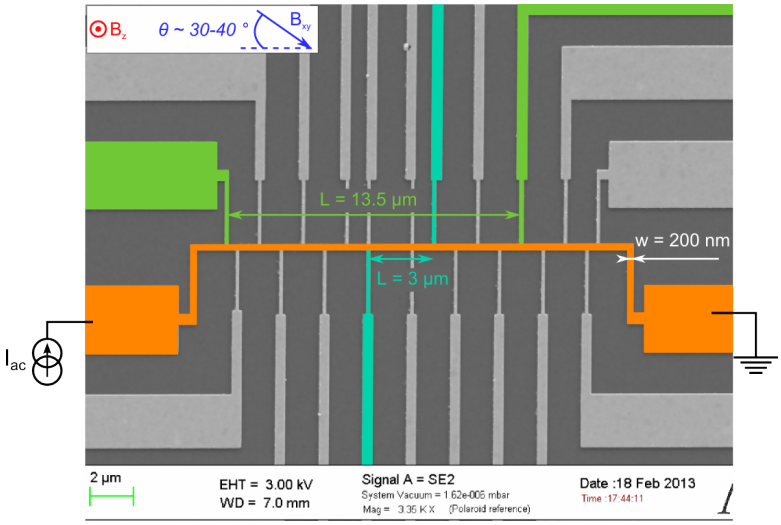


Figure 4.1: *Image MEB de Ag_1 et AgMn. Le fil est représenté en orange, sa longueur maximale est de 18 µm, sa largeur est de 200 nm et son épaisseur de 50 nm. En vert et bleu sont représentées des sondes typique de tension qui permettent de mesurer le transport sur différentes longueurs.*

Table 4.1: *Tableau récapitulatif des propriétés caractéristiques de l'échantillon pur Ag_1. Avec t l'épaisseur, w la largeur, D le coefficient de diffusion, l_e le libre parcourt moyen élastique et ρ est la résistivité à 4.2 K. Les sondes de tension ne sont pas toutes connectées au système de mesure et seulement quelques longueurs du fil sont accessibles ; celles-ci sont indiquées dans : « distances entre les sondes ».*

Échantillons	t (nm)	w (nm)	D ($cm^2.s^{-1}$)	ρ (nΩ.m)	l_e / l_e	Distances entre les sondes (μm)
Ag_1	50	200	296	$\sim$ 13.23	$\sim$ 64	13.5 ; 3 ; 6.5

4.1.2 Dépendance en température de la résistivité

Les résultats

La dépendance en température de la résistivité de Ag_1 est représentée sur la figure 4.2 (a). Ici, la résistivité est mesurée sous champ magnétique nul. On constate que lorsque la température est abaissée depuis $T \sim 20$ K, $\rho(T)$ décroît fortement jusqu'à quelques Kelvins, puis la tendance s'inverse. L'encart de la figure permet d'observer plus précisément la remontée de la résistivité à basse température.

Analyse

Dans un fils quasi–1D métallique très pur et sans impuretés magnétiques, on s'attend à ce que sa résistivité s'exprime comme la somme de quatre contributions :

$$\rho(T) = \rho_0 + \Delta\rho_{e-ph}(T) + \Delta\rho_{wl}(T) + \Delta\rho_{e-e}(T) \tag{4.1}$$

Avec ρ_0 la résistivité résiduelle, qui résulte de la diffusion des électrons sur les impuretés statiques. Le terme $\Delta\rho_{e-ph}$ provient de l'interaction électron–phonon dont la dépendance au dessus de 10 K est proportionnelle à T^n, où $n \sim 5$ [66]. Le terme $\Delta\rho_{wl}$ est le terme dû à la localisation faible dont l'origine est quantique. Nous l'avons décrit au chapitre 2 : si la longueur de cohérence de phase L_Φ est non nulle, alors la résistivité doit être corrigée par un terme $\Delta\rho_{wl} \propto e^2/h \times L/L_\phi(T)$. Notons que pour un échantillon très pur, le comportement de $L_\phi(T)$ en dessous de 1 K est bien connu et résulte seulement des interactions électron–électron. Enfin, le dernier terme $\Delta\rho_{e-e}$ est la correction due à l'interaction électron–électron. L'expression de $\Delta\rho_{e-e}$ est particulière en physique mésoscopique, notamment dans des fils quasi–1D : en effet, l'interaction coulombienne *augmente* la résistivité lorsque la température décroît. Pour un fil quasi–1D l'expression de $\Delta\rho_{e-e}$ est donnée par la relation [122, 66] :

$$\Delta R_{e-e} = 0{,}782\lambda_\sigma \frac{R^2}{R_k}\frac{L_T}{L}, \tag{4.2}$$

soit en résistivité :

$$\Delta\rho_{e-e} = 0{,}782\lambda_\sigma \frac{\rho^2}{S \times R_k} L_T = \lambda_\sigma \frac{\alpha_{theo}}{\sqrt{T}}, \tag{4.3}$$

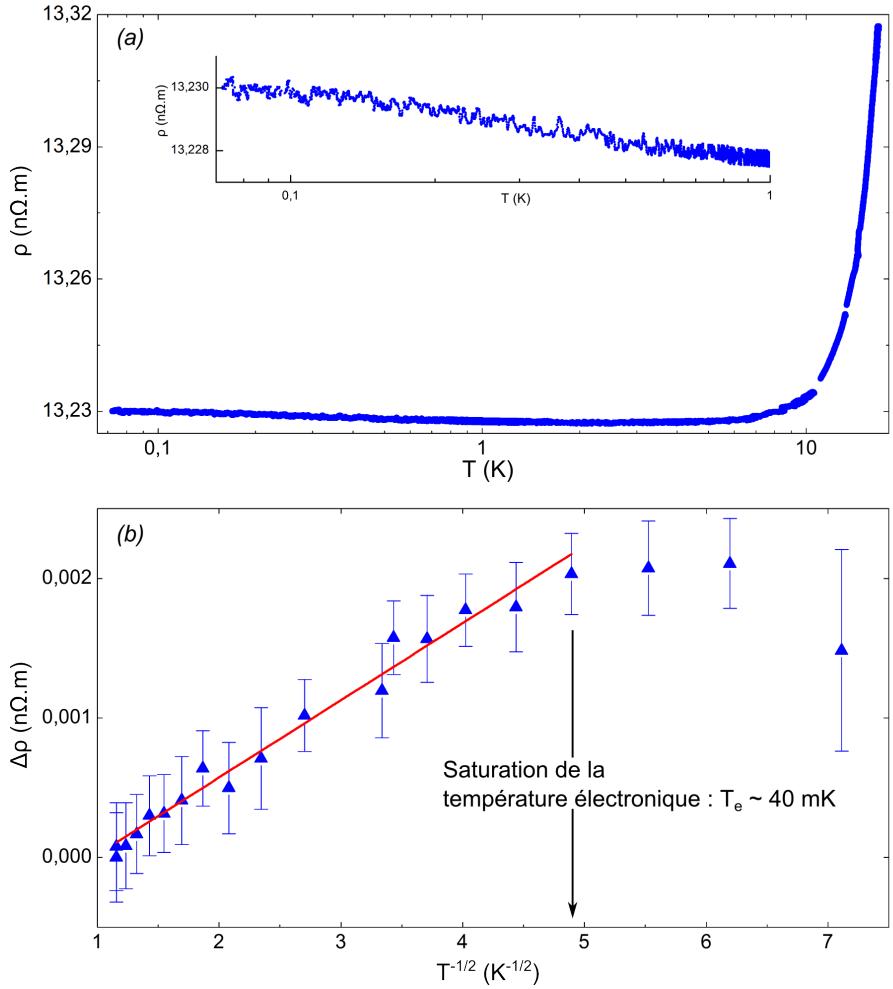


Figure 4.2: *En (a) : résistivité de Ag_1 en fonction de la température sous champ nul. En (b) : résistivité sous champ de 0,5 T de Ag_1 en fonction de $T^{-1/2}$ pour une gamme de température comprise entre 20 mK et 1 K, la résistivité est linéaire en fonction $T^{-1/2}$, comportement typique dû à l'interaction électron-électron, en dessous de 40 mK, la résistivité sature car les électrons ne sont plus proprement thermalisés.*

où R est la résistance de l'échantillon de longueur L et de section S, $R_k = h/e^2$ est le quantum de résistance ($\sim 25\,813\,\Omega$) et $L_T = \sqrt{\hbar D/k_B T}$ est la longueur thermique. La constance λ_σ représente la force d'interaction entre les électrons [66], elle dépend du métal considéré : pour l'argent λ_σ vaut 3,1. En s'appuyant sur les données du tableau 4.1, on trouve que pour le coefficient α_{theo} de l'argent $2{,}52 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{n\Omega mK^{-1/2}}$. Ainsi, pour un fil quasi–1D, la résistivité remonte à basse température [1] en $1/\sqrt{T}$.

1. Soulignons au passage que l'équation (4.2) met en avant le caractère purement mésoscopique de cette correction : en effet, elle fait intervenir le rapport entre l'énergie de Thouless et thermique : $L_T/L = \sqrt{E_{Thouless}/E_{Thermique}}$.

Pour les températures $T > 8\,\mathrm{K}$, la résistivité dépend de la température comme : T^n, avec n proche de 5. Le comportement de $\rho(T)$ pour $T > 8\,\mathrm{K}$ est donc uniquement gouverné par la diffusion électron-phonon.

En revanche, en dessous de quelques Kelvins ce processus de diffusion devient inefficace et donc négligeable. Du coup, le comportement de la résistivité à basse température ne résulte que de la contribution de $\Delta\rho_{wl}$ et $\Delta\rho_{e-e}$. Expérimentalement, il est possible de séparer les deux contributions par l'application d'un champ magnétique. En effet, celui–ci supprime le terme $\Delta\rho_{wl}$ et laisse invariant $\Delta\rho_{e-e}$ [66]. Cela se produit, si un quantum de flux est ajouté dans une surface définie par $w \times L_\Phi$: dans ce cas la symétrie par renversement du temps est détruite et $\Delta\rho_{wl}$ s'annule. Par exemple, pour $L_\Phi \sim 1\,\mu\mathrm{m}$ et $w = 200\,\mathrm{nm}$, le champ magnétique à appliquer est de l'ordre de 200 G.

Pour mettre en exergue la contribution $\Delta\rho_{e-e}$, nous avons mesuré la résistivité entre 20 mK et 1 K sous un champ de $B = 0{,}5\,\mathrm{T}$. Elle est représentée sur la figure 4.2 (b) en fonction de $1/\sqrt{T}$. On constate qu'entre 1 et 5 $K^{-1/2}$ (i.e. 1 K et 40 mK) $\rho(T)$ est parfaitement linéaire. L'ajustement de la droite en rouge donne une pente expérimentale de $5{,}53 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{n\Omega\,m\,K^{-1/2}}$: cette valeur est en très bonne accord avec la valeur théorique donnée par l'équation (4.2) où la pente théorique donnée par $\lambda_\sigma \times \alpha_{theo}$ vaut $7{,}8 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{n\Omega m K^{-1/2}}$. Par conséquent, sur cette plage de température, $\rho(T)$ ne dépend que des interactions électron–électron.

Au dessus de 5 $\mathrm{K}^{-1/2}$, c'est–à–dire en dessous d'une température de 40 mK, la résistivité sature. Cette saturation est d'origine expérimentale, en effet, les fluctuations électromagnétiques extérieurs empêchent de thermaliser [1] correctement les électrons en dessous de 40 mK (amenées par les fils de mesure).

Pour déterminer précisément le terme $\Delta\rho_{wl}(T)$, il est préférable de mesurer directement $L_\Phi(T)$. Pour cela, la meilleur méthode est d'extraire $L_\Phi(T)$ depuis des mesures de magnétorésistance. Par conséquent, nous n'examinerons pas le terme $\Delta\rho_{wl}(T)$ ici, mais la mesure de $L_\Phi(T)$ sera l'objet d'une partie ultérieure.

4.1.3 La magnétorésistance de Ag_1

Dans cette sous–section, nous allons nous intéresser au comportement de la résistivité des fils d'argent purs sous champ magnétiques lorsque la température est fixée. Nous verrons que la magnétorésistance est la somme de deux contributions : une première d'origine classique qui en détermine le comportement moyen et une deuxième d'origine quantique qui se superpose à la première qui est due aux interférences électroniques.

4.1.4 Partie classique de la magnétorésistance

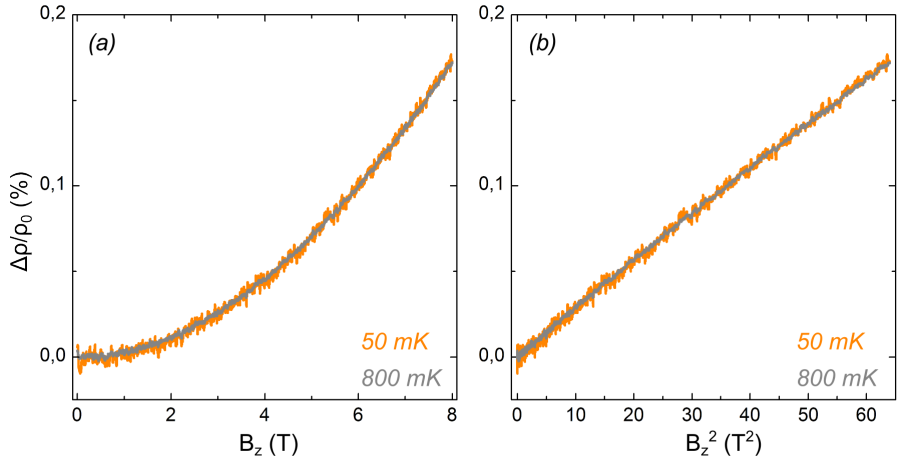


Figure 4.3: *En (a) : magnétorésistance relative en % de Ag_1. La courbe orange est réalisée à 50 mK et la courge grise à 800 mK. En (b) : même courbe, mais représentées en fonction de B^2.*

Les résultats

Des courbes de magnétorésistance typiques sont montrées sur la figure 4.3 (a). Plus précisément, nous avons représenté la variation relative en % de la magnétorésistance : $\Delta\rho/\rho_0$, où $\Delta\rho = \rho(B) - \rho_0$, avec $\rho(B)$ est la résistivité sous champ et $\rho_0 = \rho(B = 0)$ la résistivité sous champ nul. La magnétorésistance est enregistrée entre 0 et 8 T et pour deux températures : 50 mK (courbe orange) et 800 mK (courbe grise).

On peut voir que la magnétorésistance augmente avec le champ magnétique ; de plus, ce comportement ne dépend pas ici de la température [1]. Néanmoins, on peut noter que cette augmentation reste relativement faible, elle est maximum à 8 T et vaut $\sim 0.2\%$ de la valeur de ρ_0. De plus, on peut remarquer que les points de la courbe à 50 mK sont plus dispersés que ceux de la courbe à 800 mK. Ce ne sont rien d'autres que les fluctuations de conductance que nous avons décrit au chapitre 2 : elles résultent d'une longueur de cohérence de phase L_ϕ non nulle et se superposent au comportement classique.

Analyse

Interpréter le comportement la magnétorésistance d'un métal n'est pas forcément aisé. En premier lieu, tout modèle simple se basant sur une théorie d'électrons libres échoue, car celle–ci prédit l'absence de magnétorésistance (voir chap. 1 de [69]). De plus, le comportement

1. C'est un point que nous avons évoqué au chapitre précédent, la non thermalisation des électrons en dessous de cette température ne provient pas ici du courant de mesure, mais du bruit haute fréquence externe.

1. Notons que la variation de la magnétorésistance reste identique même lorsque $T = 10$ K. Nous ne montrons pas les courbes dans ce paragraphe, car elles on étés mesurées dans d'autres conditions expérimentales que nous expliciterons par la suite.

de la magnétorésistance n'est pas unique et dépend de nombreux paramètres [1]. Cependant en pratique, pour des métaux normaux [2], la magnétorésistance augmente presque toujours avec le champ magnétique et dans des cas limites, il est possible de prédire quelques comportements. Par exemple à faible champ, la magnétorésistance d'un métal normal varie comme :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \propto \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^2. \tag{4.4}$$

Qualitativement, la dépendance en B^2 de la magnétorésistance peut s'obtenir en considérant que deux bandes de conductions participent au transport. Dans ce cas, il est nécessaire que les masses effectives m^* et les temps de relaxation [3] τ de chacune des deux bandes soient différentes [123]. Plus quantitativement, ce comportement peut être déterminé en résolvant l'équation de Boltzmann en présence d'un champ magnétique. Néanmoins, notons que cette tâche est difficile, car elle dépend de la structure électronique du métal considérée [123]. La limite bas champ est définie par $\omega_c\tau \ll 1$, où ω_c est la fréquence cyclotron. Elle correspond au cas où le champ magnétique n'est pas suffisant pour permettre aux électrons d'effectuer des orbites cyclotrons complètes.

Pour Ag_1, le libre parcours moyen est d'environ $l_e \sim 64$nm ; par conséquent, le temps de relaxation $\tau = l_e/v_F$ est d'environ $4{,}6 \cdot 10^{-14}$ s, avec $v_F = 1{,}39 \cdot 10^6\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ la vitesse de Fermi de l'argent. Ainsi pour 1 T, nous avons $\omega_c\tau = 7{,}4 \cdot 10^{-4} \ll 1$, donc pour toute la gamme de champ explorée, la limite faible champ est toujours respectée.

Sur la figure 4.3 (b), la magnétorésistance relative $\Delta\rho/\rho_0$ est tracée en fonction de B^2. Le comportement apparaît bien linéaire en accord avec la formule donnée par l'équation (4.4) qui est caractéristique d'un métal normal à bas champ.

4.1.5 Partie quantique de la magnétorésistance

Les fluctuations de conductance (UCF)

Ci–dessus, nous avons vu que par dessus l'augmentation monotone de la magnétorésistance classique se superpose les fluctuations de conductance (UCF). Ces fluctuations sont représentées sur la figure 4.4 entre 1 et 3 T et pour les deux températures : 50 et 800 mK. Elles ont été extraite des mesures de la figure 4.3, où la composante classique a été préalablement soustraite. Elles sont représentées en unité de e^2/h qui est le quantum de conductance ($e^2/h \sim 38{,}7\,\mu$S).

Afin de s'assurer de la reproductibilité de ces fluctuations, la mesure est réalisée deux fois pour chaque température : courbes grise et bleue à 50 mK et orange et rouge à 800 mK. On remarque qu'elles sont parfaitement reproductibles. La courbe noire représente le niveau de bruit de l'expérience.

1. par exemple du métal considéré, de son orientation par rapport au champ magnétique (si c'est un monocristal), etc... [69, 123]
2. Par normaux nous entendons ici tous métaux non magnétiques.
3. Rappelons que le temps de relaxation est le temps moyen entre chaque collision et intervient dans la conductivité de Drude comme : $\sigma_D = ne^2\tau/m^*$.

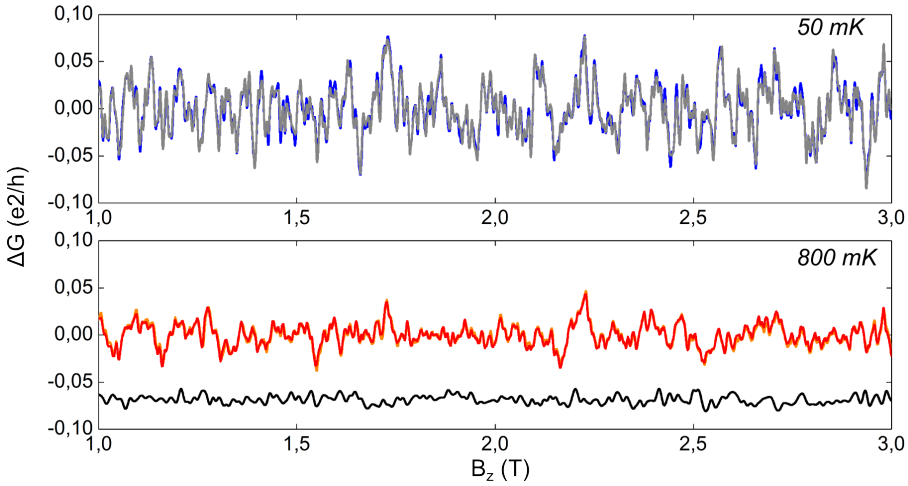


Figure 4.4: *Fluctuations de conductance en fonction du champ magnétique pour deux températures, où la partie classique a été soustraite. Pour chaque température, l'expérience est réalisée deux fois, mettant en évidence la reproductibilité des UCF. La courbe noire représente le niveau de bruit de l'expérience.*

Comportement théorique de $L_\phi(T)$ pour un fil métallique quasi–1D pur.

Dans un échantillon métallique très propre, $L_\Phi(T)$ est connue. Les principaux mécanismes de décohérence sont attribués aux interactions électron–électron (e–e) et électron–phonon (e–ph). D'après la loi de Matthiessen [69], si les deux processus sont indépendants, alors le taux de déphasage τ_ϕ^{-1} — qui est relié à L_Φ par $L_\Phi = D\tau_\Phi$ — s'écrit comme la somme des deux contributions :

$$\frac{1}{\tau_\phi(T)} = \frac{1}{\tau_{e-e}(T)} + \frac{1}{\tau_{e-ph}(T)}. \tag{4.5}$$

Pour un fil quasi–1D, la formule dite de Altshuler Aronov et Khmelnitsky (AAK) [124] donne $\tau_{e-e}^{-1}(T)$ et $\tau_{e-ph}^{-1}(T)$:

$$\frac{1}{\tau_{e-e}(T)} = a_{theo}T^{2/3} \quad \text{où} \quad a_{theo} = \left(\frac{\pi\rho k_B\sqrt{D}}{\sqrt{2}R_K\hbar S}\right)^{2/3}, \tag{4.6}$$

avec ρ la résistivité, S la section de l'échantillon, D le coefficient de diffusion, k_B la constante de Boltzmann et R_K le quantum de résistance. Pour le déphasage dû aux interactions électron–phonon, on a :

$$\frac{1}{\tau_{e-ph}(T)} = bT^3. \tag{4.7}$$

Pour les températures supérieures à 1 K, le terme dominant est τ_{e-ph}^{-1}. Le paramètre b qui apparaît dans ce terme est difficilement calculable [72] et le plus souvent, il est déterminé expérimentalement. En dessous de 1 K, c'est le terme τ_{e-e}^{-1} qui domine.

Ainsi, pour un fil quasi–1D diffusif très propre, $L_\phi(T)$ sera proportionnelle à $T^{-3/2}$ au

dessus de 1 K et proportionnelle à $T^{-1/3}$ en dessous.

Détermination de $L_\Phi(T)$ par l'amplitude des UCF

La méthode la plus courante pour déterminer $L_\Phi(T)$ est la mesure de localisation faible [1] (WL) [96]. Cependant, elle est inutilisable dans notre cas. La longueur du fil n'est pas suffisante pour supprimer les fluctuations de conductance : comme le montre la figure 4.5, les UCF et la WL sont du même ordre de grandeur et tout ajustement théorique à la WL échoue à donner des valeurs de L_ϕ correctes.

Il a été montré que l'extraction de L_Φ, soit par la WL, ou soit par l'amplitude des UCF conduise à des résultats équivalents [125, 15]. Ainsi, afin de déterminer L_Φ, nous allons étudier l'amplitude des UCF en fonction de la température. De plus, nous avons décidé de mesuré les UCF pour deux longueurs L : 3 et 13,5 µm, car l'amplitude des UCF dépend de la relation entre les longueurs [2] L, L_T et L_ϕ.

Nous avons enregistré la magnéto–conductance de Ag_1 sur une plage de champ allant de 1000 à 4000 G à plusieurs températures entre 50 mK et 1 K. Quelques courbes typiques, en unité de e^2/h sont montrées sur la figure 4.6. On voit clairement et ce pour les deux longueurs L, que l'amplitude des fluctuations diminue lorsque la température augmente.

Depuis ces courbes, l'amplitude des fluctuations est extraite en prenant la variance de la magnéto–conductance sur toute la plage de champ : $\mathrm{Var(G)} = \overline{G}^2 - \overline{G^2}$. Var(G) est représentée sur la figure 4.7 (a). Les symboles $\triangle$ et $\circ$ correspondent respectivement aux longueurs $L = 3$ µm et 13,5 µm.

Les courbes en traits pleins de la figure 4.7 sont des ajustements de droite affine du type : $\log \mathrm{Var(G)} = n \log T + \log \alpha$. Les paramètres d'ajustement donnent :

L (µm)	n	α
3	-1	$5{,}6 \cdot 10^{-2}$
13,5	-1.3	$1{,}32 \cdot 10^{-4}$

Ainsi, pour l'échantillon de petite longueur, la variance des fluctuation suit une loi en $1/T$ et pour celui de grande longueur, une loi en $1/T^{1,3}$.

1. Pour une dicussion plus détaillée, nous renvoyons le lecteur à la page 24 de la référence [102]. Notons que certains métaux sont caractérisés par un fort couplage spin–orbite. Dans ce cas, on parle d'anti–localisation faible (AWL). En cas de couplage spin–orbite et sous champ magnétique, la correction de l'AWL s'écrit pour un fil quasi–1D :

$$\Delta R_{wl} = \frac{2}{L}\frac{R^2}{R_k}\left(\frac{3/2}{\sqrt{\frac{1}{L_\phi^2}+\frac{4}{3L_{so}^2}+\frac{1}{L_B^2}}} - \frac{1/2}{\sqrt{\frac{1}{L_\Phi^2}+\frac{1}{L_B^2}}}\right), \tag{4.8}$$

où R est la résistance, L la longueur, $R_k = e^2/h$ le quantum de résistance, L_{so} la longueur spin–orbite et L_B la longueur magnétique, tel que : $L_B^{-2} = \frac{1}{3}(\frac{wBe}{\hbar})^2$.

2. Voir le chapitre **??**.

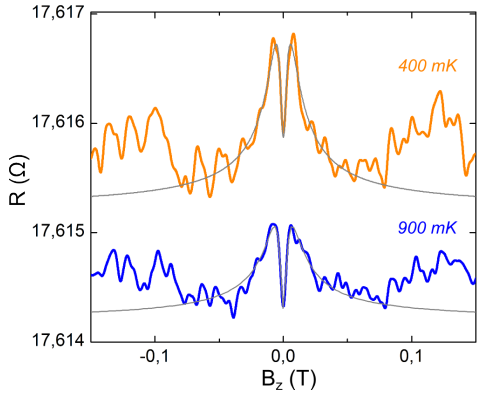


Figure 4.5: *Courbes de magnétorésistance entre ±0.15 T à 400 et 950 mK. La longueur mesurée ici est L = 13.5 µm. La suppression de l'AWL est clairement visible sur l'échelle de champ 0 - 200 G. Au delà de ± 200 G, l'AWL est complètement détruite, laissant place aux UCF. Les courbes grises sont des tentatives d'ajustement de la formule théorique de l'AWL (voir éq. (4.8)). L'ajustement est de mauvaise qualité et permet seulement d'estimer L_ϕ. Ils donnent ici $L_\Phi \sim 2$ µm.*

Depuis ces lois de puissance, nous pouvons déterminer $L_\Phi(T)$. Dans certains cas limites, il est possible d'exprimer Var(G) à partir de formules simples en fonction des longueurs caractéristiques L, L_T et L_Φ (voir le tableau p. 415 de [66]). Notons que la longueur thermique L_T est la plus petite du problème. En effet, $L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}}$ et vaut $\sim 2\,\mu$m à 40 mK, où la valeur du coefficient de diffusion D est indiquée dans le tableau 4.1. Dans ce cas, deux formules sont possibles pour Var(G) en unité de $(e^2/h)^2$:

$$\mathrm{Var(G)} = \begin{cases} \gamma_{theo}(\dfrac{L_T}{L})^2 & \text{si} \quad L_T \ll L, L_\phi \\ \delta_{theo}\dfrac{L_T^2 L_\phi}{L^3} & \text{si} \quad L_T \ll L_\phi \ll L \end{cases} \tag{4.9}$$

Où γ_{theo} et δ_{theo} sont des constantes théoriques. Pour un fil quasi–1D pur, seule les interactions électron–électrons gouvernent $L_\Phi(T)$ en dessous de 1 K. Par conséquent, $L_\Phi(T) \propto T^{-1/3}$ et comme $L_T \propto T^{-1/2}$, on a :

$$\mathrm{Var(G)} = \begin{cases} \propto \dfrac{1}{T} & \text{si} \quad L_T \ll L, L_\phi \\ \propto \dfrac{1}{T^{4/3}} & \text{si} \quad L_T \ll L_\phi \ll L \end{cases} \tag{4.10}$$

Dans les deux cas, Var(G) suit une loi de puissance en température. On en déduit que :

- l'échantillon de 3 µm correspond au cas limite où $L_T \ll L, L_\phi$ et finalement l'amplitude des fluctuations est insensible à L_ϕ.
- l'échantillon de 13,5 µm correspond au cas limite où $L_T \ll L_\phi \ll L$. En effet, expérimentalement Var(G) $\propto T^{-1,3}$ en parfaite adéquation avec la prédiction théorique de $T^{-4/3}$.

En définitive, l'échantillon de 13,5 µm est sensible à la variation de L_Φ et le comportement de Var(G) est celui attendu dans le cas d'un fil quasi–1D pur.

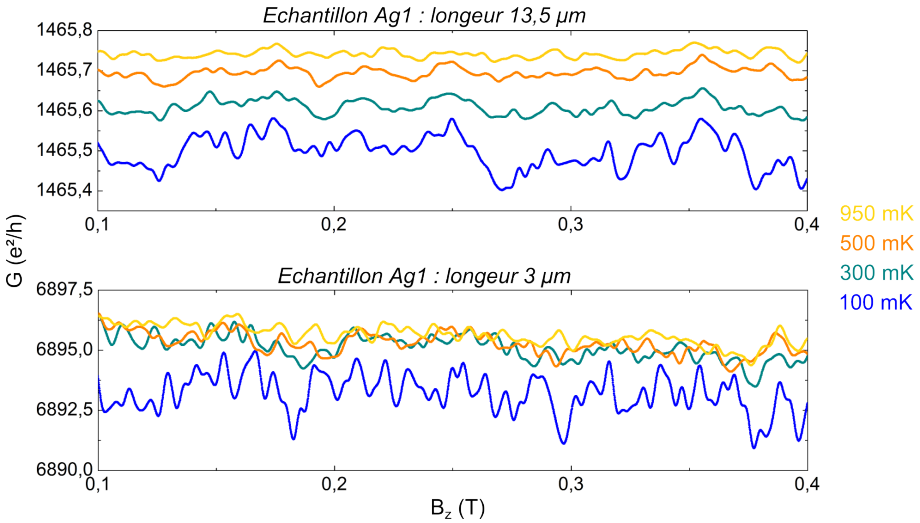


Figure 4.6: *Courbes de magnétoconductance entre 1000 et 4000 G et à différentes températures pour Ag_1. La figure du haut représente les courbes pour L = 13,5 µm et celle du bas pour L = 3 µm. Ce sont les donneés brutes.*

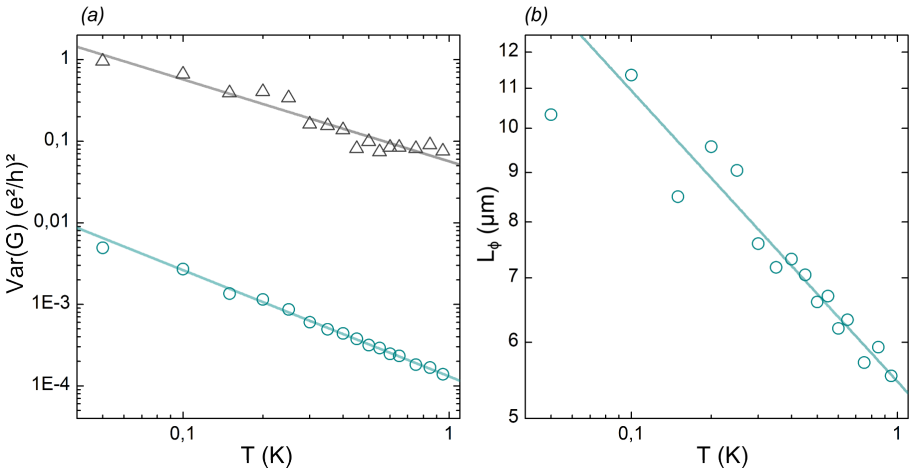


Figure 4.7: *(a) : variance des fluctuations en unité de $(e^2/h)^2$ en fonction de la température. La variance est obtenue depuis les mesures de la figure 4.6, les triangles gris représentes les données obtenues pour la longueur de 3 µm et les ronds bleus pour 13,5 µm. Pour les deux longueurs, la dépendance en température suit une loi de puissance. (b) : les ronds bleus correspondent à $L_\phi(T)$ déterminé à partir de la variance des fluctuations de l'échantillon de 13,5 µm. La courbe bleue est un ajustement linéaire, il donne $L_\phi(T) \propto T^{-1/3}$, conforme à la prédiction de AAK (voir eq. (4.6)).*

En utilisant l'équation [1] (4.10), nous avons extrait $L_\Phi(T)$ qui est représentée sur la figure 4.7 (b). À 100 mK, On trouve que L_ϕ vaut typiquement 10 µm. La droite en trait plein est ajustement du type $T^{-1/3}$ et seule le point à 40 mK ne suit pas la tendance. En effet, en dessous de 100 mK, L_Φ dépasse la taille de l'échantillon et dans ce cas Var(G) devient insensible à L_Φ. Depuis l'ajustement, nous tirons un taux de déphasage $1/\tau_\Phi = 1/\tau_{e-e}$ (voir éq. (4.6)) égal à $1\,\mathrm{ns} \times T^{2/3}$ en accord avec la valeur théorique de $0{,}2\,\mathrm{ns} \times T^{2/3}$.

4.1.6 Conclusion

En conclusion, nous avons montré que le temps de cohérence de phase mesuré dans l'échantillon pur suivait parfaitement le comportement prédit par AAK [124]. On peut donc en conclure que le métal utilisé pour fabriquer non échantillons est exempt d'impuretés magnétiques (du moins au niveau de la sensibilité de nos mesures).

4.2 Expérience préliminaire : test de l'implantation par mesure d'effet hall anormal.

Dans cette partie, nous allons vérifier si l'implantation des impuretés magnétiques donne bien une transition vitreuse à la température de gel T_g attendue. Pour cela, nous allons mesurer T_g directement, en utilisant l'Effet Hall Anormal [2] (AHE).

Cependant, la mesure de l'AHE est difficilement réalisable sur un fil quasi–1D dopé [3]. Ainsi, pour remédier à ce problème, l'échantillon étudié ici aura des dimensions et une concentration en impuretés plus importantes que celles d'un fil quasi–1D.

4.2.1 Description succincte de l'AHE

Dans l'introduction, nous avons mentionné qu'au contraire de la susceptibilité magnétique, la résistivité ne présente pas d'anomalie brutale à T_g. En réalité, ce n'est pas toujours le cas : l'AHE qui est une mesure de transport, a dans certains composés le même comportement que les mesures magnétique [126]. L'AHE, sous certaines conditions, permet donc d'établir la température de gel avec précision.

Rappel : effet Hall classique

Avant de décrire l'AHE, rappelons ce qu'est l'effet Hall classique (chap. 1 [69]). Une expérience typique de Hall est représenté sur la figure 4.8 : une fine plaque de métal est soumis à un champ électrique E_x et celui–ci créé une densité de courant j_x traversant la plaque. De plus, un champ magnétique B pointe suivant la direction z. Par conséquent, les électrons sont soumis à la force de Lorentz : $\overrightarrow{F_L} = -e\overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B}$ qui les dévie suivant la

1. Notons que pour l'argent la constante théorique δ_{theo} est égale à ~ 0.26 [66]
2. L'effet Hall anormal est aussi parfois appelé effet Hall extraordinaire (EHE).
3. En effet, à basse température, le courant traversant l'échantillon doit être limité et le signal de Hall est donc très difficilement mesurables. De plus le nombre de spins est assez faible dans ces échantillons

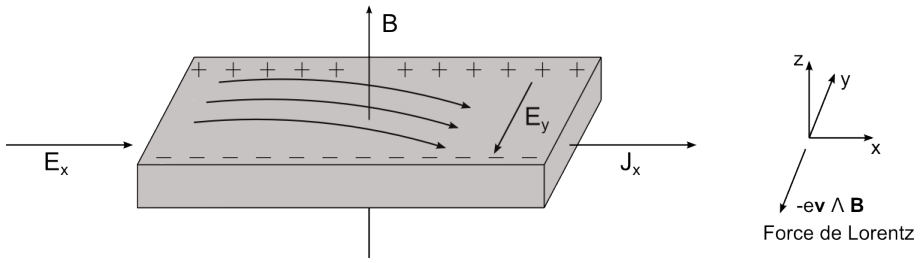


Figure 4.8: *Description schématique de l'effet Hall classique.*

direction $-y$. Il en découle que des électrons s'accumulent sur un côté du matériau et en réponse, un champ électrique E_y se développe suivant la direction y. Le champ E_y est le champ de Hall et celui–ci s'oppose à la force de Lorentz. À l'équilibre le champ de Hall balance complètement la force de Lorentz ; en utilisant le modèle de Drude, ce champ s'exprime :

$$E_y = \rho_{xy} j_x = R_0 j_x B, \tag{4.11}$$

où ρ_{xy} est la résistivité de Hall, qui est la composante transverse du tenseur de résistivité et R_0 est la constante de Hall qui s'écrit comme : $R_0 = -\frac{1}{ne}$, avec n et $-e$, la densité électronique et la charge de l'électron respectivement. Ainsi, la tension de Hall [1] V_{Hall} qui se développe suivant la direction y croît linéairement avec le courant et le champ appliqués. Notons, que l'équation (4.11) n'est valable qu'à champ faible, c'est–à–dire tant que $w_c\tau \ll 1$ (on rappelle que ω_c est la fréquence cyclotron et que τ est le temps de relaxation qui dans notre cas, vaut $\sim 1 \cdot 10^{-13}$ s, voir ci–dessus).

En définitive, une mesure de Hall consiste simplement à mesurer la tension transverse qui est à la fois perpendiculaire au champ magnétique et au courant appliqués.

Effet Hall anormal

Dans le cas d'un métal contenant des impuretés magnétiques, une composante de Hall « anormale » s'ajoute à la composante classique. Empiriquement [127, 128], cette composante est proportionnelle à la densité de courant j_x et à la composante–z de l'aimantation (M_z) des impuretés magnétiques. Dans ces conditions, le champ de Hall peut s'écrire :

$$E_y = \rho_{xy} j_x = E_y^N + E_y^A = R_0 j_x B + R_s j_x M_z \tag{4.12}$$

Avec B et M_z dirigés suivant la direction z. C'est le deuxième terme de l'équation qui correspond au champ de Hall « anormal ». La constante R_s est appelée constante de Hall « anormale » et par exemple, dans certain composé, R_s peut-être 100 à 1000 fois plus grande que R_0 [129]. Ainsi, dans un conducteur magnétique, la diffusion magnétique peut être le processus dominant.

1. On définit la tension transverse, ou tension de Hall comme : $V_H = E_y \times w$, avec w la largeur de la plaque.

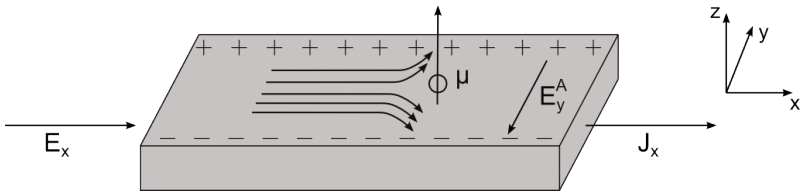


Figure 4.9: *Illustration de la diffusion asymétrique.*

Microscopiquement, plusieurs mécanismes ont été identifiés à l'origine de l'effet Hall anormal. Si la détermination analytique de R_s est difficilement calculable, surtout pour un verre de spins canonique, on peut souligner que le point commun à tous ces mécanismes est l'interaction spin–orbite : plus elle est importante plus l'AHE l'est. On trouvera une revue complète sur l'AHE dans [130].

Dans le cas d'impuretés magnétiques de type terre rare (Fe, Mn, ...) diluées en faible concentration dans un métal hôte non magnétique (Au, Cu, Ag), il existe un « modèle simple » pour expliquer l'origine de l'AHE. Ce modèle s'appuie sur la diffusion asymétrique [1] qui résulte du couplage spin–orbite durant la diffusion de l'électron sur l'impureté magnétique [132, 129]. Cet effet est schématisé sur la figure 4.9. Cette fois–ci, la fine plaque de métal contient un atome magnétique dont de moment magnétique $\mu \neq 0$ pointe dans la direction z. Si le couplage spin–orbite est non nul, alors la densité électronique au niveau de l'impureté devient asymétrique : la densité électronique de spin « up » n'est plus égale à celle de spin « down ». Il devient alors plus probable pour un électron incident d'être diffusé d'un côté de l'échantillon que de l'autre [2]. L'asymétrie de la diffusion cause une accumulation de charge sur le côté de l'échantillon et produit un champ électrique qualifié de « anormal ». Ce champ est à la fois perpendiculaire à la densité de courant et à la direction du moment magnétique μ. Dans ce modèle, il apparaît que le champ de Hall est aussi proportionnelle au nombre de moment magnétique, i.e. à l'aimantation.

Ainsi, les prérequis pour observer l'AHE dans un verre de spins canonique sont un fort couplage spin–orbite et une aimantation M_z importante. Le premier critère dépend de l'alliage considéré : il sera plus facile d'observer l'AHE dans les alliages du type AuFe ou AuMn que AgMn [133]. Pour respecter le deuxième critère, il faut que le nombre de spins dans l'échantillon soit important : cela explique pourquoi il est très difficile de mesurer l'AHE dans des fils quasi–1D peu dopés.

Exemple de l'AHE dans les verres de spins canonique

Historiquement, les premières mesures d'effet Hall anormal sur les verres de spins furent réalisées par McAlister et *al* [131, 133]. Un de leur résultat est reproduit que la figure 4.10 (a). La résistivité de Hall (noté ρ_H) est mesurée sous un champ de 5 T en fonction de la température. L'échantillon mesuré est un barre de Hall d'AuFe dopé à 0.49% de fer

1. Aussi appelé « skew scattering ».
2. Voir la figure 3 et la discussion du paragraphe intitulé « A theoritical model » de [129].

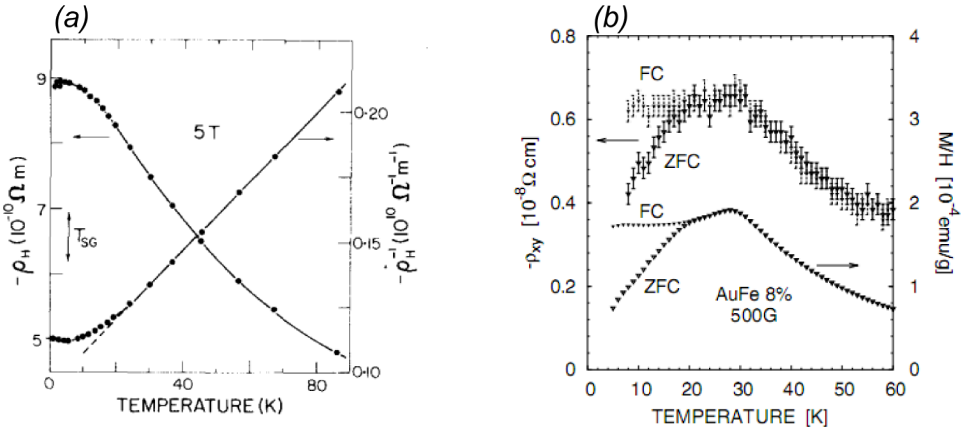


Figure 4.10: *En (a) : Dépendance en température de la résistivité de Hall (ρ_h) pour un échantillon d'Au + 0.49 at.% sous champ magnétique. Au dessus de la température de gel T_g = 5,5 K, $\rho_H(T)$ s'approche de la variation en 1/T. Extrait de [131]. En (b) : la résistivité de Hall ρ_{xy} et l'aimantation sont mesurés en fonction de la température pour un échantillon AuFe 8 at. % ($T_g = 28$ K) pour un champ fixe de 500 G. Les termes FC et ZFC définissent les protocoles de mesure définis au chap. 1, à savoir, FC pour refroidissement sous champ et ZCF pour refroidissement sans champ. la résistivité $\rho_{xy}(T)$ a un comportement équivalent à l'aimantation $M(T)$. Extrait de [126].*

dont la température de gel T_g vaut $\sim$ 5,5 K. Cette figure montre également l'inverse de la résistivité de Hall : $\rho_H^{-1}(T)$.

On peut voir que pour $T \gg T_g$, $\rho_H(T)$ est proportionnelle à $\frac{1}{T}$. D'après l'équation (4.12), ρ_H donne une mesure directe de l'aimantation de l'échantillon. Ainsi, pour $T \gg T_g$, l'aimantation M_z varie comme $\propto T^{-1}$. Ce comportement est typique de l'aimantation $M_z(T)$ d'un système paramagnétique : en effet, l'aimantation $M(T)$ d'un système paramagnétique est très bien décrite par la loi de Curie–Weiss qui est $\propto T^{-1}$.

Quand la température diminue et que $T \sim T_g$, ρ_H n'est plus $\propto T^{-1}$. Ce changement de comportement traduit la présence des interactions RKKY. En effet, les interactions ne sont plus négligeables et couplent les spins entre eux. Il s'en suit que l'aimantation M_z est réduite et par conséquent, $\rho_H(T)$ se retrouve lui aussi réduit.

Finalement, le comportement de $\rho_H(T)$ est complètement analogue aux mesures d'aimantation que nous avons décrites au chapitre 1 [1] : des mesures [134, 126] démontrent proprement ce point. Un des résultats est montrée sur la figure 4.10 (b). Ici, l'aimantation M et ρ_{xy} ont été mesurées sur le même échantillon d'AuFe dopé à 0.8% de fer sous un champ de 500 G. Que ce soit, en refroidissant sous champ (FC), ou bien en refroidissant sous champ nul (ZFC), M et ρ_{xy} ont la même dépendance. En conclusion, une mesure de ρ_{xy} reflète directement l'aimantation de l'échantillon et donne la température de gel des spins, par exemple pour la figure 4.10 (b), T_g est définie comme la température à laquelle

1. Voir les parties 1.3.2 et 1.3.3.

les irréversibilités entre FC et ZFC apparaissent.

4.2.2 Barre de Hall AuFe 0.8 % at.

L'échantillon qui nous a servi à réaliser les mesures d'AHE est exposé sur la figure 4.11. Sa géométrie est une barre (en orange) dont l'épaisseur vaut $t = 50\,\text{nm}$, la largeur $w = 50\,\mu\text{m}$ et la longueur $L = 150\,\mu\text{m}$. Les sondes de tension sont en bleues, celles qui sont disposées face à face servent à enregistrer la résistivité de Hall et celles le long de la barre mesurent la résistivité longitudinale ρ_{xx}. Afin de réaliser une mesure de Hall, le courant est appliqué le long de la barre et le champ magnétique (indiqué en rouge) est perpendiculaire à celle–ci.

Le verre de spins étudié est un échantillon AuFe dopé avec une concentration en Fer de 0.8%. Notons que l'échantillon fut fabriqué en utilisant la procédure décrite au chapitre 3 : l'or pur (6N) est d'abord déposé, puis les ions fer sont implantés. Pour cet échantillon, on s'attend à ce que la température de gel soit de l'ordre $T_g \sim 8\,\text{K}$. À 4,2 K, la résistivité ρ_{xx} en l'absence de champ magnétique vaut environ $15\,\mu\Omega\,\text{cm}$, conduisant à un coefficient de diffusion de $D = 32\,\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ et à un libre parcours moyen de $l_e \sim 1\,\text{nm}$

4.2.3 Les mesures d'AHE sur la barre d'AuFe 0.8% at. Fe

Les principaux résultats que nous avons obtenus sont représentés sur la figure 4.12. La résistance de Hall (notée R_{Hall}) a été mesurée en fonction de la température pour six valeurs du champ magnétique. Pour les six mesures, le protocole expérimental est identique. L'échantillon est d'abord refroidi sous champ nul (procédure ZCF) depuis une température de $T \sim 13\,\text{K}$ jusqu'à $T \sim 4\,\text{K}$[1]. Puis à $T \sim 4\,\text{K}$, le champ magnétique est appliqué à la

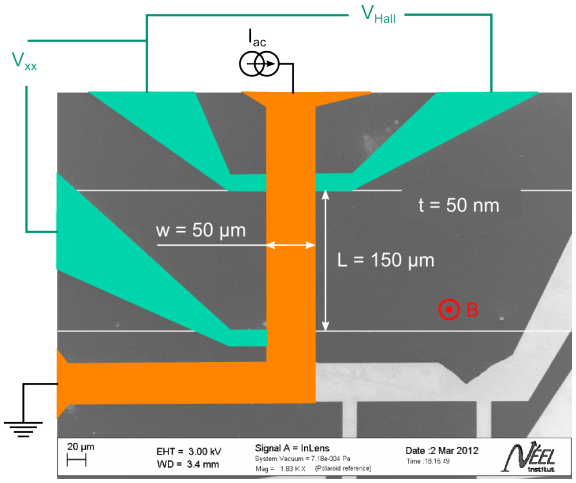


Figure 4.11: *Image MEB de la barre de Hall AuFe 0.8% at. Fe.*

1. Comme la température de gel théorique est $T_g \sim 8\,\text{K}$, on s'attend à ce que $R_{Hall}(T)$ présente un pic vers cette température. Cependant, avec un réfrigérateur à dilution, il est difficile de mesurer entre 1-4 K et de chauffer au dessus 4 K. Cela, explique pourquoi la plage de température de mesure est si réduite et restreinte à $\sim 4-13\,\text{K}$.

valeur indiquée. Enfin, la température est balayée à un taux de monté de 125 mK min^{-1} et $R_{Hall}(T)$ est enregistrée en même temps.

On remarque que le comportement de $R_{Hall}(T)$ est similaire à celui de la figure 4.10 : pour toutes les valeurs de champ, $R_{Hall}(T)$ présente un pic aux alentours de 8 K. De plus, lorsque le champ augmente, le pic s'élargit et se déplace à plus basse température. Ces effets ont déjà été observés par McAlister et *al* [131, 133] et confirment l'existence d'une transition vitreuse.

Qualitativement, pour comprendre ce comportement, il suffit de reprendre les arguments du paragraphe précédent et de réfléchir en terme d'aimantation. Après le refroidissement à $4-5$ K, les spins sont gelés et l'aimantation globale M est nulle. Lorsque le champ est appliqué, les spins « les moins liés » à la phase vitreuse peuvent s'aligner avec B. Ainsi, une composante $M_z \neq 0$ apparaît et contribue à l'effet Hall anormal. Lorsque la température augmente, la composante M_z donc l'AHE croît car l'agitation thermique débloque des spins qui peuvent à leur tour s'aligner avec le champ. Pour la région où $T \sim T_g$, les spins deviennent libres, la phase est paramagnétique et tous les spins peuvent pointer dans la direction du champ. M_z et donc R_{Hall} sont alors maximums. Au dessus de T_g, R_{Hall} décroît car l'agitation thermique réduit l'aimantation M_z.

Lorsque le champ B appliqué augmente, le pic s'élargit car l'aimantation M_z devient moins sensible au changement d'état et à la température. En effet, la phase vitreuse sera plus polarisée : le nombre de spin participant à M_z est plus important. Si M_z est plus importante à 4 K, alors la quantité de spin qui sera débloquée lors la remonté en température sera plus modeste comme la plus part d'entre eux sont déjà alignés avec le champ. Ainsi, entre 4 K et $\sim T_g$, la variation de M_z donc R_{Hall} est plus plate. Au dessus de T_g, dans la phase paramagnétique, $M_z(T)$ réduira la aussi plus lentement, comme elle dépend du rapport $g\mu_B B/k_B T$.

Dans cette interprétation, on définit T_g comme le maximum de $R_{Hall}(T)$. Sur la figure 4.13, nous avons reporté T_g en fonction de B. On constate que T_g diminue avec le champ, cependant, notons que les points réalisées à 1 et 2 T ne sont pas très fiable puisque la redescende de R_{Hall} n'est pas visible à basse température. Sur la figure, nous avons ajouté une droite verticale (en pointillés rouge) qui représente le champ caractéristique associé à la température de gel de 8 K : B_g vaut environ 2,2 T et il est calculé en utilisant la relation $B_g = k_B T_g/\mu_{\mathrm{B}}^{\mathrm{eff}}$, avec $\mu_{\mathrm{B}}^{\mathrm{eff}}$ le moment effectif qui est égale à $\sim 5.4\ \mu_{\mathrm{B}}$ pour des ions Fe^{2+} [69] et μ_{B} est le magneton de Bohr.

À faible champ le maximum du pic donne une température de gel de $8-9$ K, qui est en très bonne accord avec la valeur théorique. En conclusion, l'implantation des échantillons est une technique fiable et on retrouve des températures vitreuses correspondant parfaitement au niveau de dopage choisi.

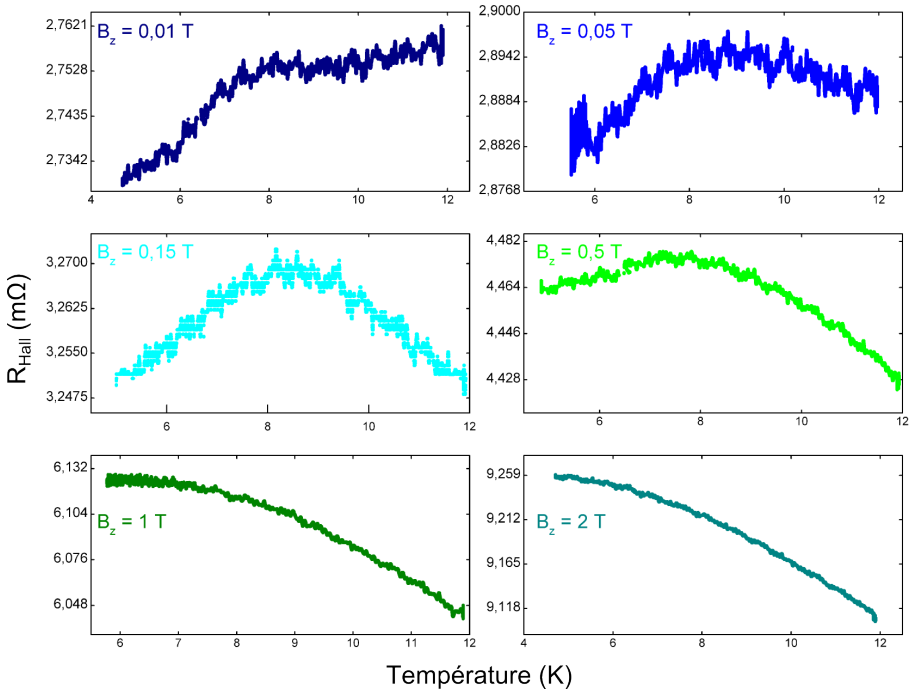


Figure 4.12: *Résistances de Hall en fonction de la température, pour différents champs magnétiques sur la barre AuFe 0.8% at. Fe. Pour les six mesures présentées, l'échantillon est au préalable refroidi sans champ : protocole ZFC, à une température de ∼ 4.5 K, le champ magnétique est ensuite appliqué à la valeur indiquée, puis afin d'enregistrer R_{Hall} la température est augmentée, typiquement jusqu'à 12-13 K. On remarque l'apparition d'une bosse dans $R_{Hall}(T)$ signalant la transition vitreuse, le max et la forme de $R_{Hall}(T)$ dépend fortement du champ appliqué.*

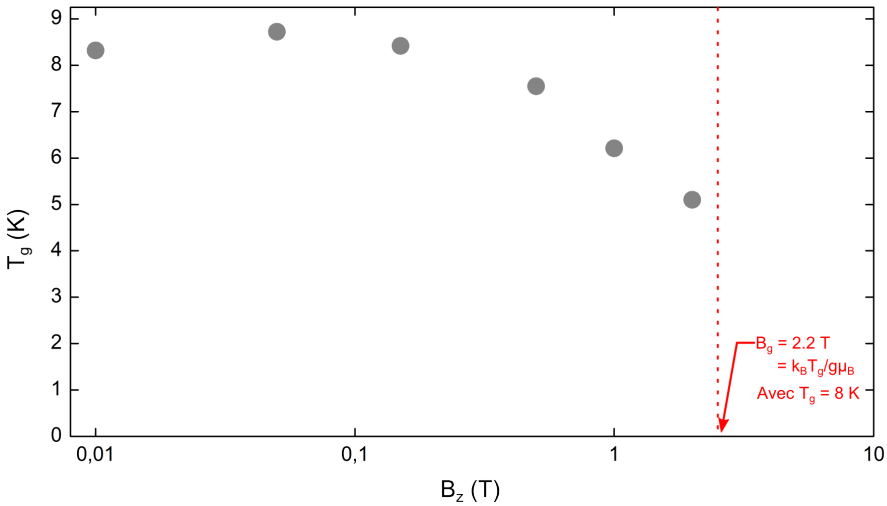


Figure 4.13: *Diagramme de phase qualitatif de AuFe 0.8% at Fe. Dans notre approche, T_g est définie comme le maximum de $R_{Hall}(T)$ (voir fig. 4.12). À titre informatif, la courbe vertical rouge en pointillés représente le champ B_g que nous avons défini dans le texte.*

4.3 Caractérisation du fil AgMn 500 ppm

Dans les deux sections précédentes, nous nous sommes assurés de la haute pureté de l'argent, ainsi que de la technique d'implantation. Dans cette section, on se propose d'étudier le comportement de $\rho(T)$ et de la magnétorésistance $\rho(B)$ d'un fil quasi–1D d'AgMn dopé à 500 ppm de manganèse.

4.3.1 L'échantillon AgMn 500 ppm

Dans toutes les mesures qui suivent, l'échantillon utilisé est un fil d'argent dopé à 500 ppm de manganèse. Pour cette concentration la température de gel attendue est $T_g \sim 0{,}5\,\mathrm{K}$. La géométrie est rigoureusement identique à celle de Ag_1 (voir figure 4.1) : c'est un fil parcouru par de nombreuses sondes de tension qui permettent d'observer le transport pour différentes distances entre les sondes de tension. Dans la suite, l'effet ou non de la longueur sera clairement indiqué. Les caractéristiques générales de l'échantillon sont résumées dans le tableau 4.2 (sur la deuxième ligne, nous avons rappelé celles de Ag_1) : on peut constater que les dommages dus à l'implantation diminue le coefficient de diffusion d'un facteur [1] 2.

Enfin, notons que les échantillons Ag_1 et AgMn 500 ppm ont été refroidis en même temps. Pour toutes les expériences présentés dans ce manuscrit, ces deux échantillons ont été mesurés simultanément. De plus, soulignons que sur chacun des échantillons, deux longueurs différentes sont mesurées simultanément (indiquées dans le tableau 4.2). Ainsi, Ag_1 est la référence à toutes les mesures.

Table 4.2: *Tableau récapitulatif des propriétés caractéristiques des échantillons AgMn 500 ppm et Ag_1, où t est l'épaisseur, w la largeur, D le coefficient de diffusion et l_e le libre parcourt moyen élastique.*

Échantillons	c_{imp} ppm	t (nm)	w (nm)	D ($cm^2.s^{-1}$)	ρ (nΩ.m)	l_e nm	distance entre sondes (μm)
AgMn	500	50	200	145	$\sim$ 26.96	$\sim$ 31	14.5, 7, ...
Ag_1	0	50	200	296	$\sim$ 13.23	$\sim$ 64	13.5 et 3

4.3.2 Dépendance en température de la résistivité de AgMn 500 ppm

Les résultats

La dépendance en température de la résistivité de AgMn 500 ppm est présentée sur la figure 4.14. Le comportement de $\rho(T)$ est clairement non monotone et très différent de celui de Ag_1 (voir figure 4.2). À l'instar de Ag_1, entre $\sim 20 - 10\,\mathrm{K}$, la résistivité décroit fortement. Cependant, en dessous de 10 K, la résistivité augmente de façon significative, puis passe par un maximum à $T_m \sim 1{,}5\,\mathrm{K}$, avant de chuter brutalement à basse température.

1. Rappelons que ces deux échantillons proviennent du même lot de fabrication et donc peuvent être comparés directement.

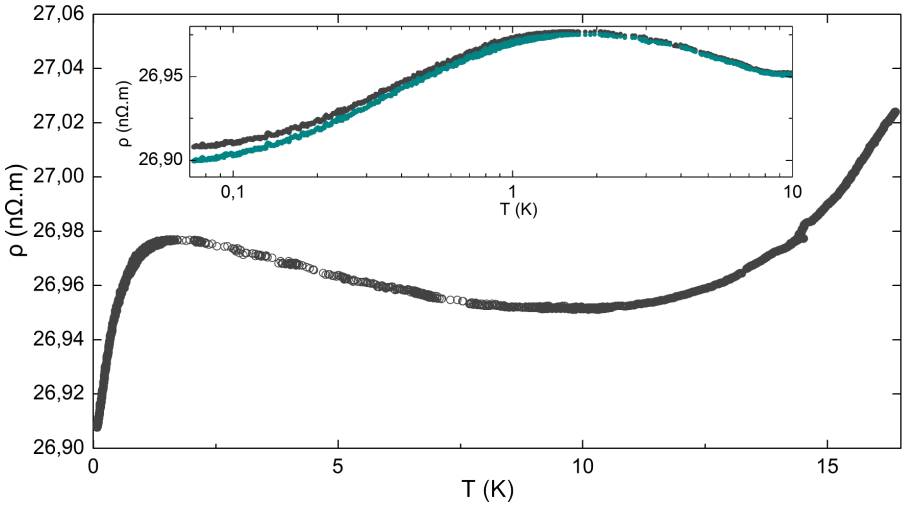


Figure 4.14: *Résistivité de AgMn 500 ppm en fonction de la température. Dans l'encart la courbe grise correspond à la résistivité totale et la courbe cyan foncé à $\rho(T) - \Delta\rho_{e-e}$, où $\Delta\rho_{e-e}$ est le terme dû aux interactions e–e donné par la formule (4.3) et les données du tableau 4.2.*

Analyse

Pour un tel échantillon, on s'attend à ce que la résistivité soit la même que celle d'un échantillon pur (voir équation (4.1)), plus un terme dû aux impuretés magnétiques. Ainsi, la résistivité s'exprime comme :

$$\rho(T) = \rho_0 + \Delta\rho_{e-ph}(T) + \Delta\rho_{wl}(T) + \Delta\rho_{e-e}(T) + \Delta\rho_{mag}(T), \tag{4.13}$$

où ρ_0 est la résistivité résiduelle, $\Delta\rho_{e-ph}$ le terme dû à l'interaction électron–phonon, $\Delta\rho_{wl}$ le terme dû à la localisation faible, $\Delta\rho_{e-e}$ le terme dû à l'interaction électron–électron et $\Delta\rho_{mag}$ le terme dû aux impuretés magnétiques.

Comme nous l'avons vu précédemment, au dessus de 10 K, c'est le terme $\Delta\rho_{e-ph}$ qui domine la résistivité. Il est proportionnel à T^n est fait remonter la résistivité à haute température. Néanmoins, en dessous de 10 K, ce processus de diffusion est inefficace et $\Delta\rho_{e-ph}$ devient négligeable.

Le terme $\Delta\rho_{wl}$ ne devient significatif que pour une longueur L_Φ suffisamment grande. D'après une étude précédente menée sur un fil d'AgMn 700 ppm [15, 111], L_ϕ est relativement faible [1] même en dessous de 1 K. Par conséquent, on peut raisonnablement ici s'affranchir de ce terme.

Finalement, les deux mécanismes de diffusion qui gouvernent $\rho(T)$ à basse température sont $\Delta\rho_{e-e}$ et $\Delta\rho_{mag}$. Dans la sous section 4.1.2, nous avons déjà déterminé la contribution $\Delta\rho_{e-e}$. Nous avions trouvé que ce terme était en très bon accord avec le comportement

1. $L_\phi \sim 0{,}5\,\mu\text{m}$ à 50 mK.

théorique donnée par la relation (4.3). Ainsi, afin d'obtenir uniquement la contribution $\Delta\rho_{mag}(T)$, la partie (e–e) a été soustraite en utilisant la formule (4.3) et les données du tableau 4.2. Le résultat est visible dans l'encart de la figure 4.14. On remarque que, à part en dessous de 100 mK, cette contribution est négligeable.

En conclusion, la dépendance en température de $\rho(T)$, en dessous de 10 K, est principalement dû à $\Delta\rho_{mag}(T)$.

Interprétation de $\Delta\rho_{mag}(T)$

La résistivité basse température de différents alliages dilués massiques a été l'objet de plusieurs études. Par exemple, on peut citer le travail de Jericho et *al* [135, 136] pour le composé d'AgMn, Laborde et *al* [137] pour AuFe, où bien encore Ford et *al* [138] qui se sont intéressés à différents alliages. Dans tous les cas, ces différents auteurs trouvent des comportements de la résistivité similaires à celui de la figure 4.14 : un minimum suivit d'un maximum dont les positions dépendent de c_{imp} et du type d'alliage. En fait, le caractère particulier de $\rho_{mag}(T)$ résulte de la compétition entre deux phénomènes :

- L'effet Kondo, qui augmente la résistivité lorsque la température diminue.
- Le gel des spins, dû aux interaction RKKY, qui tend à abaisser la résistivité.

Par conséquent, la résisitivité $\Delta\rho_{mag}(T)$ peut s'écrire de la manière suivante :

$$\Delta\rho_{mag}(T) = \Delta\rho_{Kondo}(T) + \Delta\rho_{Spin\ glass}(T), \tag{4.14}$$

où $\Delta\rho_{Kondo}$ est la contribution de l'effet Kondo et $\Delta\rho_{Spin\ glass}$ le terme dû à la transition vitreuse.

Contribution de l'effet Kondo à $\Delta\rho_{mag}(T)$

Ci–dessus, nous avons vu que l'effet Kondo survient lorsque les diffusions du type spin–flip sont permises. Dans ce cas, à basse température, $\rho(T)$ possède un minimum et une remontée proportionnelle à $-\ln T$. C'est cet effet qui est à l'origine du minimum observé aux alentours de 10 K, puis de la remontée à plus basse température.

Afin de le vérifier, on se propose d'ajuster aux données expérimentales la loi de Hamann (définie par l'éq. (2.41), page 70), car celle–ci décrit bien la remonté de $\rho(T)$ dans le cas où $T > T_K$. Pour paramétrer l'ajustement, on fixe la température Kondo à 40 mK [108, 107]. Le pré–facteur $R_{imp}(0)/2$ de l'équation (2.42) est en revanche laissé libre. Les résultats sont visibles sur la figure 4.15.

On constate que la courbe représente correctement les données sur une plage de température comprise entre 3,6 – 8,5 K. L'ajustement donne le pré–facteur $R_{imp}(0)/2$ égal à 0,3 nΩ m. Théoriquement, en prenant pour l'argent une densité électronique égale à $n = 5{,}86 \cdot 10^{22}$ atcm^{-3} et avec une concentration en impureté de $c_{imp} = 500$ ppm, $R_{imp}(0)/2$ vaut 0,97 nΩ m. Expérimentalement, la remonté de $\rho(T)$ en dessous de 10 K est donc légèrement plus faible que celle attendue. Néanmoins, il faut souligner que ce résultat a déjà été observé [106] dans différents alliages : le pré–facteur $R_{imp}(0)/2$ représente en fait la

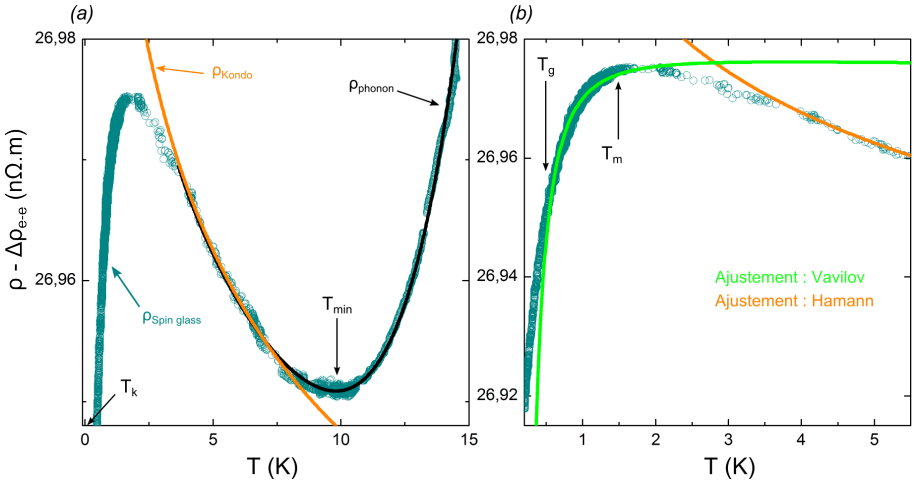


Figure 4.15: *(a) et (b) : $\rho(T) - \Delta\rho_{e-e}(T)$ de AgMn 500 ppm. L'ajustement de la loi de Hamann (2.41) est la courbe en orange. Sur la figure (a), la courbe noire inclut la contribution due au phonon à l'ajustement de Hamann. Sur la figure (b), la courbe verte est un ajustement de la formule de Vavilov (4.16). Les températures T_K, T_g, T_{min} et T_m sont définies dans le texte.*

valeur maximale atteignable et afin de retrouver correctement le bon pré–facteur, la loi d'Hamann doit être modifiée [109].

Sur la figure 4.15 (a), nous avons ajouté à la loi de Hamann un terme du type : αT^n qui représente les phonons, avec $n \sim 6$. Le résultat est la courbe en noir : on voit donc que la compétition entre l'effet Kondo et la diffusion électron–phonon rend convenablement compte de la résistivité entre $\sim 4\,\mathrm{K}$ et $20\,\mathrm{K}$.

Contribution du gel des spins à $\Delta\rho_{mag}(T)$

Un des présupposé de la remonté Kondo est la dégénérescence du spin de l'impureté qui autorise des processus de spin–flip. En dessous de $4\,\mathrm{K}$, les interactions RKKY ne sont plus négligeables et des corrélations existent entre les spins qui lèvent la dégénérescence de spin des impuretés. Par conséquent, l'effet Kondo est progressivement supprimé : il s'en suit que la résistivité présente un large maximum. Dans les matériaux massifs, la compétition entre ces deux effets a été étudiée théoriquement et expérimentalement. Dans le cas où l'effet Kondo est négligeable devant la formation du verre de spins, i.e. pour $T_g \gg T_K$, il est possible de prédire la position du maximum de résistivité. La température T_m du maximum est donnée par [139, 140] :

$$T_m = \frac{\alpha_S}{2} T_g \ln\left(\frac{T_g}{T_K}\right), \tag{4.15}$$

où α_S est une constante qui dépend du spin et vaut 2.33 [140] pour un spin $S = 5/2$ (comme c'est le cas de AgMn). Cette relation théorique a été vérifiée sur de nombreux alliages massiques [141, 137, 142], où il est à la fois possible de déterminer T_g par des

mesures d'aimantation et de réaliser des mesures de résistivité. On remarque que T_m est au premier ordre proportionnelle à T_g, c'est–à–dire à la concentration [1]. De plus, notons que T_m sera toujours supérieure à T_g. Ainsi, le maximum de résistivité apparait comme un précurseur de la formation d'un état verre de spins.

Expérimentalement, la température du maximum est environ $T_m \sim 1{,}5\,\mathrm{K}$. En prenant la température théorique de gel égale à $T_g \sim 500\,\mathrm{mK}$ et la température Kondo à $T_K = 40\,\mathrm{mK}$, la température du maximum donnée par la relation (4.15) vaut $T_m = 1{,}47\,\mathrm{K}$. Cette valeur est en parfait accord avec nos données expérimentales.

En conclusion la résistivité du fil AgMn 500 ppm présente un comportement similaire à celui d'un verre de spins massique avec une température de gel de $T_g \sim 0{,}5\,\mathrm{K}$.

Pour finir ce paragraphe, soulignons que la compétition entre l'effet Kondo et la formation du verre de spins a été étudié théoriquement par Vavilov et *al* [140]. Ils proposent une description analytique de la résistivité et dans le régime $T_g \gg T_K$, ils trouvent :

$$\Delta\rho_{mag}(T) = \frac{A}{\ln^2 T/T_K}\left(1 - \alpha_S \frac{T_g}{T}\right) \tag{4.16}$$

Où A est une constante et α_S la même constante que ci–dessus. L'ajustement de cette formule théorique aux données est montré sur la figure 4.15 (b). Pour le réaliser, nous avons fixé la température Kondo à 40 mK. Le meilleur ajustement est alors obtenu pour $A = 0{,}124$ et $T_g \approx 500\,\mathrm{mK}$.

On constate que l'ajustement est quantitativement [2] bon entre T_g et T_m et seulement en accord qualitatif en dehors. Cependant, il faut noter que la formule de Vavilov et *al* n'est valide que dans la gamme $T_g < T < T_m$: dans cette limite, on peut dire que nos données expérimentales sont en très bon accord avec le modèle théorique.

4.3.3 $\rho(T)$ sous champ fort et courbes de magnétorésistance $\rho(B)$

Un mot sur la technique de chauffage par courant dc

Tout d'abord, il faut souligner que les données en température présentées ici sont obtenues en chauffant l'échantillon par effet joule. En effet, au lieu de chauffer l'ensemble du réfrigérateur à la température T, un courant I_{dc} est imposé à l'échantillon. Ces deux techniques de chauffage sont équivalentes ; cependant le chauffage par effet joule est plus pratique.

Afin de calibrer la relation courant–température ($I_{dc} - T$), on mesure d'un côté $\rho(T)$ en chauffant l'ensemble du réfrigérateur et d'un autre côté la résistivité différentielle $\rho_d(I)$. La correspondance ($I_{dc} - T$) est déduite par lecture graphique.

1. En effet, rappelons que T_g est proportionnelle à la concentration pour des alliage dilués (cf. chap. 1).
2. Notons qu'un résultat similaire à déjà été obtenu sur un fil mésoscopique d'AgMn 700 ppm [112].

La résistivité $\rho(T)$ est obtenue en balayant le courant I_{dc} et la magnétorésistance $\rho(B)$ à T fixe est obtenue en balayant le champ à I_{dc} fixé. L'ensemble de la procédure, ainsi que ses intérêts et ses limitations sont décrits dans l'annexe A.

$\rho(T)$ sous champ magnétique

Nous avons mesuré la résistivité $\rho(T)$ sous champ fort. À cette fin, nous avons utilisé le protocole ZFC : l'échantillon est au préalable refroidi sous champ nul, puis la résistivité est enregistrée sous un champ magnétique fini lorsque la température augmente. Tous les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.16.

On peut voir que pour des champs magnétiques plus élevés, l'amplitude du maximum diminue et sa position (T_m) se déplacé vers les hautes températures. Le maximum est bien défini jusqu'à $B = 3\,\mathrm{T}$, ensuite $\rho(T)$ montre un comportement monotone.

Ci–dessus, nous avons vu que le maximum de résistivité est le résultat entre l'effet Kondo et l'effet des interactions RKKY. Sous champ magnétique, les processus de spin–flip à l'origine de l'effet Kondo sont largement supprimés. Par conséquent, l'amplitude de la remontée Kondo est plus faible sous champ [143]. De même, la température T_m se trouve décalée vers les hautes températures. Notons par ailleurs que des résultats similaires ont déjà été observés sur des fils quasi–1D d'AuFe [144].

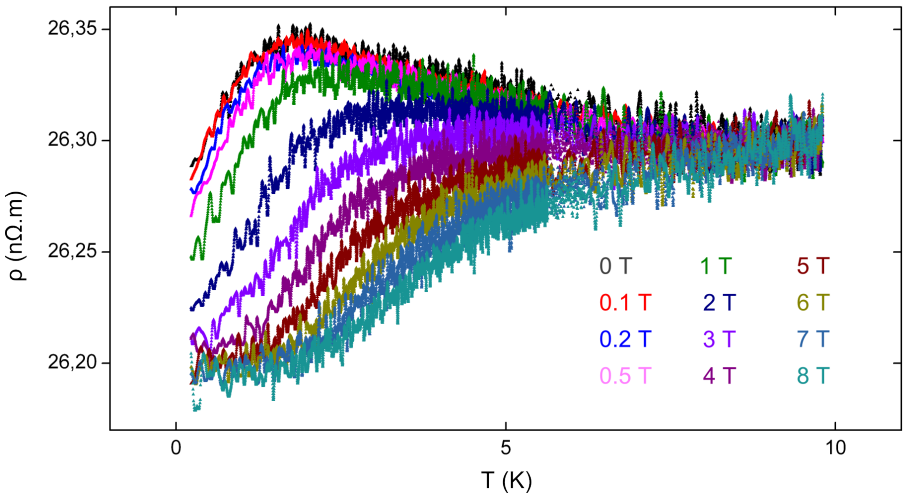


Figure 4.16: *$\rho(T)$ de AgMn 500 ppm pour différents champs magnétiques. Notons que l'échantillon est chauffé par effet Joule en appliquant un courant I_{dc}.*

Courbes de magnétorésistance sous champ fort

Afin de caractériser complètement l'effet du champ sur la résistivité, on s'intéresse ici à l'expérience complémentaire qui consiste à mesurer la magnétorésistance à température fixe. La température est fixée via un courant I_{dc} (cf. annexe A). Touts les résultats sont montrés sur la figure 4.17, où nous avons tracé la magnétorésistance relative $\Delta\rho/\rho_0$ à différentes températures, où $\rho_0 = \rho(B = 0)$ est la résistivité à champ nul et $\Delta\rho = \rho(B) - \rho(0)$.

On remarque que l'allure de $\Delta\rho/\rho_0$ est très différente de celle de Ag_1. En effet, d'après la figure 4.17 deux principaux comportements se distinguent :

- Pour $T > 10\,\mathrm{K}$, la magnétorésistance est positive. De plus, quelque soit la température elle est identique (courbe grise et noire).
- Pour $T < 10\,\mathrm{K}$, la magnétorésistance est *négative*. De plus, elle dépend fortement de la température de mesure.

Le comportement de la magnétorésistance est en fait dû à la somme de deux contributions différentes :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{pur} + \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{impuretés} . \tag{4.17}$$

Le premier terme désigne la magnétorésistance classique d'un métal normal. C'est celle que nous avons décrite dans la partie 4.1.3, à champ faible cette contribution varie comme $\sim (B/\rho_0)^2$. Le deuxième terme « impuretés » correspond à la magnétorésistance négative due aux impuretés magnétiques.

Au dessus de 10 K, $\Delta\rho/\rho_0$ est positive et varie comme B^2. La magnétorésistance est donc uniquement dominée par le 1er terme de l'équation (4.17). Par conséquent, pour $T > 10\,\mathrm{K}$ l'échantillon a un caractère de métal pur : les impuretés magnétiques n'ont pas d'effet sur le transport, car la contribution principale à la résistivité est la diffusion électron–phonon.

Afin d'obtenir uniquement la contribution due aux impuretés magnétiques $(\Delta\rho/\rho_0)_{impuretés}$, nous allons déduire de $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ la partie $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{pur}$ due à la diffusion sur les impuretés non magnétiques. Cependant, nous devons d'abord montrer que celle–ci est indépendante de la température. Cela est le cas au dessus de 10 K, car toutes les courbes de $\Delta\rho/\rho_0$

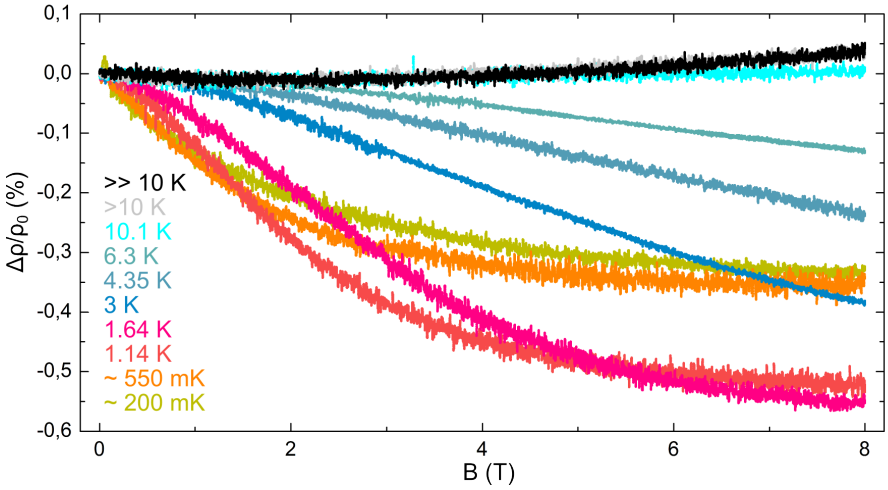


Figure 4.17: *Magnétorésistance relative en % de l'échantillon AgMn 500 ppm à différentes températures.*

se superposent parfaitement. Pour le confirmer en dessous de 10 K, nous avons utilisé l'échantillon Ag_1, où la $\Delta\rho/\rho_0$ a été mesurée dans les mêmes conditions expérimentales. Les résultats sont visibles sur la figure 4.18 (a), soulignons que les courbes ont été décalées pour plus de clarté. On voit clairement que toutes les courbes sont identiques sur toute la page de température entre $\sim 0 - 20$ K. Ainsi, la partie normale de la magnétorésistance peut être soustraite de nos mesures de façon contrôlée. Dans la pratique, nous avons soustrait la courbe réalisée à 10 K de la figure 4.17 à toutes les autres courbes. La contribution $(\Delta\rho/\rho_0)_{impuretés}$ pour l'échantillon AgMn est montrée sur la figure 4.18 (b).

Le fait que $(\Delta\rho/\rho_0)_{impuretés}$ soit négative n'est pas une surprise dans les alliages à base de terre rare. En effet, que ce soit dans un régime de concentration très dilué où les interactions sont négligeables (régime Kondo), ou bien très concentré (ordre magnétique longue distance), la magnétorésistance négative a déjà été observée [102, 145, 131, 146].

Néanmoins, très peu de prédictions existent pour décrire la magnétorésistance négative. Dans le régime Kondo, le travail de Béal–Monod [147] et P. Monod [143] montrent que celle–ci décroît de manière quadratique avec l'aimantation des impuretés. Ainsi, à champ faible $\rho(B)$ décroit comme $-B^2$.

Nigam et *al* [145] ont étudié différents verres de spins canoniques, au dessus et en dessous de T_g. Ils trouvent que la magnétorésistance est au départ quadratique en champ pour toutes les températures et les alliages examinés. Cette dépendance quadratique tient jusqu'à un champ magnétique qu'ils notent H_q qui dépend de la température et de l'alliage considéré. Ils interprètent la dépendance en $-B^2$ à l'aide d'une théorie développée par Mookerjee [148] qui se base sur le modèle d'Edwards et Anderson [4]. Une autre approche développé par Senoussi argumente aussi la dépendance quadratique de la magnétorésistance [149].

Finalement, à ce jour, il n'existe pas de théorie analytique permettant de décrire l'ensemble des courbes de la figure 4.18 (b). Le comportement de la magnétorésistance dans un verre

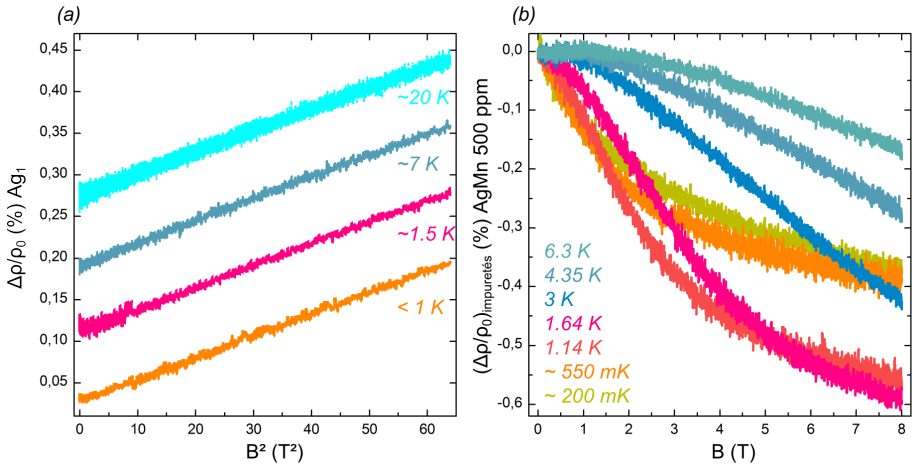


Figure 4.18: *(a) : $\Delta\rho/\rho_0$ en fonction de B^2 à différentes températures pour Ag_1. Les courbes ont été décalées pour plus de clarté. (b) : $(\Delta\rho/\rho_0)_{impuretés}$ pour AgMn 500 ppm, la contribution normale $\propto B^2$ ayant été soustraite en utilisant la courbe réalisée à 10 K de le figure 4.17.*

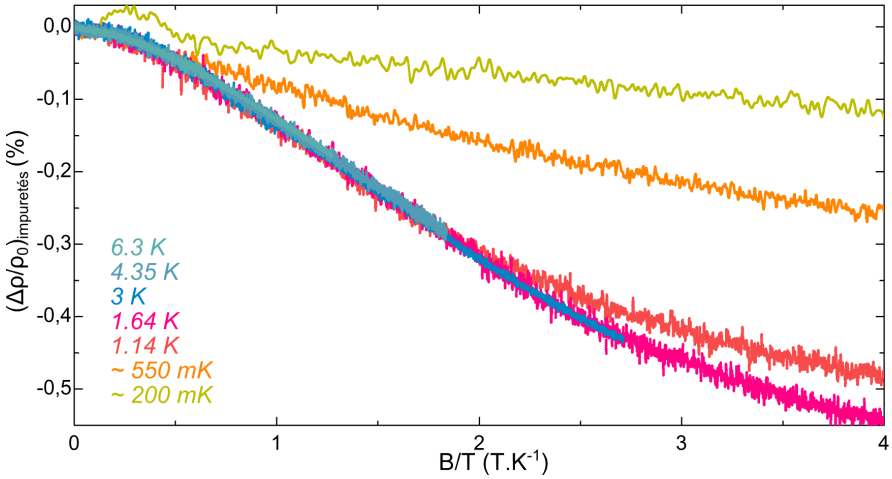


Figure 4.19: $(\Delta\rho/\rho_0)_{impuretés}$ *en fonction de* B/T.

de spins est donc un problème difficile. Cependant, afin d'interpréter le comportement de $(\Delta\rho/\rho_0)_{impuretés}$, nous proposons une approche qualitative basée sur l'effet Kondo, similaire à celle développée dans 4.3.3.

Pour les températures où $T \gg T_g$, c'est–à–dire au dessus de T_m, le système est paramagnétique et la résistivité est dominée par la contribution Kondo [1]. L'application d'un champ magnétique a pour effet de polariser les spins : la polarisation levant la dégénérescence de spin des impuretés réduit alors progressivement les processus de spin–flip. Il en résulte que la magnétorésistance diminue avec le champ [2].

Il apparaît donc que la réduction de la magnétorésistance est directement liée à la polarisation des spins. Dans le cas d'un système paramagnétique, la polarisation des spins (qui est repérée par leur aimantation) ne dépend que du rapport B/T. Par conséquent, pour mettre avant l'effet de polarisation des spins par le champ, nous avons représenté, sur la figure 4.19, $\Delta\rho/\rho_0$ en fonction du rapport B/T. Il est clair que pour la gamme de température comprise entre $10 - 1{,}6\,\mathrm{K}$, toutes les courbes se superposent parfaitement. On peut conclure que dans ce régime, la magnétorésistance négative est une unique fonction du rapport B/T qui ne dépend que de la polarisation des spins.

En dessous de 1,6 K, le scaling en B/T ne tient plus. Rappelons que cette température correspond à celle du maximum de résistivité T_m (voir fig. 4.14) ; en dessous de cette température, les interactions ne sont plus négligeables. Par conséquent, ce sont l'effet des interactions qui annulent le scaling en B/T. De plus, $\Delta\rho/\rho_0$ s'écarte d'autant plus rapidement de la fonction en B/T que la température est faible.

1. On renvoie le lecteur à la partie 4.3.3.
2. C'est le même argument utilisé dans la partie 4.3.3 pour décrire la réduction de l'amplitude du maximum dans la résistivité.

4.3.4 Résumé des courbes de résistivité et de magnétorésistance

L'ensemble des données, c'est–à–dire la résistivité sous champ et les courbes de magnétorésistance, est résumé par la carte couleur 4.20. La résistivité est repérée par une couleur et est représentée en fonction de T et B. Sur la carte, nous avons délimité plusieurs zones, chacune d'entre elle correspondant à la contribution qui domine la résistivité.

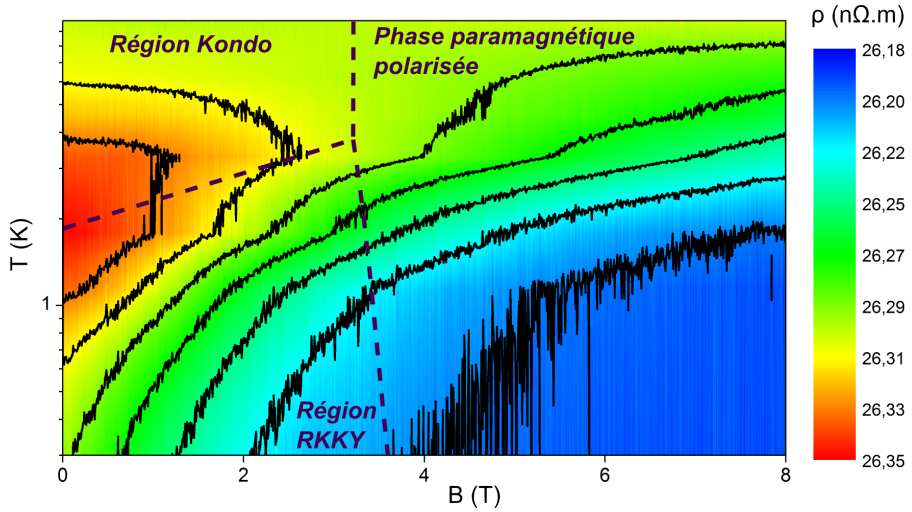


Figure 4.20: *Carte des couleur de la résistivité de AgMn 500 ppm en fonction de B et T. Les régions montrent la contribution dominante qui gouverne la résistivité.*

4.3.5 Estimation de la longueur de cohérence de phase

Jusqu'à présent, seules les propriétés du transport classique ont été caractérisées. Afin d'être complet et conclure ce chapitre, nous allons discuter de la cohérence de phase dans l'échantillon AgMn 500 ppm.

Pour Ag_1, les deux manifestations du transport quantique sont la suppression de la localisation faible à bas champ ($\sim 100\,\mathrm{G}$) et l'apparition des fluctuations de conductance sur toute la gamme de champ.

Tout d'abord, la suppression de la localisation faible à bas champ n'est pas observable sur AgMn 500 ppm : la magnétorésistance à bas champ de AgMn 500 ppm, c'est–à–dire entre $\pm 1000\,\mathrm{G}$ est très particulière et sera exposée en détail dans le chapitre suivant.

En revanche, comme le montre la figure 4.21, les UCF sont clairement visibles au dessus de $1000\,\mathrm{G}$ et en dessous de $1\,\mathrm{K}$. Comme pour Ag_1, les UCF se superposent au comportement classique[1] de $\rho(B)$ et la partie négative de $\rho(B)$ a été soustraite en ajustant une fonction polynômiale. De plus, comme pour Ag_1, l'amplitude des UCF augmentent lorsque la température diminue, signe de l'augmentation de L_t et L_ϕ. Néanmoins, elles présentent plusieurs

1. Notons que dans la partie précédente, du fait de la technique de mesure ($\rho_d(I)$), les UCF ne sont pas observables, elles sont « noyées » dans le bruit. Afin de les mesurer finement, il est nécessaire d'utiliser la technique de mesure décrite au chapitre 3.

différences. En effet, quelque soit la température, l'amplitude des fluctuations augmente avec le champ magnétique. De plus, même à fort champ, l'amplitude est considérablement réduite : par exemple en comparaison avec Ag_1, l'amplitude est ∼30 fois plus faible à 50 mK et ∼ 5 plus faible à 800 mK [1].

De tels résultats sont consistants avec des études expérimentales antérieures [14, 111, 112] [2] et théoriques [150]. L'augmentation de l'amplitude des UCF, à la fois en champ magnétique et à la fois lorsque T diminue, résulte d'une augmentation de L_Φ. En effet, pour $T < 1\,\mathrm{K}$, les principaux mécanismes de déphasage réduisant L_Φ sont l'interaction électron–électron (τ_{e-e}) et la diffusion magnétique inélastique (τ_{e-s}) et τ_ϕ s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-s}} \tag{4.18}$$

Capron et *al* [112, 111] ont montré que — pour un échantillon équivalent (AgMn 700 ppm) — la principale contribution à τ_ϕ est τ_{e-s}. Microscopiquement, ils considèrent que le mécanisme à l'origine de τ_{e-s} est la diffusion des électrons sur des spins libres (voir chapitre 2.). Lorsque la température décroit, ou bien si le champ magnétique augmente, le nombre de spins libres diminue, soit à cause du gel des spins, soit à cause de leur polarisation. Dans les deux cas, le taux de déphasage $1/\tau_{e-s}$ est réduit, augmentant ainsi L_ϕ.

Depuis les données de la figure 4.21, il est possible d'estimer L_Φ par l'amplitude des

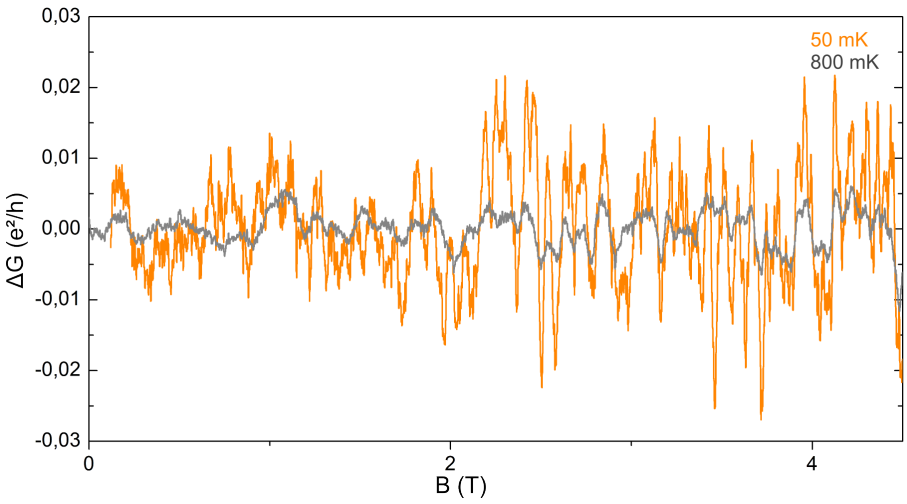


Figure 4.21: *UCF de AgMn 500 ppm à 50 et 800 mK.*

1. Attention, l'amplitude des UCF dépend de L, L_T et L_ϕ, ici une comparaison directe entre les deux échantillons est possible, mais n'est qu'une indication qualitative. En effet, les longueurs des échantillons sont proches $L_{Ag_1} = 13{,}5\,\mu\mathrm{m}$ et $L_{AgMn} = 14{,}5\,\mu\mathrm{m}$. De plus (tableau 4.2), les coefficients de diffusion sont différents d'un facteur 2 entrainant seulement un facteur 1.4 sur les L_T.

2. La plus part de ces expériences, ainsi que leurs implications ont déjà été développées au chapitre 1.

fluctuations. Dans le cas[1] où $L_\phi \ll L_T$, L, la variance des fluctuations est donnée par :

$$\mathrm{Var(G)} = \zeta_{theo} \left(\frac{L_\phi}{L} \right)^3 , \tag{4.19}$$

où Var(G) est la variance des fluctuations et ζ_{theo} une constante théorique. Dans notre cas ζ_{theo} vaut ~ 0.38 [66]. Au final, on trouve à 50 mK que L_ϕ vaut environ 0,5 µm à bas champ, contre ∼2 µm à fort champ.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé les principales propriétés de AgMn 500 ppm. La résistivité présente un large maximum à T_m qui résulte de la compétition entre l'effet Kondo et le gel des spins. D'après les expériences réalisées sur des matériaux massifs, ce maximum apparaît comme un précurseur de la transition vitreuse. Il peut être relié à T_g et donne $T_g \sim 500$ mK, en très bon accord avec la valeur attendue compte tenu de la concentration nominale. En dessous de 10 K, la magnétorésistance est négative et elle peut être divisée en deux parties. Au dessus de T_m, toutes les courbes sont une unique fonction de B/T confirmant le caractère paramagnétique du système. En revanche, en dessous de T_m, cette mise à l'échelle ne fonctionne plus mettant en évidence l'effet des interactions RKKY. Enfin, les fluctuations de conductance sont clairement observables. La longueur de cohérence de phase se trouve très réduite par rapport un échantillon pur et sa dépendance en champ et en température est non triviale et mériterait des investigations supplémentaires.

1. Les autres cas sont données par l'équation (4.9).

CHAPITRE 5

Hystérésis dans la magnéto–conductance bas champ d'un verre de spins AgMn

Dans ce chapitre, nous allons présenter les mesures de magnéto–conductance à bas champ du fil AgMn 500 ppm. Pour $T < T_g$ et sur une plage de champ $\pm 1000G$, nous avons observé que la magnéto–conductance présente une forte hystérésis. Cette hystérésis dépend fortement de la température en dessous de T_g et aussi de la vitesse de balayage du champ magnétique.

Les échantillons étudiés sont les mêmes que précédemment, le verre de spins métallique est AgMn 500 ppm, dont la température de gel est $T_g \approx 0{,}5\,\mathrm{K}$ et l'échantillon pur qui sert de référence à toutes les mesures est Ag_1. Leurs principales caractéristiques ont été définies dans le chapitre 4. Dans ce chapitre, nous utiliserons différentes directions de champ magnétique : suivant $\overrightarrow{z}$ et dans le plan xy, qui ont été définies à la page 92. Ainsi, nous noterons B_z, le champ appliqué suivant $\overrightarrow{z}$ et B_{xy}, suivant xy.

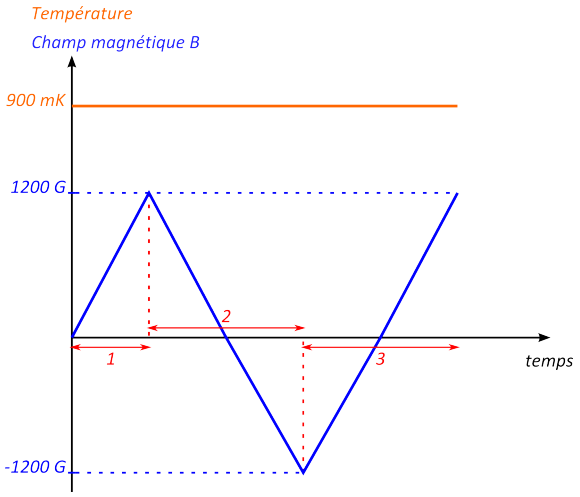
5.1 Hystérésis dans la magnéto–conductance de AgMn 500 ppm

5.1.1 Description du phénomène

La figure 5.1 représente des courbes de magnéto–conductance en unité de e^2/h réalisées à deux températures : une à 900 mK qui se situe au dessus de T_g et une bien en dessous de T_g à 100 mK. La figure est divisée en deux parties : la partie supérieure montre la magnéto–conductance de AgMn 500 ppm et la partie inférieure celle de Ag_1. Les longueurs mesurées sur les échantillons sont respectivement 14,5 et 13,5 µm. La magnéto–conductance est mesurée en même temps pour les deux échantillons. De plus, dans cette section, seul le champ B_z sera utilisé pour obtenir la magnéto–conductance.

Courbes de magnéto–conductance à 900 mK

Pour obtenir les courbes à 900 mK de la figure 5.1, le protocole expérimental utilisé est le suivant :



1. Tout d'abord, un 1er balayage en champ magnétique est réalisé entre 0 et 1200 G, cela produit la courbe en bleue de la figure 5.1.
2. Ensuite, arrivé à 1200 G, un 2e balayage est effectué jusqu'à −1200 G, cela donne la courbe orange.
3. Enfin, un 3e balayage est réalisé entre −1200 et 1200 G, c'est la courbe grise de la figure 5.1.
Notons que la vitesse de balayage est la même pour les trois courbes : elle est de v_B =0,1 G/s, en pratique 1 Gauss est appliqué toutes les 10 s.

Ag_1 Pour l'échantillon pur Ag_1, les courbes de magnéto–conductance se superposent presque parfaitement. Les fluctuations de conductance et le pic de l'anti–localisation faible sont clairement identifiables. Ce dernier est très utile, car il permet d'identifier le « zero » du champ magnétique : il est ainsi possible de déterminer précisément le décalage entre deux courbes balayées dans le sens contraire. Dans les conditions expérimentales présentes, le décalage (entre la courbe orange et grise) est de l'ordre ∼10 G.

AgMn 500 ppm Pour le verre de spins AgMn, les courbes de magnéto–conductance se superposent elles aussi parfaitement. Aucune hystérésis et aucune manifestation du transport cohérent ne sont observables. On constate seulement que la magnéto–conductance est positive et symétrique par rapport au champ nul. On retrouve ici, le comportement que nous avons décrit au chapitre 4, caractéristique de la présence d'impuretés magnétiques.

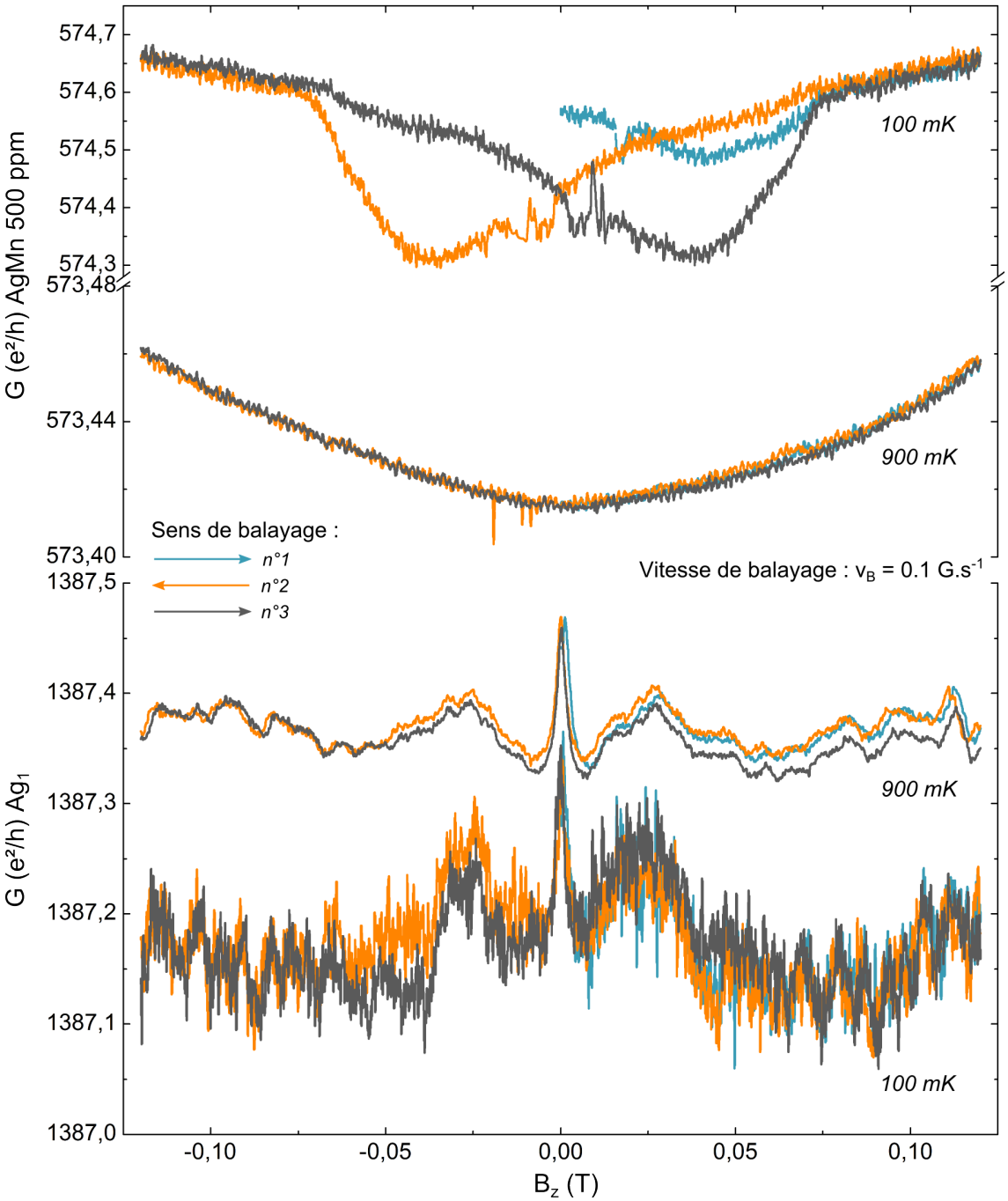
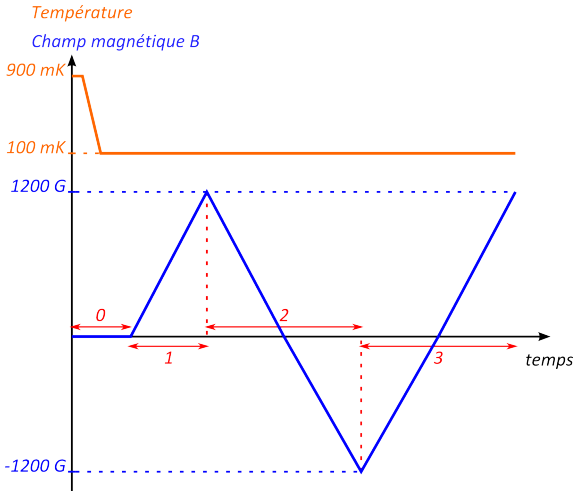


Figure 5.1: *Courbes de magnéto–conductance pour l'échantillon AgMn (en haut) et pour Ag_1 (en bas) et pour deux températures : 100 et 900 mK. La séquence de balayage en champ magnétique est la suivante : $0 \rightarrow 1{,}2$ kG (courbe bleue), $1{,}2 \rightarrow -1{,}2$ kG (courbe orange) et $-1{,}2 \rightarrow 1{,}2$ kG (courbe grise), la vitesse de balayage est de 0.1 Gs^{-1}. Pour AgMn, les courbes de magnéto–conductance se superposent parfaitement à 900 mK, en revanche à 100 mK, une forte hystérésis apparaît. La magnéto–conductance de Ag_1 sert de référence : entre deux balayages de sens contraire, le décalage expérimental est de l'ordre de 10 G.*

Courbes de magnéto–conductance à 100 mK

Le protocole utilisé pour réaliser les courbes de magnéto–conductance à 100 mK est presque identique au précédent, seule la première étape diffère :



0. L'échantillon est au préalable refroidi en champ nul (Z.F.C.) depuis une température de 900 mK jusqu'à 100 mK. La vitesse de refroidissement est constante, de 10 mK min^{-1}. Avant de lancer le 1er balayage en champ, la température est maintenue à 100 mK pendant 1 h.
1. Le 1er balayage en champ magnétique est réalisé entre 0 et 1200 G, cela produit la courbe en bleue de la figure 5.1.
2. Ensuite, un 2e balayage est effectué de 1200 G à −1200 G, c'est la courbe orange.
3. Enfin, un 3e balayage est réalisé entre −1200 et 1200 G, c'est la courbe grise de la figure 5.1.
Là aussi, la vitesse de balayage est la même pour les trois courbes et vaut v_B =0,1 G/s.

Ag_1 Pour Ag_1, le comportement est identique à celui de 900 mK, où seuls les UCF et le pic de l'anti–localisation sont présents. Comme à 900 mK, deux courbes balayées dans le sens contraire conduises à un décalage de l'ordre de 10 G.

AgMn 500 ppm En revanche, le comportement de AgMn est cette fois–ci très différent. On constate que dans un interval de champ compris entre $\sim \pm 700$ G, les courbes de magnéto–conductance ne se superposent pas. Pour l'instant, mettons de côté la courbe correspondant au premier balayage ($0 \rightarrow 1{,}2$ kG), car elle est bien différente des deux suivantes, nous en reparlerons plus loin en fin de chapitre. On observe que lors du 2e balayage ($1{,}2 \rightarrow -1{,}2$ kG), à l'inverse de l'expérience à 900 mK, la magnéto–conductance n'est plus symétrique par rapport au champ nul, mais présente un creux dont le minimum se situe aux alentours de −400 G. Lorsque le 3e balayage est effectué ($1{,}2 \rightarrow -1{,}2$ kG), la magnéto–conductance développe là aussi un creux, mais cette fois–ci, le minimum se situe à 400 G. De plus, on peut observer que la 2e courbe et la 3e courbe sont simplement anti–symétriques l'une par rapport à l'autre. Finalement, la magnéto–conductance est hystérétique : elle dépend du

sens de balayage du champ magnétique. Soulignons que l'origine de cette hystérésis est bien physique, puisque l'écart en champ entre les deux minimums est de 800 G, ce qui très supérieur au décalage expérimental de 10 G.

Le deuxième constat qui ressort de cette expérience est l'apparition d'un champ caractéristique $|B_c| = |700\,\mathrm{G}|$. En effet, l'hystérésis ne se développe qu'en dessous de $|B_c|$, alors qu'au dessus de $|B_c|$, la magnéto–conductance est réversible et ne dépend pas du sens de balayage. Notons par ailleurs que cette propriété est également vraie pour la courbe du 1er balayage qui rejoint les deux autres à 700 G, alors que son allure est différente.

Reproductibilité

Nous avons constaté que dès lors qu'un champ $|B|$ supérieur à $|B_c|$, la magnéto–conductance est parfaitement reproductible. En effet, quelle que soit l'histoire du système, les courbes orange et grise sont toujours identiques. Pour illustrer ce fait, nous avons réalisé trois expériences à 100 mK qui sont représentées sur la figure **??**. La vitesse de balayage vaut pour toutes les expériences $v_B = 0{,}1\,\mathrm{Gs}^{-1}$. Le code couleur est le même que précédemment, à savoir, les courbes oranges correspondent à un balayage de $1{,}2 \to -1{,}2\,\mathrm{kG}$ et celles en grises à $-1{,}2 \to 1{,}2\,\mathrm{kG}$. L'expérience « n°1 » est celle que nous venons de décrire. Entre les trois expériences, l'échantillon est chauffé à 900 mK puis refroidit en champ nul à 100 mK. Les « premières courbes de magnéto–conductance » qui correspondent aux premiers balayages ($0 \to \pm 1{,}2\,\mathrm{kG}$) ne sont pas montrées. Cependant, notons qu'entre l'expérience « n°2 » et « n°3 » elles ont été balayées dans le sens contraire.

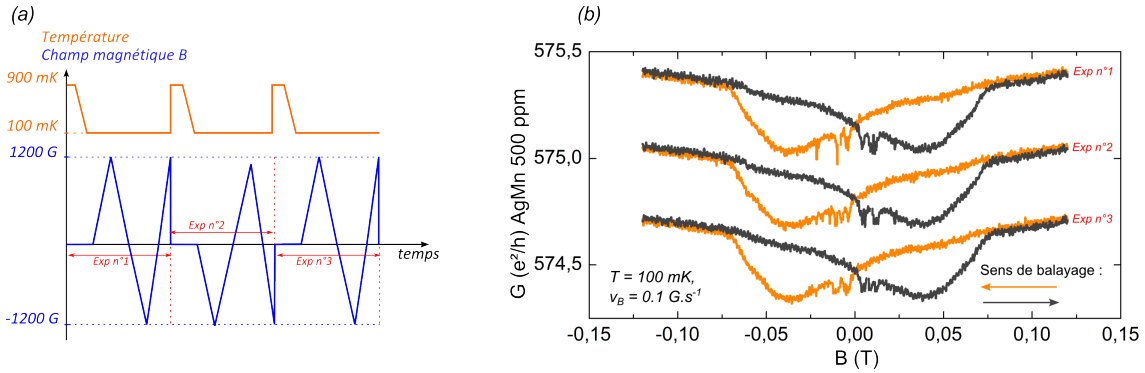


Figure 5.2: *Test de la reproductibilité de la magnéto–conductance entre $\pm 1{,}2 \to \mp 1{,}2$ kG. (a) : protocole expérimental utilisé. (b) : magnéto–conductance correspondante de l'échantillon AgMn 500 ppm. Les courbes oranges correspondent à un balayage de $1{,}2 \to -1{,}2$ kG et les grises à $-1{,}2 \to 1{,}2$ kG, la vitesse de balayage est de 0,1 G.s^{-1}. « Les premières courbes de magnéto–conductance » ne sont pas montrées. Les cycles sont décalés pour plus de clarté. On voit qu'ils sont parfaitement reproductibles.*

On constate que les courbes appartenant au même sens de balayage sont identiques. Ainsi, pour une température et une vitesse de balayage données, la magnéto–conductance est parfaitement reproductible pour tous balayages allant de $\pm 1{,}2$ à $\mp 1{,}2\,\mathrm{kG}$. Dans la suite, nous allons utiliser le fait que ces courbes soient parfaitement reproductibles et le fait que

$G(B)_{1,2\to-1,2\,\mathrm{kG}} = G(-B)_{-1,2\to1,2\,\mathrm{kG}}$, pour restreindre l'étude de l'hystérésis uniquement à un type de balayage, par exemple $1{,}2 \to -1{,}2\,\mathrm{kG}$.

Dépendance en température

Nous avons mesuré la magnéto–conductance pour de nombreuses températures comprises entre 0 et 1 K. Pour toutes les températures le champ est balayé entre $1{,}2 \to -1{,}2\,\mathrm{kG}$ à une vitesse de balayage de $v_B = 0{,}1\,\mathrm{G\,s^{-1}}$. Les résultats sont visibles sur la figure 5.3 (a). On remarque que lorsque la température augmente, l'amplitude du creux diminue progressivement. Il disparaît même complètement au dessus de 500 mK qui coïncide avec la température de gel T_g. De plus, on peut constater que le champ caractéristique B_c dépend très peu de la température, il est relativement constant sur toute la plage où le creux est visible.

Effet de la vitesse de balayage

Un autre paramètre affecte le cycle d'hystérésis : la vitesse de balayage du champ magnétique v_B. Jusqu'à présent, elle était fixée à $0{,}1\,\mathrm{G\,s^{-1}}$. L'effet de v_B sur l'hystérésis est visible sur la figure 5.3 (b). Les courbes de magnéto–conductance ont été réalisées dans les mêmes conditions que celles de la fig. 5.3 (a), la seule différence est v_B qui est dix fois plus rapide, soit $v_B = 1\,\mathrm{G\,s^{-1}}$ (en pratique 1 G est appliqué toutes les secondes). On peut constater que le principale effet de la vitesse est de moduler l'amplitude du creux de la magnéto–conductance. En effet, pour une température donnée, lorsque la vitesse est dix fois plus rapide, l'amplitude du creux augmente de façon significative. Cette augmentation est

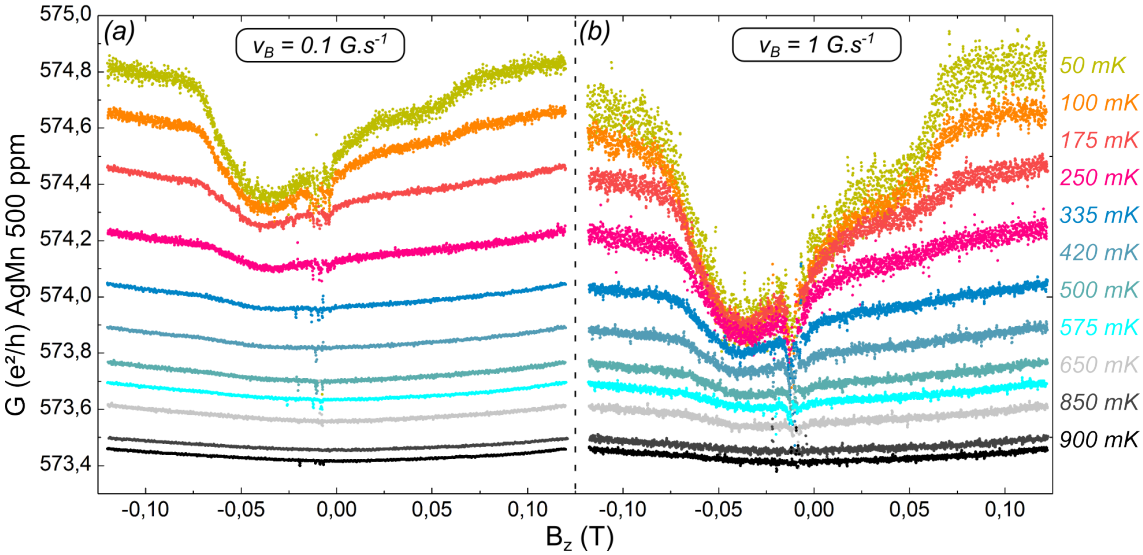


Figure 5.3: *Courbes de magnéto–conductance pour un balayage en champ de $1{,}2 \to -1{,}2$ kG pour de nombreuses températures entre 0 et 1 K. En (a) : la vitesse de balayage est de $v_B = 0{,}1$ G.s^{-1}, alors qu'en (b) $v_B = 1$ G.s^{-1}. L'échelle de la conductance est identique pour les deux séries de courbes.*

visible pour toutes les températures. Cependant, comme précédemment, le creux disparaît avec la température, ici au dessus de $T \sim 650\,\mathrm{mK}$. De plus, soulignons que le champ caractéristique B_c est sensiblement le même, il semble qu'il soit très peu dépendant de la vitesse de balayage et de la température.

5.1.2 Comportement de la magnéto–conductance pour les balayages de 1,2 → −1,2 kG

Le cycle d'hystérésis qui apparaît dans la magnéto–conductance de AgMn semble directement lié à la nature vitreuse du système. En effet, bien que son émergence s'avère dépendre de la vitesse de balayage, la température d'apparition coïncide avec T_g. Ainsi, nous avons décidé d'étudier extensivement cette hystérésis. Nous allons nous attacher à décrire précisément son comportement en fonction de la température et de la vitesse de balayage. Puis, nous essayerons d'extraire quelles informations peuvent apporter ces mesures sur la phase vitreuse. Ci–dessus, nous avons vu que des balayages allant de 1,2 à −1,2 kG sont suffisants pour décrire l'hystérésis, ou tout du moins son émergence et son comportement. De plus, comme la magnéto–conductance obtenue depuis ces balayages est toujours reproductible, nous allons nous restreindre à ces balayages. Nous avons donc examiné ces courbes de magnéto–conductance pour une large palette de températures et vitesses. Onze températures ont été explorées pour $T > T_g$ et $T < T_g$, entre 50 et 900 mK. Le champ a été balayé à neuf vitesses, s'étalant de 0,0167 à $10\,\mathrm{G\,s^{-1}}$.

Partie anti–symétrique de la magnéto–conductance

Afin de quantifier plus précisément le comportement de $G(B)$ en fonction de T et v_B, on propose de construire la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance. On la définit de la manière suivante :

$$G_{\text{anti–sym}}(B) = \frac{G\,(-B) - G\,(B)}{2}. \tag{5.1}$$

La raison de ce choix est double. Tout d'abord, nous avons observé (fig. 5.1) que lorsque l'hystérésis est absente, la magnéto–conductance est symétrique, alors qu'elle est non symétrique dans le cas contraire. Par conséquent, $G_{\text{anti–sym}}$ est un indicateur de l'émergence de l'hystérésis : par construction $G_{\text{anti–sym}}$ sera nulle si le creux est absent et non nulle dans le cas contraire. Deuxièmement, cette partie anti–symétrique représente la contribution magnétique de la magnéto–conductance. En effet, au chapitre [1] 2, nous avions vu que la conductance G mesurée en quatre points d'un fil quasi–1D, de taille $L < L_\Phi$ et qui possède la propriété d'être symétrique par renversement du sens du temps, obéit à loi d'Onsager [92, 93], à savoir (voir aussi le schéma 5.4 (a)) :

$$G_{14,23}(B) = G_{23,14}(-B). \tag{5.2}$$

1. Voir la page 65.

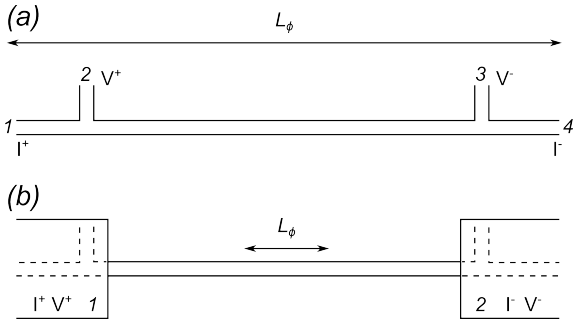


Figure 5.4: *(a) : mesure de la conductance en quatre points, ici $G_{14,23}$ correspond à la conductance lorsque le courant est transporté par les fils 1 et 4 et la tension mesurée par les fils 2 et 3. Lorsque $L < L_\Phi$ et que l'échantillon est symétrique par reversement du temps, $G_{14,23}$ obéit à la relation (5.2). (b) : lorsque $L \gg L_\Phi$, la mesure de $G_{14,23}$ peut se ramener à une mesure deux points ($G_{1,2}$) et si le système est symétrique par renversement du sens du temps, alors $G_{1,2}$ obéit à la relation (5.4).*

À partir de cette relation, il est possible de construire les conductances :

$$\delta G_0(B) = \frac{G_{14,23}(B) + G_{23,14}(-B)}{2} \quad \text{et} \quad \delta G_m(B) = \frac{G_{14,23}(B) - G_{23,14}(-B)}{2}, \tag{5.3}$$

où les quantités $\delta G_0(B)$ et $\delta G_m(B)$ dépendent explicitement de la symétrie par renversement du sens du temps du système. Si le système est symétrique par renversement du sens du temps, alors $\delta G_0(B) = G_{14,23}(B) = G_{23,14}(-B)$ et $\delta G_m(B) = 0$; en revanche, si le système n'est pas symétrique par renversement du sens du temps, alors $\delta G_0(B) \neq G_{14,23}(B) \neq G_{23,14}(-B)$ et $\delta G_m(B) \neq 0$. Les conducteurs magnétiques peuvent briser la symétrie par renversement du sens du temps, car pour que la condition (5.2) soit vérifiée, il est indispensable que l'aimantation de l'échantillon soit elle aussi renversée lorsque le champ passe de B à $-B$ ($\overrightarrow{M}(B) = -\overrightarrow{M}(-B)$). δG_m représente donc la partie magnétique de la magnéto–conductance : elle est sensible aux degrés de liberté magnétiques du système [95]. Pour notre échantillon AgMn 500 ppm la longueur [1] L_Φ ($L_\Phi \sim 0{,}5\,\mu\text{m}$) est très faible devant la longueur de l'échantillon ($L = 14{,}5\,\mu\text{m}$). Dans ce cas, d'un point de vue mésoscopique, la mesure de G que nous effectuons est une mesure deux points [2] et la relation de Onsager devient simplement (voir schéma 5.4 (b)) :

$$G_{1,2}(B) = G_{1,2}(-B). \tag{5.4}$$

La contribution magnétique s'écrit alors $\delta G_m(B) = (G_{1,2}(B) - G_{1,2}(-B))/2$ et est égale [3] à la conductance anti–symétrique $G_{\text{anti–sym}}(B)$ définie par l'équation (5.1). Par conséquent, la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance, permet de quantifier « l'excédant

1. On renvoie le lecteur à la page 118.
2. En effet, d'après la figure 2.12 à la page 66, si $L_\Phi > L$, alors les potentiels chimiques des réservoirs 1 et 2 sont égaux, ainsi que ceux des réservoirs 3 et 4.
3. Rigoureusement $G_{\text{anti–sym}}(B) = -\delta G_m(B)$.

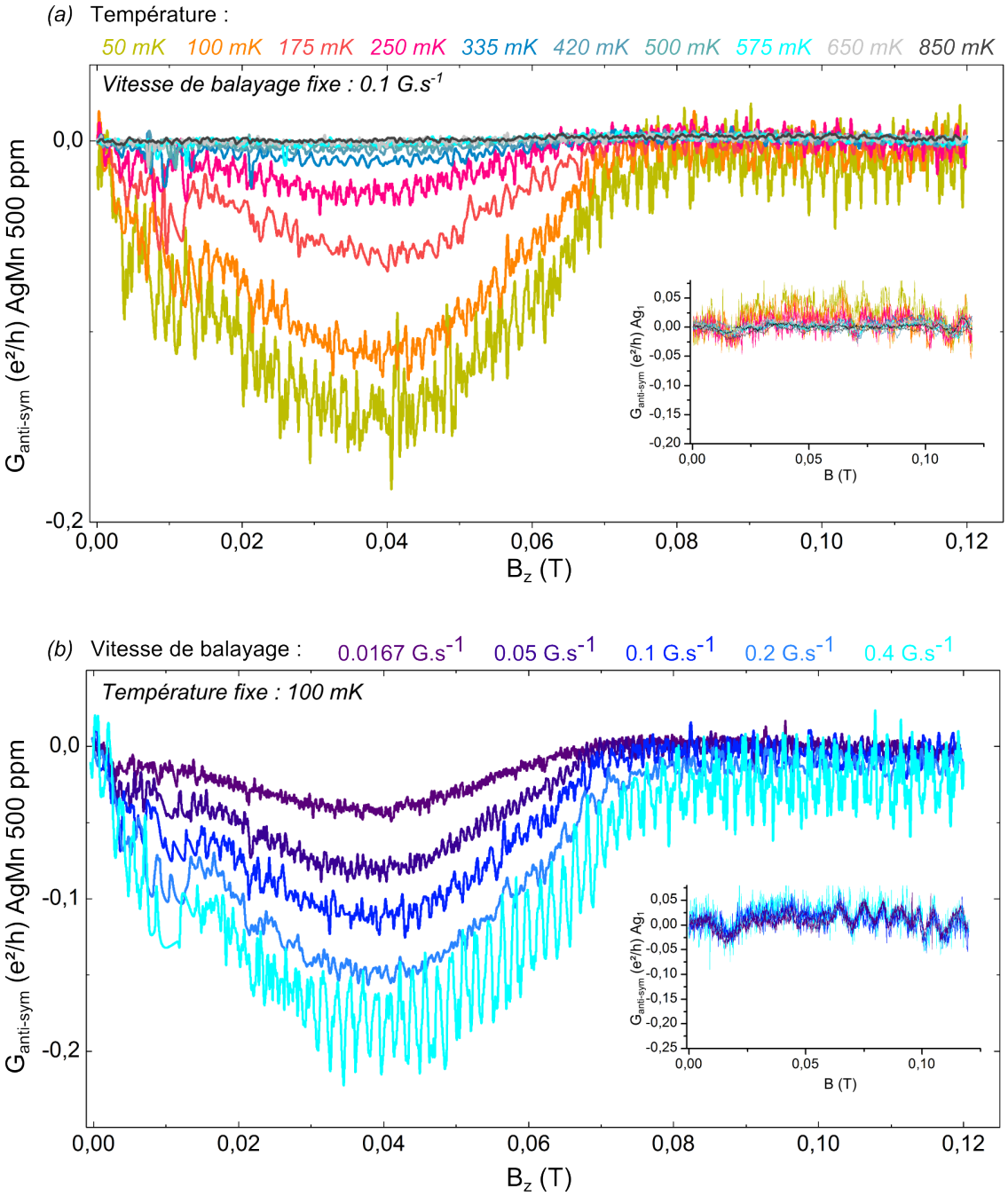


Figure 5.5: *Partie anti-symétrique de la magnéto–conductance en unité de e^2/h pour AgMn 500 ppm. En (a) : $G_{anti-sym}(B)$ est représentée en fonction de la température pour une vitesse v_B fixe de 0,1 Gs^{-1}. En (b) : $G_{anti-sym}(B)$ est représentée en fonction de la vitesse de balayage pour une température fixe de 100 mK. Les encarts des deux figures montrent la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance de Ag_1. Elle est obtenue dans les mêmes conditions et sert de référence.*

magnétique » contribuant à la conductance.

$G_{\text{anti–sym}}(B)$ est exposée sur la figure 5.5 qui est divisée en deux parties. En (a), $G_{\text{anti–sym}}(B)$ est représentée pour différentes températures à une vitesse de balayage fixée à $v_B = 0{,}1\,\mathrm{G\,s^{-1}}$. On peut constater que deux régimes se distinguent clairement : pour $T >\sim 0{,}5\,\mathrm{K}$, $G_{\text{anti–sym}}(B)$ est nulle sur toute la plage de champ explorée. Cela nous indique que le creux dans la magnéto–conductance est absent. Pour $T <\sim 0{,}5\,\mathrm{K}$, $G_{\text{anti–sym}}(B)$ devient négative et présente également un creux qui se développe sur une plage de champ B_c et au delà de B_c, $G_{\text{anti–sym}}(B)$ s'annule. De plus, lorsque que la température diminue, l'amplitude de ce creux augmente, mais sa position ($\sim 400\,\mathrm{G}$), ainsi que le champ B_c varie très peu. Ainsi, en dessous de $\sim 0{,}5\,\mathrm{K}$ qui coïncide avec la température de gel T_g, l'hystérésis apparait et se développe lorsque la température diminue. Enfin, notons que l'encart de la figure 5.5 (a) montre $G_{\text{anti–sym}}(B)$ pour l'échantillon pur $\mathrm{Ag_1}$, où les courbes ont été obtenues en même temps que pour AgMn. Aucun effet particulier n'est visible : $G_{\text{anti–sym}}(B)$ reste nulle sur toute la plage de champ et pour toutes les températures.

Sur la figure 5.5 (b), nous avons représenté cette foi–ci $G_{\text{anti–sym}}(B)$ pour différentes vitesses de balayage, à une température fixée. La température est bien inférieure à T_g et vaut $T = 100\,\mathrm{mK}$. Immédiatement, on peut voir que le comportement de $G_{\text{anti–sym}}(B)$ a un comportement similaire à celui en température. En effet, pour toutes les valeurs de v_B, $G_{\text{anti–sym}}(B)$ présente un creux qui se développe sur une échelle de champ B_c. Lorsque v_B augmente, l'amplitude du creux augmente. De plus, comme en température, la position du creux (toujours de $\sim 400\,\mathrm{G}$), ainsi que la valeur de B_c varient très peu. L'encart ce cette figure montre là aussi $G_{\text{anti–sym}}(B)$ pour $\mathrm{Ag_1}$. On remarque que la vitesse de balayage n'a aucun impact : $G_{\text{anti–sym}}(B)$ reste nulle sur toute la plage de champ et pour toutes les vitesses de balayage.

En résumé, la contribution magnétique apparaît à une température équivalente à T_g et se développe sur une plage de champ B_c. De plus, cette contribution à la magnéto–conductance devient plus importante à basse température et pour les vitesses de balayage rapides.

Couples température–vitesse balayage

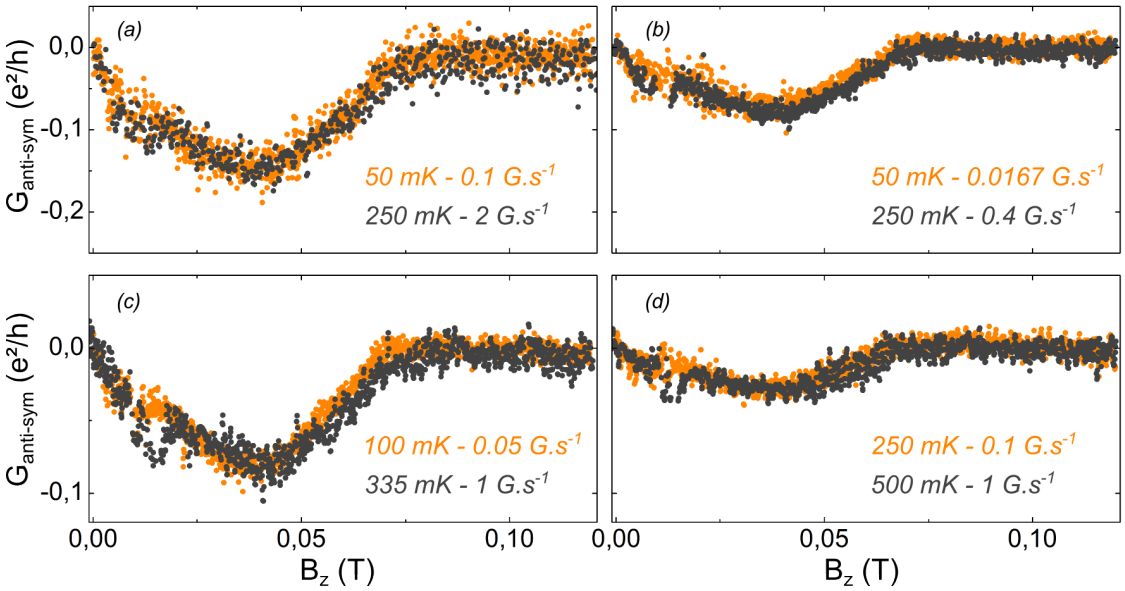


Figure 5.6: *Équivalence de $G_{anti-sym}$ réalisée pour différents couples $\{T - v_B\}$.*

Au regard des données de la figure 5.5, il apparaît que $G_{\text{anti–sym}}(B)$ est complètement caractérisée par le couple température–vitesse (noté $\{T - v_B\}$) auquel elle est mesurée. De plus, nous avons remarqué qu'il est possible de regrouper toutes les courbes anti–symétriques par famille de courbe, où dans une famille toutes les courbes sont parfaitement identiques. Ainsi, il est possible de définir des listes de couples température–vitesse de balayage, qui décrivent exactement la même magnéto–conductance $G_{\text{anti–sym}}(B)$ alors que celle–ci a été mesurée dans des conditions différentes. Quelques exemples sont montrés sur la figure 5.6 et chacune des sous–figures est composée de deux courbes. Par exemple, pour la fig. 5.6 (a), $G_{\text{anti–sym}}(B)$ obtenue pour le couple $\left\{T = 50\,\text{mK} - v_B = 0{,}1\,\text{Gs}^{-1}\right\}$ est identique à $G_{\text{anti–sym}}(B)$ obtenue pour le couple $\left\{T = 250\,\text{mK} - v_B = 2\,\text{Gs}^{-1}\right\}$. Notons que nous avons constaté que deux courbes (correspondant à deux couples $\{T - v_B\}$) sont parfaitement identiques si leurs amplitudes sont identiques. Ainsi, une famille de courbe peut être uniquement caractérisée par son amplitude. Fort de ce constat, nous avons décidé d'étudier uniquement l'amplitude du creux de la partie–antisymétrique de la magnéto–conductance.

Amplitude de la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance

La dépendance de l'amplitude de $G_{\text{anti–sym}}$ en fonction de la température pour différentes vitesses de balayage fixées est représentée sur la figure 5.7 (a). Plus exactement nous avons tracé la valeur absolue du maximum de la partie anti–symétrique, que l'on note $\text{Max}\left(|G_{\text{anti–sym}}|\right)$ en unité de e^2/h. Ci–dessus, nous avons remarqué qu'une diminution de la température conduit à augmentation de l'amplitude du creux de l'hystérésis. Comme le montre la figure, c'est effectivement le cas, cependant, la variation de $\text{Max}\left(|G_{\text{anti–sym}}|\right)(T)$

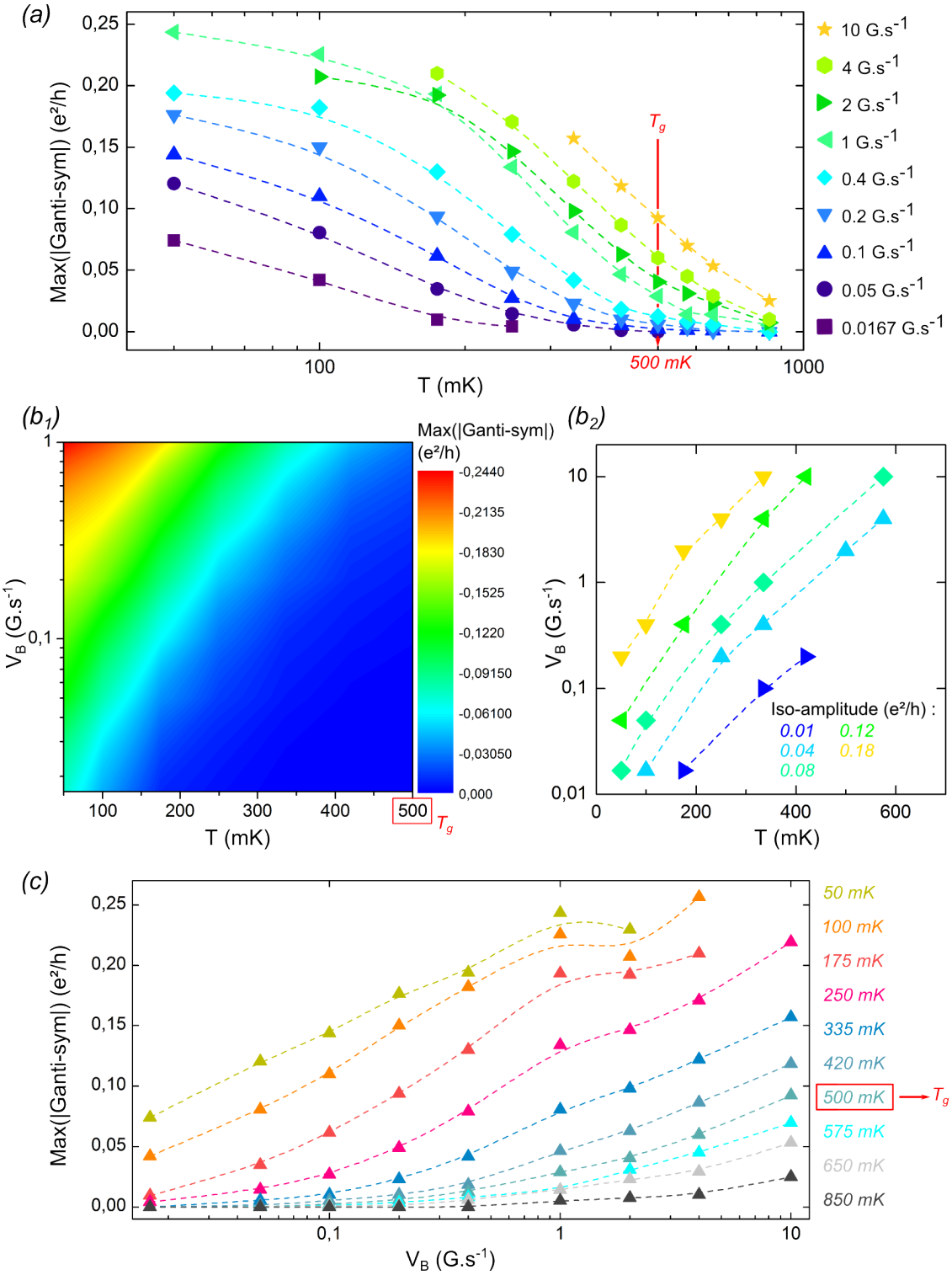


Figure 5.7: *Valeur absolue de l'amplitude de $G_{anti-sym}$ notée : $Max(|G_{anti-sym}|)$ en unité de e^2/h. La partie centrale de la figure est la carte des couleurs en (b_1) : $Max(|G_{anti-sym}|)$ est repérée par une couleur et est tracée en fonction de v_B et T. En (b_2), la figure représente des courbes d'amplitude constante dans le plan (v_B, T), sur une courbe, l'amplitude est déterminée à 10 % près. En (a) : coupe horizontale de la carte des couleurs, $Max(|G_{anti-sym}|)$ est représentée en fonction de la température pour des vitesses fixes. En (c) : coupe verticale de la carte des couleurs, $Max(|G_{anti-sym}|)$ est tracée en fonction de v_B pour différentes températures.*

n'est pas la même suivant la vitesse de balayage. Tout d'abord, quelque soit la vitesse v_B, l'amplitude s'annule au dessus d'une échelle de température comprise entre T_g et $2T_g$. En dessous de cette échelle, l'amplitude (donc l'hystérésis) se développe. On constate que l'augmentation est d'autant plus importante que la vitesse est rapide. De plus, pour les vitesses $v_B = \{\ 1\,;\ 2\,;\ 4\,;\ 10\ \mathrm{Gs}^{-1}\}$ l'amplitude finie par saturer à une valeur de $\sim 0{,}25\,\mathrm{e}^2/\mathrm{h}$. À plus basses vitesses, la variation de l'amplitude est plus lente et aucune saturation n'est observable sur cette gamme de température.

La figure 5.7 (c) est le complémentaire de 5.7 (a). Max $(|G_{\text{anti–sym}}|)$ est cette fois–ci représentée en fonction de la vitesse de balayage pour des températures fixées. Précédemment, nous avions remarqué que l'amplitude de l'hystérésis augmente avec v_B. Cet effet est clairement visible sur 5.7 (c). Cependant, Max $(|G_{\text{anti–sym}}|)\,(v_B)$ dépend fortement de la température fixée. En effet, pour $T > T_g$, l'amplitude reste relativement constante et l'hystérésis émerge uniquement pour les vitesses rapides. Pour $T < T_g$, l'amplitude de l'hystérésis apparaît à plus faible vitesse et se développe plus rapidement. D'ailleurs, pour les températures $T = 50$ et $100\,\mathrm{mK}$, l'amplitude sature à haute vitesse à la valeur de $\sim 0{,}25\,\mathrm{e}^2/\mathrm{h}$ et la suppression de l'hystérésis nécessite une vitesse de balayage v_B extrêmement faible.

La carte des couleurs en 5.7 (b_1) est une compilation des résultats obtenus. La valeur de Max $(|G_{\text{anti-sym}}|)$ est repérée en couleurs et est tracée dans le plan $(v_B - T)$. Cette carte permet d'identifier les courbes « iso–amplitudes » de $G_{\text{anti–sym}}$, c'est–à–dire de discerner quels sont les couples $\{T - v_B\}$ qui donnent la même magnéto–conductance. Ainsi une courbe « iso–amplitude » définie une famille [1] . Quelques courbes « iso–amplitudes [2] » ont été reportées sur la figure (b_2). On peut remarquer que dans le plan $(\log v_B - T)$, les « iso-amplitudes » forment des droites parallèles.

5.1.3 Interprétation

Jusqu'à présent, nous avons décrit le comportement de la magnéto–conductance à bas champ de AgMn 500 ppm. Nous avons vu qu'une forte hystérésis émerge en dessous d'une échelle de température compatible avec T_g et sur une gamme de champ de $\pm B_c$. Dans un premier temps, l'étude a été restreinte aux balayages $1{,}2 \rightarrow -1{,}2\,\mathrm{kG}$ qui sont toujours reproductibles. Afin de mener une étude plus quantitative, nous avons construit la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance. Nous avons trouvé que la dépendance de l'amplitude en fonction de T et v_B est un bon indicateur du comportement de la magnéto–conductance. Au final, la figure 5.7 résume l'ensemble des faits présentés. De plus, pour chaque mesure réalisée sur AgMn, la magnéto–conductance est en même temps enregistrée sur Ag_1. Nous n'avons observé aucune dépendance particulière, que ce soit en fonction de T ou v_B, dans la magnéto–conductance de Ag_1. Par conséquent, l'hystérésis semble directement liée à l'état vitreux qui se forme en dessous de T_g. Notons que dans la littérature, l'hystérésis qui apparaît dans la magnéto–conductance a déjà été reportée

1. voir la sous–section 5.1.2.
2. Sur une droite « iso-amplitude », l'amplitude est constante dans un intervalle de confiance de $\pm 10\%$.

une fois dans un échantillon massique de CuMn par Senoussi [151]. Cependant, Senoussi a observé l'hystérésis pour une seule température et n'avait jamais regarder l'effet de la vitesse de balayage.

Excitations de la phase vitreuse

Tout d'abord, notons que c'est un creux qui apparaît dans la magnéto–conductance. Une diminution de la conductance implique une augmentation de la diffusion électronique. Or, la diffusion électronique est directement liée à la nature et à la quantité des degrés de liberté du système. Ainsi, lorsqu'un balayage est effectué « un excès » de degré de liberté est créé et contribue à la diffusion électronique. Nous savons que l'origine de cet « excès » est magnétique, car $G_{\text{anti–sym}}(B) \neq 0$ et qu'aucun effet n'est observable sur Ag_1. De plus, la quantité de cet « excès » magnétique apparaît très dépendante de T et v_B et disparait au delà du champ caractéristique B_c.

On peut alors se demander en quoi un balayage en champ magnétique induit des degrés de liberté magnétiques supplémentaires. Notre interprétation est la suivante : un balayage en champ magnétique pousse le système dans un état hors équilibre et la mise hors équilibre du système s'accompagne de fluctuations de spins qui augmentent la diffusion électronique. Pour clarifier cette idée, décortiquons l'effet d'un balayage en champ magnétique sur le système vitreux. En détails, le balayage en champ magnétique peut être vu comme l'application successive de sauts de champ ΔB séparés par des plateaux de durée Δt (voir le schéma 5.8). Lors d'un saut ΔB, le système cherchera à atteindre son nouvel état d'équilibre. Cependant, le temps nécessaire pour atteindre l'équilibration peut être long. En effet, en raison du désordre et de la frustration, caractéristiques de la phase verre de spins, le système doit franchir des barrières d'énergie pour l'atteindre. Par conséquent, le système sera dans un état hors équilibre si le temps nécessaire de franchissement des barrières est plus long que le plateau de durée Δt. Dans ce cas, durant le plateau, le système se retrouve alors excité et cherche à relaxer pour atteindre son nouvel état d'équilibre. Cette relaxation s'accompagne de fluctuations magnétiques, car le système se réorganise. À ce stade, il est nécessaire d'émettre des hypothèses pour comprendre pourquoi ces fluctuations magnétiques augmentent la diffusion électronique. Une des hypothèses serait d'imaginer que les spins appartenant aux fluctuations magnétiques n'apparaissent plus gelés, mais

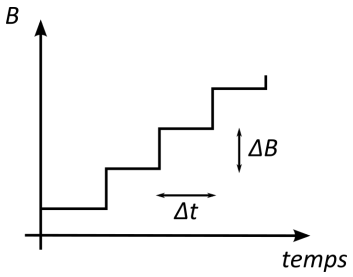


Figure 5.8: *Schéma décrivant un balayage en champ magnétique. Un balayage en champ magnétique est simplement l'application de sauts de champ d'une hauteur ΔB séparés par des plateaux en temps de durée Δt.*

libres. Dans ce cas, ces « spins libres en excès » peuvent participer aux processus de spin–flips Kondo qui sont très efficaces pour diffuser les électrons [1] et diminuent ainsi la conductance. Ainsi, dans cette « approche Kondo », il apparaît que le saut de champ augmente la population de spins libres. Si l'on cherche à décrire la phase vitreuse en terme de distribution de champs locaux, — i.e. si l'on suppose que chaque spin $\overrightarrow{S_i}$ est soumis à un champ local $\overrightarrow{h}_i$ résultant de la compétition des couplages RKKY des spins voisins et du champ extérieur $\overrightarrow{B}$ —, alors le saut de champ implique que la quantité de spins ayant une énergie $g\mu_{\mathrm{B}}\overrightarrow{h_i} \leqslant k_B T$ augmente.

Maintenant, examinons l'effet d'un balayage complet en champ magnétique. Physiquement, un balayage correspond à l'application progressive d'une contrainte. En effet, des sauts de champ ΔB sont périodiquement imposés tous les Δt et la vitesse de balayage qui est simplement définie par : $v_B = \frac{\Delta B}{\Delta t}$, donne la vitesse à laquelle le système est « progressivement contraint ». Si v_B est suffisamment rapide, le système sera perpétuellement hors équilibre. Entre chaque saut de champ, le système n'a pas le temps d'atteindre son nouvel état d'équilibre, il n'arrive pas à suivre la contrainte imposée. Ainsi, le balayage entretient le système dans un état hors équilibre et il existe toujours une quantité de spins libres qui fluctuent et augmentent la diffusion électronique. Par conséquent, l'amplitude du creux de la magnéto–conductance, donnée par la quantité $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$, traduit directement l'ampleur des ces fluctuations.

Effet de la vitesse de balayage et de la température sur la mise hors équilibre du système

Dans les parties précédentes, nous avions constaté que l'amplitude du creux est très dépendante de la température et de la vitesse de balayage. Notamment (voir les figures 5.5 et 5.7), nous avions vu que T et v_B agissent de manière équivalente sur la magnéto–conductance.

Effet de la vitesse à température fixe

Commençons par discuter de l'effet de la vitesse de balayage à température fixe (voir fig. 5.7 (c)). Dans le cas où la vitesse est « infiniment lente » ($v_B \to 0$), le système passe adiabatiquement d'une contrainte à une autre et les sauts de champ perturbent peu le système. Le système a le temps de franchir les barrières d'énergie qui séparent les différents états. En conséquence, aucune hystérésis n'est visible dans la magnéto–conductance et $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ est nulle.

Maintenant, augmentons progressivement la vitesse de balayage. Tant que celle–ci reste faible, i.e. tant que le système s'équilibre entre chaque saut, la limite est toujours adiabatique et $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti-sym}}|)$ reste nulle. Cependant, pour une certaine vitesse, ce ne sera plus le cas. Le balayage excitera le système, car il n'a plus le temps de s'équilibrer entre chaque saut et dans ce cas $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ devient non nulle. Par exemple, à 175 mK, la vitesse doit être au minimum de 0,0167 Gs^{-1} (fig. 5.7 (c)).

1. Voir la page 68.

Ensuite pour des vitesses encore plus rapides, le balayage pousse le système plus loin de l'équilibre. Les fluctuations magnétiques associées sont plus importantes et $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ augmente.

Effet de la température à vitesse fixe

Intéressons nous maintenant à l'effet de la température lorsque v_B est fixe (voir fig.5.7 (a)). Précédemment, nous avions constaté que $\mathrm{Max}(|G_{anti-sym}|)$ augmente lorsque T diminue. Lorsque la température diminue, les temps gouvernants la dynamique de la phase vitreuse s'accroissent. Ainsi, il est plus facile de placer le système hors équilibre à basse température. En effet, le temps nécessaire pour que le système s'équilibre entre chaque saut de champ s'allonge.

Par exemple, à haute température ($T \gg T_g$), la phase est paramagnétique et tous les spins sont libres. Le temps gouvernant leur dynamique est alors microscopique. Par conséquent, lorsque des sauts de champs sont effectués, le système réagit immédiatement. Les spins s'alignent instantanément avec le champ et le système est donc toujours en équilibre avec la contrainte imposée. Dans ce cas $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ est nulle.

Lorsque T diminue, les spins gèlent et leur dynamique ralentissent. Pour une certaine température, le temps typique gouvernant leur dynamique « deviendra plus important » que l'application de la contrainte. Dans ce cas, le balayage pousse le système dans un état hors équilibre et $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ devient non nulle. Par exemple (voir fig. 5.7 (a)), pour $v_B = 0{,}0167\,\mathrm{Gs}^{-1}$, la température doit être $\leq 175\,\mathrm{mK}$, pour que le balayage excite le système.

Ensuite à plus basse température, la dynamique ralentit encore. Le système est poussé plus facilement loin de l'équilibre. Les fluctuations magnétiques associées sont donc plus larges et ainsi $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ augmente.

Effet conjugué de la température et de la vitesse

Désormais, il est possible d'appréhender l'ensemble du comportement de $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ donnée par les courbes des figures 5.7 (a) et (c).

À haute température, pour T de l'ordre de $T_g - 2T_g$, $\mathrm{Max}(|G_{anti-sym}|)$ s'annule pour toutes les vitesses de balayage (fig. 5.7 (a) et courbe à 850 mK de la fig. 5.7 (c)).

En dessous de cette échelle de température, $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti–sym}}|)$ se développe pour toutes températures et vitesses. Cependant, seuls les balayages plus rapides que la dynamique du système peuvent pousser le système hors de l'équilibre et donc exciter le système.

Pour les basses températures et les vitesses rapides, nous avions observé que $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti-sym}}|)$ sature à une valeur de $0{,}25\,\mathrm{e}^2/\mathrm{h}$. Il n'est pas facile de statuer sur le sens physique de cette saturation. Une piste serait de penser que l'origine de cette saturation correspond à un effet de taille fini. En d'autres termes, c'est la quantité de spins libres maximale qu'un balayage peut créer. Cependant, soulignons qu'il est difficile de mesurer la magnéto–conductance à basse

température pour les grandes vitesses [1] et donc de tirer des conclusions. Cette contrainte expérimentale, explique pourquoi nous n'avons pas de données sur $\mathrm{Max}(|G_{\text{anti-sym}}|)$ à basses températures et hautes vitesses.

Couples températures vitesses $\{T - v_B\}$

Précédemment (voir figure 5.7 (b_1)), nous avions constaté qu'il existe des listes de couple $\{T - v_B\}$, qui définissent des courbes d'amplitude constante et que dans le plan $(\log v_B - T)$, ces iso–amplitudes forment des droites parallèles. Ainsi, si l'on suit notre raisonnement de ci–dessus, il apparaît que ces iso–amplitudes décrivent une mise à l'écart de l'équilibre équivalente. De plus, ces courbes iso–amplitudes séparent deux régions : d'un côté, la région en bleu, pour laquelle les balayages ne sont pas suffisamment rapides mettre le système hors équilibre et d'un autre côté, la région en rouge, pour laquelle les fluctuations magnétiques sont maximales.

Champ caractéristique B_c

Au delà de $\pm|B_c|$, la magnéto–conductance est « réversible », elle ne dépend, ni de la vitesse de balayage, ni du sens de celui-ci. Cela suppose que le système réagit immédiatement aux sauts de champs imposés et que le système est toujours en équilibre avec la contrainte imposée. Ainsi, le champ B_c sépare deux régimes :

- Au dessus de $|B_c|$, le système suit instantanément la contrainte. La réponse du système est instantanée et ne dépend, ni du balayage, ni de son sens.
- En dessous de $|B_c|$, des sauts de champ placent le système dans un état hors équilibre.

On peut donc se demander quel est le sens physique de ce champ caractéristique. Nous avons d'abord pensé à un effet de physique mésoscopique. Dans ce cas, B_c coïnciderait à l'ajout d'un quantum de flux Φ_0 à travers une section $w \times L_\phi$ et permettrait de supprimer la symétrie par renversement du sens du temps. En prenant $B_c \sim 700\,\mathrm{G}$ et $w = 200\,\mathrm{nm}$, on trouve $L_\phi \sim 300\,\mathrm{nm}$ qui est en accord avec la valeur déterminée par l'amplitude des UCF du chapitre précédent [2]. Cependant, plusieurs points vont à l'encontre de cette hypothèse. Premièrement, on pourrait s'attendre à ce que B_c varie plus fortement avec la température, ce qui traduirait la variation de L_ϕ avec la température [111]. Deuxièmement, l'amplitude du creux de la magnéto–conductance est d'environ $0{,}5\,\mathrm{e}^2/\mathrm{h}$, ce qui correspond à ~ 50 fois l'amplitude des UCF à 50 mK. Si l'origine des effets étaient mésoscopiques, on pourrait s'attendre à ce que la magnéto–conductance soit de l'ordre des UCF. Finalement, nous avons exclu les effets de cohérence de phase sur l'origine de B_c et de l'hystérésis.

Une deuxième piste sur l'origine de B_c est la suivante. Nous avons remarqué que l'échelle d'énergie définie par B_c est compatible avec la température de gel T_g. En effet, le champ

1. En effet, à très basse température, si le balayage est trop rapide, il peut réchauffer le réfrigérateur à cause des courants de Foucaux et la température devient difficile à réguler.
2. On renvoie le lecteur à la page 118.

caractéristique B_g définie par la relation : $k_B T_g = \mu_{\text{eff}} B_g$ donne $B_g =\sim 1000\,\text{G}$, où k_B est la constante de Boltzmann et μ_{eff} le nombre de bohr effectif qui vaut $\sim 6\mu_{\text{B}}$ pour des ions Mn^{2+}. Il est donc tentant de confondre B_c à B_g et d'affirmer que B_c est le champ critique qui sépare la phase vitreuse d'une phase paramagnétique sous champ. Néanmoins, pour vérifier si B_c est effectivement un champ critique, il est indispensable d'étudier la dépendance de B_c en fonction de T_g. En d'autres termes, des expériences similaires doivent être menées sur des échantillons de concentrations différentes.

Position du creux dans la magnéto–conductance

Toute l'étude que nous avons menée a été restreinte aux balayages compris entre $1{,}2 \rightarrow -1{,}2\,\text{kG}$. Comme cette plage de champ est plus large que l'interval $\pm B_c$, nous pouvons supposer qu'au départ du balayage (1200 G), le système est piégé l'état initial I et à la fin du balayage (−1200 G), le système est piégé dans l'état final F. De plus, comme le champ magnétique agit comme une contrainte, on peut caractériser l'état I par une aimantation $\overrightarrow{m_I}$ et l'état F par l'aimantation $\overrightarrow{m_F}$, qui sont a priori différentes : $\overrightarrow{m_I} \neq \overrightarrow{m_F}$. Ainsi, lors du balayage, le système doit passer de $\overrightarrow{m_I}$ à $\overrightarrow{m_F}$. En dessous de B_c, l'état I devient un état hors équilibre : la diffusion électronique augmente et la magnéto–conductance présente un creux aux alentours de −400 G.

Pour essayer de donner un sens physique à la valeur du champ de −400 G, nous avons représenté schématiquement le passage de $\overrightarrow{m_I}$ à $\overrightarrow{m_F}$ sur la figure 5.9. En fait, nous identifions une séquence de balayage complète de la magnéto–conductance ($0 \rightarrow 1{,}2$; $1{,}2 \rightarrow -1{,}2$; $-1{,}2 \rightarrow 1{,}2\,\text{kG}$), par un cycle d'hystérésis magnétique classique. Afin de vérifier si cette analogie a un sens, regardons en premier lieu si il existe une relation entre $\overrightarrow{m_I}$ et $\overrightarrow{m_F}$. Dans les parties précédentes, nous avons observé que $G_{\text{anti-sym}}(B)$ est nulle au dessus de B_c. Cela implique que $G(B,\overrightarrow{m_I}) = G(-B,\overrightarrow{m_F})$. Formellement, cette condition est réalisée dans le cas où $\overrightarrow{m_I} = -\overrightarrow{m_F} = \overrightarrow{m}$. De plus, nous avions constaté qu'un balayage allant de 1,2 à −1,2 kG est équivalent à un balayage inverse $-1{,}2 \rightarrow 1{,}2$ kG : la magnéto–conductance obtenue par le second balayage est simplement le miroir de la première par rapport à

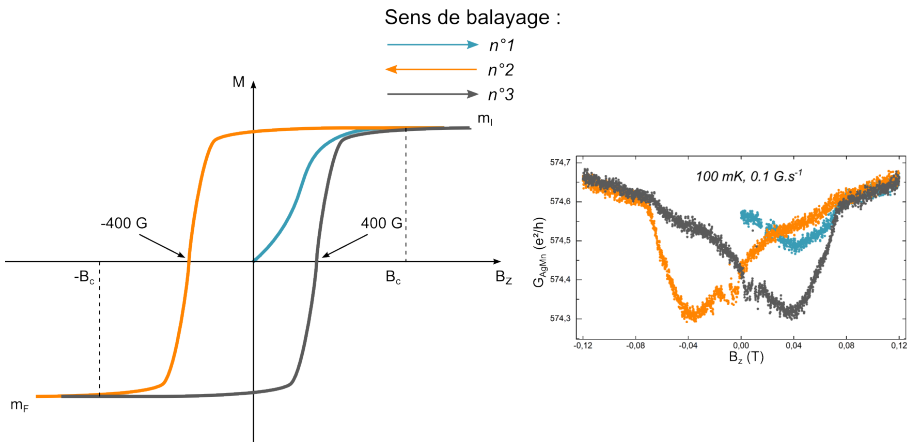


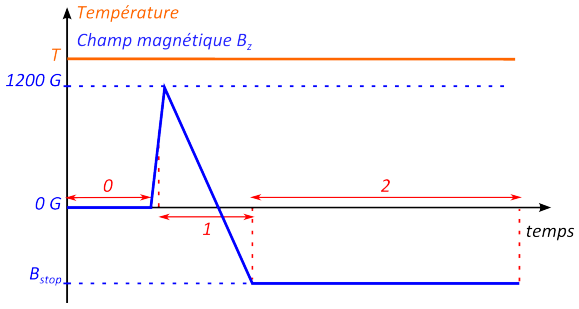
Figure 5.9: *Analogie avec un cycle d'hystérésis magnétique classique.*

$B = 0$. Ainsi, il semble raisonnable de représenter le passage $\overrightarrow{m_I}$ à $\overrightarrow{m_F}$ et de $\overrightarrow{m_F}$ à $\overrightarrow{m_I}$ par le cycle d'hystérésis de la figure 5.9. En utilisant cette analogie, la valeur du champ de $B = -400\,\mathrm{G}$ apparaît comme un champ coercitif. C'est le champ pour lequel l'aimantation s'annule et passe d'une valeur $\sim \overrightarrow{m}$ à $\sim -\overrightarrow{m}$. Notons que d'après nos mesures, ce champ est relativement indépendant de la température et de la vitesse de balayage.

Pour finir ce paragraphe, discutons de la première courbe de magnéto–conductance, i.e. celle qui correspond au balayage $0 \rightarrow 1{,}2$ kG. Nous avions constaté que son comportement est singulièrement différent des deux courbes suivantes (voir les figures 5.1 et 5.9). Avant d'effectuer ce balayage, l'échantillon avait été refroidi sous champ nul. Dans ce cas l'état initial I du système correspond à un aimantation nulle : $\overrightarrow{m_I} = \overrightarrow{0}$. Ainsi, cette courbe de magnéto–conductance décrit la transition de l'état $\overrightarrow{0}$ à $\overrightarrow{m}$ qui n'est pas équivalente aux courbes qui décrivent la transition entre les états $\overrightarrow{m}$ à $-\overrightarrow{m}$ et inversement.

5.1.4 Relaxation

Dans cette partie, on propose d'étudier les temps caractéristiques qui gouvernent le système. La méthode d'investigation est simple. Nous allons mettre le système hors de l'équilibre et examiner de quelle manière il relaxe. Pour cela, le protocole typique que nous utilisons est le suivant :



0. À une température donnée, le champ B_z est rapidement monté à la valeur de 1200 G.
1. Le champ est ensuite balayé depuis 1200 G à une vitesse fixée, jusqu'à un champ d'arrêt, noté B_{stop}.
2. À l'arrêt du balayage, le champ est maintenu à B_{stop} et la magnéto–conductance est enregistrée au cours du temps.

Un exemple typique de ce genre d'expérience est donné par la figure 5.10 (a). Ici, la température est fixée à $T = 100\,\mathrm{mK}$, la vitesse de balayage à $v_B = 1\,\mathrm{Gs}^{-1}$ et le champ d'arrêt à $B_{stop} = -400\,\mathrm{G}$. La figure montre la magnéto–conductance au cours du temps. La partie noire de la courbe représente le balayage entre 1200 et $-400\,\mathrm{G}$ et la partie orange montre ce qui se passe après l'arrêt à $-400\,\mathrm{G}$. Comme précédemment, lors du balayage, la magnéto–conductance se creuse. En revanche, lorsque le champ est stoppé à $-400\,\mathrm{G}$, la magnéto–conductance remonte, pendant un certain temps, puis se stabilise. La remontée de la conductance à B_{stop} est le signe que le système relaxe et pour cette expérience, le temps de relaxation est de l'ordre de la minute.

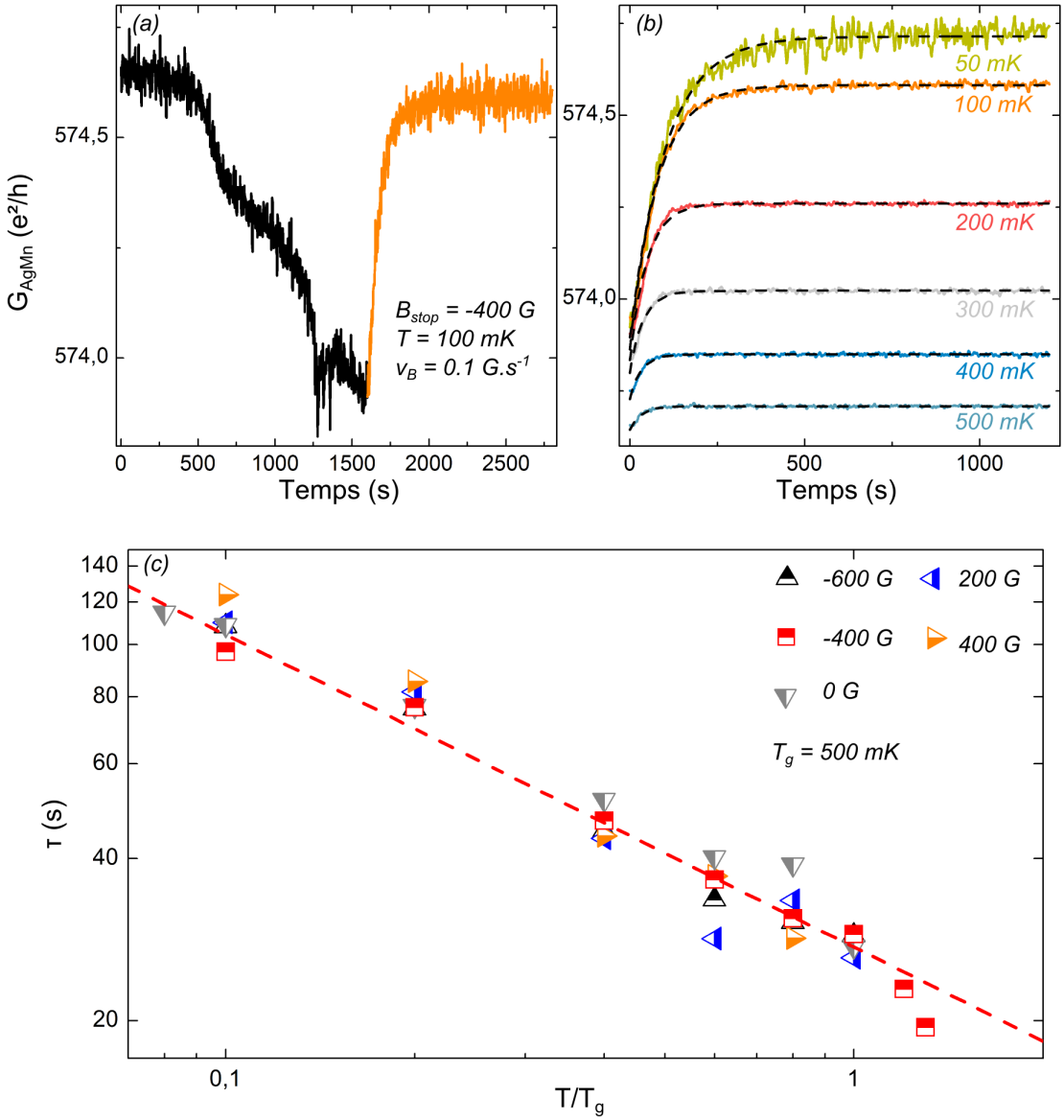


Figure 5.10: *En (a), la magnéto–conductance est enregistrée en fonction du temps : un balayage est réalisée de 1200 à -400 G, à une température de 100 mK et à une vitesse de v_B =1 G.s^{-1}, c'est la partie noire de la courbe, puis à -400 G le balayage est stoppé, la magnéto–conductance relaxe, c'est la partie orange de la courbe. En (b) : relaxation de la magnéto–conductance pour différentes températures et avant chaque relaxations, le balayage en champ B_z est 1200 $\rightarrow -400$ G et à v_B =1 G.s^{-1}. Les lignes pointillées noires sont des ajustements théoriques par la fonction (5.5). En (c) : temps caractéristiques de relaxation τ en fonction de T/T_g obtenus depuis les ajustements. Les balayages effectués avant la mesure sont tous du type : 1,2$\rightarrow$ xx kG, où xx kG correspond aux valeurs indiquées ; tous les balayages ont été réalisés à 1 Gs^{-1} et la ligne pointillée rouge correspond à un ajustement de loi de puissance (voir texte).*

Nous avons remarqué qu'une fonction de type exponentielle décroissante :

$$G(t) = G_I + G_F \exp -\frac{t}{\tau}, \tag{5.5}$$

décrit plutôt bien la relaxation de la conductance. Cela, nous permet d'obtenir le temps caractéristique de la relaxation. Par exemple, pour cette expérience, il vaut : $\tau \sim 80\,\mathrm{s}$. Nous avons donc décidé d'étudier quelle est la dépendance de τ en fonction de la température, du champ d'arrêt B_{stop} et de v_B.

Dépendance de τ en fonction de v_B, à T et B_{stop} fixés

Nous avons regardé comment varie le temps de relaxation τ en fonction de v_B, lorsque T et B_{stop} sont fixés. Nous avons exploré quelques températures et le champ B_{stop} pour tous les balayages a été fixé à $-400\,\mathrm{G}$. Les résultats sont représentés sur la figure 5.11. En (a), nous avons représenté, pour $T = 100\,\mathrm{mK}$, la relaxation de G en fonction du temps et pour différentes vitesses v_B. On peut voir que lorsque v_B augmente, la différence entre G_I et G_F devient plus importante. Ceci traduit simplement l'augmentation de l'amplitude du creux avec v_B qui a été décrite précédemment. Les lignes pointillées sont les ajustements de la fonction définie par (5.5). Ils permettent d'extraire les temps de relaxation τ qui produisent les données de la figure 5.11 (b).

On remarque (figure 5.11 (b)) que τ est constant sur la gamme de vitesse explorée et ce, pour chacune des températures. Par conséquent, la relaxation ne semble pas dépendre de la vitesse de balayage, mais seulement de la température. Fort de ce constat, nous avons décidé de fixer la vitesse de balayage à $v_B = 1\,\mathrm{Gs}^{-1}$ pour toute la suite de cette l'étude.

Dépendance de τ en fonction de T et de B_{stop}

Sur la figure 5.10 (b), nous avons représenté quelques courbes de relaxation, obtenues pour différentes températures. Pour toutes ces courbes, le champ d'arrêt B_{stop} vaut $-400\,\mathrm{G}$. On peut voir que lorsque T augmente, la différence entre G_I et G_F diminue. Ceci traduit simplement la réduction de l'amplitude de l'hystérésis avec la température. Les lignes pointillées noires sont là aussi les ajustements théoriques donnés par l'équation (5.5). L'extraction [1] de τ en fonction de la température et B_{stop} est montré sur la figure 5.10 (c). Notons que pour $T > T_g = 500\,\mathrm{mK}$, seules les points réalisées pour $B_{stop} = -400\,\mathrm{G}$ sont montrés, car pour les autres valeurs de B_{stop}, la différence $G_I - G_F$ est trop faible pour permettre d'obtenir une bonne précision sur la mesure [2] de τ.

Les constatations sont les suivantes. Tout d'abord, sur toute la gamme de température, le temps de relaxation τ semble indépendant du champ d'arrêt B_{stop}. Cependant, τ dépend

1. Afin d'améliorer la précision sur la valeur de τ, nous avons effectué plusieurs fois les mêmes mesures de relaxation que nous avons moyennées. En général, chaque expérience a été réalisée 4 fois.

2. En effet, $-400\,\mathrm{G}$ est la position du minimum du creux, ainsi pour toutes les températures, la différence $G_I - G_F$ est maximale.

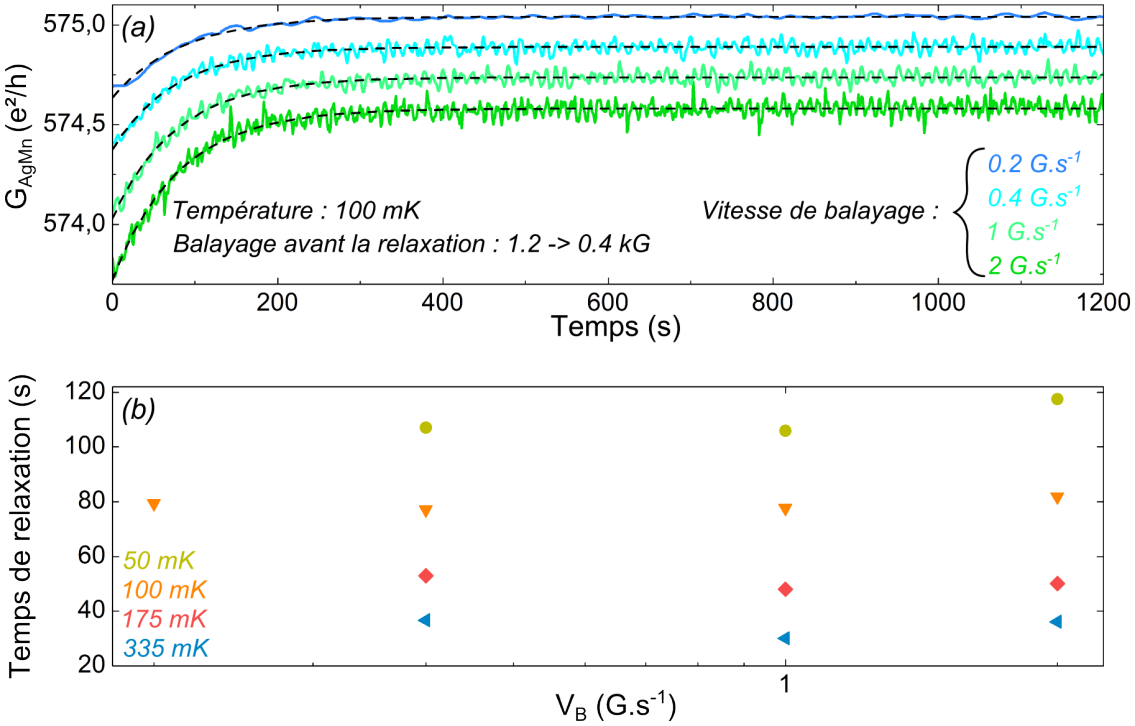


Figure 5.11: *En (a) : relaxation de la magnéto–conductance en fonction du temps, à $T = 100$ mK, pour différentes vitesses de balayages. Pour chacune des courbes, le balayage précédent la relaxation est : $1{,}2 \rightarrow -0{,}4$ kG. Nous avons décalé les courbes pour améliorer la lecture, notons que pour chacune, la valeur G_F est identique. Les lignes pointillées sont les ajustements de la fonction définie par l'éq. (5.5). En (b) : temps de relaxation τ en fonction de v_B, pour différentes températures fixées.*

fortement de la température. En effet, la relaxation devient bien plus longue à basse température. En dessous de $T < T_g$, la dépendance de τ est bien décrite par une loi de puissance du type : $\tau \propto T^{\alpha}$, où $\alpha \sim -0.6$ (ligne pointillée rouge). En revanche, au dessus de $T > T_g$ le temps de relaxation semble s'écarter de ce comportement et décroître plus rapidement.

Pour résumer, la relaxation est en premier lieu uniquement une fonction de la température. Le système relaxe plus rapidement à haute température, la dynamique du système est donc plus rapide lorsque la température augmente. Cette conclusion est en accord avec l'interprétation du paragraphe 5.1.3 : la température permet de fixer la taille des barrières d'énergie séparant les différents états. Comme la dynamique est plus lente à basse température, on peut supposer que celles–ci sont d'autant plus hautes à basse température.

5.2 Utilisation du champ dans le plan B_{xy}

5.2.1 Magnéto–conductance par balayage du champ B_{xy}

Précédemment, nous avions conclu que l'amplitude du creux est trop importante pour que son origine soit due à des effets orbitaux mésoscopiques. Il existe une autre manière de le vérifier : en balayant le champ dans le plan (noté B_{xy}) de l'échantillon. En effet, en physique mésoscopique, les phénomènes de transport cohérents dépendent du flux [1] Φ inséré dans une section $S = L_\Phi \times l$. Si le champ est appliqué selon $\overrightarrow{z}$, alors la longueur l sera la largeur w ; si le champ est appliqué dans le plan, alors l sera l'épaisseur t. Dans notre cas $w \sim 4t$, donc si la direction de B_{xy} est parfaitement perpendiculaire à la section $L_\Phi \times t$, la valeur de B_{xy} doit être 4 fois plus importante que celle de B_z pour insérer le même flux dans l'échantillon. Ainsi, une des principales conséquence du balayage en B_{xy} est de dilater les phénomènes observés en physique mésocopique.

La figure 5.12 (a) montre l'effet de la température sur la magnéto–conductance, pour AgMn en (a_1) et Ag_1 en (a_2), à $T = 100\,\mathrm{mK}$, $250\,\mathrm{mK}$ et $500\,\mathrm{mK}$, lorsque le champ est balayé dans le plan de l'échantillon. Les séquences de balayages effectués en B_{xy} sont, pour chacune des températures, $1{,}6 \rightarrow -1{,}6\,\mathrm{kG}$ et $-1{,}6 \rightarrow 1{,}6\,\mathrm{kG}$, à une vitesse fixe de $v_B = 0{,}2\,\mathrm{Gs}^{-1}$. Au premier regard, la magnéto–conductance a le même comportement que lors des balayages réalisés en B_z. En effet, la magnéto–conductance présente aussi une hystérésis qui se développe sur une plage de champ de $\pm B_c$. L'amplitude de l'hystérésis diminue là aussi avec la température, sans que sa position, ou que la valeur de B_c ne varie beaucoup. De plus, comme le montre la figure 5.13, on peut noter que l'amplitude du creux en balayant le champ B_{xy} est équivalente à l'amplitude obtenue en balayant le champ B_z. On peut voir que la parti–antisymétrique de la magnéto–conductance a la même amplitude pour une température et une vitesse de balayage données (fig. 5.13 (b)). Cependant, ces courbes ne sont pas parfaitement identiques à celles réalisées en B_z. En effet, le champ caractéristique B_c, ainsi que la position du creux sont légèrement plus grands. Ici, B_c^{xy} vaut $\sim \pm 1100\,\mathrm{G}$ et la position du creux se situe à $\sim \pm 500\,\mathrm{G}$.

Sur la figure 5.12 (b), nous montrons l'effet de la vitesse de balayage sur la magnéto–conductance, de AgMn en (b_1) et de Ag_1 en (b_2). Les séquences de balayage en B_{xy} sont : $1{,}6 \rightarrow -1{,}6\,\mathrm{kG}$, réalisées pour $v_B = 0{,}05\,\mathrm{Gs}^{-1}$, $0{,}1\,\mathrm{Gs}^{-1}$ et $0{,}2\,\mathrm{Gs}^{-1}$ et pour les températures $T = 100\,\mathrm{mK}$ et $250\,\mathrm{mK}$. Comme lors d'un balayage suivant $\overrightarrow{z}$, quelle que soit la température, l'amplitude du creux augmente avec la vitesse de balayage. De plus, de la même manière, la position du creux, ainsi que le champ caractéristique B_c^{xy} sont peu dépendants de la vitesse. Enfin, soulignons que la magnéto–conductance de Ag_1 n'est pas affectée par v_B : à une température donnée toutes les courbes sont identiques.

En résumé, la magnéto–conductance obtenue en balayant le champ B_{xy}, que ce soit en fonction de T ou v_B, a les mêmes comportements qu'en champ B_z. De plus, pour une température et un vitesse donnée, l'amplitude du creux est équivalente (fig. 5.13).

1. C'est le cas de la suppression de la localisation faible, où un quantum de flux Φ_0 doit être appliqué dans une la section $S = L_\Phi \times w$. Voir le chapitre 2.

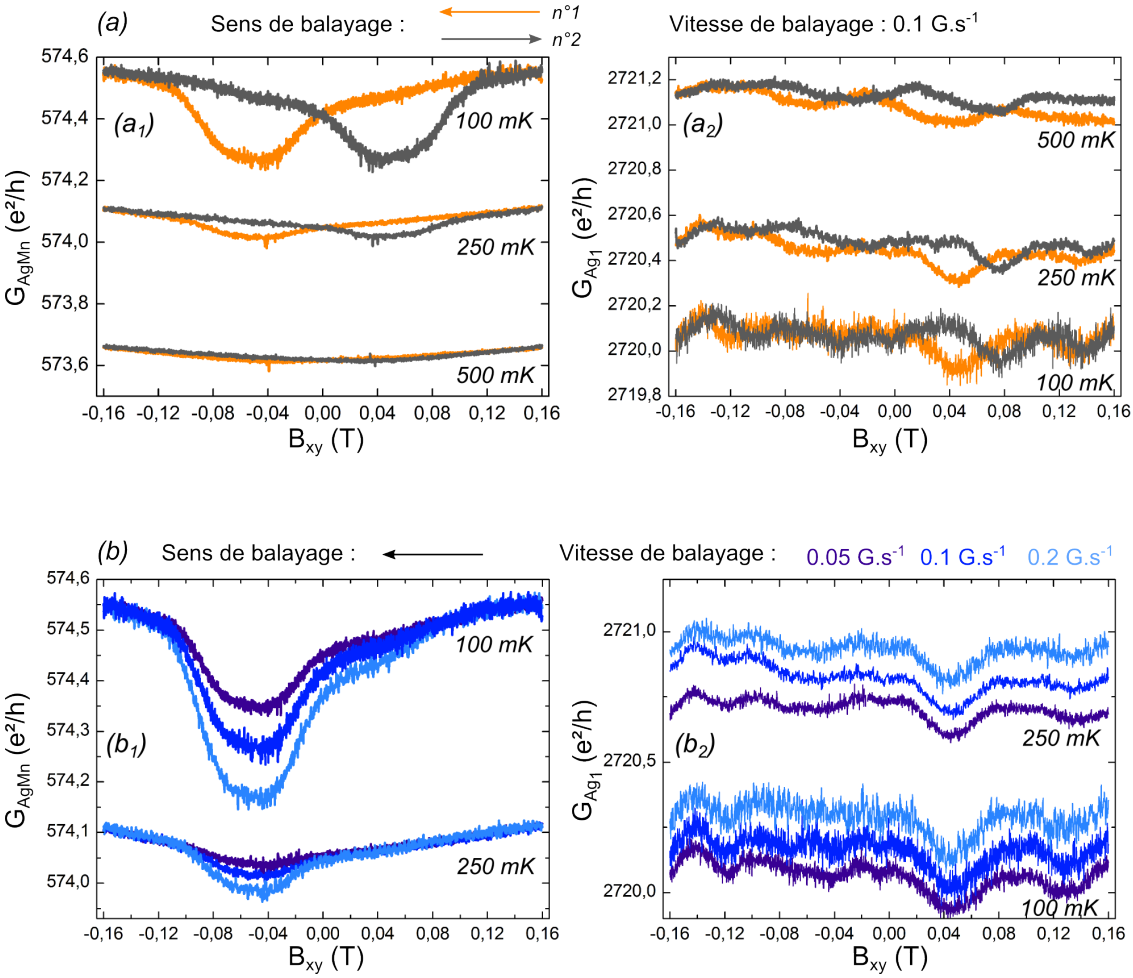


Figure 5.12: *Figure résumant l'ensemble des données collectées en balayant le champ B_{xy}. En (a) : magnéto–conductance en fonction de B_{xy}, pour T =100 mK, 250 mK et 500 mK, les séquences de balayage sont : 1,6→-1,6 kG et -1,6→1,6 kG à une vitesse fixe de v_B =0,1 Gs^{-1}. En (a_1), magnéto–conductance de AgMn 500 ppm et en (a_2), magnéto–conductance de Ag_1 où les courbes ont été décalées pour plus de clarté. En (b) : effet de la vitesse de balayage, pour 100 et 250 mK. La séquence de balayage en B_{xy} est : 1,6→ -1,6 kG, pour v_B = 0.05 Gs^{-1}, 0.1 Gs^{-1} et 0.2 Gs^{-1}. En (b_1), magnéto–conductance de AgMn 500 ppm et en (b_2), magnéto–conductance de Ag_1, où là encore les courbes sont décalées pour plus de clarté.*

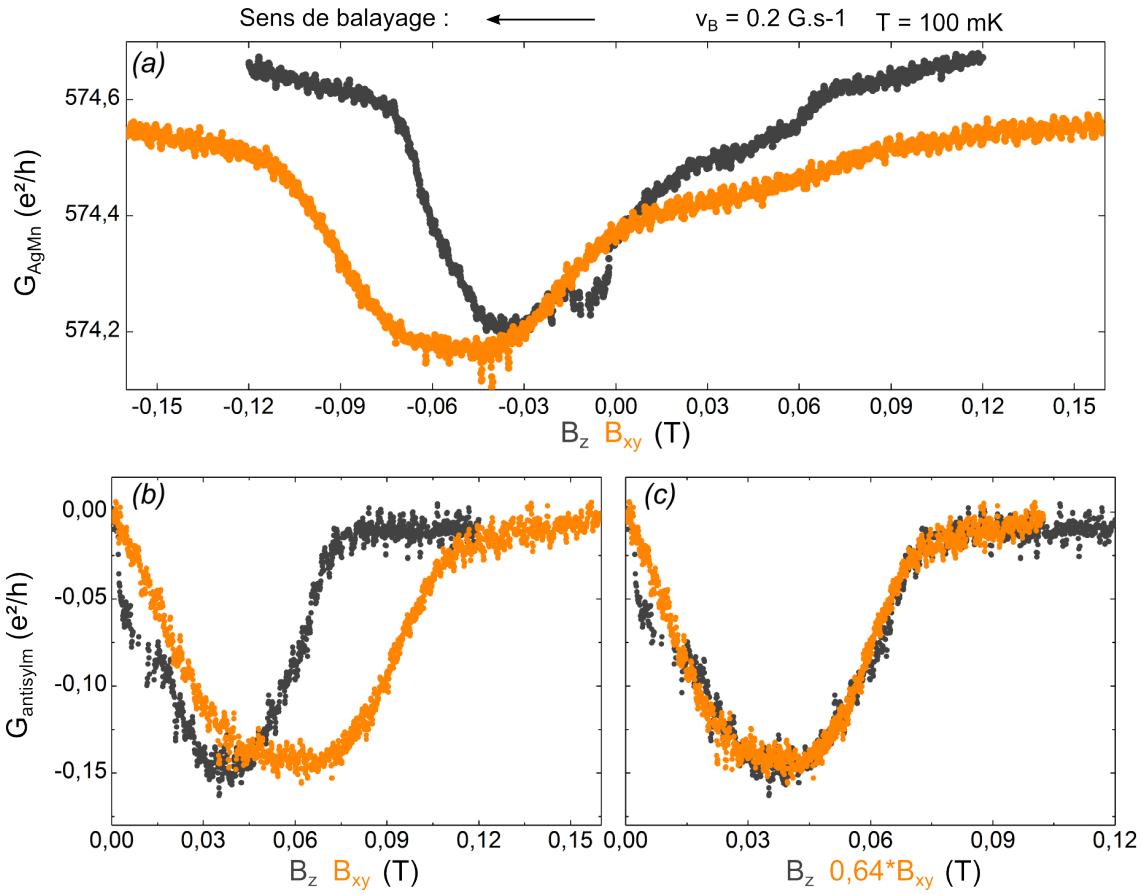


Figure 5.13: *En (a) : courbes de magnéto–conductance obtenue à 100 mK et pour v_B =0,2 Gs^{-1}, pour la courbe orange le champ est balayé suivant B_{xy} et pour la courbe grise le champ est balayé suivant B_z. En (b) : partie anti–symétrique des courbes de magnéto–conductance de (a). En (c) : partie anti–symétrique des courbes en (a), avec une mise à l'échelle de la partie anti–symétrique réalisée en B_{xy} : pour que les deux courbes se superposent, la valeur de B_{xy} a été multipliée par 0,64.*

Cependant, il apparaît que l'hystérésis se développe sur une plage de champ qui est $\sim$ 1,6 fois plus importante ($|B_c^{xy}| \sim 1100\,\mathrm{G}$, alors que $|B_c^z| \sim 700\,\mathrm{G}$).

Tout d'abord, discutons de l'amplitude du creux. Si elle équivalente à un balayage en $\vec{z}$, cela signifie que la mise hors équilibre du système est équivalente. Par conséquent, d'un point de vue de l'amplitude de l'hystérésis, le système semble avoir une réponse isotrope face aux balayages plus larges que la gamme de champ de $\pm B_c$.

À cause du fait que $B_c^{xy} > B_c^z$, on pourrait conclure que l'origine de B_c provient bien d'un effet mésoscopique. Néanmoins, deux aspects vont à l'encontre de cette conclusion. Premièrement, comme le montre la figure 5.12 (a_2), les courbes de magnéto–conductance

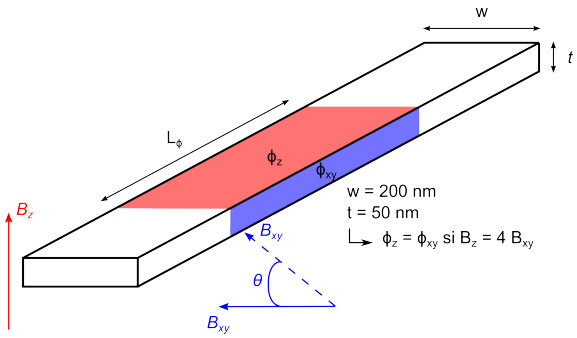


Figure 5.14: *Schéma du fil quasi–1D, le champ B_z est perpendiculaire à la section $L_\Phi \times w$ et le champ dans le plan B_{xy} (flèche pleine) est perpendiculaire à la section $L_\Phi \times t$. Comme la largeur w est 4 fois plus grande que l'épaisseur t, il est nécessaire que B_{xy} soit 4 fois plus important pour insérer le même flux Φ dans l'échantillon. Notons que ce facteur 4 est obtenu si la direction du champ B_{xy} est perpendiculaire à section définie par $S = L_\phi \times t$. Si ce n'est pas le cas (flèche en pointillée), il sera nécessaire que $4 \times B_{xy} \cos\theta$ soit égal à B_z.*

« aller-retour » de Ag_1 sont décalées de quelques centaines de gauss [1] : par conséquent, les valeurs des champs $\pm B_c^{xy}$ sont certainement surestimées. Expérimentalement, les bobines d'Helmotz [2] créant le champ B_{xy} sont placées à l'extérieur du solénoïde créant le champ B_z. Ainsi, il est possible que le solénoïde perturbe le champ dans le plan et explique ce décalage si important. Un deuxième argument contre l'effet d'origine mésoscopique et le faible facteur entre la valeur de B_c^{xy} et B_c^{xy}. En effet, B_c^{xy} est $\sim 1{,}6$ fois plus important que B_c^z, alors que l'on pourrait s'attendre à ce que B_c^{xy} soit au minimum 4 fois plus important que B_c^z, soit un champ $B_c^{xy} \sim 2800\,\mathrm{G}$, comme illustré par le schéma 5.14.

En conclusion, le champ B_c ne semble pas être lié à l'insertion d'un quantum de flux Φ_0 dans l'échantillon, mais apparaît plutôt comme un champ caractéristique propre au système vitreux. Il sépare un régime où tout les degrés de liberté sont gelés ($B > B_c$), d'un régime où il est possible de placer le système hors de l'équilibre ($B < B_c$). De plus, ce champ B_c semble être relativement isotrope.

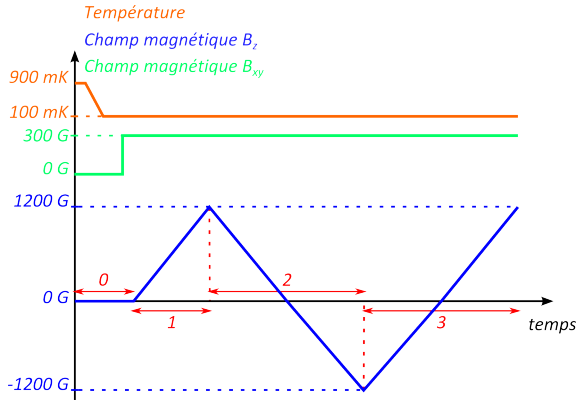
1. Rappelons qu'un balayage en $\overrightarrow{z}$, entraîne seulement un décalage de quelques gauss pour des balayages de sens contraire.
2. On renvoie le lecteur à la page 86 pour la définition des bobines d'Helmotz.

5.2.2 Magnéto–conductance par balayage en champ B_z avec B_{xy} fixe

Nous allons maintenant examiner le comportement de l'hystérésis lorsqu'un champ magnétique fixe est ajouté dans une direction différente à celle du balayage. Pour cela, le creux dans la magnéto–conductance sera créé par un balayage avec le champ B_z et le champ fixe sera imposé dans le plan de l'échantillon, c'est–à–dire, en utilisant B_{xy}.

Différents balayages à T, v_B et B_{xy} fixés

Tout d'abord, nous nous sommes intéressé à l'allure de la magnéto–conductance pour différentes valeurs de température et vitesses de balayage, lorsque le champ B_{xy} sont fixés. Ce sont les données de la figure 5.15 et le protocole expérimental que nous avons utilisé est le suivant :



0. L'échantillon est au préalable refroidi sous champ nul ($B_z = B_{xy} = 0$) depuis $T = 900$ mK $> T_g$, jusqu'à $T = 100$ mK. Puis à 100 mK un champ B_{xy} de 300 G est appliqué.
1. Le 1er balayage du champ B_z est : $0 \rightarrow 1{,}2$ kG.
2. Le 2e balayage en champ B_z est : $1{,}2 \rightarrow -1{,}2$ kG.
3. Enfin, le 3e balayage du champ B_z est : $-1{,}2 \rightarrow 1{,}2$ kG.
Notons que pour tous les balayage du champ B_z, la vitesse est fixe et vaut $v_B = 0{,}2$ G.s^{-1}.

Comme pour le cas à $B_{xy} = 0$ G, on constate que la 1re courbe de magnéto–conductance a un comportement singulier. Ensuite, pour les balayages de sens contraire ($1{,}2 \rightarrow -1{,}2$ kG et $-1{,}2 \rightarrow 1{,}2$), on retrouve l'hystérésis qui caractérise la magnéto–conductance. La gamme de champ sur laquelle elle se développe l'hystérésis est la même que pour $B_{xy} = 0$ G, i.e. $\pm B_c = 700$ G. Cependant, ce n'est pas le cas de la position du creux qui se situe cette fois aux alentours de ± 130 G. L'encart de la figure représente la magnéto–conductance de Ag_1. Aucune hystérésis n'est observable et deux balayages de sens contraire n'induisent qu'un décalage que de quelques gauss.

Qualitativement, le comportement est donc similaire à celui observé lorsque $B_{xy} = 0$ G (voir fig. 5.1). De plus, comme précédemment, une fois que le champ B_c est appliqué, la magnéto–conductance est toujours reproductible et ne dépend pas de l'histoire du système. Par conséquent, nous nous sommes intéressé aux balayages de séquence : $1{,}2 \rightarrow -1{,}2$ kG.

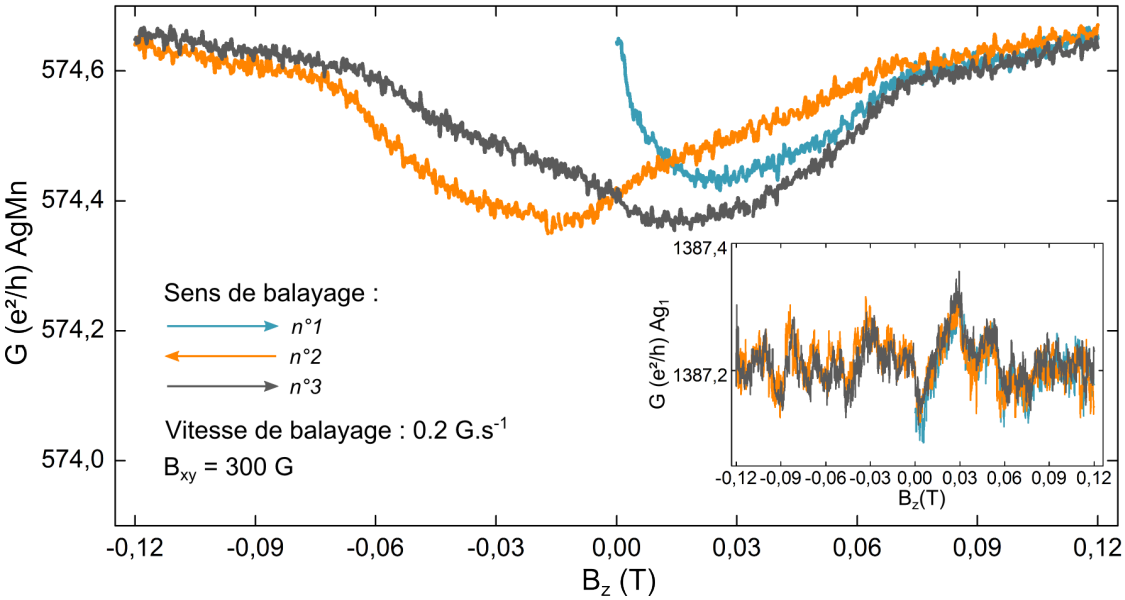
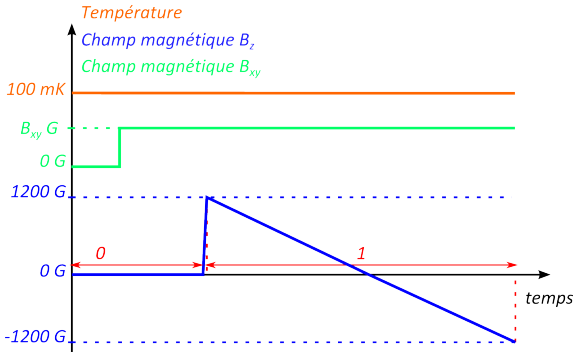


Figure 5.15: *Magnéto–conductance de AgMn à $T = 100$ mK, pour $B_{xy} = 300$ G et pour $v_B = 0.2$ Gs^{-1}. Les séquences de balayages sont : $0 \to 1.2$ kG, $1.2 \to -1.2$ kG, $-1.2 \to 1.2$ kG et l'échantillon est au préalable refroidi sous champ nul. L'encart montre la magnéto–conductance de Ag_1 mesurée en même temps.*

Magnéto–conductance pour le balayage : $1{,}2 \to -1{,}2$ kG, à T et v_B fixées, mais pour différents B_{xy}

La magnéto–conductance de AgMn, pour différents B_{xy} fixés, est montrée sur la figure 5.16 (a) et la partie anti–symétrique correspondante en (b). Ici, le protocole utilisé est le suivant :



0. À $T = 100$ mK, la valeur du champ B_{xy} est fixée, puis le champ B_z est rapidement monté à 1200 G.
1. Le champ B_z est ensuite balayé de : $1{,}2 \to -1{,}2$ kG.
Notons que pour tous les balayage du champ B_z, la vitesse est fixe et vaut $v_B = 0{,}2$ $G.s^{-1}$.

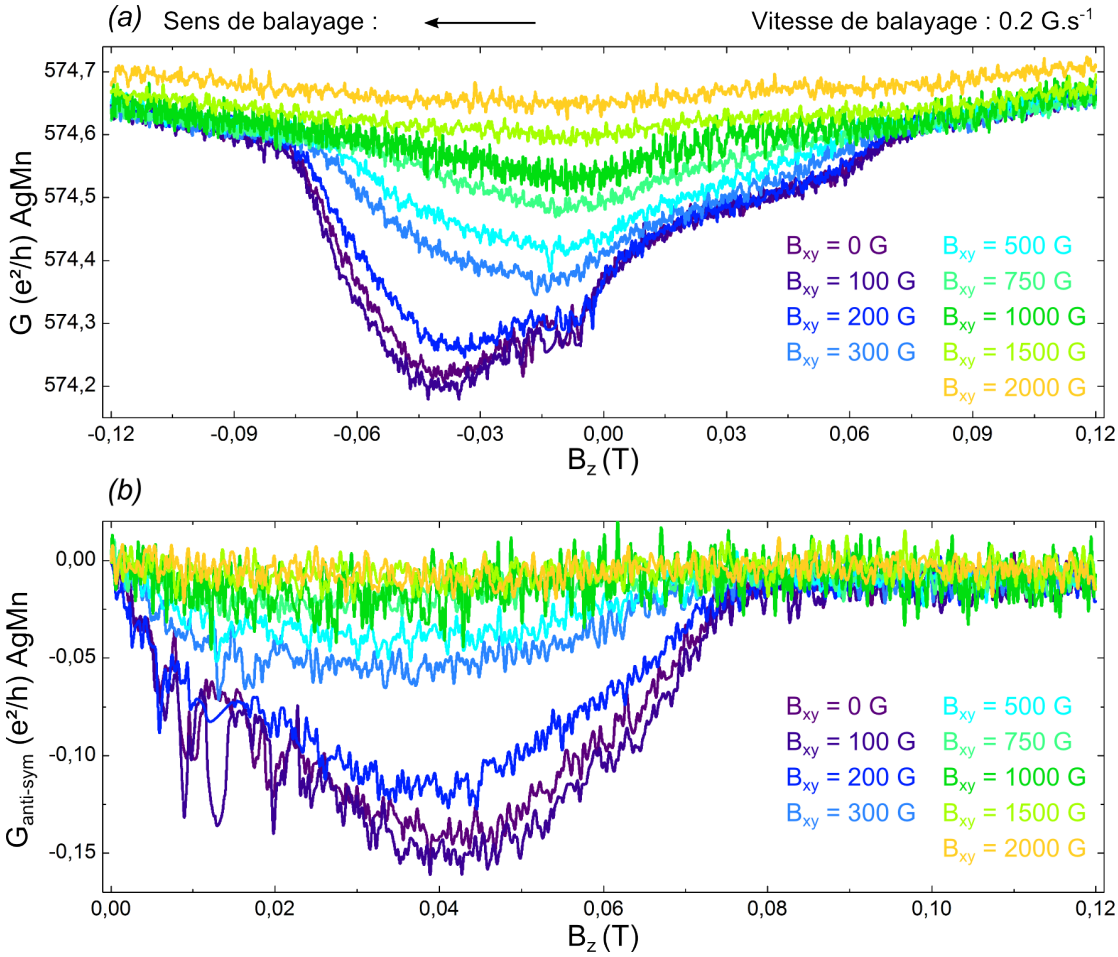


Figure 5.16: *En (a) : magnéto–conductance de AgMn 500 ppm entre 1,2→-1,2 kG à v_B = 0.02 Gs^{-1} pour différents B_{xy}. En (b) parti anti–symétrique correspondante.*

On peut voir que le champ B_{xy} a deux effets. Tout d'abord, lorsque B_{xy} augmente, l'amplitude de l'hystérésis diminue et d'après $G_{\text{anti–sym}}$, l'hystérésis disparaît complètement au delà de $B_{xy} \sim 1000G$. On peut aussi constater que la position du creux dépendant fortement de la valeur de B_{xy} : celle–ci se déplace vers des valeurs positives plus élevés lorsque B_{xy} croît. De plus, grâce à la partie anti–symétrique, on peut remarquer également que la valeur de B_{xy} n'influence que de très peu la valeur du champ caractéristique B_c sur lequel se développe l'hystérésis.

Effet de la vitesse de balayage, sur la magnéto–conductance de balayage : 1,2 → −1,2 kG, à T et B_{xy} fixés

La figure 5.17 montre l'effet de la vitesse de balayage sur la magnéto–conductance pour deux valeurs de B_{xy}. La température est fixée à 100 mK et pour la figure (a), B_{xy} vaut 300 G et pour (b), le champ B_{xy} = 2000 G. On remarque que pour B_{xy} = 300 G, une vitesse

plus élevée augmente l'amplitude du creux. En revanche, pour $B_{xy} = 2000\,\mathrm{G}$, la vitesse n'affecte pas la magnéto–conductance. Les encarts représentent la magnéto–conductance de Ag_1 mesurée en même temps. Là encore, quelque soit la valeur de B_{xy} ou de v_B, la magnéto–conductance n'est pas affectée.

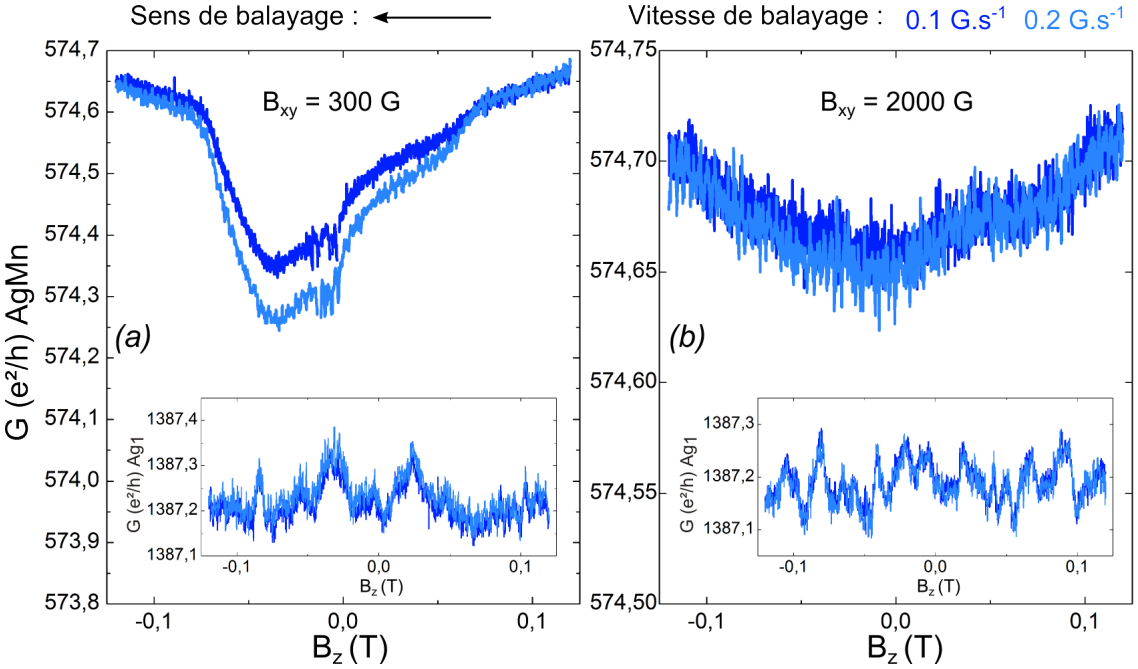


Figure 5.17: *Effet de la vitesse de balayage. La magnéto–conductance est enregistrée entre 1,2→ -1,2 kG et pour les vitesses : v_B = 0.1 et 0.2 Gs^{-1}. En (a), B_{xy} = 300 G et en (b), B_{xy} = 2000 G. Les encarts montrent la magnéto–conductance de Ag_1 mesurée en même temps.*

Discussion

D'après la discussion que nous avons menée dans la partie 5.1.3, une diminution de l'amplitude du creux implique que le système est poussé moins loin de l'équilibre : la quantité de spins libres créée lors du balayage (augmentant la diffusion électronique) est moindre. Ainsi, avec l'application du champ B_{xy}, il semble qu'il soit de plus en plus difficile de pousser le système hors de l'équilibre durant un balayage. D'ailleurs, au delà de $B_{xy} \sim 1000\,\mathrm{G}$, la partie anti–symétrique s'annule (voir fig. 5.16) et la magnéto–conductance devient indépendante de la vitesse de balayage (voir fig. 5.17), indiquant que le système répond instantanément au balayage du champ et n'est pas mis hors de l'équilibre. Soulignons que la valeur de $B_{xy} \sim 1000\,\mathrm{G}$ correspond à la valeur de B_c^{xy} au delà de laquelle l'hystérésis disparaît en balayage B_{xy} (voir figure 5.12). Finalement, notre interprétation sur la difficulté de placer le système hors de l'équilibre avec B_{xy} est la suivante. L'application de B_{xy} augmente le champ total $B_{tot} = \sqrt{B_z^2 + B_{xy}^2}$ imposé à l'échantillon et si B_{tot} devient supérieur à B_c, alors le système est à l'équilibre avec le champ imposé. Lorsque $B_{xy} = 1000\,\mathrm{G}$, le champ total subit par le système lors du balayage sera toujours $\geqslant 1000\,\mathrm{G}$,

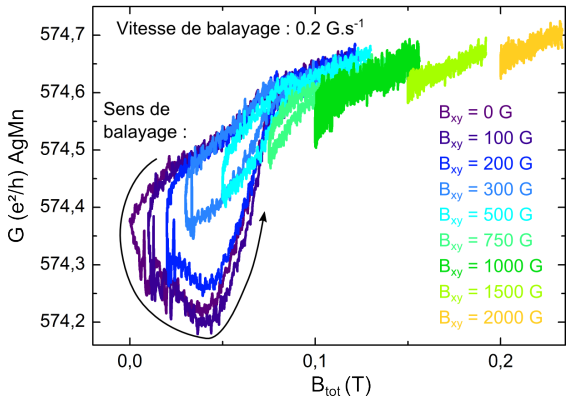


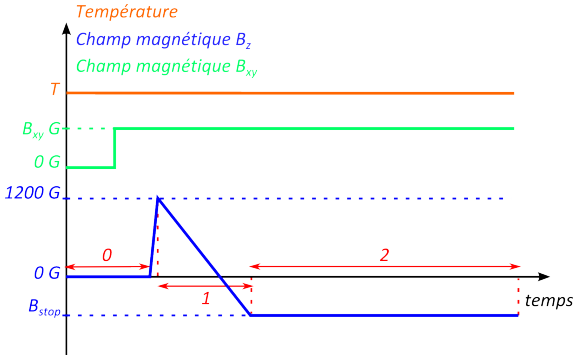
Figure 5.18: *Courbe de magnéto–conductance de la figure 5.16 (a) en fonction de B_{tot}.*

donc à B_c. Dans ce cas, la magnéto–conductance suit instantanément la contrainte [1]. Sur la figure 5.18, nous avons tracé les courbes de magnéto–conductance de la figure 5.16 (a) en fonction de B_{tot}, on voit clairement que pour $B_{tot} \gtrsim 1000\,\mathrm{G}$, la magnéto–conductance n'est plus hystérétique et devient réversible.

1. Voir la page 137.

Relaxation

Dans la section précédente, nous avions conclu que la relaxation du système ne dépendait que de la température. Dans cette partie, nous allons vérifier si ce fait tient lorsqu'un champ B_{xy} est présent. Pour cela, nous allons mesurer la relaxation de la magnéto–conductance en utilisant la protocole expérimental suivant :



0. À la température T, la valeur du champ B_{xy} est fixée, puis le champ B_z est rapidement monté à 1200 G.
1. Le champ B_z est ensuite balayé de 1,2 kG à la valeur de B_{stop}.
2. Puis à B_{stop}, la magnéto–conductance est enregistrée au cours du temps.

Dans toute la suite de ce paragraphe, nous avons étudié la relaxation de la magnéto–conductance à une température fixe de $T = 100\,\mathrm{mK}$ et à une vitesse fixe de $v_B = 1\,\mathrm{Gs}^{-1}$. Cependant, notons que nous avons réalisé des balayages en B_z avec différentes valeurs de B_{stop} (400 G, 0 G et −400 G). Ainsi, nous pourrons examiner si en présence de $B_{xy} \neq 0$, la valeur d'arrêt du balayage influence la relaxation.

Quelques exemples de relaxation sont présentés sur la figure 5.19 (a). Pour toutes ces courbes, le balayage en B_z précèdent la relaxation est : 1,2 → −0,4 kG et seule la valeur du champ B_{xy} varie entre les différentes courbes. Tout d'abord, on peut voir que lorsque le champ B_{xy} augmente, l'amplitude de la relaxation diminue. Ce fait n'est pas surprenant, car il traduit simplement la réduction du creux avec B_{xy} qui à été décrite juste avant. Nous avons remarqué, comme dans la section 5.1.4, que la relaxation est plutôt bien décrite par loi du type exponentielle décroissante (voir l'éq. (5.5)). Par conséquent, pour chacune des expériences, il est possible d'extraire le temps τ caractérisant la relaxation.

La dépendance de τ, en fonction de B_{xy} et pour différentes valeurs de champ B_{stop}, est représentée sur la figure 5.19 (b). On constate immédiatement que le champ B_{xy} affecte la relaxation : l'application de B_{xy} augmente le temps de relaxation. Cependant, la valeur du champ d'arrêt B_{stop} est moins clair.

Finalement, il apparaît ici que, quelque soit la valeur de B_{stop}, le champ B_{xy} ralentit le processus de relaxation. Ce fait est plutôt surprenant, car dans la section 5.1.4, nous avions conclu que la relaxation ne dépendait pas du champ d'arrêt B_{stop}. En effet, si l'on

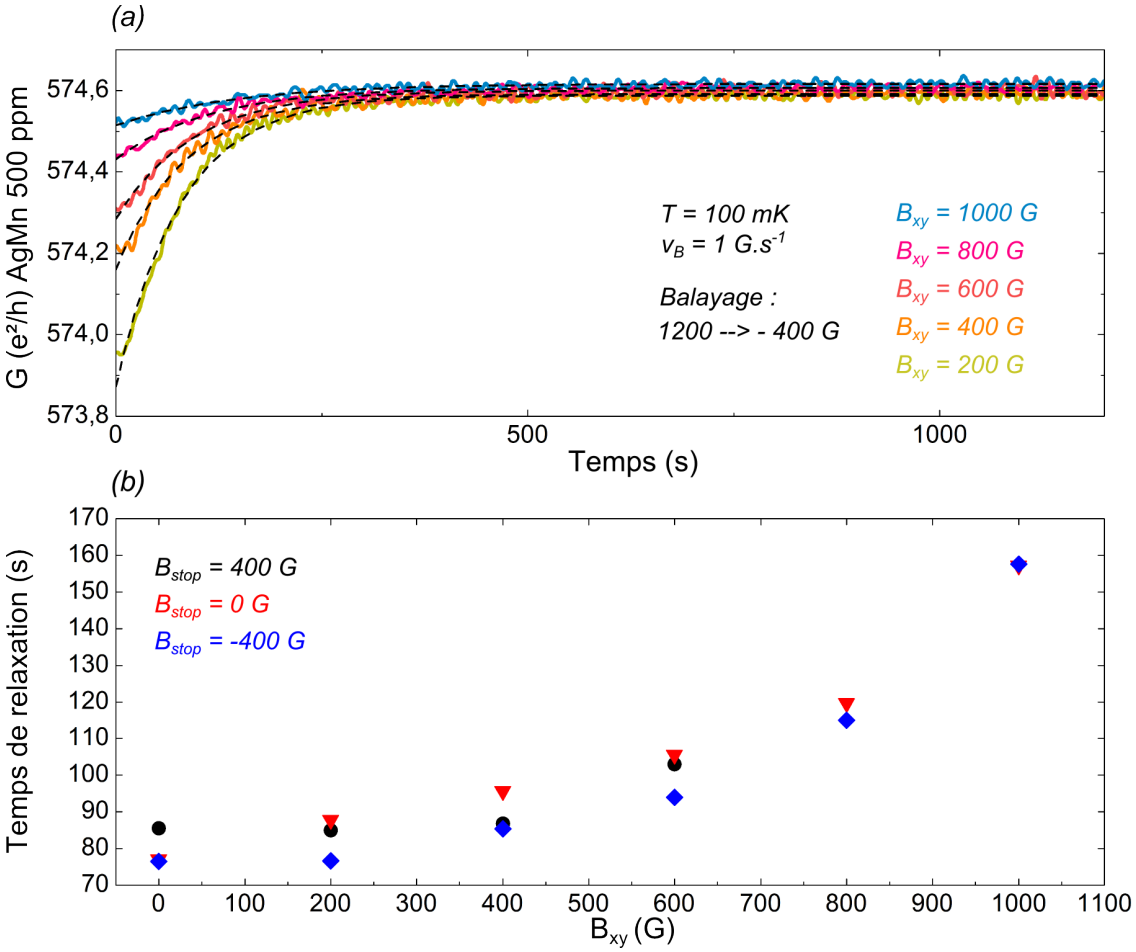


Figure 5.19: *Effet du champ B_{xy} sur la relaxation. (a) : courbes de relaxation de la magnéto–conductance pour différentes valeurs de B_{xy}, la valeur de B_{stop} vaut ici -400 G et la température est fixée à 100 mK. Les lignes pointillées sont les ajustements de l'équation (5.5). (b) : temps de relaxation (extrait des ajustements) en fonction de B_{xy} et pour différents B_{stop}.*

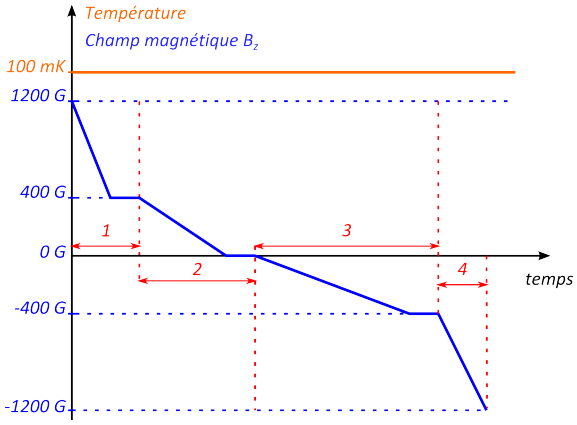
imagine que dans cette expérience la valeur du champ d'arrêt réel est B^*_{stop}, définie comme $\sqrt{B^2_{stop} + B^2_{xy}}$, alors on pourrait s'attendre à retrouver une augmentation de la relaxation dans l'expérience de la figure 5.10 (c). Ici, nous resterons prudent sur l'interprétation de ces données et afin de tirer des conclusions de cette expérience, il serait certainement nécessaire de mener des investigations supplémentaires. Par exemple, il pourrait être judicieux de regarder comment l'augmentation de la relaxation dépend de la température, i.e. réaliser cette expérience à différentes températures. Ou bien encore, utiliser des champ B_{xy} négatifs, afin de regarder si la réponse du système est isotrope ou non.

5.3 Expériences diverses

Jusqu'à présent, que ce soit en B_z ou en B_{xy}, nous avons toujours étudié la réponse du système pour un certain type de balayage. Cependant, on peut se demander quelle serait sa réponse face à des protocoles plus compliqués. Par exemple, que se passerait–il si la vitesse de balayage est brusquement changée ? Quelle serait la réponse si un balayage reprend après une relaxation ? Ou bien encore, est-il possible d'obtenir des courbes de magnéto–conductance différentes, si l'histoire du système est différente ? Dans cette partie, on se propose de regarder ce type d'effet à travers quelques exemples. L'objectif principale ici, n'est pas de mener des études extensives, mais de simplement présenter la réponse du système. Par conséquent, certaines des expériences présentées ci–dessous mériteraient sûrement des investigations supplémentaires : ainsi, elles constituent certainement des pistes d'étude futures.

Avant tout, commençons par regarder la réaction du système lorsque le balayage reprend après une relaxation. Cet effet est présenté sur la figure 5.20. Le protocole expérimental utilisé pour réaliser cette expérience est le suivant :

Protocole (a) :



0. Préparation : la température est fixée à 100 mK et le système est soumis à un champ magnétique B_z =1200 G.
1. Un premier balayage (courbe orange) est effectué de 1200→ 400 G à une vitesse de balayage $\boldsymbol{v_B}$**=1 Gs^{-1}**. *Puis à 400 G, on laisse relaxer le système pendant 20 min.*
2. Après les 20 min d'attente, un second balayage (courbe rouge) de 400→ 0 G est réalisé à une vitesse de $\boldsymbol{v_B}$**=0,4 Gs^{-1}**. *Puis arriver à 0 G, on laisse là encore relaxer le système pendant 20 min.*
3. Le troisième balayage (courbe bleue) va de 0→ -400 G à une vitesse $\boldsymbol{v_B}$**=0,2 Gs^{-1}**.
À −400 G, le système relaxe pendant 20 min.
4. Enfin, le dernier balayage (courbe mauve) est réalisé à $\boldsymbol{v_B}$**=1 Gs^{-1}** *de -400→ -1200 G.*
Les courbes noires et grises correspondent à la magnéto–conductance obtenue pour des balayages de 1,2→ -1,2 kG sans relaxation. Ce sont donc des courbes de référence.

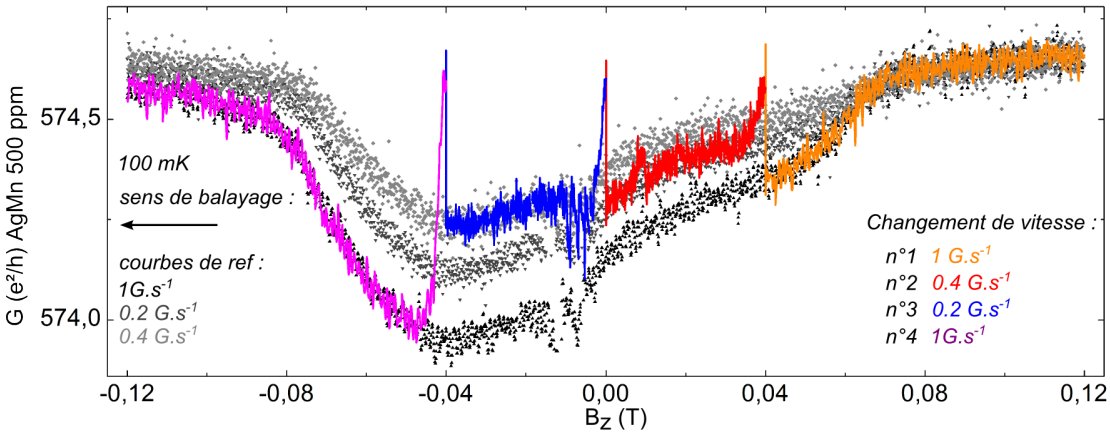


Figure 5.20: *Reprise de la magnéto–conductance après plusieurs relaxations dans la même direction de champ précédent la relaxation . Les courbes en nuances de gris sont les courbes de références, réalisées à différentes vitesses et sans aucuns arrêts. La courbe de magnéto–conductance composée de plusieurs couleurs est obtenue en suivant le protocole (a) (voir texte).*

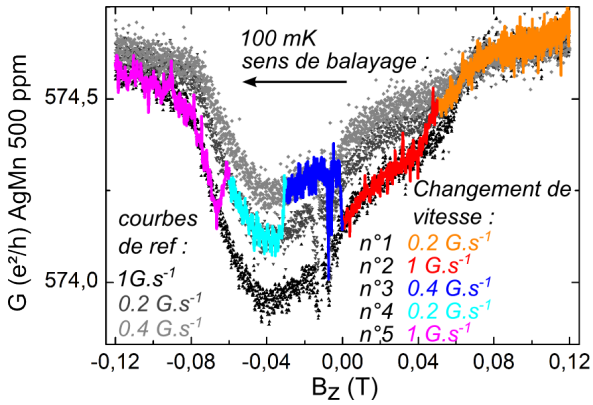


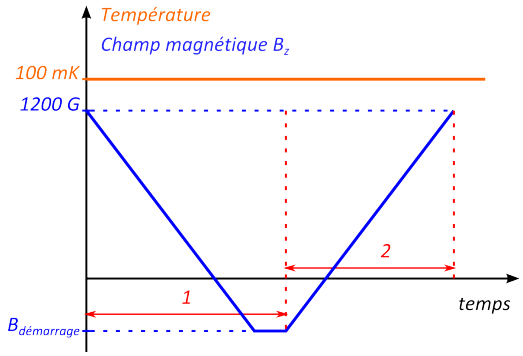
Figure 5.21: *Changement de la vitesse de balayage lors d'un balayage allant de 1200 à -1200 G. Les courbes en nuances de gris sont les courbes de références.*

On peut constater qu'après chaque relaxation, la magnéto–conductance saute sur une courbe de référence réalisée à la même vitesse. Nous avons remarqué cet effet à chaque fois, c'est–à–dire lorsque un balayage allant de 1,2 à −1,2 kG est stoppé à une certaine valeur de champ, puis repris dans *la même direction*, la magnéto–conductance saute toujours sur le courbe de référence. Ce phénomène ne semble pas dépendre de la valeur du champ d'arrêt. De plus, ce phénomène semble être aussi indépendant du temps d'attente avant la reprise du balayage. En effet (non montré ici), nous avons laissé le système relaxer pendant une nuit et à la reprise, la magnéto–conductance a sauté sur la courbe de référence. Nous avons également réalisé cette expérience sans laisser le temps au système de relaxer et à chaque fois, la magnéto–conductance rejoint la courbe de référence (voir la figure 5.21). Le saut de la magnéto–conductance à la courbe de référence représente une régime

transitoire : il pourrait être intéressant d'étudier comment ce régime transitoire évolue avec la température et la vitesse de balayage.

La figure 5.22 représente l'expérience complémentaire. En effet, après la relaxation, le balayage est repris, mais cette fois–ci dans le sens contraire du premier :

Protocole (b) :



1. Préparation : à 100 mK, un premier balayage est réalisé de 1200 à un champ noté $B_{démarrage}$ à une vitesse de v_B=0,2 Gs^{-1}, puis on laisse le système relaxer pendant 20 min à $B_{démarrage}$. Cette étape de l'expérience est non représentée sur la figure 5.22.
2. Après les 20 min d'attente, un balayage dans le sens inverse allant de $B_{démarrage}$ à 1200 G est réalisé à la même vitesse. Par exemple, la courbe verte de la figure correspond à un $B_{démarrage}$ de 200 G.
La courbe noire correspond à la magnéto–conductance obtenue pour un balayage de -1,2→ 1,2 kG : c'est donc la courbe de référence.

Par rapport à l'expérience de la figure 5.20, le comportement de la magnéto–conductance est très différent. En effet, à part pour les balayages −600 → 1200 G et −800 → 1200 G, la

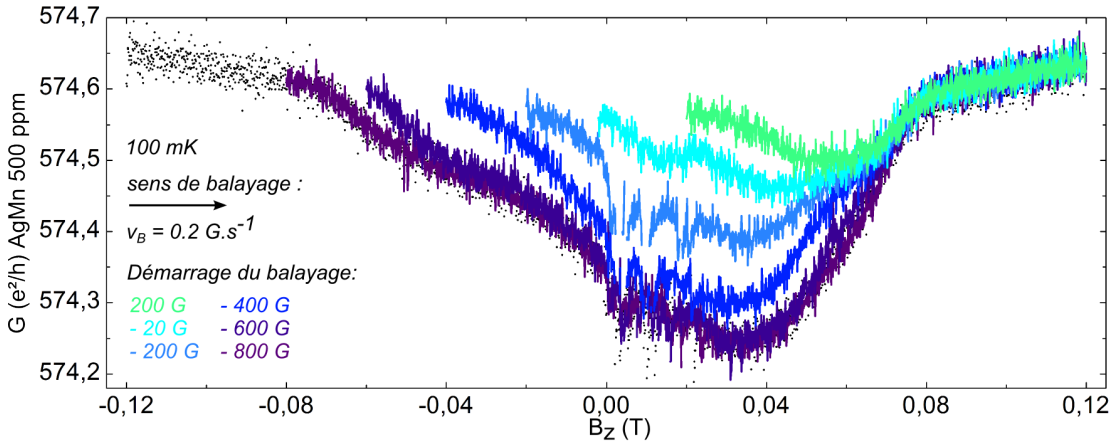
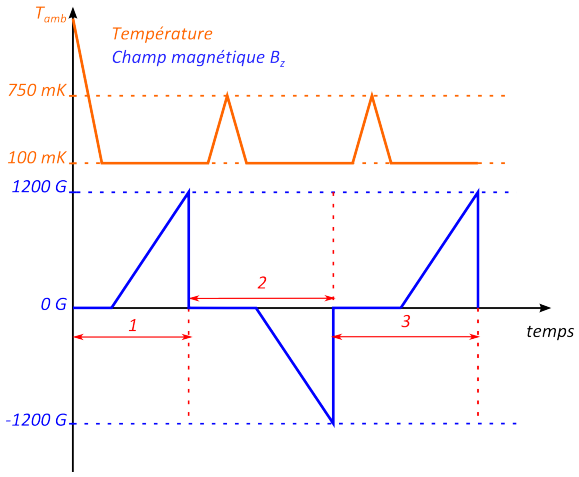


Figure 5.22: *Reprise de la magnéto–conductance après relaxation dans la direction de champ contraire à celui précédent la relaxation. La courbe noire est la référence, le procédure utilisée est le protocole (b) (voir texte).*

magnéto–conductance ne saute pas sur la courbe correspondant au balayage de référence de 1,2 → −1,2 kG. De plus, toutes ces courbes sont distinctes, il semble qu'elles dépendent du champ $B_{\text{démarrage}}$ auquel le système relaxe. On peut noter aussi qu'elles se rejoignent toutes à $\sim B_c$. Pour le balayage −600 → 1200 G, la magnéto–conductance rejoint la courbe de référence, mais la manière dont elle la rejoint est moins brutale que les sauts de la fig. 5.20. Le balayage −800 → 1200 G reproduit la courbe de référence, mais ceci n'est pas surprenant, car la valeur de $B_{\text{démarrage}}$ de −800 G est inférieure à $-B_c$.

Nous nous sommes aussi intéressés à la courbe de première magnéto–conductance, i.e. à des balayages du type 0 → ±1.2 kG. La figure 5.23 montre les résultats. Sur cette figure, toutes les courbes sont obtenues à 100 mK et pour une vitesse de 0,1 Gs^{-1}. La courbe grise et noire représentent les courbes de magnéto–conductance de références, elles correspondent respectivement aux balayages : 1.2 → −1.2 kG et −1.2 → 1.2 kG. Les courbes de première magnéto–conductance sont obtenues en utilisant le protocole suivant :

Protocole (c) :



1. Avant d'effectuer la courbe bleu foncé, le système a été refroidi sous champ nul depuis la température ambiante, puis un balayage allant de 0→1200 G est réalisé.
2. Le champ est ensuite ramenée à 0, puis le système est réchauffé à 750 mK et de nouveau refroidi à 100 mK à une vitesse de 10 mK min^{-1}. La courbe bleue est ensuite réalisée en effectuant le balayage de 0→-1200 G.
3. Le système est de nouveau réchauffé à 750 mK et refroidit sous champ nul à la même vitesse que précédemment et enfin, la courbe bleu clair est réalisée en effectuant le balayage de 0→1200 G.

On peut remarquer que chacune des courbes de première magnéto–conductance à un comportement singulier. En effet, la courbe bleu foncé ne ressemble en rien aux courbes de référence, la courbe bleu clair saute directement sur la courbe noire et la courbe bleue finie par sauter sur la courbe grise vers −500 G. L'origine de cette différence tient peut-être de l'histoire du système précédant chacun de ces balayages. On peut imaginer qu'avant chaque courbe de première magnéto–conductance, l'état du système est différent et si tel

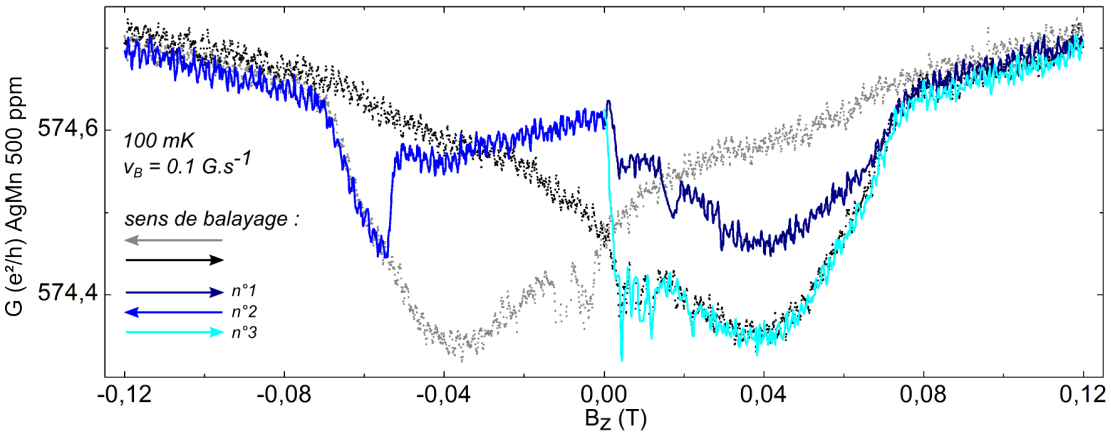


Figure 5.23: *Différentes courbes de première magnéto–conductance obtenue à partir du protocole expérimental (c), la courbe grise et noire sont les courbes de références.*

est le cas, l'allure de la magnéto–conductance dépend fortement de l'état initial du système. Cependant, à se stade nous resterons prudent sur l'interprétation de cette expérience.

5.4 Conclusion

Le principal résultat de ce chapitre est l'observation d'une hystérésis dans la magnéto–conductance du verre de spins AgMn 500 ppm. Cette hystérésis dépend fortement de la température en dessous de T_g et de la vitesse de balayage. De plus, cette hystérésis se développe sur une gamme de champ de $\pm B_c \sim \pm 1000\,\mathrm{G}$: au delà de B_c, l'hystérésis disparaît et la magnéto–conductance devient indépendante de la vitesse de balayage.

Dans une première partie, nous nous sommes intéressés aux balayages plus larges que la gamme de champ de $\pm B_c$, qui sont toujours reproductibles. Puis, afin de caractériser quantitativement le comportement de l'hystérésis, nous avons construit la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance. Nous avons conclu que l'existence de cette hystérésis est due à la nature vitreuse du système en dessous de T_g : un balayage en champ magnétique pousse le système dans un état hors équilibre et crée une quantité de spins libres qui augmente la diffusion électronique. La quantité de spins libres ainsi créée traduit directement l'écart à l'équilibre du système : il apparaît que le système est d'autant plus loin de l'équilibre pour des vitesses de balayages rapides et à basse température. Nous avons également mesuré la relaxation du système vers l'équilibre. En premier lieu, nous avons observé que la relaxation ne dépend que de la température : celle–ci devient plus rapide à haute température.

Dans une troisième partie, nous avons utilisé le champ dans le plan B_{xy}. Nous avons vu qu'un balayage en champ B_{xy} est essentiellement équivalent à un balayage en champ B_z, indiquant que le système répond de manière isotrope à la direction du champ magnétique. Nous avons également réalisé des balayages en champ B_z pour différentes valeurs de champ B_{xy} fixées. Nous avons observé que l'application de B_{xy} réduit l'amplitude de l'hystérésis et qu'au dessus d'une certaine valeur, elle disparaît même complètement. Nous nous sommes aussi intéressés à la relaxation en présence du champ B_{xy}. Nous avons constaté que cette fois–ci, la relaxation dépend de la valeur du champ B_{xy}. Ce résultat est frappant, car au départ, lors de l'étude en fonction du champ B_z, nous avions trouvé que la relaxation n'est qu'une unique fonction de la température.

Enfin, nous avons présenté diverses mesures de magnéto–conductance, réalisées à la suite de protocoles plus complexes. Nous avons vu que la réponse du système est elle aussi complexe. L'interprétation de ces données est pour l'instant difficile, cependant, elles peuvent constituer des pistes d'étude futures.

Pour conclure, soulignons l'efficacité du transport comme sonde de la phase vitreuse. Grâce aux mesures de magnéto–conductance, nous avons pu étudier des propriétés de la phase vitreuse sur une large plage de température en dessous de T_g, jusqu'à $0{,}1T_g$, ce qui est difficilement réalisable avec des mesures magnétiques, et sur une large plage de vitesse de balayage, de l'ordre de deux décades.

Conclusion

À l'origine, ce travail de thèse avait été motivé par les idées théoriques de D. Carpentier et *al* [12, 16] et les premiers travaux expérimentaux de T. Capron et *al* [15, 112, 111], qui stipulent qu'il est possible de déterminer le recouvrement entre différentes configurations de spins en utilisant le transport cohérent, notamment, grâce à l'utilisation des fluctuations universelles de conductance qui sont une sonde très sensible au désordre microscopique et donc à l'orientation des spins. Cependant, dans ce travail de thèse, nous n'avons pas exploré cette piste de recherche, car nous avons focalisé notre étude sur le comportement particulier de la magnéto–conductance à bas champ d'un fil quasi–1D d'AgMn 500 ppm. Nous avons observé que la magnéto–résistance à bas champ présente une hystérésis qui dépend de plusieurs paramètres. Cette observation était inattendue et constitue le résultat central de cette thèse.

L'utilisation du transport quantique comme sonde, nous a conduit à fabriquer des échantillons de verres de spins mésocopiques et à développer un dispositif expérimental permettant de mesurer les effets de cohérences électroniques (cf. chapitre 3). Nous avons choisi de fabriquer des verres de spins mésoscopiques de type AgMn et AuFe, car ceux–ci sont les mieux compris et font l'objet d'une littérature abondante. Ils ont été réalisés en deux temps : le métal noble est d'abord déposé, puis les impuretés sont implantés. De plus, nous avons choisi la concentration des impuretés magnétiques de telle manière que T_g soit de l'ordre de la centaine de millikelvins, afin qu'il soit possible d'étudier les régimes $T > T_g$ et $T < T_g$ dans un réfrigérateur à dilution.

Dans le chapitre 4, nous nous sommes attachés à caractériser extensivement un échantillon pur d'argent et un échantillon verre de spins AgMn 500 ppm. Cette étape était essentielle pour valider le processus de fabrication de nos échantillons. Tout d'abord, nous avons établi au travers des comportements de la résistivité $\rho(T)$ et de la longueur de cohérence de phase $L_\Phi(T)$, que l'argent utilisé avant l'implantation était très pur. Grâce à ce résultat, nous pouvons affirmer que toutes les déviations observées ultérieurement sur les échantillons dopés sont dues aux impuretés magnétiques implantées. Dans un deuxième temps, nous avons montré que le comportement particulier de la résistivité $\rho(T)$ de l'échantillon AgMn 500 ppm est très différent de celui des échantillons purs. Nous avons vu qu'en dessous de 10 K, $\rho(T)$ présente un minimum puis un maximum qui se situe à une température T_m d'environ 1,5 K. La position de ce maximum traduit la compétition entre l'effet Kondo et le

gel des spins et apparaît comme un précurseur de la transition vitreuse. Ce comportement est complètement équivalent à celui observé sur des échantillons massiques et en nous basant sur des travaux antérieurs, nous avons montré que la position du maximum (à $\sim 1{,}5\,\mathrm{K}$) correspond à une température de gel de $\sim 0{,}5\,\mathrm{K}$. Cette valeur expérimentale de T_g est en parfait accord avec la valeur théorique attendue. En définitive, l'implantation des impuretés magnétiques fonctionne correctement et nos échantillons de taille mésoscopique présentent bien une transition vitreuse. Nous avons également vu qu'il est possible dans cet échantillon d'observer les fluctuations universelles de conductance. À partir de leur amplitude, nous avons estimé que L_Φ est de l'ordre du micron à basse température ($T \ll T_g$), cette valeur étant très réduite par rapport à celle de l'échantillon pur et sa dépendance en champ magnétique non triviale.

Dans le dernier chapitre (chap. 5) de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à la magnéto–conductance à bas champ de l'échantillon AgMn 500 ppm. Nous avons observé que celle–ci présente une hystérésis qui se développe en dessous de T_g et sur une échelle de champ comprise entre $\pm B_c = \pm 700\,\mathrm{G}$. De plus, nous avons remarqué que celle–ci est très dépendante de la température T en dessous de T_g, ainsi que de la vitesse de balayage v_B du champ magnétique. Afin d'être plus quantitatif, nous avons construit la partie anti–symétrique de la magnéto–conductance, qui représente la partie magnétique de la conductance. Nous avons conclu que l'apparition de cette hystérésis est directement reliée à la nature vitreuse du système en dessous de T_g : un balayage en champ magnétique excite le système, il le pousse dans un état hors équilibre. Nous avons interprété les fluctuations magnétiques associées à l'état excité du système comme une quantité de spins libres créée lors du balayage. Les électrons peuvent alors interagir avec ces spins libres par effet Kondo ce qui augmente efficacement la diffusion électronique, donnant lieu à l'émergence de l'hystérésis. Cette quantité de spins libres est liée à l'amplitude de la partie anti–symétrique : son amplitude (i.e. la quantité de spins libres) devient plus importante à basse température et pour une vitesse de balayage rapide. Par conséquent, il est plus « facile » de pousser le système hors équilibre à basse température et à vitesse de balayage rapide : T et v_B apparaissent comme deux paramètres contrôlant le « degré » de mise hors équilibre du système. Dans ce chapitre, nous nous sommes aussi intéressés à la relaxation après que celui–ci ait été excité. Pour ce faire, nous avons mesuré la relaxation de la magnéto–conductance à la suite d'un balayage (réalisé à T et v_B données) qui a été interrompu à une valeur de champ noté B_{stop}. Notre avons conclu que la relaxation ne dépend, en premier lieu, que de la température : elle devient plus rapide à haute température et suit plutôt bien une loi de puissance jusqu'à 500 mK. Nous avons aussi étudié la réponse du système lorsque celui–ci est balayé avec un champ magnétique dans une autre direction (dans le plan de l'échantillon). L'hystérésis dans la magnéto–conductance (en tout cas pour les balayages plus larges que la gamme de champ comprise entre $\pm B_c$) est plutôt indépendante de la direction du champ. De ces mesures, nous avons conclu que l'origine du champ caractéristique B_c au delà duquel l'hystérésis disparaît est bien intrinsèque au système. Dans une dernière partie, Nous avons examiné comment se comporte l'hystérésis lorsque un champ magnétique est fixé dans le plan de l'échantillon et que le balayage en champ est effectué suivant z. Nous avons constaté que l'application du champ fixe supprime

progressivement l'hystérésis. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons montré un certains nombres d'expériences préliminaires, par exemple, nous avons regardé comment la relaxation se comporte en présence d'un champ dans le plan, ou bien encore, comment la magnéto–conductance réagit lors de séquences de balayages plus élaborées.

Les mesures que nous avons présentées dans le dernier chapitre soulèvent plusieurs questions et perspectives. Par exemple, à ce stade, nous ne comprenons pas le réel sens physique du champ caractéristique B_c. Nous avons remarqué que cette échelle de champ coïncide avec T_g ; cependant, afin de vérifier si B_c correspond à un champ critique, il serait nécessaire de réaliser ces mêmes expériences sur différents alliages de différentes concentrations. Notons que cette remarque reste vraie pour les autres expériences que nous avons réalisées : étudier comment l'hystérésis et la relaxation se comporte en fonction de l'alliage et de la concentration pourrait être une piste d'investigation. Une deuxième perspective, qui me parait passionnante, serait d'étudier pourquoi la courbe de « première magnéto–conductance » n'est pas reproductible et diffère suivant les expériences. Dans la même idée, il me parait intéressant d'examiner et de tenter de comprendre le comportement de la magnéto–conductance face à des séquences de balayages plus compliquées, qui restent confinées dans l'intervalle de champ $\pm B_c$. Finalement, notons que dans cette thèse, nous n'avons pas utilisé l'aspect cohérent du transport pour étudier la phase verre de spins ; bien que quelques expériences existent (cf. chap. 2), ce domaine de recherche reste quasiment vierge.

ANNEXE A

Chauffage de l'échantillon par un courant I_{dc}

Le réfrigérateur à dilution est une machine thermique conçue pour fonctionner entre quelques millikelvins et $\sim 900\,\mathrm{mK}$. Au dessus de 900 mK, utiliser le réfrigérateur à dilution (pour mesurer par exemple la résistivité), peut être une tâche délicate et fastidieuse. En effet, au dessus de $\sim 900\,\mathrm{mK}$, le mélange d'^{3}He–^{4}He n'est plus séparé en deux phases distinctes [1] et il est très difficile de stabiliser la température entre 1 et 2,5 K. De plus, chauffer l'ensemble du réfrigérateur au dessus de 4 K s'avère être un exercice très long [2]. Soulignons que ceci est sans compter le temps nécessaire pour ensuite retourner à basse température. Afin de contourner ces difficultés, nous avons décidé de contrôler la température de l'échantillon localement, c'est–à–dire sans avoir besoin de changer la température de l'ensemble du réfrigérateur. Cela peut être réalisée en injectant un large courant continu I_{dc} dans l'échantillon, qui agit comme un chauffage par effet Joule. Notons que de tel effet de chauffage a déjà été étudié dans le contexte de la décohérence en physique mésoscopique [152].

Nous avons calibré expérimentalement la relation qui relie le courant I_{dc} à la température T. Pour cela, nous mesurons dans un premier temps la résistivité $\rho(T)$ en chauffant l'ensemble du réfrigérateur et cette mesure sera notre référence. Afin de réaliser cette mesure, nous utilisons la méthode que nous avons décrite au chapitre 3 page 88, c'est–à–dire par détection synchrone. Puis, nous mesurons la variation de la résistance lorsque l'échantillon est soumis à un courant de chauffage I_{dc}, i.e. la résistivité différentielle $\rho_d(I_{dc})$. Elle aussi est mesurée par détection synchrone ; cependant, en plus du courant I_{ac} injecté dans l'échantillon pour déterminer la résistance, est superposé un large courant I_{dc} qui chauffe localement l'échantillon, avec la condition [3] : $I_{ac} \ll I_{dc}$. Pour effectuer la mesure de $\rho_d(I_{dc})$, nous laissons la température du réfrigérateur à sa valeur de base de fonctionnement, environ 40 mK. Ensuite, en comparant graphiquement les courbes $\rho(T)$ et $\rho_d(I_{dc})$, nous déterminons

1. On renvoie le lecteur à la partie 3.2.1, page 85.
2. Par exemple, atteindre une température de 15 K prend de nombreuses heures.
3. Cette condition est similaire à celle de l'équation (3.2) page 88. Il est nécessaire que le courant de mesure I_{ac} soit inférieur au courant continu de chauffage I_{dc} pour ne pas perturber ce chauffage.

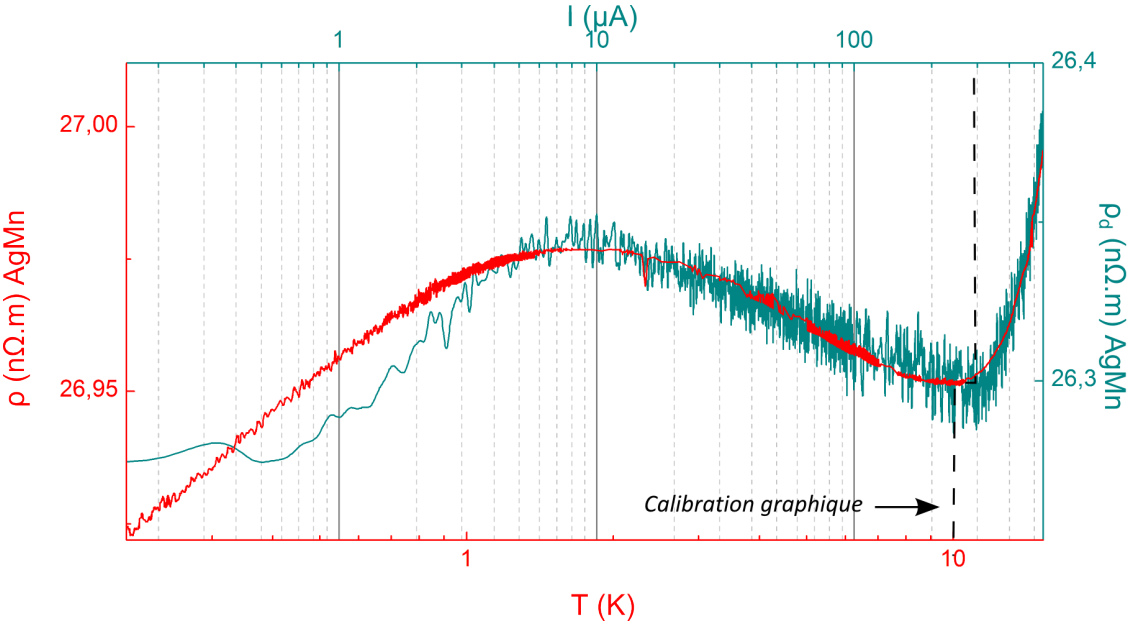


Figure A.1: *Résistivité de l'échantillon AgMn 500 ppm en fonction de la température (courbe rouge) et résistivité différentielle en fonction du courant I_{dc} en cyan foncé.*

la température effective de l'échantillon T lorsque celui–ci est traversé par un courant I_{dc} donné. Nous avons réalisé cette calibration pour le fil quasi–1D d'AgMn 500 ppm et les résistivités $\rho(T)$ et $\rho_d(I_{dc})$ sont représentées sur la figure A.1. On voit clairement que l'allure de $\rho(T)$ est équivalente à $\rho_d(I_{dc})$. Par exemple, en utilisant ce graphique, nous pouvons déterminer qu'un courant $I_{dc} \sim 300\,\mu\text{A}$ chauffe l'échantillon à une température de $\sim 10\,\text{K}$. Nous avons repéré plusieurs correspondances température–courant que nous avons reportées sur le graphique de la figure A.2. On trouve que la température locale de l'échantillon induite par le courant de chauffage I_{dc} suit plutôt bien une loi de puissance, tel que $T_{\text{échantillon}} \propto I_{dc}^{\alpha}$, avec α proche de 0,5. Dans la partie du manuscrit 4.3.3, nous avons utilisons cette loi de puissance pour convertir le courant I_{dc} en température (pour l'échantillon AgMn 500 ppm).

Un point important est à souligner ici : le chauffage par effet Joule chauffe en premier lieu les électrons. Par conséquent, la question de savoir si ce type de chauffage, à basse température, est bien équivalent à chauffer l'ensemble du réfrigérateur (qui lui chauffe les phonons) est pertinente. Au dessus de $T = 1\,\text{K}$, le principal processus de relaxation des électrons est l'interaction électron–phonon. Dans ce cas, le profil de température dans le fil est constant, i.e. homogène et la chaleur est évacuée dans les réservoirs (voir la référence [152]). Ainsi, au dessus de 1 K, la température localement induite par le courant est bien équivalente à la température obtenue par un chauffage complet du réfrigérateur. En revanche, en dessous de 1 K, c'est l'interaction électron–électron qui domine et dans ce

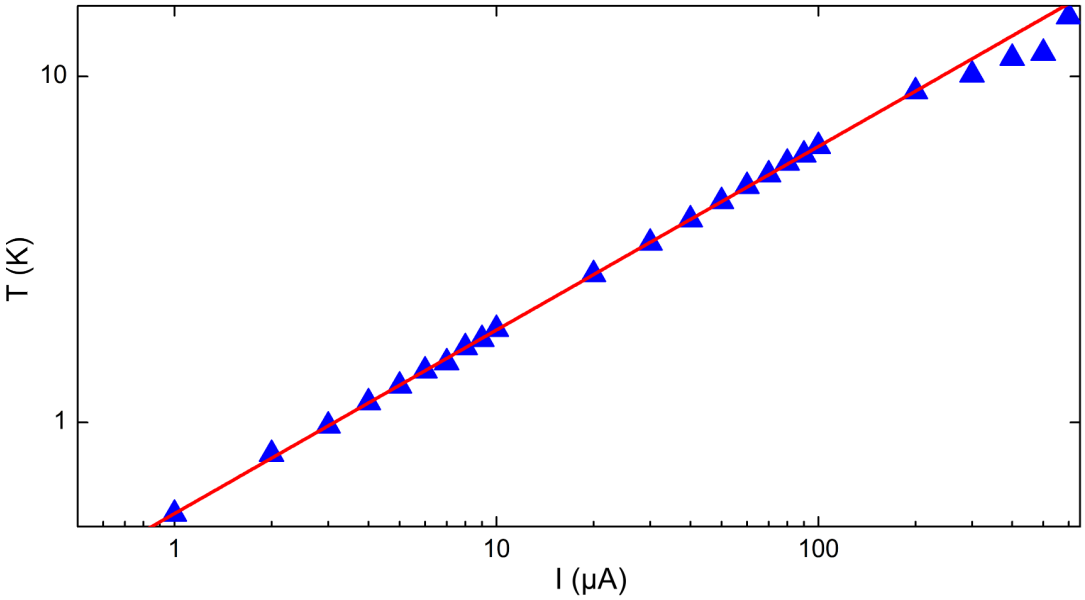


Figure A.2: *Relation entre la température et le courant I_{dc} pour l'échantillon AgMn 500 ppm.*

cas, le profil de température dans le fil est inhomogène [1]. La température des électrons n'est pas forcément la même que celle du réseau (elle est plus importante) et le chauffage par effet Joule est donc moins efficace pour chauffer l'échantillon. En définitive, la technique de chauffage par effet Joule est fiable et précise lorsque l'on essaye d'obtenir des températures supérieures au Kelvin et à l'inverse, en dessous de 1 K, l'erreur entre la température réelle de l'échantillon et celle déterminée par cette calibration est certainement importante.

Nous avons réalisé cette même calibration pour l'échantillon Ag_1. Les résultats sont visibles sur la figure A.3. Notons que nous avons calibré la correspondance température–courant pour $I_{dc} > 50\,\mu A$, c'est–à–dire pour $T > 1{,}5\,K$. Nous nous sommes servis de ce graphique pour déterminer approximativement la température à laquelle ont été réalisée les courbes de magnétorésistance de la figure 4.18 (a) page 116.

1. La température est maximale au centre du fil.

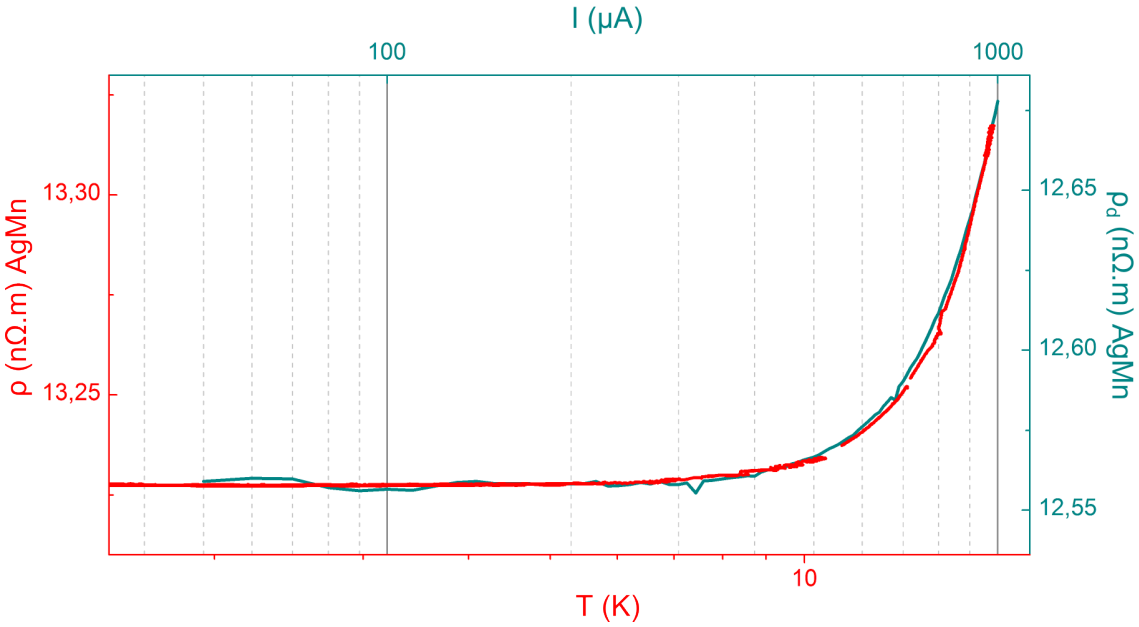


Figure A.3: *Résistivité de l'échantillon Ag_1 en fonction de la température (courbe rouge) et résistivité différentielle en fonction du courant I_{dc} en cyan foncé.*

Bibliographie

[1] V. Cannella et J. A. Mydosh : Magnetic ordering in gold-iron alloys. *Phys. Rev. B*, 6:4220–4237, Dec 1972.

[2] Shoichi Nagata, P. H. Keesom et H. R. Harrison : Low-dc-field susceptibility of CuMn spin glass. *Phys. Rev. B*, 19:1633–1638, Feb 1979.

[3] E. Vincent : Ageing, rejuvenation and memory : The example of spin-glasses. *In Ageing and the Glass Transition*, volume 716 de *Lecture Notes in Physics*, pages 7–60. Springer Berlin Heidelberg, 2007.

[4] S F Edwards et P W Anderson : Theory of spin glasses. *Journal of Physics F : Metal Physics*, 5(5):965–974, May 1975.

[5] David Sherrington et Scott Kirkpatrick : Solvable model of a spin-glass. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1792–1796, Dec 1975.

[6] G. Parisi : Toward a mean field theory for spin glasses. *Physics Letters A*, 73(3):203–205, 1979.

[7] W. McMillan : Monte Carlo simulation of the two-dimensional random (Â±j) ising model. *Phys. Rev. B*, 28(9):5216–5220, Nov 1983.

[8] W. McMillan : Domain-wall renormalization-group study of the three-dimensional random ising model at finite temperature. *Phys. Rev. B*, 31(1):340–341, Jan 1985.

[9] A. Bray et M. Moore : Critical behavior of the three-dimensional ising spin glass. *Phys. Rev. B*, 31(1):631–633, Jan 1985.

[10] Daniel S. Fisher et David A. Huse : Ordered phase of short-range ising spin-glasses. *Phys. Rev. Lett.*, 56:1601–1604, Apr 1986.

[11] Daniel S. Fisher et David A. Huse : Equilibrium behavior of the spin-glass ordered phase. *Phys. Rev. B*, 38:386–411, Jul 1988.

[12] David Carpentier et Edmond Orignac : Measuring overlaps in mesoscopic spin glasses via conductance fluctuations. *Phys. Rev. Lett.*, 100:057207, Feb 2008.

[13] Spivak B. Z. Al'tshuler B. L. : Variation of the random potential and the conductivity of samples of small dimensions. *JETP Letters*, 42(9):447, 1985.

[14] P. de Vegvar, L. Lévy et T. Fulton : Conductance fluctuations of mesoscopic spin glasses. *Physical Review Letters*, 66(18):2380–2383, May 1991.

[15] T. Capron. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2011.

[16] Guillaume Paulin. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Lyon, 2010.

[17] J. A. Mydosh. Taylor and Francis, London, 1993.

[18] Tadao Kasuya : A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on zener's model. *Progress of Theoretical Physics*, 16(1):45–57, 1956.

[19] M. A. Ruderman et C. Kittel : Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons. *Phys. Rev.*, 96(1):99–102, Oct 1954.

[20] Kei Yosida : Magnetic properties of Cu-Mn alloys. *Phys. Rev.*, 106(5):893–898, Jun 1957.

[21] M. J. Harris, S. T. Bramwell, D. F. McMorrow, T. Zeiske et K. W. Godfrey : Geometrical frustration in the ferromagnetic pyrochlore $Ho_2Ti_20_7$. *Phys. Rev. Lett.*, 79:2554–2557, Sep 1997.

[22] Steven T. Bramwell et Michel J. P. Gingras : Spin ice state in frustrated magnetic pyrochlore materials. *Science*, 294(5546):1495–1501, 2001.

[23] G. Frossati, J.L. Tholence, D. Thoulouze et R. Tournier : Residual magnetism of Fe pairs in very dilute Fe alloys. *Physica B+C*, 84(1):33–36, Aug 1976.

[24] K. Binder : Recent progress in numerical simulation of spin glasses. *J. Phys. Colloques*, 39(C6):C6–1527–C6–1534, Aug 1978.

[25] J. Souletie et R. Tournier : Specific heat and magnetization in dilute magnetic alloys. *Journal of Low Temperature Physics*, 1(2):95–108, 1969.

[26] K. Binder et A. P. Young : Spin glasses : Experimental facts, theoretical concepts, and open questions. *Rev. Mod. Phys.*, 58:801–976, Oct 1986.

[27] K. H. Fischer et J. A. Hertz. Cambridge University Press, 1991.

[28] A. F. J. Morgownik et J. A. Mydosh : High-temperature susceptibility of the CuMn spin-glass. *Phys. Rev. B*, 24:5277–5283, Nov 1981.

[29] C. A. M. Mulder, A. J. van Duyneveldt et J. A. Mydosh : Susceptibility of the CuMn spin-glass : Frequency and field dependences. *Phys. Rev. B*, 23:1384–1396, Feb 1981.

[30] J. Mattsson, T. Jonsson, P. Nordblad, H. Aruga Katori et A. Ito : No phase transition in a magnetic field in the ising spin glass $Fe_{0.5}Mn_{0.5}TiO_3$. *Phys. Rev. Lett.*, 74:4305–4308, May 1995.

[31] Eric Vincent, Jacques Hammann, Miguel Ocio, Jean-Philippe Bouchaud et Leticia F. Cugliandolo : Slow dynamics and aging in spin glasses. *In Complex Behaviour of Glassy Systems*, volume 492 de *Lecture Notes in Physics*, pages 184–219. Springer Berlin Heidelberg, 1997.

[32] L.F. Cugliandolo : Course 7 : Dynamics of glassy systems. *In Slow Relaxations and nonequilibrium dynamics in condensed matter*, volume 77 de *Les Houches-École d'Été de Physique Theorique*, pages 367–521. Springer Berlin Heidelberg, 2003.

[33] L. Lundgren, P. Svedlindh, P. Nordblad et O. Beckman : Dynamics of the relaxation-time spectrum in a CuMn spin-glass. *Phys. Rev. Lett.*, 51:911–914, Sep 1983.

[34] E.Vincent, J.P. Bouchaud, J.Hammann and F. Lefloch : Contrasting effects of field and temperature variations on ageing in spin glasses. *Philosophical Magazine B*, 71(4):486–500, 1995.

[35] P. Nordblad, P. Svedlindh, L. Lundgren et L. Sandlund : Time decay of the remanent magnetization in a Cu*Mn* spin glass. *Phys. Rev. B*, 33:645–648, Jan 1986.

[36] Silvio Franz, Marc Mézard, Giorgio Parisi et Luca Peliti : Measuring Equilibrium Properties in Aging Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1758–1761, Aug 1998.

[37] K. Jonason, E. Vincent, J. Hammann, J. P. Bouchaud et P. Nordblad : Memory and Chaos Effects in Spin Glasses. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3243–3246, Oct 1998.

[38] Tommaso Castellani et Andrea Cavagna : Spin-glass theory for pedestrians. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2005(05):P05012, May 2005.

[39] M Mézard, Giorgio Parisi et Miguel Angel Virasoro. World Scientific Lecture Notes in Physics. World Scientific, Singapore, 1987.

[40] J L van Hemmen et R G Palmer : The replica method and solvable spin glass model. *J. Phys. A : Math. Gen.*, 12(4):563–580, Apr 1979.

[41] J L van Hemmen et R G Palmer : The thermodynamic limit and the replica method for short-range random systems. *J. Phys. A : Math. Gen.*, 15(12):3881–3890, Dec 1982.

[42] J R L de Almeida et D J Thouless : Stability of the sherrington-kirkpatrick solution of a spin glass model. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 11(5):983–990, 1978.

[43] F. Guerra : Broken replica symmetry bounds in the mean field spin glass model. *Communications in Mathematical Physics*, 233:1–12, 2003.

[44] Michel Talagrand : The Parisi formula. *Ann. Math. (2)*, 163(1):221–263, 2006.

[45] G Parisi : The order parameter for spin glasses : a function on the interval 0-1. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 13(3):1101–1112, 1980.

[46] G Parisi : A sequence of approximated solutions to the s-k model for spin glasses. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 13(4):L115–L121, 1980.

[47] G Parisi : Magnetic properties of spin glasses in a new mean field theory. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 13(5):1887–1895, 1980.

[48] M. Mézard : La physique statistique des verres de spin. *Images de la Physique*, pages 28–31, 1985.

[49] Giorgio Parisi : Order parameter for spin-glasses. *Phys. Rev. Lett.*, 50:1946–1948, Jun 1983.

[50] Mézard, M. et Virasoro, M. A. : The microstructure of ultrametricity. *J. Phys. France*, 46(8):1293–1307, 1985.

[51] J. Bouchaud : Weak ergodicity breaking and aging in disordered systems. *Journal de Physique I*, 2(9):1705–1713, 1992.

[52] J.-P. Bouchaud et D. Dean : Aging on parisi's tree. *Journal de Physique I*, 5(3):265–286, 1995.

[53] L. Cugliandolo et J. Kurchan : Analytical solution of the off-equilibrium dynamics of a long-range spin-glass model. *Physical Review Letters*, 71(1):173–176, Jul 1993.

[54] L. F. Cugliandolo, J. Kurchan et G. Parisi : Off equilibrium dynamics and aging in unfrustrated systems. *J. Phys. I France*, 4(11):1641–1656, Nov 1994.

[55] Daniel Fisher et H. Sompolinsky : Scaling in spin-glasses. *Physical Review Letters*, 54(10):1063–1066, Mar 1985.

[56] A. J. Bray : Chaotic nature of the spin-glass phase. *Physical Review Letters*, 58(1):57–60, Jan 1987.

[57] T. Herrmannsdörfer, T., S. Rehmann, W. Wendler et F. Pobell : Magnetic properties of highly diluted $PdFe_x$ and $PtFe_x$-alloys. Part I. Magnetization at kelvin temperatures. *Journal of Low Temperature Physics*, 104(1-2):49–65, 1996.

[58] Yoseph Imry : Random-field instability of the ordered state of continuous symmetry. *Physical Review Letters*, 35(21):1399–1401, Nov 1975.

[59] Djurberg, C. and Granberg, P. and Mattsson, J. and Nordblad, P. : Overlap length in spin glasses imposed by magnetic field perturbations. *Phys. Rev. B*, 50(21):15775–15778, Dec 1994.

[60] H. Yoshino, A. Lemaitre et J.-P. Bouchaud : Multiple domain growth and memory in the droplet model for spin-glasses. *Eur. Phys. J. B*, 20(3):367–395, Apr 2001.

[61] Mathieu, R. and Jönsson, P. E. and Nordblad, P. and Katori, H. Aruga and Ito, A. : Memory and chaos in an Ising spin glass. *Phys. Rev. B*, 65(1), Nov 2001.

[62] Dinah M. Cragg, David Sherrington et Marc Gabay : Instabilities of an m-Vector Spin-Glass in a Field. *Phys. Rev. Lett.*, 49:158–161, Jul 1982.

[63] G. Kotliar et H. Sompolinsky : Phase transition in a dzyaloshinsky-moriya spin-glass. *Phys. Rev. Lett.*, 53:1751–1754, Oct 1984.

[64] B W Morris, S G Colborne, M A Moore, A J Bray et J Canisius : Zero-temperature critical behaviour of vector spin glasses. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 19(8):1157–1171, Mar 1986.

[65] A. Bray, M. Moore et A. Young : Lower critical dimension of metallic vector spin-glasses. *Physical Review Letters*, 56(24):2641–2644, Jun 1986.

[66] Eric Akkermans et Gilles Montambaux. Cambridge University Press, 2007.

[67] Supriyo Datta. Cambridge University Press, 1995.

[68] Y.Imry. Oxford University Press, 2002.

[69] N.W. Ashcroft et N.D. Mermin. Saunders College Publishing, 1976.

[70] R. Landauer : Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. *IBM J. Res. & Dev.*, 1(3):223–231, Jul 1957.

[71] A. Einstein : Üœber die von der molekularkinetischen theorie der wärme geforderte bewegung von in ruhenden flüssigkeiten suspendierten teilchen [adp 17, 549 (1905)]. *Annalen der Physik*, 14(S1):182–193, Feb 2005.

[72] Laurent Saminadayar, Pritiraj Mohanty, Richard A. Webb, Pascal Degiovanni et Christopher Bäuerle : Electron coherence at low temperatures : The role of magnetic impurities. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 40(1):12–24, Oct 2007.

[73] D. Thouless : Maximum metallic resistance in thin wires. *Physical Review Letters*, 39(18):1167–1169, Oct 1977.

[74] P. W. Anderson : Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109(5):1492–1505, Mar 1958.

[75] R. Landauer : *Philosophical Magazine*, 21:863, 1970.

[76] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer et S. Pinhas : Generalized many-channel conductance formula with application to small rings. *Phys. Rev. B*, 31(10):6207–6215, May 1985.

[77] R.P. Feynman et A.R. Hibbs. McGraw-Hill, 1965.

[78] Sudip Chakravarty et Albert Schmid : Weak localization : The quasiclassical theory of electrons in a random potential. *Physics Reports*, 140(4):193–236, Jul 1986.

[79] Y. Aharonov et D. Bohm : Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Phys. Rev.*, 115(3):485–491, Aug 1959.

[80] Spivak B. Z. Al'tshuler B. L., Aronov A. G. : The aaronov-bohm effect in disordered conductors. *JETP Letters*, 33(2):94, 1981.

[81] R. Webb, S. Washburn, C. Umbach et R. Laibowitz : Observation of h/e aharonov-bohm oscillations in normal-metal rings. *Physical Review Letters*, 54(25):2696–2699, Jun 1985.

[82] Sean Washburn et Richard A. Webb : Aharonov-bohm effect in normal metal quantum coherence and transport. *Advances in Physics*, 35(4):375–422, Jan 1986.

[83] J. Licini, G. Dolan et D. Bishop : Weakly localized behavior in quasi-one-dimensional li films. *Physical Review Letters*, 54(14):1585–1588, Apr 1985.

[84] P. Lee et A. Stone : Universal conductance fluctuations in metals. *Physical Review Letters*, 55(15):1622–1625, Oct 1985.

[85] P. Lee, A. Stone et H. Fukuyama : Universal conductance fluctuations in metals : Effects of finite temperature, interactions, and magnetic field. *Phys. Rev. B*, 35(3): 1039–1070, Jan 1987.

[86] A. Stone : Magnetoresistance fluctuations in mesoscopic wires and rings. *Physical Review Letters*, 54(25):2692–2695, Jun 1985.

[87] Dominique Mailly et Marc Sanquer : Sensitivity of quantum conductance fluctuations and of $1/f$ noise to time reversal symmetry. *J. Phys. I France*, 2(4):357–364, 1992.

[88] Al'tshuler B. L., Aronov A. G. : Magnetoresistance of thin films and of wires in a longitudinal magnetic field. *JETP Letters*, 33(10):499, 1982.

[89] Al'tshuler B. L. : Fluctuations in the extrinsic conductivity of disordered conductors. *JETP Letters*, 41(12):648, May 1985.

[90] Al'tshuler B. L., Khmel'nitskii D. E. : Fluctuation properties of small conductors. *JETP Letters*, 42(7):359, 1985.

[91] M. Büttiker : Four-terminal phase-coherent conductance. *Phys. Rev. Lett.*, 57:1761–1764, Oct 1986.

[92] Lars Onsager : Reciprocal relations in irreversible processes. i. *Phys. Rev.*, 37(4):405–426, Feb 1931.

[93] H. Casimir : On Onsager's principle of microscopic reversibility. *Rev. Mod. Phys.*, 17(2-3):343–350, Apr 1945.

[94] A. Benoit, S. Washburn, C. Umbach, R. Laibowitz et R. Webb : Asymmetry in the magnetoconductance of metal wires and loops. *Physical Review Letters*, 57(14):1765–1768, Oct 1986.

[95] Selman Hershfield : Resistance fluctuations with magnetic impurities in a four-terminal geometry. *Phys. Rev. B*, 44(7):3320–3323, Aug 1991.

[96] Gerd Bergmann : Weak localization in thin films. *Physics Reports*, 107(1):1–58, May 1984.

[97] W.J. de Haas, J. de Boer et G.J. van dën Berg : The electrical resistance of gold, copper and lead at low temperatures. *Physica*, 1(7-12):1115–1124, May 1934.

[98] J.Kondo : Resistance minimum in dilute magnetic allloys. *Prog. Theor. Phys*, 32:37, 1964.

[99] A. C. Hewson. avril 1997.

[100] H. Suhl. Elsevier Science, 2012.

[101] Félicien Schopfer. Thèse de doctorat, Universté Joseph Fourier, 2005.

[102] F. Mallet. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2006.

[103] H. Suhl : Dispersion theory of the kondo effect. *Phys. Rev.*, 138(2A):A515–A523, Apr 1965.

[104] Yosuke Nagaoka : Self-consistent treatment of kondo's effect in dilute alloys. *Phys. Rev.*, 138(4A):A1112–A1120, May 1965.

[105] D. Hamann : New solution for exchange scattering in dilute alloys. *Phys. Rev.*, 158(3):570–580, Jun 1967.

[106] J. Loram, T. Whall et P. Ford : Resistivity of some cuaufe alloys. *Phys. Rev. B*, 2(4):857–874, Aug 1970.

[107] C Rizzuto : Formation of localized moments in metals : experimental bulk properties. *Reports on Progress in Physics*, 37(2):147–229, Feb 1974.

[108] J. Flouquet : Influence of kondo effect and relaxation times on nuclear orientation measurements in dilute mn-ag alloys. *Physical Review Letters*, 25(5):288–289, Aug 1970.

[109] G Gruner et A Zawadowski : Magnetic impurities in non-magnetic metals. *Reports on Progress in Physics*, 37(12):1497–1583, Dec 1974.

[110] M. Weissman : Comment on "conductance fluctuations of mesoscopic spin glasses". *Physical Review Letters*, 68(23):3484–3484, Jun 1992.

[111] Thibaut Capron, Guillaume Forestier, Angela Perrat-Mabilon, Christophe Peaucelle, Tristan Meunier, Christopher Bäuerle, L. P. Lévy, David Carpentier et Laurent Saminadayar : Magnetic dephasing in mesoscopic spin glasses. *Physical Review Letters*, 111(18), Oct 2013.

[112] T. Capron, A. Perrat-Mabilon, C. Peaucelle, T. Meunier, D. Carpentier, L. P. Lévy, C. Bäuerle et L. Saminadayar : Remanence effects in the electrical resistivity of spin glasses. *EPL (Europhysics Letters)*, 93(2):27001, Jan 2011.

[113] H Vloeberghs, J Vranken, C. van Haesendonck et Y Bruynseraede : Destruction of the spin-glass order in thin aufe films. *Europhysics Letters (EPL)*, 12(6):557–562, Jul 1990.

[114] Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda, A. H. MacDonald et N. P. Ong : Anomalous hall effect. *Rev. Mod. Phys.*, 82:1539–1592, May 2010.

[115] L. Hoines, R. Stubi, R. Loloee, J. Cowen et J. Bass : How thin a spin glass is still a spin glass ? *Physical Review Letters*, 66(9):1224–1227, Mar 1991.

[116] Capron, Thibaut and Niimi, Yasuhiro and Mallet, François and Baines, Yannick and Mailly, Dominique and Lo, Fang-Yuh and Melnikov, Alexander and Wieck, Andreas D. and Saminadayar, Laurent and Bäuerle, Christopher : Low-temperature dephasing in irradiated metallic wires. *Phys. Rev. B*, 77:033102, Jan 2008.

[117] H. London, G. Clarke et Eric Mendoza : Osmotic pressure of he^3 in liquid he^4, with proposals for a refrigerator to work below 1 k. *Phys. Rev.*, 128(5):1992–2005, Dec 1962.

[118] D. C. Glattli, P. Jacques, A. Kumar, P. Pari et L. Saminadayar : A noise detection scheme with 10 mK noise temperature resolution for semiconductor single electron tunneling devices. *Journal of Applied Physics*, 81(11):7350, 1997.

[119] A. B. Zorin : The thermocoax cable as the microwave frequency filter for single electron circuits. *Review of Scientific Instruments*, 66(8):4296, 1995.

[120] J. Johnson : Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.*, 32(1):97–109, Jul 1928.

[121] H. Nyquist : Thermal agitation of electric charge in conductors. *Phys. Rev.*, 32(1):110–113, Jul 1928.

[122] B. L. Al'tshuler and A. G. Aronov. A. L. Efros and M. Pollak, North-Holland, 1985.

[123] J. M. Ziman. Oxford University Press, 1979.

[124] B L Altshuler, A G Aronov et D E Khmelnitsky : Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 15(36):7367–7386, Dec 1982.

[125] I. Aleiner et Ya. Blanter : Inelastic scattering time for conductance fluctuations. *Phys. Rev. B*, 65(11), Feb 2002.

[126] Toshifumi Taniguchi, Kensuke Yamanaka, Hideya Sumioka, Teruo Yamazaki, Yoshikazu Tabata et Shuzo Kawarazaki : Direct observation of chiral susceptibility in the canonical spin glass aufe. *Physical Review Letters*, 93(24), Dec 2004.

[127] Emerson Pugh : Hall effect and the magnetic properties of some ferromagnetic materials. *Phys. Rev.*, 36(9):1503–1511, Nov 1930.

[128] E. Pugh et T. Lippert : Hall e.m.f. and intensity of magnetization. *Phys. Rev.*, 42(5):709–713, Dec 1932.

[129] Gerd Bergmann : The anomalous hall effect. *Phys. Today*, 32(8):25, 1979.

[130] Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda, A. H. MacDonald et N. P. Ong : Anomalous hall effect. *Rev. Mod. Phys.*, 82(2):1539â€“1592, May 2010.

[131] S.P. McAlister et C.M. Hurd : Skew scattering of electrons in a spin glass. *Solid State Communications*, 19(9):881–884, Aug 1976.

[132] A. Fert et O. Jaoul : Left-right asymmetry in the scattering of electrons by magnetic impurities, and a hall effect. *Physical Review Letters*, 28(5):303–307, Jan 1972.

[133] S. P. McAlister : The hall effect in spin glasses. *Journal of Applied Physics*, 49(3):1616, 1978.

[134] P Pureur, F. Wolff Fabris, J Schaf et I. A Campbell : Chiral susceptibility in canonical spin glass and re-entrant alloys from hall effect measurements. *Europhysics Letters (EPL)*, 67(1):123–129, Jul 2004.

[135] D. Jha et M. Jericho : Low-temperature transport properties of dilute silver-manganese alloys. *Phys. Rev. B*, 3(1):147–156, Jan 1971.

[136] D. Tindall, M. Jericho et D. Jha : Impurity-interaction effects in dilute silver-manganese alloys. *Phys. Rev. B*, 9(7):3113–3120, Apr 1974.

[137] O. Laborde et P. Radhakrishna : Disappearance of interaction effects in dilute gold-iron alloys. *Solid State Communications*, 9(10):701–703, 1971.

[138] P. J. Ford et J. A. Mydosh : Electrical resistivity of noble-metal-host-3 d solute spin-glass alloys. *Phys. Rev. B*, 14:2057–2070, Sep 1976.

[139] Ulf Larsen : Resistance maximum in spin glasses. *Phys. Rev. B*, 14:4356–4367, Nov 1976.

[140] M. G. Vavilov, L. I. Glazman et A. I. Larkin : Electron transport and energy relaxation in dilute magnetic alloys. *Phys. Rev. B*, 68:075119, Aug 2003.

[141] P. Ford, T. Whall et J. Loram : Effect of interactions on the kondo resistivity of dilute aufe alloys. *Phys. Rev. B*, 2(6):1547–1553, Sep 1970.

[142] J. Schilling, P. Ford, U. Larsen et J. Mydosh : Effect of pressure on impurity-impurity interactions in dilute aumn, cumn, and aufe spin-glass alloys. *Phys. Rev. B*, 14(10):4368–4380, Nov 1976.

[143] P. Monod : Magnetic field dependence of the kondo resistivity minimum in cufe and cumn alloys. *Physical Review Letters*, 19(19):1113–1117, Nov 1967.

[144] Eom Jonghwa. Thèse de doctorat, Northwestern University, Evanston, Illinois, 1998.

[145] A. K. Nigam et A. K. Majumdar : Magnetoresistance in canonical spin-glasses. *Phys. Rev. B*, 27:495–511, Jan 1983.

[146] S.P. McAlister, L.R. Lupton et C.M. Hurd : Hall and magnetoresistance effects in mictomagnetic aumn. *Solid State Communications*, 25(11):903–906, Mar 1978.

[147] M.-T. Béal-Monod et R. Weiner : Negative magnetoresistivity in dilute alloys. *Phys. Rev.*, 170(2):552–559, Jun 1968.

[148] A Mookerjee : Magnetoresistance of spin-glass alloys. *Journal of Physics F : Metal Physics*, 10(7):1559–1566, Jul 1980.

[149] S Senoussi : New information on the spin-glass state of aufe from transport measurements. *Journal of Physics F : Metal Physics*, 10(11):2491–2499, Nov 1980.

[150] M. G. Vavilov et L. I. Glazman : Conductance of mesoscopic systems with magnetic impurities. *Phys. Rev. B*, 67:115310, Mar 2003.

[151] S. Senoussi : Jumps and induced anisotropy in the magnetoresistance of cumn. *Journal de Physique Lettres*, 42(2):35–39, 1981.

[152] F. Pierre, A. B. Gougam, A. Anthore, H. Pothier, D. Esteve et Norman O. Birge : Dephasing of electrons in mesoscopic metal wires. *Phys. Rev. B*, 68:085413, Aug 2003.

Résumé

Les travaux expérimentaux présentés dans cette thèse associent deux pans de la physique de la matière condensée, avec d'un coté la physique des verres de spins et de l'autre la physique mésoscopique.
Le verre de spins est un exemple emblématique de système désordonné et frustré : il se caractérise à basse température par un ordre magnétique non conventionnel, où le désordre magnétique apparaît gelé. De plus, celui–ci est considéré comme un système modèle pour étudier les verres en général et de ce fait, il a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques. Après d'importants efforts de recherche, la description de l'état fondamental de ce système a abouti à deux approches très différentes. La première, donnée par la résolution non triviale du problème en champ moyen, met en avant un fondamental composé d'une multitude d'états organisés et hiérarchisés. La deuxième approche, dite des « gouttelettes », est phénoménologique et très différente, puisqu'elle se base sur l'existence d'un unique état fondamental pour ensuite examiner les propriétés dynamique d'équilibre et hors équilibre du système. Cependant, en dépit de ces contributions, la compréhension de cette phase est loin d'être complète et la nature de l'état fondamental reste encore un débat ouvert.
Dans un conducteur mésoscopique, le transport se fait de manière cohérente : les électrons gardent la mémoire de leur phase, ce qui permet d'observer des effets d'interférences électroniques. La motivation à la base de ce travail est d'utiliser ces effets d'interférences comme outil pour étudier le verre de spins. En effet, étant donné que les interférences électroniques dépendent intimement de la disposition du désordre statique du conducteur, le transport cohérent peut se révéler être une sonde microscopique très efficace pour étudier la configuration du désordre dans un conducteur. Bien que quelques expériences pionnières de transport cohérent existent dans des verres de spins, ce domaine de recherche n'a que très peu été exploré. Néanmoins, il a connu un récent renouveau grâce à des travaux théoriques qui montrent de quelle manière cette sonde est sensible au désordre magnétique gelé et comment elle peut fournir des informations sur la nature de l'état fondamental du verre de spins.
Ainsi, ce travail de thèse expérimental présente l'implémentation de mesure de transport dans des verres de spins mésoscopiques. La première partie de l'étude est consacrée aux caractéristiques générales du transport classique et quantique de ces systèmes. Nous avons examiné les propriétés de la résistivité en fonction de la température et du champ magnétique et nous montrons que ces systèmes mésoscopiques possèdent bien une transition vitreuse à la température attendue. Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés au comportement de la magnétorésistance à bas champ. Nous avons mis en avant que celle–ci présente une forte hystérésis dont l'amplitude dépend fortement de la température dans la phase vitreuse et de la vitesse de balayage du champ magnétique. Nous avons argumenté que ce comportement particulier traduit la mise hors équilibre du système et montrons comment la température et la vitesse de balayage du champ magnétique pilotent l'écart à l'équilibre. Dans cette partie, nous avons aussi étudier par des mesures de transport la relaxation du système vers l'équilibre après l'avoir excité. Nous présentons également les propriétés de transport étonnantes que nous avons observées à bas champ, résultant de protocoles en températures et en champs magnétiques plus complexes.
Mots-Clefs : Physique Mésoscopique, Transport Électronique Cohérent, Verres de Spins, Systèmes désordonnés, Système Hors Équilibre, Nanostructures Métalliques, Impuretés Magnétiques, Magnétorésistance, Hystérésis.

Abstract

The experimental work presented in this thesis associate two fields of condensed matter physics, the spin glass physics and the mesoscopic physics. The spin glass state is one of the most emblematic disordered and frustrated system, and at low temperature, it is characterized by an unconventional order in which the magnetic disorder is quenched. Moreover, it is considered as a model system for glasses in general and thereby it has been extensively studied, both experimentally and theoretically. After extensive research efforts, the description of fundamental state of the system has lead towards two different approaches. The first one, given by the mean field solution, highlights a fundamental state composed of multiple states organised hierarchically. The second, called droplet model, is phenomenological and very different, it based on the existence of a unique ground state to explain equilibrium and off–equilibrium dynamics properties of the system. However, despite these contributions, the understanding of the glassy phase is far from being complete and the nature of the ground state still remains an open question.
In a mesoscopic conductor, the transport of electron is coherent: electrons keep the memory of their phase, so that one can observe interference effects. The main motivation of this work is to use these interference effects in order to to probe the spin glass state. Indeed, as electronic interference depends of the position of the static disorder, coherent transport can be a useful tool to study the configuration of the microscopic disorder. Although few coherent transport experiments exist to probe the spin glass, this field of research remains largely unexplored. Nevertheless, this area has been a renewed way thanks to theoretical work, showing how coherent transport is sensitive to the quenched disorder and how it may provide informations of the nature of fundamental state of a spin glass.
This experimental work deals with the implementation of transport measurements in mesoscopic spin glasses. The first part of the study is focused on the general characteristics of classical and quantum transport of these system. We have examined the resistivity as a function of the temperature and magnetic field and we show that these mesoscopic systems exhibit a spin glass transition. In a second part, we have focused on the low field magnetoresistivity. We show that it presents a strong hysteresis, whose amplitude strongly depends, both of the temperature in the glassy phase and the sweeping rate of the magnetic field. We argue that this particular behaviour is related to the out off-equilibrium nature of the system and we show how the temperature and the sweeping rate control the deviation to the equilibrium. In this part, we also examine by transport measurements how the system relaxes towards the equilibrium just after excitation. Finally, we present surprising transport properties, resulting of experimental protocols more sophisticated in temperatures and magnetic fields.
Keywords : Mesoscopic Physics, Coherent Electron Transport, Spin Glasses, Disordered System, Out Off–Equilibrium system, Metallic Nanostructures, Magnetic impurities, Magnetoresistivity, Hysteresis.