



HAL
open science

Couches minces d'oxyde d'étain : la localisation faible et les effets de l'interaction

Taras Dauzhenka

► **To cite this version:**

Taras Dauzhenka. Couches minces d'oxyde d'étain : la localisation faible et les effets de l'interaction. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2011. Français. NNT : . tel-00589730

HAL Id: tel-00589730

<https://theses.hal.science/tel-00589730>

Submitted on 1 May 2011

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

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



THÈSE

EN VUE DE L'OBTENTION DU
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

DÉLIVRÉ PAR *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*

DISCIPLINE OU SPÉCIALITÉ : *Physique*

PRÉSENTÉE ET SOUTENUE PAR *Taras DAUZHENKA*

LE

TITRE : *Couches minces d'oxyde d'étain :
la localisation faible et les effets de l'interaction*

JURY

<i>Rapporteurs :</i>	Roger AULOMBARD	Professeur	LCC, USTL (Montpellier)
	Henri MARIETTE	Directeur de Recherche	Inst. Néel, CEA (Grenoble)
<i>Membres :</i>	Michel GOIRAN	Professeur	LNCMI-T, UPS (Toulouse)
	Nikolai A. POKLONSKI	Professeur	LN, UEB (Minsk)
	Marc RESPAUD	Professeur	LPCNO, INSA (Toulouse)
<i>Directeurs :</i>	Jean GALIBERT	Chargé de Recherches	LNCMI-T, CNRS (Toulouse)
	Vitaly K. KSENEVICH	Chercheur (HDR)	LPEM, UEB (Minsk)

ECOLE DOCTORALE : *Sciences de la Matière*

UNITÉ DE RECHERCHE : *Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses*

DIRECTEURS DE THÈSE : *Vitaly KSENEVICH, Jean GALIBERT*

1^{er} mai 2011

Abstract

Dans cette thèse je démontre que la théorie des corrections quantiques à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction entre les électrons, donne une description raisonnable des caractéristiques de transport de charge dans les couches polycristallines de SnO_2 du côté métallique de la transition métal-isolant.

Les données expérimentales, obtenues aux basses températures ($T = 1.8-50$ K) et en champs magnétiques statiques et pulsés (jusqu'à 52 Tesla), sont analysées dans le cadre du régime de localisation faible, ainsi que dans le cadre du régime de forte localisation. Parallèlement à la discussion des mécanismes du transport de charge électrique dans les couches désordonnées de SnO_2 , je présente l'aperçu des approches théoriques, développées pour la description de ces mécanismes, et leurs limites. Les méthodes pour l'extraction des corrections quantiques à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction électron-électron, sont critiquement considérées.

Nos résultats supposent que :

- le mécanisme principal du déphasage des électrons est la dispersion électron-électron avec un petit transfert d'énergie [Altshuler & Aronov (1985); Altshuler *et al.* (1982)].
- aux champs magnétiques forts, quand $B \gg B_{tr} \equiv \hbar/(4eD\tau)$, la dépendance de la conductivité en fonction de la température est gouvernée par les corrections quantiques issues de l'interaction entre les électrons (dans la gamme $T = 2 - 15$ K). Pour les échantillons étudiés : $B_{tr} \approx 0.3$ Tesla, $k_F l \approx 10$.

à ma famille

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mes directeurs de thèse, Vitaly Ksenovich et Jean Galibert, pour m'avoir offert la possibilité de travailler au sein de deux équipes, et d'obtenir le doctorat sous le double sceau de l'Université Paul Sabatier de Toulouse et de l'Université d'Etat de Bélarus de Minsk. Je leur suis infiniment reconnaissant pour leur soutien et leur patience.

Je remercie Igor Bashmakov pour la fabrication des échantillons de couches de dioxyde d'étain.

Je remercie l'Ambassade de France à Minsk et plus particulièrement son Service Culturel et de Coopération pour m'avoir octroyé une Bourse du Ministère Français des Affaires Etrangères.

Je remercie Monsieur Geert Rikken, Directeur du Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Mes remerciements vont aussi au Professeur titulaire de la chaire de Physique des Semiconducteurs et de Nanoélectronique de l'Université d'Etat du Bélarus, Vladimir Odzhaev, pour m'avoir soutenu dans les démarches administratives.

Je suis très reconnaissant envers les membres du jury, Roger Aulombard, Henri Mariette, Marc Respaud, Nikolai Poklonski et Michel Goiran, d'avoir bien voulu juger ce travail.

Je remercie Grigory Minkov, Ralph Rosenbaum, et Alexandr Kuntsevich pour les discussions inestimables portant sur la physique concernant nos mesures. Je suis infiniment reconnaissant à Grigory Minkov d'avoir accepté de passer beaucoup de temps avec moi pour me faire partager par internet son immense connaissance du phénomène de localisation faible.

Je remercie sincèrement Vladimir Rylkov, Rustem Lyubovskii, Sébastien Nanot et Marc Nardone de m'avoir encouragé pendant différentes périodes de mon travail.

Je remercie chaleureusement le personnel du LNCMI pour une ambiance agréable et leur patience avec mon français. Je garde le souvenir de moments inoubliables avec les doctorants. Merci à Vladimir Prudkovsky et à Sergei Krishtopenko.

Je remercie mes amis de Bélarus et de Lituanie : Anton, Sasha, Valodzka, Nina, Natalka, Raman, Andrius, Veronika, Laura, Yulia, Andrus. Je me souviens toujours de vous, du mouvement intelligent pour la liberté. Merci à Gilevchka (Olya), Arina (Polina), Shurik, Kyril, Anya, Yura, Nadya, Alexandr, Tania.

Je remercie ma famille - mes parents, ainsi que Vasilina et Lyudmila, pour m'avoir soutenu pendant ces trois ans. Sans eux je n'aurai jamais pu mener à terme ce projet.

Table des matières

Table des figures	ix
Liste des tableaux	xv
1 Introduction	1
1.1 Idées générales de la structure et propriétés de la matière dans l'état condensé	1
2 Présentation de l'étude	9
2.1 But général	9
2.2 Plan de la thèse	10
3 Mécanismes de transport de charge dans les systèmes mésoscopiques désordonnés	13
3.1 Définition des systèmes désordonnés	13
3.2 Les transitions de phase électroniques métal-isolant	15
3.2.1 La transition d'Anderson et le seuil de mobilité	16
3.2.1.1 La théorie d'échelle	17
3.2.1.2 Le modèle σ non-linéaire	19
3.2.2 La transition de Mott-Hubbard	25
3.3 Les corrections quantiques à la conductivité	26
3.3.1 Fonctions de Green	26
3.3.1.1 Les opérateurs de corrélation et les fonctions de Green .	27
3.3.2 Formalisme de Kubo	28
3.3.2.1 Conductivité électrique et la formule de Kubo-Greenwood	31
3.4 Description d'un système désordonné	35

TABLE DES MATIÈRES

3.4.1	La conductivité électrique en absence d'interactions entre les électrons	42
3.4.1.1	Régime de localisation faible	42
3.4.1.2	Les corrections à la conductivité provenant du phénomène d'interférence	45
3.4.1.3	Régime de forte localisation	48
3.5	Localisation d'Anderson sous champ magnétique extérieur	54
4	Les voies de la diffusion des porteurs de charge et leur contribution aux corrections quantiques à la conductivité	57
4.1	L'interaction entre les quasi-particules	57
4.2	Quantification et l'Hamiltonien du système	62
4.3	La classification des voies de la diffusion : la voie de diffusion et la voie de Cooper	64
4.3.1	Classification des voies de l'interaction : les voies singlet et triplet	68
4.3.1.1	L'Hamiltonien de l'interaction du système	69
4.4	Les effets de l'interaction électron-électron sur la densité des états à une particule	73
4.4.1	Influence du champ magnétique extérieur sur la densité d'états électroniques	78
4.4.1.1	La correction à la densité d'états à une particule, as- sociée à l'interaction dans la voie de diffusion	78
4.4.1.2	La correction à la densité d'états à une particule, as- sociée à l'interaction dans la voie de Cooper	79
4.5	Conductivité en présence de l'interaction électron-électron	81
4.5.1	Corrections à la conductivité issues de l'interaction dans la voie de diffusion	84
4.5.2	Corrections à la conductivité issues de l'interaction dans la voie de Cooper	85
4.5.3	Correction à la conductivité d'un système bi-dimensionnel dans le cas de plus fort couplage.	91

5 Couches polycristallines de nanocristallites : le cas particulier de SnO_2	95
5.1 Les couches polycristallines de SnO_2	95
5.1.1 Mécanismes de transport de charge dans les couches polycristallines de dioxyde d'étain.	100
5.1.2 Méthodes d'élaboration des couches polycristallines de dioxyde d'étain	106
5.1.2.1 Fabrication des couches polycristallines nanostructurées de SnO_2	106
5.1.3 Études de structure et des propriétés électriques	109
5.1.3.1 MEB, MET, RBS	109
5.1.3.2 Études de la résistance	109
6 Propriétés électriques des couches polycristallines de dioxyde d'étain	115
6.1 Les caractéristiques IV	115
6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant	117
6.2.1 Magnétorésistance en champs magnétiques pulsés	118
7 La localisation faible et l'interaction électron-électron dans les couches polycristallines de dioxyde d'étain	131
7.1 Les méthodes d'extraction des corrections à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction électron-électron	131
7.2 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champs magnétiques faibles	134
7.2.1 La conductivité en fonction de la température	134
7.2.2 La conductivité en fonction du champ magnétique	139
7.2.3 Les temps du déphasage et de la cohérence de phase	148
7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense	150
7.3.1 La localisation faible au passage vers le régime ballistique sous champ magnétique intense	150
7.3.2 L'interaction électron-électron sous champ magnétique intense	155

TABLE DES MATIÈRES

8 Conclusions	163
8.1 La transition métal-isolant dans les couches granulaires de SnO_2	163
9 Appendice A	167
9.1 Dimensionnalité effective par rapport aux corrections quantiques à la conductivité	167
10 Appendice B	173
10.1 Publications, posters, participation à des séminaires	173
Références	179

Table des figures

1.1	Diagramme de phase des systèmes électroniques	6
1.2	Echelles caractéristiques de l'énergie pour un système désordonné	7
3.1	Représentation schématique de la densité d'états N en fonction de l'énergie dans le modèle d'Anderson	17
3.2	La fonction d'échelle $\beta(g)$ pour différentes dimensionalités	19
3.3	Les diagrammes pour le propagateur G^2 à l'ordre de deuxième boucle	21
3.4	Représentation diagrammatique de la fonction de Green	37
3.5	Représentation diagrammatique de l'équation de Dyson	38
3.6	Représentation diagrammatique de la fonction de Green moyenne	38
3.7	La représentation diagrammatique de la fonction de Green moyenne	39
3.8	Les contributions à la conductivité dans la voie de diffusion et la voie de Cooper	41
3.9	Représentation diagrammatique de l'opérateur de polarisation	42
3.10	Représentation diagrammatique de l'équation de Bethe-Salpeter	43
3.11	Les régimes différents où la magnérorésistance négative peut être observée	50
4.1	Les diagrammes, qui décrivent la propagation indépendante de deux particules dans le liquide de Fermi	64
4.2	Définition graphique du bloc V dans la voie de Cooper	65
4.3	Représentation graphique de l'expression de l'amplitude de la diffusion avec la mise en relief de la voie de Cooper	66
4.4	Définition graphique du bloc U dans la voie de diffusion	67
4.5	Représentation graphique de l'expression pour l'amplitude de la dispersion avec la mise en relief de la voie de diffusion	67

TABLE DES FIGURES

4.6	Diagrammes pour le calcul de la self-énergie due à l'interaction électron-électron	75
4.7	Représentation diagrammatique de l'équation pour l'interaction effective dans la voie de Cooper	78
4.8	Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux interactions dans la voie de diffusion	82
4.9	Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux interactions dans la voie de diffusion	83
4.10	Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux interactions dans la voie de Cooper	86
4.11	Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux dispersions des électrons par les fluctuations	88
5.1	Structure cristalline de la cassiterite SnO_2	96
5.2	Structures idéales de la surface de cassiterite SnO_2	98
5.3	Structure de bande de la surface stoechiométrique (110) de SnO_2	99
5.4	Structure de bande de la surface (110) de SnO_2 avec les lacunes d'oxygène sur les pontages les plus extérieurs (figure de gauche) et dans le plan (figure droite).	100
5.5	Structure de bande des surfaces (101) de SnO_2 stoechiométrique (gauche) et présentant des défauts (lacunes d'oxygène sur pontages, droit).	101
5.6	Dépendance de la résistivité électrique en fonction de la température du substrat ou de la température de recuit	103
5.7	Concentration des porteurs de charge et résistivité des couches de SnO_2 en fonction de la température de recuit.	104
5.8	Résistivité des couches de SnO_2 en fonction de la température de dépôt.	104
5.9	Taille des granules dans les couches de SnO_2 en fonction de la température de recuit.	105
5.10	Diagramme schématique du dispositif expérimental pour l'élaboration des échantillons	106
5.11	Image de la surface d'une couche de dioxyde d'étain, obtenue par SEM	108
5.12	Image de la surface d'une couche de dioxyde d'étain, obtenue par MET (microscopie électronique en transmission)	110

5.13 La structure de type cassiterite.	110
5.14 Image de la surface d'une couche de dioxyde d'étain, obtenue par MET	111
5.15 Spectre de rétrodiffusion Rutherford obtenu pour un échantillon typique.	112
5.16 Image de la surface d'un échantillon avec les contacts collés.	113
6.1 Les caractéristiques I-V obtenues pour un échantillon du côté isolant. . .	116
6.2 Le schéma électrique principal pour les mesures de la résistance.	117
6.3 Profil du champ magnétique pulsé et la variation temporelle du signal mesuré sur l'échantillon.	119
6.4 Spectres de fréquence des composantes du signal obtenus aux températures différentes.	121
6.5 Profil du champ magnétique pulsé et la variation temporelle du signal mesuré sur l'échantillon avant et après le FDF.	122
6.6 Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique ($T = 1.8$ K ; échantillon : 171005-2).	123
6.7 Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique ($T = 3$ K ; échantillon : 171005-2).	125
6.8 Dépendances des écart-types des valeurs moyens de la tension sur l'échantillon en fonction de la vitesse du changement du champ magnétique. (échantillon : 171005-2).	126
6.9 Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 171005-2).	127
6.10 Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 171005-2).	128
7.1 Dépendance de la résistivité en fonction de la température d'une couche granulaire de SnO_2 . (échantillon : 1)	135
7.2 Dépendance de la résistivité en fonction de la température d'une couche granulaire de SnO_2 (échantillon : sample280308-1b-polikor).	136
7.3 Dépendances de la résistance en fonction de la température, obtenues à champ magnétique fixé. (échantillon : sample280308-1b-polikor)	137
7.4 Dépendance de la conductivité en fonction de la température $k_B T \tau / \hbar$ d'une couche granulaire de SnO_2 à $B = 10$ Tesla (échantillon : 210308-1b).	138

TABLE DES FIGURES

7.5	Dépendances de la magnétoconductance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 210308-1b).	141
7.6	Dépendances de la magnétoconductance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 210308-1b).	142
7.7	Dépendances de la magnétoconductance d'une couche granulaire en fonction du champ magnétique (échantillon : 210308-1b).	143
7.8	Dépendance de la magnétoconductance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 1).	145
7.9	Dépendance de la magnétoconductance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique normalisé (échantillon : 1).	146
7.10	Dépendances de la magnétoconductance de deux couches granulaires de SnO_2 en fonction du champ magnétique normalisé (échantillons : sample280308-1b-polikor (# 1) et 210308-1b (# 2)).	147
7.11	Dépendance de la longueur du déphasage dans une couche granulaire de SnO_2 en fonction de la température (échantillon : 1).	148
7.12	Dépendance de la longueur du déphasage dans une couche granulaire de SnO_2 en fonction de la température (échantillon : 121005-2).	149
7.13	Dépendance du temps de déphasage dans une couche granulaire de SnO_2 en fonction de la température (échantillon : 280308-1b-polikor).	150
7.14	Dépendances de magnétoconductivité d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique. (échantillon : 210308-1b).	152
7.15	Dépendances de la magnétoconductivité d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique normalisé (échantillon : 2).	153
7.16	Dépendances de la magnétoconductivité d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique. (échantillon : 210308-1b).	154
7.17	La dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique à $T = 3$ K (échantillon : 171005-2).	156
7.18	Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du carré du champ magnétique B^2 à $T = 3$ K (échantillon : 171005-2).	157
7.19	Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du carré du champ magnétique B^2 à $T = 1.8$ K (échantillon : 171005-2).	157
7.20	Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique B^2 à $T = 4.2$ K (échantillon : 171005-2).	158

TABLE DES FIGURES

7.21	Dépendance de la pente P (7.26) en fonction de la température (échantillon : 171005-2).	159
8.1	Echelles caractéristiques de l'énergie pour un système désordonné et les diagrammes énergétiques pour les métaux désordonnés et les isolants. . .	165
9.1	Dépendances de la magnétoconductance d'une couche granulaire en fonction du champ magnétique	168
9.2	Dépendances de $((\Delta\sigma/G_0)_{fit} - (\Delta\sigma/G_0)_{exp})/(\Delta\sigma/G_0)_{exp}$ en fonction du champ magnétique pour les modèles "3D" (symboles vides) et "2D" (symboles pleins).	170

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

- 7.1 **Les méthodes de l'analyse de la contribution à la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons** - La comparaison des méthodes de l'analyse de la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons. 160
- 7.2 **(La suite du Tableau 7.1) Les méthodes de l'analyse de la contribution à la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons** - La comparaison des méthodes de l'analyse de la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons. 161

LISTE DES TABLEAUX

1

Introduction

1.1 Idées générales de la structure et propriétés de la matière dans l'état condensé

Les propriétés de la matière dans l'état condensé jouent un rôle très important pour l'humanité. Les propriétés électroniques gouvernent certains dispositifs de transfert et de stockage de l'information et d'énergie. La compréhension de ces dispositifs est fortement liée à la compréhension des propriétés de la matière dans l'état condensé et des processus microscopiques qui se réalisent dans cet état. L'apparition de la théorie quantique dans les années 20 du XXIème siècle a été suivie par un progrès énorme de la technologie qui, à son tour, a conduit à des nouvelles découvertes fondamentales. L'application des méthodes de la mécanique quantique au domaine de la physique de l'état condensé, notamment dans le cadre du modèle de Drude-Sommerfeld [Sommerfeld (1928)], a permis d'expliquer et de décrire différents résultats expérimentaux, tels que :

- la conduction électrique des métaux
- la lois de Wiedemann-Franz
- la dépendance en fonction de la température de la chaleur spécifique
- l'émission thermique des électrons
- la forme de la fonction de la densité d'états des électrons
- les valeurs d'énergie de couplage des électrons

Pourtant, certaines propriétés des métaux (conductivité aux basses températures, supraconductivité, effet Hall quantique) ne pouvaient pas être expliquées autrement qu'en tenant compte des effets provenant d'interaction entre les particules. Il a fallu développer

1. INTRODUCTION

les méthodes de la théorie quantique des champs et les adapter à la description de la matière dans l'état condensé, ce qui est équivalent au problème à plusieurs corps [Abrikosov *et al.* \(1975\)](#); [Galitsky & Migdal \(1958\)](#); [Martin & Schwinger \(1959\)](#).

Un autre domaine d'application des méthodes de la théorie quantique des champs est la physique des matériaux désordonnés de dimensions réduites. La tendance à la miniaturisation des appareils électroniques a conduit à la nécessité d'étudier et de comprendre le régime diffusif du transport électronique - un régime où les effets (totalement quantiques) provenant d'interférence et d'interaction apparaissent. Dans les années 1980, la formulation de la théorie d'échelle à un paramètre a permis d'expliquer de nombreux effets et résultats d'expériences obtenus pour les systèmes de dimensions réduites et pour des systèmes désordonnés [[Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Lee & Ramakrishnan \(1985\)](#); [Rammer & Smith \(1986\)](#)]; l'effet de localisation faible trouve une explication dans le cadre de l'approche à un électron, tandis que les effets provenant de l'interaction se manifestent dans les corrections à la densité d'états et mécanismes du déphasage et peuvent être pris en compte dans le cadre de la théorie de perturbation [Rammer \(1991\)](#). La théorie d'échelle à un paramètre conduit à conclure que tous les états électroniques dans un système à deux dimensions sont localisés à température nulle et, donc, qu'il n'y a pas de métaux à deux dimensions [[Abrahams *et al.* \(1979\)](#)].

Le développement des technologies de fabrication des structures semiconductrices dans les décennies suivantes a permis d'obtenir les systèmes bi-dimensionnels caractérisés par de grandes valeurs de mobilité des porteurs de charge électrique. Dans ces structures, notamment dans les hétérostructures de haute qualité et dans les couches inversées de Si, l'état (et le comportement) métallique aux basses températures a été découvert. Cette découverte a mis en doute l'adéquation de la théorie d'échelle à un paramètre et a ouvert la voie au développement d'une théorie qui prend en compte les effets d'interactions entre les électrons [[Abrahams *et al.* \(2001\)](#); [Hwang \(2003\)](#); [Pudalov \(1998b, 2006\)](#)].

Le désordre dans les systèmes électroniques est décrit d'habitude par la relation de Ioffe-Regel $k_F l$ [[Mott & Davis \(1979a\)](#)]. Pour de bons conducteurs $k_F l \gg 1$, c'est-à-dire que la longueur de de Broglie d'une particule (λ) est beaucoup plus grande que le libre parcours moyen (l) et le mouvement de cette particule entre les événements de diffusion peut être décrit par l'équation classique [[Altshuler & Aronov \(1985\)](#)]. Pourtant, même pour des systèmes où $\lambda \ll l$, les corrections provenant des effets quantiques ne sont pas

1.1 Idées générales de la structure et propriétés de la matière dans l'état condensé

négligeables et ils se manifestent dans les dépendances de la conductance en fonction de la température, du champs magnétique et des dimensions des échantillons [Abrahams *et al.* (1979); Anderson *et al.* (1979)]. Pour les systèmes caractérisés par des valeurs intermédiaires de la conductance $g \sim \frac{e^2}{h}$ où $k_F l \gtrsim 1$, c'est-à-dire où la densité d'états électroniques est faible, les résultats expérimentaux peuvent aussi être décrits dans le cadre de la théorie qui a été initialement développée pour $k_F l \gg 1$, sous la condition que l'on prenne en compte les corrections provenant de la "deuxième boucle" Minkov *et al.* (2004, 2010). Quand le désordre augmente, les états électroniques deviennent localisés [Anderson (1958)] et la transition métal-isolant peut avoir lieu [Mott (1990)].

Dans le régime isolant, le transfert des électrons est réalisé par "sauts" entre les états localisés au voisinage du niveau de Fermi à basse température [Ionov & Shlimak (1991); Mott (1990); Shklovskii & Efros (1984)]. La théorie du transport au moyen des "sauts" (hopping transport) a été développée d'une façon très différente de celle qui avait été adoptée pour les métaux désordonnés. Au lieu d'appliquer les méthodes de la théorie quantique des champs, une autre approche a été développée sur la base du réseau équivalent des résistances (réseau de Miller-Abrahams, voir Miller & Abrahams (1960)) en partant d'états localisés et en appliquant la théorie de percolation [Ambegaokar *et al.* (1971); Mott (1967); Shklovskii & Efros (1984)]. Cette approche a eu un grand succès parce qu'elle permettait d'expliquer un grand nombre d'observations expérimentales et, en particulier, les dépendances de la résistance en fonction de la température et du champ magnétique. Les effets d'interaction entre les électrons ont été pris en compte par Shklovskii & Efros (1984) par l'introduction d'un gap coulombien dans la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi, ce qui s'est traduit par le changement du paramètre de l'exposant dans la relation donnant la dépendance de la résistance en fonction de la température ($\rho(T) = \rho_0 \cdot \exp[(T_0/T)^{1/n}]$).

Pourtant déjà dans les années 1980, pour certains systèmes isolants, où le transport se réalise par moyens des sauts (hopping), la magnétorésistance négative a été mise en évidence [Hartstein *et al.* (1983); Laiko *et al.* (1987); Ovadyahu (1986); Ovadyahu & Imry (1983)]. Ce fait parut bizarre parce qu'il se trouvait en contradiction avec des idées qu'un champ magnétique extérieur doit contribuer à la localisation des électrons (selon Shklovskii et Efros, les fonctions d'ondes des électrons localisés devraient se rétrécir dans un champ magnétique, ce qui conduit à la diminution de la probabilité de conduction par effet tunnel entre états localisés). Afin d'expliquer ce fait, on a

1. INTRODUCTION

cherché à appliquer la théorie quantique des champs et le modèle de diffusion aux systèmes fortement désordonnés [Medina & Kardar \(1992\)](#); [Shklovskii & Pollak \(1991\)](#). Il n'existe pas actuellement un modèle général pour la description d'un système fortement désordonné (où le transport de charge se réalise par sauts) en présence d'un champ magnétique extérieur. Certains auteurs supposent que la magnétorésistance négative dans le régime de saut à distance variable (variable range hopping, VRH) est due aux inclusions de phase métallique dans l'isolant, les processus des sauts étant décrits par des trajets qui passent à travers ces "gouttes" de phase métallique [[Ionov & Shlimak \(1991\)](#)]. En tout cas il s'agit plutôt d'un processus de diffusion particulier, ce qui trouve un point commun avec le modèle d'un métal désordonné. On peut donc constater un certain rapprochement entre les systèmes à deux dimensions qui montrent un comportement explicitement métallique (avec les effets d'interaction) et les systèmes explicitement isolants (où le régime VRH se réalise) où la magnétorésistance négative est observée. Ainsi, les propriétés d'un système électronique sont largement déterminées par le jeu de trois facteurs : désordre, interaction et dimensionalité.

Comme on l'a dit plus haut, le paramètre $k_F l$ peut, en général, caractériser le degré du désordre. Regardons maintenant quel paramètre pourrait caractériser le degré d'interaction entre les électrons.

Pour les systèmes à deux dimensions le degré d'interaction entre les électrons, r_s , est caractérisé par la relation de l'énergie d'interaction

$$E_{e-e} \sim \frac{e^2}{\varepsilon} (\pi n)^{1/2} \quad (1.1)$$

à l'énergie de Fermi [[Abrahams *et al.* \(2001\)](#); [Pudalov \(2006\)](#)]

$$E_F = \frac{\pi \hbar^2 n}{2m^*}, \quad (1.2)$$

ce qui donne

$$r_s = \frac{E_{e-e}}{E_F} = \frac{e^2 2m}{\varepsilon \pi^{1/2} \hbar^2 n^{1/2}} \propto n^{-1/2}, \quad (1.3)$$

où n est la concentration des électrons. Ainsi, pour des systèmes plus purs, une concentration plus faible peut être atteinte dans un régime métallique et, donc, une interaction entre électrons plus forte peut se manifester. Ainsi, pour les Si MOSFETs, $r_s \gtrsim 10$ généralement [Abrahams *et al.* \(2001\)](#). Le comportement métallique de ces systèmes

1.1 Idées générales de la structure et propriétés de la matière dans l'état condensé

à deux dimensions (hétérostructures de haute qualité et couches inversées de Si) est attribué à l'interaction électron-électron [Pudalov (2006)]. Prenant $(k_F l)^{-1/2}$ comme degré du désordre et $r_s = \frac{E_{e-e}}{E_F}$ comme degré d'interaction électron-électron, nous pouvons tenter une classification des systèmes électroniques (Figure (1.1)).

Sur la Figure (1.1) chaque point correspond à un système particulier :

- *n* – Si MOS Pudalov (1998a)
- *InGaS/InP* QW Studenikin (2003)
- couches minces de cuivre Van den dries *et al.* (1981)
- *GaAs* Hwang (2003)
- *Si* – MOS Pudalov (1998b)
- *Si* – MOS Bishop *et al.* (1980)
- *Si* couches inversées Borzdov & Petrovich (1997)
- *GaAs/AlGaAs* Miller *et al.* (2003)
- *Si* – MOS Bishop *et al.* (1982)
- *Si* – MOS Kravchenko *et al.* (1995)
- *Si* couches inversées Pudalov (2006)
- *GaAsQW* Simmons *et al.* (2000)

Comme le désordre s'accroît, la localisation de Anderson se réalise. Pour les métaux faiblement désordonnés, l'effet de localisation faible se manifeste par la dépendance de la conductivité en fonction de la température $\sigma(T) \sim \ln(T)$ et par une magnétorésistance négative. Dans ce régime, les interactions entre les électrons se manifestent dans les mécanismes du déphasage ou dans certain comportement inhérent aux métaux. Dans le régime de fort désordre, pour les isolants (par exemple - semiconducteurs dopés) le transfert de charge se réalise par sauts [Shklovskii & Efros (1984)](mécanisme de Mott ou de Efros-Shklovskii, s'il est nécessaire de prendre en compte les interactions entre les électrons en introduisant un gap de Coulomb dans la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi). Pour des systèmes purs (sans désordre), caractérisés par $r_s \sim 37 \pm 5$ la cristallisation Wigner des électrons a été prédite par Tanatar & Ceperley (1989). Une suppression de la supraconductivité induite par le désordre peut avoir lieu pour certains valeurs de r_s [Belitz & Kirkpatrick (1998); Kirkpatrick & Belitz (1992)]. Dans le cas des métaux bi-dimensionnels désordonnés, dans l'état "non-Fermi" des électrons, les interactions peuvent empêcher la localisation [Chakravarty *et al.* (1998); Dobrosavljević *et al.* (1997)]. Malgré un grand nombre de travaux consacrés à la localisation

1. INTRODUCTION

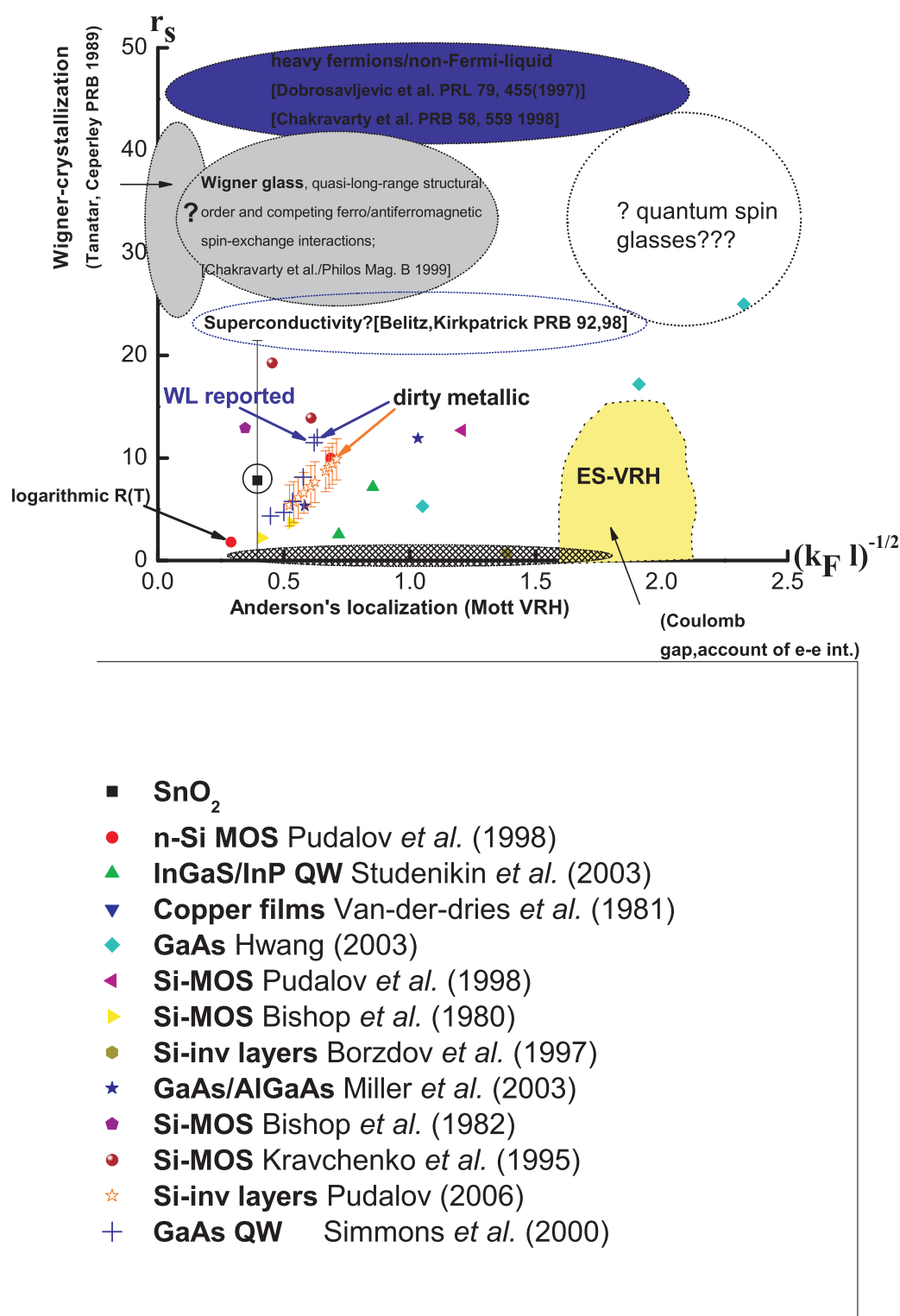


Fig. 1.1: Diagramme de phase des systèmes électroniques - Une classification des systèmes électroniques bi-dimensionnels en coordonnées "désordre - interaction" (WL - weak localization - localisation faible; ES-VRH - Efros-Shklovskii Variable Range Hopping).

1.1 Idées générales de la structure et propriétés de la matière dans l'état condensé

d'Anderson et la transition métal-isolant, il n'existe pas de théorie complète, y compris dans l'approche à un électron (one-electron approach) [Ramakrishnan (1995)]. Cette difficulté est due au fait que le seuil de mobilité des électrons se trouve dans le domaine du fort couplage, ce qui rend l'application de la théorie des perturbations impossible (voir Figure (1.2)) [Sadovskii (2006)].

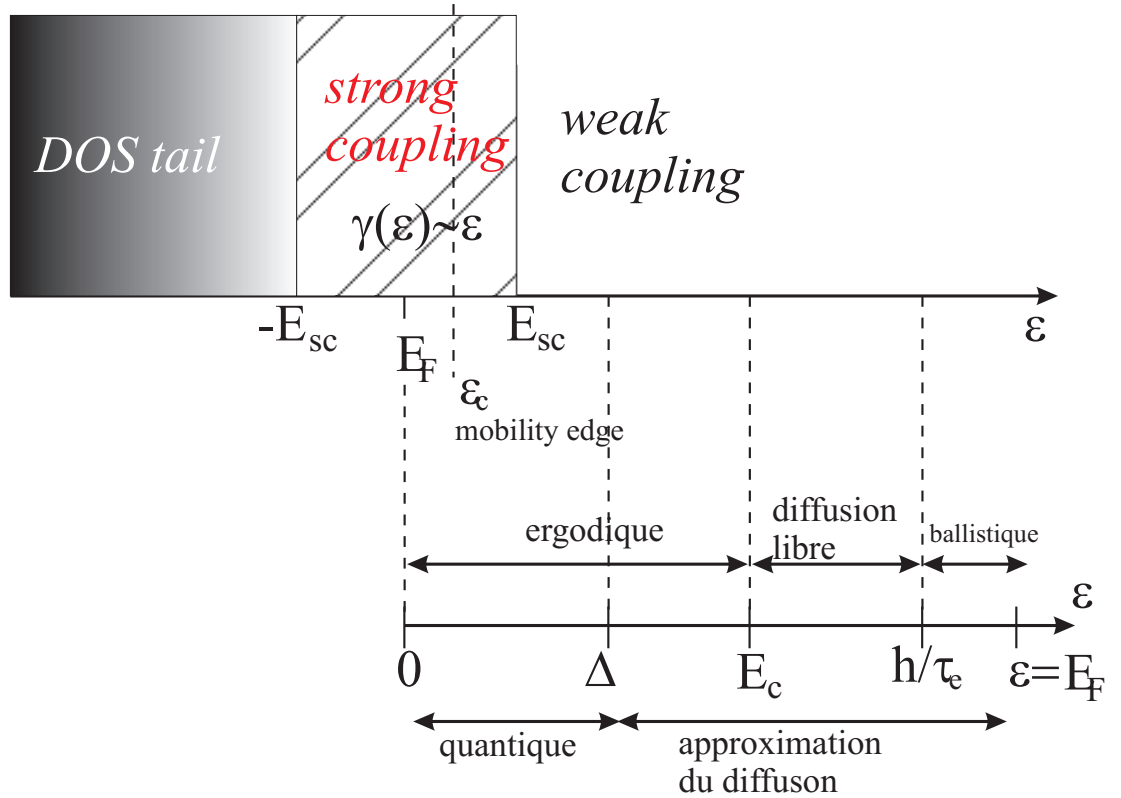


Fig. 1.2: Echelles caractéristiques de l'énergie pour un système désordonné - Le diagramme supérieur représente les échelles d'énergie du faible couplage, du fort couplage et d'une queue de la densité d'états; Le diagramme inférieur représente les échelles d'énergie d'excitation. E_F - niveau de Fermi, ε_c - le seuil de mobilité, E_{sc} - énergie caractéristique définissant le domaine du fort couplage, E_c - énergie qui sépare les domaines du transport ergodique et de diffusion libre, Δ - l'écart moyen entre niveaux, τ_e - temps élastique moyen.

La Figure (1.2) montre les échelles d'énergie caractéristiques. Le domaine du fort couplage, qui est défini par la condition $\gamma(\varepsilon) \sim \varepsilon$, où

$$\gamma(\varepsilon) = \pi \rho v^2 N(E), \quad (1.4)$$

1. INTRODUCTION

(ρ - concentration des impurétés, ϑ - est le potentiel de dispersion, $N(\varepsilon)$ est la densité d'états), présente un problème d'importance. C'est dans ce domaine, en effet, que se trouve le seuil de mobilité ε_c (dans la Figure (1.2) $\varepsilon_c > E_F$ ce qui correspond à un isolant ; si $\varepsilon_c < E_F$, le système se trouve dans un régime métallique). Pour les énergies

$$\varepsilon < E_{sc}^{2D} = \frac{m}{\hbar^4}(\rho\vartheta^2) \quad (1.5)$$

l'application de la théorie des perturbations est impossible puisque le paramètre d'expansion $1/(E\tau)$ ne peut pas être considéré comme petit [Sadovskii (2006)]. Dans la gamme des énergies $E_{sc} < \varepsilon < \Delta$ la théorie des perturbations peut être appliquée et, pour un régime métallique, elle conduit aux corrections connues sous le titre de localisation faible [Altshuler & Aronov (1985); Lee & Ramakrishnan (1985); Rammer & Smith (1986)]. Pour les excitations électroniques dans la gamme des énergies $\Delta < \varepsilon < E_F$ l'approximation de la diffusion est valide, ce qui comprend le régime de diffusion libre et le régime ballistique [Akkermans & Montambaux (2004)]. Pour les isolants, $E_F < \varepsilon_c$, le transfert de charge se réalise par sauts (hopping) au voisinage du niveau de Fermi, les résultats généraux étant obtenus dans le cadre de la théorie des percolation [Shklovskii & Efros (1984)].

Cependant, beaucoup de questions concernant la magnéto-résistance négative restent sans réponse. Nous abordons ces questions dans ce mémoire.

Nous étudions le domaine $\varepsilon < \Delta$, qui comprend le domaine de fort couplage. Nous avons abordé cette étude par le biais de mesures de résistance et de conductivité en fonction de la température et du champ magnétique, dans les structures à base d'oxyde d'étain. Les couches d'oxyde d'étain ont été choisies comme un système modèle pour les études des effets quantiques dans le transport de charge.

2

Présentation de l'étude

2.1 But général

Nous allons tenter d'élucider les dispositifs de transition métal-isolant par l'étude des mécanismes du transfert de charge dans les structures à base d'oxyde d'étain.

Le dioxyde d'étain est un semiconducteur à bande interdite large qui possède des propriétés uniques parmi les oxydes d'éléments de la colonne-IV, à savoir : coexistence de la conductivité et de la transparence. La nature de cette coexistence dans les matériaux à base d'oxyde d'étain a suscité des fortes discussions [Çetin Ki li & Zunger (2002), Singh *et al.* (2008)]. A cause de la stabilité de deux types d'oxydes (SnO_2 et SnO), la formation de Sn_i^{4+} est favorable, ce qui mène à l'apparition des niveaux peu profonds dans la bande de conduction de SnO_2 ($\varepsilon_{Sn_i}(4+/3+) = E_{CBM} + 203meV$ [Çetin Ki li & Zunger (2002)], E_{CMB} est l'énergie du bas de la bande de conduction (Conduction Band Minimum)). De plus, les lacunes d'oxygène mènent à l'apparition de niveaux donneurs dans la bande interdite ($\varepsilon_{V_o}(2+/0) = E_{CBM} - 114meV$, *ibid.*). Les faibles valeurs des énergies de formation de ces défauts expliquent la nonstoichiométrie naturelle de SnO_2 .

Une autre cause probable de la coexistence de la conductivité et de la transparence dans SnO_2 est la formation de niveaux-donneurs peu profonds liés à l'incorporation involontaire d'atomes d'hydrogène (dans les sites substitutionnels) [Singh *et al.* (2008)]. Les cristaux parfaits de SnO_2 sont fortement conducteurs de type n [Fonstad & Rediker (1971), Nagasawa & Shionoya (1971b), Nagasawa & Shionoya (1971a), Samson & Fonstad (1973)].

2. PRÉSENTATION DE L'ÉTUDE

Signalons, en outre, que le dioxyde d'étain est utilisé comme un conducteur transparent dans la fabrication de cellules photovoltaïques et dans le développement des capteurs de gaz [Batzill & Diebold (2005), Jarzebski & Marton (1976)].

Nos recherches préliminaires ont révélé que les couches polycristallines de dioxyde d'étain peuvent se comporter soit comme un isolant, soit comme un métal, en fonction du degré du désordre. En outre, l'étain pur est un supraconducteur ($T_c = 3.7K$) [Allen *et al.* (1950)], ce qui peut conduire à des effets particuliers si ces particules pures font partie d'une couche. Le SnO_2 est un candidat idéal pour l'observation des effets, dus au jeu du désordre, d'interaction et de dimensionalité, qui pourraient élucider les processus dans le domaine $\varepsilon < \Delta$ (voir Figure (1.2)). Un fort champ magnétique présente un moyen privilégié inestimable pour les études des excitations électroniques dans ce domaine.

L'étude de la dépendance de la résistance électrique en fonction de la température et du champ magnétique nous permet de déterminer les contributions données par les effets de localisation faible et de l'interaction entre les électrons qui ont lieu dans les couches de SnO_2 . La détermination des paramètres microscopiques, tels que la longueur du déphasage L_ϕ et la constante de l'interaction F_0^σ , permettra de relier les résultats expérimentaux aux bases théoriques et, donc, de vérifier les hypothèses faites pour la description de la transition métal-isolant.

2.2 Plan de la thèse

Dans cette thèse je donne un aperçu aussi exhaustif que possible des résultats obtenus dans le domaine de la transition métal-isolant. Je me rends compte que cette tâche s'étend au-delà de la thèse et, par conséquent, je me restreigne à la discussion la plus complète possible pour ce qui concerne nos études expérimentales des couches de SnO_2 . Les couches de dioxyde d'étain constituent un matériau nouveau pour ce qui concerne l'observation des corrections quantiques à la conductivité. Par conséquent, j'examinerai à quel degré la théorie des corrections quantiques à la conductivité, dans ces formulations différentes, peut être utilisée pour la description des nos données expérimentales.

Dans le Chapitre (3) nous rappelons les concepts des systèmes désordonnés et de la transition métal-isolant, ainsi que les moyens de la description des systèmes désordonnés par les fonctions de Green. Je démontre comment les dépendances de la conductivité

en fonction de la température et du champ magnétique peuvent être obtenues à partir de la considération de processus microscopiques. Dans ce chapitre, cependant, les effets de l'interaction entre les électrons ne seront pas pris en compte (cela fera l'objet du Chapitre (4)).

Dans le Chapitre (4), prenant en compte les interactions entre quasi-particules, j'en présente leurs effets sur la densité d'états et la conductivité. Je montre les origines et les limites de validité des expressions pour la conductivité, que nous avons utilisées pour analyser nos données expérimentales.

Dans le Chapitre (5) je présente l'aperçu des résultats des études des propriétés des couches de dioxyde d'étain, ainsi que la description de la méthode d'élaboration des couches que nous avons étudiées. Les études de la structure des couches obtenues sont présentées à la fin du chapitre.

Le Chapitre (6) est consacré à la description des mesures des propriétés électriques et, plus particulièrement, à la description des procédures du traitement de données, obtenues en champs magnétiques pulsés.

Le dernier Chapitre (7) est consacré à la discussion de nos résultats obtenus en champs magnétique statique et pulsé. Je présente les méthodes d'extraction des corrections à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction électron-électron, ainsi que les résultats d'estimation des paramètres microscopiques tels que : la longueur (L_ϕ) et le temps (τ_ϕ) du déphasage, la constante de l'interaction F_0^σ .

Dans l'Appendice (9.1) je considère la question de la dimensionalité effective de nos échantillons par rapport aux corrections quantiques à la conductivité.

2. PRÉSENTATION DE L'ÉTUDE

3

Mécanismes de transport de charge dans les systèmes mésoscopiques désordonnés

3.1 Définition des systèmes désordonnés

Avant d'aborder la discussion sur les mécanismes de transport de charge, il est nécessaire de définir ce qui sera appelé les systèmes désordonnés. Par systèmes désordonnés on comprend les matériaux dans l'état condensé qui ne présentent pas un ordre atomique rigoureux à longue distance. Les semiconducteurs cristallins dopés, ainsi que les semiconducteurs polycristallins sont, à basse température, des systèmes désordonnés du point de vue de leurs propriétés électroniques. Dans le cas des semiconducteurs cristallins, les impuretés chaotiquement distribuées créent un potentiel aléatoire, qui peut fortement influencer le mouvement des électrons et perturber le transfert de charge. Dans le cas des semiconducteurs polycristallins, le potentiel aléatoire est créé par les bords des cristallites. L'analyse des propriétés électroniques des systèmes désordonnés montre que, grâce à l'existence de l'ordre voisin, il est possible de faire une description approximative de ces systèmes en termes de bandes énergétiques. Les nombreux défauts dans le réseau cristallin, inhérents aux systèmes désordonnés, mènent à la formation d'états électroniques dans la bande interdite, alors que la densité des états ne disparaît pas au bord d'une bande permise, mais diminue de manière continue en profondeur d'une bande interdite [Lifshits *et al.* (1990)]. Parmi les propriétés les plus importantes

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

des systèmes désordonnés il faut souligner

- l’homogénéité spatiale en moyenne,
- la disparition des corrélations statistiques entre les caractéristiques de ces systèmes à longue distance.

Les propriétés marquées déterminent l’automoyennage des quantités spécifiques extensives (la densité d’états, la conductivité, etc.). Il est admis que les expressions fondamentales pour la conductivité et la mobilité de Hall peuvent être appliquées au cas de systèmes désordonnés [Datta (1980)]. Auquel cas, la masse effective, la vitesse et le temps de vie trouvent leurs sens dans le cadre de l’approche basée sur le concept de la matrice de la densité [*ibid.*].

Quand le degré du désordre augmente, les états électroniques deviennent localisés et la transition métal-isolant peut avoir lieu [Anderson (1958); Mott (1990)]. La classification stricte de matériaux entre métaux et isolants n’est possible qu’à la température nulle :

- $\sigma(T = 0) \neq 0$: un métal,
- $\sigma(T = 0) = 0$: un isolant.

Les transitions entre les états métalliques et isolants peuvent être décrites par des critères suivants Edwards *et al.* (1995), Garc’ia Garc’ia (2008) :

- le critère de Hertzfeld [Hertzfeld (1927), Edwards *et al.* (1995)] : $\frac{R}{V} = 1$ (où $R = (4\pi/3)N\alpha_0$ - la polarisabilité molaire, V - le volume, N - le nombre de porteurs de charge) ;
- le critère de Mott [Mott (1961)] : $n_c^{1/3}a_H = 0.25$ (où n_c - est la concentration critique de porteurs, a_H - est le rayon de Bohr d’un centre isolé) ;
- conductivité métallique minimale σ_{min} à $T = 0$, *ibid.*, qui contredit les résultats de la théorie de l’échelle à un paramètre Abrahams *et al.* (1979)
- la multi-fractalité des fonctions propres [Schreiber & Grussbach (1991), Aoki (1983), Evers & Mirlin (2000), Mirlin *et al.* (1996), Fyodorov & Mirlin (1991)] ; particulièrement, le “scaling” anomal $P_q = \int d^d r |\psi(\mathbf{r})|^{2q} \propto L^{-D_q(q-1)}$ par rapport à la taille de l’échantillon L (où $D_q < d$ - est l’ensemble des exposants, qui décrivent la transition) [Garc’ia Garc’ia (2008)]
- l’invariance de corrélations spectrales [Shklovskii *et al.* (1993)]

3.2 Les transitions de phase électroniques métal-isolant

- la dépendance linéaire $\Sigma^2(l) = \langle(N_l - \langle N_l \rangle)\rangle \chi l$ en fonction de l , où N_l - est le nombre des valeurs propres dans la gamme $l \gg 1$, et $\langle \dots \rangle$ - signifie la moyenne sur l'ensemble [Altshuler *et al.* (1988)].
- la valeur critique du désordre $\frac{1}{k_F l} = \frac{d-2}{(\pi^{d-2} d)^{1/(d-1)}}$, quand la transition d'Anderson a lieu dans un système à d -dimensions (dans le cadre de l'approche, basée sur la théorie self-consistante de localisation et la théorie de l'échelle à un paramètre) [Garc'ia Garc'ia (2008)]
- la conductivité adimensionnelle critique : $g_c = \frac{S_d}{\pi^{d-2}(2\pi)^d}$. d - la dimensionalité du système, S_d - la surface d'une sphère dans l'espace à d -dimensions (*ibid.*).

Dès que le désordre augmente, les mouvements des particules deviennent corrélés et il est nécessaire d'en tenir compte [Rammer (2007)].

Considérons un cristal idéal (un système composé de N atomes). Dans le cas où il y a une interaction entre atomes, une migration de l'énergie de l'excitation commence et, finalement, un état stationnaire apparaît, dans lequel cette excitation passera sur chaque atome une partie N^{-1} de son temps de vie. Il y a donc N fonctions propres $|\Psi_i\rangle_{cryst}$ ($i = 1$ à N) de l'Hamiltonien du cristal \hat{H}_{cryst} , qui correspondent à la même valeur propre E_{cryst} mais qui décrivent la présence de l'excitation sur un des N atomes. Ce système est donc N fois dégénéré. Dans le cas où le champ cristallin, dans lequel se trouvent les électrons, possède une symétrie complète de translation du réseau, ce champ ne peut pas mener à l'interaction entre les excitations, caractérisées par les vecteurs d'onde k non-équivalents [Noks & Gold (1964)]. On dit que les fonctions d'onde de ce type ne s'accrochent pas. Dans le cas où le champ cristallin (et l'Hamiltonien) présente une symétrie incomplète par translation du réseau (quand le système est désordonné), ses fonctions propres seront spécifiques et ne sont pas des fonctions de Bloch ; il y a accrochement. Dans ce cas il est nécessaire d'introduire les valeurs quasi-moyennes pour coefficients cinétiques [(y.) Bogoliubov & Sadovnikov (1975)].

3.2 Les transitions de phase électroniques métal-isolant

Les transitions métal-isolant (MIT) jouent un rôle spécial dans le domaine des transitions de phase continues. Tout d'abord elles ne sont pas bien comprises ni théoriquement, ni de point de vue expérimental, comme les exemples classiques du point critique liquide-gaz, point de Curie, point λ de 4He , etc. [Belitz & Kirkpatrick (1994)].

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSCOPHIQUES DÉSORDONNÉS

Les transitions métal-isolant peuvent être classifiées en deux catégories [Mott (1990)] : les transitions de phase structurales et les transitions de phase électroniques. Pour la première catégorie, les changements dans le réseau ionique mènent au fractionnement de la bande de conduction et, par conséquent, à la transition métal-isolant. Pour la deuxième catégorie l'origine de la transition est purement électronique et cette transition peut être décrite par des modèles où le réseau est soit fixé, soit absent comme dans les modèles de type "jellium" [Tosi (2000)]. Cette deuxième catégorie, les transitions de phase électroniques, peut elle même être divisée en deux classes : l'une où la transition est gouvernée par les corrélations entre les électrons, et l'autre, où la transition est gouvernée par le désordre. Le premier cas est connu comme la transition de Mott-Hubbard et le deuxième - comme la transition d'Anderson.

3.2.1 La transition d'Anderson et le seuil de mobilité

Anderson (1958) a montré que dans certains potentiels aléatoires, la fonction d'onde à une particule peut être localisée. Si V_0 désigne le potentiel caractéristique du désordre et t la largeur de bande, il existe, selon Anderson, une valeur critique du paramètre $(V_0/t)_{crit}$, telle que si $(V/t) > (V_0/t)_{crit}$, la diffusion devient impossible à $T = 0$ K. Si ce critère d'Anderson n'est pas satisfait, il existe une énergie critique E_c (dite, le seuil de mobilité Cohen *et al.* (1969)) qui sépare les états localisés dans la queue de bande des états non-localisés (Figure (3.1)) Mott (1966). La définition la plus simple du paramètre E_c en termes du comportement de la conductivité $\sigma(E)$ est la suivante :

$$\begin{aligned}\sigma(E) &= 0, (E < E_c), \\ \sigma(E) &> 0, (E > E_c).\end{aligned}$$

Par une variation de la composition des matériaux ou grâce aux effets de pression ou de champ magnétique, l'énergie de Fermi E_F peut traverser le niveau E_c , menant à la transition d'un état métallique (où les valeur de $\sigma(E_F)$ sont finies, à l'exception du cas $E_F = E_c$) à un état isolant (où $\sigma(E_F) = 0$). La transition d'Anderson peut être décrite par l'Hamiltonien :

$$\hat{H} = t \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^+ \hat{a}_j + \sum_i \varepsilon_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \quad (3.1)$$

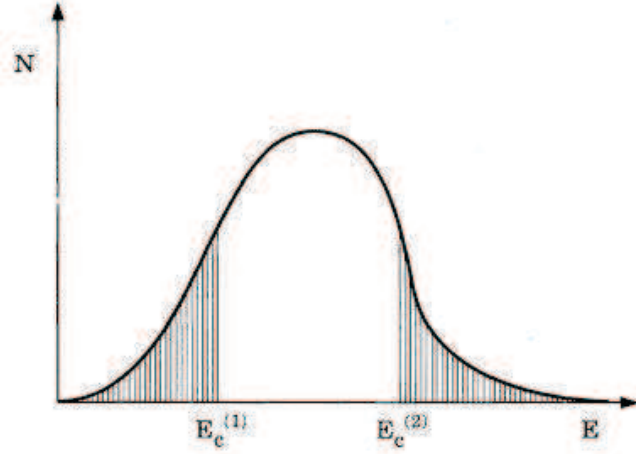


Fig. 3.1: Représentation schématique de la densité d'états N en fonction de l'énergie dans le modèle d'Anderson - $E_c^{1,2}$ sont les seuils de mobilité. Les états ombrés sont localisés. crédit [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#).

Dans ce modèle des électrons sans interaction, le spin peut être pris en compte par les facteurs triviaux. Les valeurs ε_i sont les énergies de sites des électrons distribuées d'une manière aléatoire et caractérisées par la longueur de distribution V_0 .

3.2.1.1 La théorie d'échelle

La théorie d'échelle décrit la localisation en considérant la conductance g en fonction de la taille de système L ($g(L)$), ou en fonction des autres paramètres d'échelle.

La fonction $g(L)$ a deux formes très différentes, qui correspondent aux différents degrés du désordre microscopique à $L \gg l$ (où l est le libre parcours moyen). Dans le cas où le potentiel aléatoire est faible, ou la concentration des défauts est petite, la fonction d'onde de l'électron est étendue et le libre parcours moyen l est grand à l'égard du vecteur d'onde de Fermi k_F^{-1} . La théorie conventionnelle du transport, basée sur la dispersion faible, i.e., $(k_F l)^{-1} \ll 1$ comme le paramètre de l'expansion, mène à l'équation suivante pour la conductivité

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{ne^2l}{\hbar k_F} = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{n}{k_F^2} \right) (k_F l), \quad (3.2)$$

où n est la densité des électrons, $\tau = l/v_F$ est le temps de relaxation de l'impulsion. L'expression (3.2) est valide à l'ordre principal de $(k_F l)^{-1}$. Alors, la conductivité σ ne

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSCOPHIQUES DÉSORDONNÉS

dépend pas de la taille L si $L \gg l$. La conductance d'un échantillon métallique de taille macroscopique est donnée par la loi d'Ohm, qui, pour un hypercube à d dimensions et $L \gg l$, prend la forme :

$$g(L) = \sigma L^{d-2}. \quad (3.3)$$

Dans le cas où les états électroniques au voisinage du niveau de Fermi ε_F sont localisés, le transport se réalise au moyen de sauts entre les états occupés et les états vacants, qui ont des énergies proches. Les éléments de la matrice de "hopping" sont exponentiellement petits parce que les états localisés sont éloignés les uns des autres, l'échelle spatiale étant la longueur de localisation ξ . Dans ce régime, pour $L \gg \xi$

$$g(L) \propto \exp(-L/\xi). \quad (3.4)$$

Dans la réalisation d'un désordre particulier, $g(L)$ évolue lentement avec la croissance de L au-delà de l et prend la forme soit de (3.3), soit de (3.4). Le comportement final dépend du désordre microscopique et de la dimensionalité.

[Abrahams *et al.* \(1979\)](#) ont suggéré que la fonction

$$\beta(g) = \frac{d \ln g}{d \ln L} = \frac{L}{g} \frac{dg}{dL} \quad (3.5)$$

ne dépend que de la conductance g . Cette fonction sous-entend que le changement du degré du désordre effectif en fonction de la taille du système est déterminé par sa valeur à l'échelle spatiale précédente; le seul paramètre du désordre effectif étant la conductance.

La Figure (3.2) présente la fonction de l'échelle $\beta(g)$ pour différentes dimensionalités. Quand la conductance g est grande, la fonction $\beta(g)$ donne des valeurs positives à trois dimensions, zero à deux dimensions et des valeurs négatives à une dimension. Quand tout les états sont localisés (régime de forte localisation), g diminue exponentiellement avec la taille de l'échantillon et $\beta(g)$ donne des valeurs négatives. A trois dimensions la fonction $\beta(g^*)$ donne la valeur 0 pour une certaine valeur g^* , associée au seuil de mobilité. A basses dimensions il n'existe pas de vraie transition parce que la conductance diminue toujours avec la taille du système [Lee & Ramakrishnan \(1985\)](#). Un système bi-dimensionnel peut se comporter comme un métal dans un régime d'états quasi-étendus,

3.2 Les transitions de phase électroniques métal-isolant

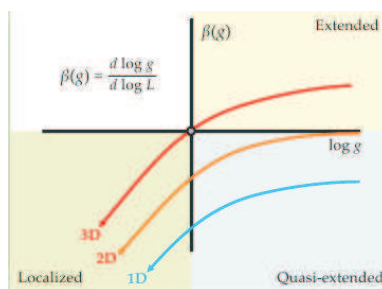


Fig. 3.2: La fonction d'échelle $\beta(g)$ pour différentes dimensionalités - crédit [Lagendijk et al. \(2009\)](#).

alors qu'en réalité tout ces états sont localisés si l'échantillon considéré est suffisamment grand [Lagendijk et al. \(2009\)](#).

Les résultats obtenus dans le cadre de la théorie d'échelle ont été corroborés par la théorie de perturbation [Abrahams & Ramakrishnan \(1980\)](#); [Anderson et al. \(1979\)](#); [Gor'kov et al. \(1979\)](#); [Sheng \(1995\)](#) et par l'analyse au moyens de groupe de renormalisation [Wegner \(1979\)](#).

3.2.1.2 Le modèle σ non-linéaire

[Wegner \(1976\)](#) a montré que la conductivité statique disparaît à la transition métal-isolant avec l'exposant caractéristique $s = \nu(d - 2)$ (où ν est un exposant inconnu de la longueur de corrélation, d - est la dimensionalité du système) et que la conductivité dynamique se comporte comme $\Omega^{(d-2)/d}$ au point critique (où Ω est la fréquence). Ce résultat a prouvé que la transition métal-isolant peut être considérée dans le cadre de la théorie des phénomènes critiques [Keng Ma \(2000\)](#) et le problème de localisation d'Anderson peut être formulé comme une théorie de champ effectif [[Wegner \(1979\)](#)].

Regardons maintenant comment le problème de la localisation peut être décrit dans le cadre de la théorie des champs. L'action pour le système désordonné peut être écrite sous forme suivante (à l'exactitude de termes de l'ordre $(\nabla Q)^4, \Omega^2, \Omega(\nabla Q)^2$) [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#) :

$$S[Q] = -\frac{\pi}{8} \nu_F D \int d\mathbf{x} (\nabla Q(\mathbf{x}))^2 + \frac{\pi \nu_F}{2} \int d\mathbf{x} [\Omega Q(\mathbf{x})] + S_{int}[Q], \quad (3.6)$$

où ν_F est la densité des états au niveau de Fermi, $D = v_F^2 \tau / d$ est le coefficient de diffusion (d est la dimensionalité), Q sont les fonctions (matrices) du champ, Ω est la

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSCOPHIQUES DÉSORDONNÉS

fréquence. Dans cette dernière expression on a négligé la dépendance de S_{int} en fonction de la fréquence Ω , ainsi que les fluctuations de Q_{nm} avec $n, m \geq 0$ et $n, m \leq -1$. Il faut noter que si la fréquence $\Omega = 0$ et, par conséquence, $S_{int} = 0$, les fluctuations homogènes de Q , qui satisfont la condition $Q^2 = 1$, ne changent pas l'énergie libre. Dans ce cas, ce sont uniquement les gradients de Q qui contribuent à l'action. Cela signifie que le premier terme dans l'expression (3.6) est adéquat si on se restreint aux matrices qui obéissent à

$$Q^2 = 1. \quad (3.7)$$

On peut supprimer les fluctuations massives par l'exigence suivante :

$$Q = 0. \quad (3.8)$$

Si les conditions (3.7) et (3.8) sont satisfaites, la matrice Q peut être considérée comme une matrice Q_{nm} générale [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#).

Les équations (3.6)-(3.8) (avec $S_{int} = 0$), initialement obtenues par [Wegner \(1979\)](#), constituent le modèle σ non-linéaire. Ces équations (3.6)-(3.8) paramètrent le modèle complètement.

En choisissant une paramétrisation particulière pour les matrices Q , on peut écrire l'action sous la forme [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#) :

$$S[Q] = -\frac{1}{2G} \int d\mathbf{x} (\nabla Q(\mathbf{x}))^2 + 2H \int d\mathbf{x} (\Omega Q(\mathbf{x})) + S_{int}[Q], \quad (3.9)$$

où les constantes de couplage sont $G = 4/(\pi N_F D) = 8/(\pi g)$ ($g = \sigma$ est la conductivité) et $H = \pi N_F / 4$ (H joue le rôle du paramètre de couplage de fréquence). Dans le cadre du schéma général, on considère la fonction de corrélation de $q - q$ [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#)

$$G^2 = \langle qq \rangle = \frac{1}{Z} \int D[q] qq \exp\left[\sum_{n=2}^{\infty} S_n[q]\right] = \frac{1}{Z} \int D[q] qq \exp[S_2[q]] (1 + S_4[q] + \frac{1}{2}(S_3[q])^2 + S_6[q] + \dots). \quad (3.10)$$

Il est commode de présenter les termes dans la décomposition de l'expression précédente sous forme des diagrammes. Si on présente $S_n[q]$ comme un point, d'où viennent n lignes (avec les propagateurs présentés comme des lignes jointes), les quatre premiers

3.2 Les transitions de phase électroniques métal-isolant

termes de l'expression (3.10) prennent la forme de la Figure (3.3) (il faut noter que ces diagrammes sont différents de ceux utilisés dans la théorie du transport).

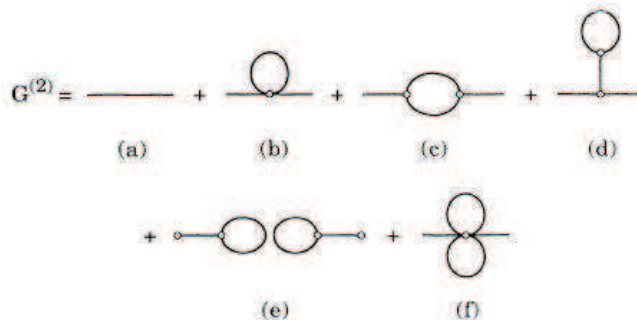


Fig. 3.3: Les diagrammes pour le propagateur G^2 à l'ordre de deuxième boucle - Les points vides correspondent aux $S_2[q]$ et les lignes jointes - aux propagateurs de type gaussien. crédit [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#).

Les diagrammes de la Figure (3.3) peuvent être classifiés en fonction du nombre des boucles fermées qu'ils contiennent. En utilisant les propagateurs et en comptant les ordres de la constante de couplage G , on voit que le nombre des boucles est corrélé avec le nombre des ordres de G . Alors, l'expression (3.10) donne une expansion systématique en termes de G , qui est connue comme l'expansion de boucle (loop-expansion). Cette expansion peut être reproduite terme à terme dans le cadre de la théorie des perturbations à plusieurs corps.

A deux dimensions, quand $d \rightarrow 2$, cette expansion contient des divergences. Cela signifie que le théorie de perturbation n'est plus valide et, désormais, il faut procéder à une resommation (au moyen du groupe de renormalisation). Notons que la renormalisabilité du modèle (3.9) en présence de l'interaction n'a pas été prouvée [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#). Pourtant, le modèle avec $S_{int} = 0$ est connu comme étant renormalisable avec deux constantes de renormalisation (une pour G et une constante pour le champ) [Brézin *et al.* \(1976\)](#).

La renormalisation du modèle σ non-linéaire et la correction à la conductivité. Ces deux constantes de renormalisation sont la constante de renormalisation du champ Z et la constante de renormalisation de la constante de couplage Z_g [Brézin *et al.* \(1976\)](#). Dans le cadre de la limite de "replica", on trouve que $Z = 1$. Le sens

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

physique de ce résultat est que la densité d'états n'est pas critique au voisinage de la transition métal-isolant [Wegner \(1981\)](#). La constante Z_g lie la résistivité G à la conductivité renormalisée [Belitz & Kirkpatrick \(1994\)](#) :

$$G = \kappa^{-\varepsilon} Z_g \frac{1}{g}, \quad (3.11)$$

où $\varepsilon = d - 2$, et κ est l'échelle de l'impulsion du groupe de renormalisation (GR). Z_g détermine la fonction d'échelle

$$\beta(g) = \frac{\partial \ln g^{-1}}{\partial \ln \kappa} = \frac{\varepsilon g^{-1}}{1 + g^{-1}(d \ln Z_g)/dg^{-1}}. \quad (3.12)$$

La fonction β a été calculée directement à l'ordre de quatrième-boucle [Wegner \(1989\)](#).

Regardons maintenant comment ces résultats sont liés à la correction à la conductivité. Pour les valeurs du paramètre $k_F l$ intermédiaires et petites, les corrections d'ordres supérieurs en $1/g$ doivent être prises en compte. Cela est possible dans le cadre de l'analyse des corrections quantiques à l'ordre supérieur, dues aux termes de la deuxième boucle dans la théorie de l'échelle de localisation [Minkov *et al.* \(2004\)](#). Le sens physique de ces corrections de la deuxième boucle est le suivant : les ondes des électrons interfèrent sur des trajectoires qui forment deux boucles (au lieu d'une seule boucle dans le cas de la correction de localisation faible au premier ordre).

Il est connu que la fonction $\beta(g)$ (3.12) dépend de la présence du champ magnétique [Brézin \(1980\)](#); [Hikami \(1981\)](#); [Lee & Ramakrishnan \(1985\)](#); [Wegner \(1979, 1989\)](#) : le système est décrit par l'ensemble unitaire des matrices hermitiennes (des nombres complexes) en présence du champ, et par l'ensemble orthogonal des matrices hermitiennes en absence du champ [Altshuler & Simons \(1996\)](#). Quand la conductance g est grande, seuls les premiers termes dans la décomposition de $\beta(g)$ en $1/g$ sont essentiels. En même temps, il est évident que le GR ne peut pas être utilisé dans la région où $g \lesssim 1$. Néanmoins, certains résultats de la conductivité peuvent être obtenus en étudiant la transition entre les ensembles orthogonal et unitaire [Minkov *et al.* \(2004\)](#). Dans l'ensemble unitaire le Cooperon-terme (une boucle) dans la fonction β disparaît, alors pour $g \gg 1$ on obtient [Brézin \(1980\)](#); [Hikami \(1981\)](#); [Wegner \(1979, 1989\)](#) :

$$\beta_U(g) = -\frac{1}{2g^2} + O\left(\frac{1}{g^4}\right). \quad (3.13)$$

3.2 Les transitions de phase électroniques métal-isolant

D'après les expressions (3.12) et (3.13) on obtient pour $g \gg 1$

$$g = g_0 - \frac{1}{2g_0} \ln\left(\frac{L}{l}\right), \quad (3.14)$$

où $g_0 = \pi k_F l / 2$. La conductivité est donnée par [Minkov *et al.* \(2004\)](#)

$$\sigma = 2G_0 g = \sigma_0 - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \frac{1}{\pi k_F l} \ln\left(\frac{\tau_\phi^D}{\tau}\right), \quad (3.15)$$

où $G_0 = e^2 / (2\pi^2 \hbar)$ et la longueur du déphasage $L = L_\phi^D = \sqrt{D\tau_\phi^D}$ a été utilisée comme le paramètre de “cut-off”.

Dans le cadre de la théorie de perturbation, la correction à la conductivité due à une deuxième boucle est produite par les diagrammes ayant deux et trois diffusons [Gor'kov *et al.* \(1979\)](#); [Minkov *et al.* \(2004\)](#)

$$\delta\sigma_2^D = -\frac{G_0^2}{\sigma_0} \ln\left(\frac{\tau_\phi^D}{\tau}\right). \quad (3.16)$$

Il faut noter que le temps du déphasage, qui détermine la dépendance de la correction de la deuxième boucle $\delta\sigma_2$ en fonction de la température T est donnée par la même expression que dans le cas de la localisation faible conventionnelle [Minkov *et al.* \(2004\)](#); [Polyakov & Samokhin \(1998\)](#)

$$\frac{1}{\tau_\phi^D} = \frac{1}{\tau_\phi} = \frac{k_B T}{\hbar g} \ln\left(\frac{k_B T \tau_\phi}{\hbar}\right). \quad (3.17)$$

Dans l'ensemble orthogonal, la localisation faible est exprimée par [Hikami \(1981\)](#); [Minkov *et al.* \(2004\)](#); [Wegner \(1979, 1989\)](#)

$$\beta_O(g) = -\frac{1}{g} + O\left(\frac{1}{g^4}\right). \quad (3.18)$$

Le terme $O(1/g^2)$ disparaît parce que la contribution des diagrammes contenant les Cooperons $\delta\sigma_2^C = (G_0^2/\sigma) \ln(\tau_\phi/\tau)$ annulent la contribution du diffuson (qui détermine le résultat dans l'ensemble unitaire).

Quand le champ magnétique augmente, les Cooperons sont supprimés et ne subsiste que la contribution du diffuson $\delta\sigma_2^D$ pour $B \gg B_{tr}$ ($B_{tr} = \hbar / (4eD\tau)$).

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

Dans le régime de cross-over entre l'ensemble orthogonal et unitaire ($B_\phi \lesssim B \lesssim B_{tr}$), la contribution du Cooperon du deuxième ordre peut s'écrire [Minkov *et al.* (2004)] :

$$\frac{\delta\sigma_2^C(B)}{G_0} = -\frac{G_0}{\sigma_0} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\Omega_B \tau_\phi}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\Omega_B \tau}\right) \right], \quad (3.19)$$

où $\Omega_B \equiv 4DeB/\hbar \ll 1/\tau$, $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$, $\psi(x)$ est la fonction di-gamma. Cette dernière expression est similaire à celle de la localisation faible conventionnelle (voir Section (3.4.1.2) et l'Eq. (3.110)). Physiquement, c'est à cause de la même nature des corrections issues de la première et de la deuxième boucle : le champ magnétique détruit la cohérence de phase entre les trajectoires décrites en sens opposé. Il est évident que (3.19) prend les formes suivantes dans les limites $B = 0$ et $B \gg B_{tr}$: $\delta\sigma_2^C(0) = -\delta\sigma_2^D(0)$ et $\delta\sigma_2^C(B \gtrsim B_{tr}) \rightarrow 0$ respectivement. Puisque $\delta\sigma_2^D$ ne dépend pas de B , nous avons

$$\Delta\sigma_2^{WL}(B) = \delta\sigma_2(B) - \delta\sigma_2(0) = \delta\sigma_2^C(B) - \delta\sigma_2^C(0), \quad (3.20)$$

et, par conséquent, la correction de deuxième boucle à la conductivité prend la forme suivante

$$\frac{\Delta\sigma_2^{WL}(B)}{G_0} = -\frac{G_0}{\sigma_0} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4DeB\tau_\phi}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4DeB\tau}\right) - \ln\left(\frac{\tau}{\tau_\phi}\right) \right]. \quad (3.21)$$

Cette expression implique que le préfacteur α dépend de la valeur de σ_0/G_0 (au contraire de la correction issue de l'interaction dans la voie de Cooper, où α dépend de la température Minkov *et al.* (2004))

$$\alpha = 1 - \frac{G_0}{\sigma_0} \quad (3.22)$$

quand la correction de deuxième boucle est prise en compte.

Il faut noter qu'il existe encore une correction issue de la deuxième boucle, qui décrit le lien entre la localisation faible et les effets d'interaction. Ces effets de localisation faible et de l'interaction Coulombienne donnent une valeur de α [Minkov *et al.* (2004)] :

$$\alpha_{WL+EEI} = 1 - \frac{2G_0}{\sigma}. \quad (3.23)$$

3.2 Les transitions de phase électroniques métal-isolant

Ainsi, quand le désordre augmente et la conductivité σ diminue, la correction de la deuxième boucle mène à l'expression (3.21) où le paramètre $\alpha = \alpha_{WL+EEI}$ est donné par (3.23).

La discussion de l'influence du champ magnétique sur les corrections de la deuxième boucle sera présentée dans la Section (7.1).

3.2.2 La transition de Mott-Hubbard

Afin d'expliquer pourquoi certains matériaux à un électron par cellule élémentaire sont isolants, Mott (Mott (1990, 1949)) a proposé une transition due aux corrélations entre les électrons. Dans un ensemble cristallin de potentiels atomiques à un électron par atome, où l'interaction Coulombienne entre électrons est importante et la densité des électrons est grande (ou, ce qui revient au même, quand la distance inter-atomique est petite), les noyaux ionisés seront écrantés et le système sera métallique. Mott a suggéré que pour des distances inter-atomiques plus grandes qu'une certaine valeur critique, l'écrantage disparaîtra et le système deviendra un isolant. Cet argument s'appuie sur l'interaction Coulombienne à longue portée. En cas d'interaction électron-électron à courte portée, la transition métal-isolant est susceptible d'exister dans un modèle "tight-binding" ("des liaisons fortes"), connue comme le modèle de Hubbard Anderson (1959); Gutzwiller (1963); Hubbard (1963). Dans ce modèle, l'Hamiltonien du système s'écrit :

$$\hat{H} = t \sum_{\langle i,j \rangle} (\hat{a}_{i\uparrow}^+ \hat{a}_{j\uparrow} + \hat{a}_{i\downarrow}^+ \hat{a}_{j\downarrow}) + U \sum_i \hat{n}_{i\uparrow} \hat{n}_{i\downarrow}, \quad (3.24)$$

où $\hat{a}_{i\sigma}^+$ et $\hat{a}_{i\sigma}$ sont les opérateurs de création et d'annihilation respectivement pour les électrons avec le spin σ sur le site i . La sommation dans le terme "des liaisons fortes" se fait sur les plus proches voisins, et

$$\hat{n}_{i\sigma} = \hat{a}_{i\sigma}^+ \hat{a}_{i\sigma}. \quad (3.25)$$

Dans l'expression (3.24) t - est l'élément matriciel de saut (hopping matrix element) et U est l'énergie de répulsion sur-le-site. Pour un système uni-dimensionnel, (1 - d), ce modèle a été résolu par Lieb & Wu (1968), qui ont montré qu'à demi-remplissage l'état fondamental est un isolant antiferromagnétique pour les valeurs de $U > 0$ arbitraires. Pour les dimensions $d > 1$, des approches différentes ont suggéré que le modèle à un électron par site montre une transition métal-isolant continue en fonction de U à

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSCOPHIQUES DÉSORDONNÉS

$T = 0$ K (Mott (1990)). Le modèle de Hubbard a aussi été étudié dans la limite de la dimensionalité infinie Metzner & Vollhardt (1989). Le modèle peut alors être réduit à un problème uni-dimensionnel et résolu numériquement. A $d = \infty$ on a montré qu'avec la croissance de U , une transition de l'état métallique à l'état isolant de Mott a lieu [Georges & Krauth (1992); Jarrell (1992); Rozenberg *et al.* (1992)].

Bien que le modèle de Hubbard soit réputé être assez simple, il est considéré comme un paradigme pour l'étude de phénomènes liés aux fortes corrélations entre électrons. Après des années d'études sur la transition métal-isolant, ni la description d'Anderson, ni la description de Mott ne suffisent à expliquer les observations expérimentales Belitz & Kirkpatrick (1994); Ramakrishnan (1995). Par contre, il est nécessaire de prendre en compte à la fois le désordre et les interactions entre électrons, chaque phénomène n'étant pas négligeable au voisinage de la transition. De fait, ce problème est loin d'être résolu [Altland & Simons (2010); Lagendijk *et al.* (2009)].

3.3 Les corrections quantiques à la conductivité

3.3.1 Fonctions de Green

Un des plus importants concepts dans les théories des collisions et de transfert de charge est celui de la fonction de Green. Si la fonction d'onde est une quantité qui contient l'information la plus complète sur l'état d'un système quantique, la fonction de Green, en général, est une quantité qui contient toute l'information sur les fonctions d'onde d'un système quantique Akkermans & Montambaux (2004). On utilise les fonctions de Green pour exprimer les observables d'un système quantique; ces observables peuvent être classées en trois groupes Gasser *et al.* (2002) :

1. Les observables qui représentent les quantités thermodynamiques d'un système, qui se trouve dans un état d'équilibre (l'énergie interne, l'énergie libre, les potentiels thermodynamiques, la densité de particules, distribution des moments magnétiques etc.).
2. Les observables qui représentent les fonctions de réponse d'un système (les susceptibilités électrique et magnétique, tenseur diélectrique, conductivité électrique).

3.3 Les corrections quantiques à la conductivité

3. Les observables qui décrivent le comportement d'un système à plusieurs corps sous bombardement par neutrons ou autres particules (les probabilités des transitions entre les états).

On envisage les fonctions de Green chaque fois quand on a besoin d'étudier l'évolution d'un système quantique, c'est-à-dire, quand il y a des processus et des changements dans le temps qui peuvent être représentés par des opérateurs (qui correspondent aux observables dans la théorie quantique) dépendants du temps. Les processus de dispersion sont les exemples les plus connus où la fonction de Green est utilisée [Cohen-Tannoudji \(1997\)](#); [Messiah \(1999\)](#).

Dans le problème à plusieurs corps les fonctions de Green permettent une description universelle de quantités différentes; elles unifient les propriétés quantiques des observables avec les propriétés statistiques d'un grand système. Pour les phénomènes de transfert de charge, auxquels nous sommes intéressés, le deuxième groupe des observables dans la liste ci-dessus est le plus important. Afin de mieux présenter et discuter les résultats expérimentaux obtenus, considérons les définitions formelles des fonctions de Green et le formalisme de Kubo.

3.3.1.1 Les opérateurs de corrélation et les fonctions de Green

En mécanique quantique, en général, la valeur moyenne d'un opérateur s'exprime par :

$$\langle A \rangle = \sum_i (\psi_i, A\psi_i) = \sum_i w_i \iint dx dx' \psi_i^*(x) A(x, x') \psi_i(x') \equiv Sp[A\rho] \quad (3.26)$$

où A est un opérateur quantique, ψ_i sont les fonctions d'ondes des états quantiques purs, w_i sont les probabilités de trouver le système quantique dans un état pur correspondant ($\sum_i w_i = 1$); Sp est l'opérateur de trace et ρ est l'opérateur statistique

$$\rho(x, x', t) \equiv \sum_i w_i \psi_i(x, t) \psi_i^*(x', t), \quad (3.27)$$

qui satisfait les conditions :

$$Sp(\rho) = \int \rho(x, x) dx = 1 \quad (3.28)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

et

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [H, \rho] \quad (3.29)$$

où H est l'Hamiltonien du système. La dernière équation est l'analogie quantique de l'équation de Liouville [Gasser *et al.* \(2002\)](#). Dans un état d'équilibre thermodynamique $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, et donc

$$[H, \rho] = 0. \quad (3.30)$$

Dans un système où le nombre des particules est conservé, l'opérateur statistique

$$\rho(T, V, \mu) = Q^{-1} \exp\left(-\frac{H - \mu N}{k_B T}\right) \quad (3.31)$$

présente la solution de l'équation $[H, \rho] = 0$. Dans l'expression (3.31) μ est le potentiel chimique, N est le nombre des particules, V est le volume du système et

$$Q = Sp[\exp(-(H - \mu N)/(k_B T))]. \quad (3.32)$$

Alors, le potentiel de l'ensemble grand canonique est donné par

$$\Phi(T, V, \mu) = -k_B T \log Q = -k_B T \log[Sp(\exp(-\frac{H - \mu N}{k_B T}))] \quad (3.33)$$

Comme noté dans l'Introduction (1.1), les interactions entre unités de structure de la matière jouent un rôle crucial et, dans les études des problèmes à plusieurs corps, la présence des interactions fait qu'il est impossible de trouver des solutions exactes au problème [Gasser *et al.* \(2002\)](#). L'utilisation des fonctions de Green ne change pas cette situation principalement, mais elle en simplifie l'expression.

3.3.2 Formalisme de Kubo

Dans ce paragraphe nous allons formuler l'expression importante, qui nous permet de présenter la réaction d'un système à une petite perturbation (champ électrique ou magnétique) et d'introduire les fonctions de Green dans une approche dite "réponse lineaire". Nous allons étudier ici un système quantique isolé, qui sera décrit par un

3.3 Les corrections quantiques à la conductivité

ensemble d'opérateurs A_j . Considérons l'évolution de ce système décrite par un Hamiltonien H_0 qui ne dépend pas du temps. Supposons que ce système est sous l'influence d'une perturbation externe, W_t , qui satisfait la condition

$$W_{-\infty} = 0, \quad (3.34)$$

qui signifie qu'à l'instant $t = -\infty$ le système s'est trouvé dans un état d'équilibre thermodynamique. Soit l'opérateur W_t de la forme :

$$W_t = - \sum_j A_j F(j) \quad (3.35)$$

où A_j sont les observables du système et $F_j(t)$ représentent les champs extérieurs dépendants du temps. Puisque la perturbation dépend du temps, les moyennes $\langle A_j \rangle$ des observables et l'opérateur statistique sont, en général, aussi dépendants du temps.

Pour une perturbation W_t ainsi définie, les conditions initiales pour l'opérateur statistique $\rho_{-\infty}$ prennent la forme des équations (3.31) et (3.32). Dans la représentation de Dirac, l'opérateur statistique (3.31) et l'équation (3.29) prennent les formes [Gasser et al. \(2002\)](#)

$$\rho_t(t) \equiv e^{iHt/\hbar} \rho_t e^{-iHt/\hbar} \quad (3.36)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_t(t)}{\partial t} = -[H, \rho_t(t)] + e^{iHt/\hbar} [H + W_t, \rho_t] e^{-iHt/\hbar} \quad (3.37)$$

où $H \equiv H_0 - \mu N$ est l'Hamiltonien d'un ensemble grand canonique. Avec la définition de perturbation W_t dans la représentation de Dirac

$$W_t(t) \equiv e^{iHt/\hbar} W_t e^{-iHt/\hbar}, \quad (3.38)$$

nous obtenons finalement l'équation suivante pour l'opérateur statistique :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_t(t)}{\partial t} = [W_t(t), \rho_t(t)]. \quad (3.39)$$

Afin de résoudre cette dernière équation, il faut l'intégrer sur t :

$$\rho_t(t) - \rho = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t dt_1 [W_{t_1}(t_1), \rho_{t_1}(t_1)] \quad (3.40)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSOscOPIQUES DÉSORDONNÉS

c'est-à-dire,

$$\rho_t = \rho + \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t dt_1 e^{-iH(t-t_1)/\hbar} [W_{t_1}, \rho_{t_1}] e^{iH(t-t_1)/\hbar} \quad (3.41)$$

Si la perturbation extérieure W_t est faible, le système peut être traité comme étant peu dévié de l'état d'équilibre et donc, ρ_t diffère peu de ρ . Alors, l'équation intégrale (3.41) peut être résolue par itérations. A l'ordre zéro on obtient donc $\rho_t^0 = \rho$. Et au premier ordre

$$\rho_t^1 = \rho + \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t dt_1 [W_{t_1}(t-t_1), \rho] \quad (3.42)$$

De même façon, pour les ordres suivants :

$$\rho_t = \rho + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(i\hbar)^n} \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \dots \int_{-\infty}^{t_{n-1}} dt_n e^{-iHt/\hbar} [W_{t_1}(t_1), [W_{t_2}(t_2), [\dots, [W_{t_n}(t_n), \rho] \dots]]] e^{iHt/\rho} \quad (3.43)$$

Les phénomènes étudiés dans cette thèse peuvent être décrits au premier ordre de perturbation W_t . On se restreint donc à traiter ρ_t au premier ordre et à étudier les observables d'un système électronique au premier ordre de perturbation induite par des champs extérieurs; cela correspond, par exemple, aux mesures de la résistance ou de la conductance électrique dans le domaine où les caractéristiques IV sont lineaires. L'équation (3.42), qui sera utilisée dans les prochains paragraphes, porte le nom de la "réponse linéaire".

Pour une observable arbitraire A_i , la valeur moyenne quantique dans l'approche de la réponse linéaire prend la forme :

$$\langle A_i \rangle_t = Sp[\rho A_i] + \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t dt_1 Sp([W_{t_1}(t_1), \rho] A_i(t)), \quad (3.44)$$

où

$$A_i(t) = e^{iHt/\hbar} A_i e^{-iHt/\hbar} \quad (3.45)$$

est la représentation d'Heisenberg de l'opérateur A_i .

L'équation (3.44) peut aussi être ré-écrite sous la forme suivante :

$$\langle A_i \rangle_t = Sp[\rho A_i] + \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t dt_1 \langle [A_i(t), W_{t_1}(t_1)] \rangle. \quad (3.46)$$

Soit

$$\langle\langle A_i(t); W_{t_1(t_1)} \rangle\rangle^r \equiv -\frac{i}{\hbar} \theta(t - t_1) \langle [A_i(t), W_{t_1(t_1)}] \rangle, \quad (3.47)$$

on ré-écrit donc la moyenne d'un opérateur A_i , sous l'influence d'une perturbation extérieure, sous la forme :

$$\langle A_i \rangle_t = \langle A_i \rangle + \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \langle\langle A_i(t); W_{t_1(t_1)} \rangle\rangle^r. \quad (3.48)$$

La fonction donnée par l'équation (3.47) porte le nom de la fonction de Green retardée des opérateurs A_i et W_t . L'adjectif "retardée" signifie que ce sont uniquement les perturbations au temps $t_1 < t$ qui contribuent à la valeur moyenne de A_i .

Puisque la perturbation extérieure a été définie par (3.35), la moyenne de A_i peut aussi être ré-écrite sous la forme suivante :

$$\langle A_i \rangle_t = \langle A_i \rangle - \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \langle\langle A_i(t); A_j(t_1) \rangle\rangle^r F_j(t_1). \quad (3.49)$$

Dans cette dernière expression, qui porte le nom de la formule de Kubo, les opérateurs A_j représentent les observables d'un système quantique, par lesquelles ce système est couplé avec les champs extérieurs. La fonction de Green contient donc les quantités, qui appartiennent au système lui-même uniquement. On peut donc voir que le problème du calcul des valeurs moyennes des observables A_i pour un système perturbé, se réduit au calcul de ces quantités dans le cas de l'état d'équilibre.

3.3.2.1 Conductivité électrique et la formule de Kubo-Greenwood

Comme nous allons étudier les effets quantiques, il est nécessaire de montrer la liaison entre les quantités macroscopiques, qui sont observées dans les expériences (comme, par exemple, la magnétoconductivité), et les fonctions de Green, qui sont reliées aux propriétés microscopiques du système.

Regardons d'abord un système électronique homogène qui se trouve dans un champ électrique extérieur. Soit ce champ électrique dépend du temps (appliqué à l'instant $t = -\infty$) et de la position dans l'espace ; soit ce champ est présenté par la densité des charges extérieures $\rho^{ext}(\mathbf{x}, t)$. Ce champ extérieur induit, dans le système étudié, une densité de charges $\rho^{ind}(\mathbf{x}, t)$ et une densité de courant $\mathbf{j}^{ind}(\mathbf{x}, t)$.

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSOACOPIQUES DÉSORDONNÉS

Soit l'opérateur de l'interaction du système avec le champ électrique extérieur de la forme

$$W_t = e \int d^3x n(\mathbf{x}) \phi^{ext}(\mathbf{x}, t) \quad (3.50)$$

où $n(\mathbf{x})$ est l'opérateur densité des particules et $\phi^{ext}(\mathbf{x}, t)$ est le potentiel du champ électrique extérieur. En faisant une transformée de Fourier de $\phi^{ext}(\mathbf{x}, t)$, nous obtenons :

$$\phi^{ext}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{p}} e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} e^{-i(\bar{\omega}+i\delta)t} \phi^{ext}(\mathbf{p}, \bar{\omega}), \quad (3.51)$$

et pour l'opérateur de la densité des particules

$$n(\mathbf{x}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{p}'} e^{i\mathbf{p}' \cdot \mathbf{x}} n(\mathbf{p}') \quad (3.52)$$

Alors, l'opérateur d'interaction du système avec le champ extérieur prend la forme

$$W_t = \frac{e}{V} \sum_{\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} e^{-i(\bar{\omega}+i\delta)t} n(-\mathbf{p}) \phi^{ext}(\mathbf{p}, \bar{\omega}). \quad (3.53)$$

Si on met cette dernière expression dans la formule de Kubo (3.49), on obtient pour la valeur moyenne de l'opérateur densité des états

$$\langle n(\mathbf{q}) \rangle_t = \langle n(\mathbf{q}) \rangle + \frac{e}{V} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \sum_{\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} e^{-i(\bar{\omega}+i\delta)t'} \langle \langle n(\mathbf{q}, t); n(-\mathbf{p}, t') \rangle \rangle \phi^{ext}(\mathbf{p}, \bar{\omega}). \quad (3.54)$$

Puisque dans un système homogène (à l'étude duquel nous nous restreignons ici) $\mathbf{p} = \mathbf{q}$, et la fonction de Green dans l'équation précédente dépend uniquement de la différence de t et t' [Gasser *et al.* (2002)], on peut écrire :

$$\langle n(\mathbf{q}) \rangle_t = \langle n(\mathbf{q}) \rangle + \frac{e}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} e^{-i(\bar{\omega}+i\delta)t} \langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\bar{\omega}+i\delta} \phi^{ext}(\mathbf{q}, \bar{\omega}). \quad (3.55)$$

En utilisant ces dernières expressions, on obtient pour la densité de charges induites

$$n^{ind}(\mathbf{q}, \omega) \equiv e \int_{-\infty}^{infy} dt e^{i\omega t} (\langle n(\mathbf{q}) \rangle_t - \langle n(\mathbf{q}) \rangle) = \frac{e^2}{V} \langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega+i\delta} \phi^{ext}(\mathbf{q}, \omega). \quad (3.56)$$

3.3 Les corrections quantiques à la conductivité

Selon une des équations de Maxwell, on obtient

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi(n^{ind} + n^{ext}), \quad (3.57)$$

ou, après la transformation de Fourier,

$$i\mathbf{q}\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = 4\pi\left(\frac{e^2}{V}\langle\langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle\rangle_{\omega+i\delta}\phi^{ext}(\mathbf{q}, \omega) + n^{ext}(\mathbf{q}, \omega)\right). \quad (3.58)$$

En utilisant les expressions connues de la théorie de Maxwell :

$$\phi^{ext}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{4\pi}{q^2}n^{ext}(\mathbf{q}, \omega) \quad (3.59)$$

et

$$i\mathbf{q}\mathbf{D}(\mathbf{q}, \omega) = 4\pi n^{ext}(\mathbf{q}, \omega) \quad (3.60)$$

la relation (3.58) peut être ré-écrite sous la forme

$$i\mathbf{q}\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = \left(1 + \frac{4\pi e^2}{Vq^2}\langle\langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle\rangle_{\omega+i\delta}\right)i\mathbf{q}\mathbf{D}(\mathbf{q}, \omega). \quad (3.61)$$

D'après cette relation nous voyons que la fonction diélectrique a la forme

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega + i\delta)^{-1} = 1 + \frac{4\pi e^2}{Vq^2}\langle\langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle\rangle_{\omega+i\delta}. \quad (3.62)$$

Ainsi, la fonction diélectrique est reliée à la fonction de Green de la densité d'états.

Le facteur

$$V(\mathbf{q}) \equiv \frac{4\pi e^2}{Vq^2} \quad (3.63)$$

dans (3.62) est le résultat de la transformée de Fourier de l'énergie d'interaction coulombienne dans l'espace à trois dimensions.

Afin d'obtenir l'expression de la conductivité, regardons d'abord l'opérateur courant électrique $e\mathbf{j}(\mathbf{q})$. La valeur moyenne de cet opérateur est donnée par

$$e\langle\mathbf{j}(\mathbf{q})\rangle_t = e\langle\mathbf{j}(\mathbf{q})\rangle + \frac{e^2}{V} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \sum_{\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} e^{-i(\bar{\omega}+i\delta)t} \langle\langle \mathbf{j}(\mathbf{q}, t); n(-\mathbf{p}, t') \rangle\rangle \phi^{ext}(\mathbf{p}, \bar{\omega}). \quad (3.64)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

Comme nous étudions ici un système homogène, seuls les termes avec $\mathbf{p} = \mathbf{q}$ contribuent à la somme dans l'expression précédente. En outre, si le système n'est pas un supraconducteur, $\langle \mathbf{j}(\mathbf{q}) \rangle = 0$. Nous obtenons donc

$$e\langle \mathbf{j}(\mathbf{q}) \rangle_t = \frac{e^2}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} e^{-\bar{\omega} + i\delta t} \langle \langle \mathbf{j}(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\bar{\omega} + i\delta} \phi^{ext}(\mathbf{q}, \bar{\omega}). \quad (3.65)$$

En faisant la transformée de Fourier afin d'obtenir la dépendance en fonction de ω et après la multiplication sur \mathbf{q} , on obtient

$$\mathbf{qj}^{ind}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{e^2}{V} \langle \langle \mathbf{qj}(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega} \phi^{ext}(\mathbf{q}, \omega), \quad (3.66)$$

ou

$$\mathbf{qj}^{ind}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{ie^2}{Vq^2} \langle \langle \mathbf{qj}(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega} \varepsilon(\mathbf{q}, \omega) \mathbf{qE}(\mathbf{q}, \omega). \quad (3.67)$$

D'où l'expression pour la conductivité dynamique [Gasser *et al.* \(2002\)](#)

$$\sigma(\mathbf{q}, \omega) = \frac{ie^2}{Vq^2} \langle \langle \mathbf{qj}(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega} \varepsilon(\mathbf{q}, \omega) \quad (3.68)$$

En utilisant la relation suivante :

$$\hbar\omega \langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega} = \langle \langle \hbar\mathbf{qj}(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega}, \quad (3.69)$$

nous obtenons pour (3.68)

$$\sigma(\mathbf{q}, \omega) = \frac{ie^2\omega}{Vq^2} \frac{\langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega}}{1 + \frac{4\pi e^2}{Vq^2} \langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega}}. \quad (3.70)$$

Il faut noter ici que dans le cas où l'interaction coulombienne entre porteurs de charge est écrantée par le champ des ces mêmes porteurs, la conductivité prend la forme [Gasser *et al.* \(2002\)](#)

$$\sigma_e(\mathbf{q}, \omega) = \frac{ie^2\omega}{Vq^2} \langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega}. \quad (3.71)$$

Dans ces formules de la conductivité, la fonction de corrélation densité-densité $\Pi(\mathbf{q}, \omega) \equiv \langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega}$ (qui est appelée aussi l'opérateur de polarisation) peut

être représentée par un diagramme de Feynman de type “l’huître” et ré-écrite sous la forme

$$\Pi(\mathbf{q}, \omega) \equiv \langle \langle n(\mathbf{q}); n(-\mathbf{q}) \rangle \rangle_{\omega} = \langle G^A(\mathbf{q}, E) G^R(\mathbf{q} + \mathbf{p}, E + \omega) \rangle. \quad (3.72)$$

Les fonctions de Green à une particule sont directement reliées aux mécanismes microscopiques de la diffusion. Les formules (3.70) et (3.71) portent le nom de “formule de Kubo-Greenwood”. Ces formules sont équivalentes aux formules pour la conductivité dans le formalisme de Boltzmann si le libre parcours moyen est grand et la surface de Fermi est sphérique [Edwards (1958)]. De surcroît, Mott & Davis (1979b) ont montré que les formalismes de Kubo-Greenwood et de Boltzmann sont équivalents lorsque $L_{\phi} > a$, où L_{ϕ} est la longueur de déphasage et a est le pas du réseau.

3.4 Description d'un système désordonné

Nous allons maintenant étudier comment utiliser le formalisme développé ci-dessus afin de décrire les mécanismes de transfert de charge dans les milieux désordonnés et obtenir les expressions qui décrivent le comportement des caractéristiques mesurables.

Rappelons que les fonctions de Green à une particule sont directement reliées aux mécanismes microscopiques de la dispersion. En général, il y a deux approches équivalentes pour la description des processus microscopiques en utilisant les fonctions de Green. Selon la première, la fonction de Green est supposée être une solution de l'équation de Schrödinger :

$$(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \pm i0 + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta - V(\mathbf{r}))G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = \delta(t - t')\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (3.73)$$

Dans le cas où $V(\mathbf{r}) = 0$, le mouvement d'une particule libre est décrit par la fonction G_0 :

$$G_0(t - t', \mathbf{r} - \mathbf{r}') = \iint G_0(\varepsilon, \mathbf{p}) \exp[i\mathbf{p}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - i\varepsilon(t - t')] \frac{d\varepsilon}{2\pi} \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3}. \quad (3.74)$$

Pour n'importe quel potentiel $V(\mathbf{r})$ nous obtenons pour les fonctions de Green retardées et avancées :

$$G^{R,A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \sum_{\alpha} \frac{\psi_{\alpha}(\mathbf{r})\psi_{\alpha}^*(\mathbf{r}')}{E - E_{\alpha} \pm i0} \quad (3.75)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

où $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ représentent les fonctions propres de l'Hamiltonien. Les propriétés analytiques de $G^{R,A}$ garantissent que G^R et G^A disparaissent pour $t < 0$ et $t > 0$ respectivement. Dans le cas d'une particule libre ($V = 0$) les fonctions d'onde sont les ondes planes et l'équation (3.73) est satisfaite par

$$G_0^{R,A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) = \left(\frac{m}{2\pi i \hbar t}\right)^{d/2} e^{im(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2/(2\hbar t)} \theta(\pm t). \quad (3.76)$$

Physiquement, la fonction $G_0^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t)$ est associée à la probabilité pour une particule de se trouver à la position \mathbf{r}' à l'instant t après avoir été injectée dans la position initiale \mathbf{r} .

Dans la deuxième approche, la fonction de Green admet la représentation fonctionnelle [Feynman & Hibbs (1965)] :

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) = \int_{\mathbf{r}(0)=\mathbf{r}}^{\mathbf{r}(t)=\mathbf{r}'} D\mathbf{r} \exp\left[\frac{i}{\hbar} \int_0^t L(\tau) d\tau\right], \quad (3.77)$$

où L est le Lagrangien d'une particule libre dans un champ magnétique $\mathbf{B} = \text{rot}(\mathbf{A})$

$$L(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}; t) = \frac{m\dot{\mathbf{r}}^2}{2} + q\dot{\mathbf{r}}\mathbf{A}(\mathbf{r}). \quad (3.78)$$

Il faut noter que la représentation fonctionnelle des fonctions de Green a été utilisée par Shklovskii & Spivak (1991) pour analyser le problème de la magnérorésistance négative.

Regardons maintenant le mouvement d'un électron dans un potentiel aléatoire créé par les impuretés :

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{N_i} v(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j), \quad (3.79)$$

où $v(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)$ est potentiel qui correspond à un seul centre de dispersion situé au point \mathbf{R}_j . Pour une configuration de centres de dispersion donnée, la fonction de Green satisfait l'équation de Schrödinger (3.73) et donc dépend de tous les \mathbf{R}_j . Dans la théorie des systèmes désordonnés, les quantités physiques (qui peuvent être obtenues par les expériences) sont définies comme les valeurs moyennes sur un ensemble des échantillons avec toutes les positions des impuretés possibles [Lifshits *et al.* (1990)]. Nous sommes

3.4 Description d'un système désordonné

donc intéressés à la fonction de Green moyenne sur les configurations des impuretés, cette fonction étant définie par

$$\langle G(\mathbf{r}\mathbf{r}'t) \rangle = \frac{1}{V^{N_i}} \int \dots \int \prod_{j=1}^{N_i} d\mathbf{R}_j G(\mathbf{r}\mathbf{r}'t\mathbf{R}_j). \quad (3.80)$$

Si le potentiel des centres de diffusion est faible, il est possible de développer la théorie de perturbation en prenant pour l'Hamiltonien de l'interaction d'un électron avec le champ :

$$H_{int} = \int d\mathbf{r} \psi^*(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}). \quad (3.81)$$

Nous obtenons donc la série de la théorie des perturbations pour la fonction de Green [Abrikosov et al. \(1975\)](#), [Sadovskii \(2006\)](#) :

$$G(1, 1') = G_0(1, 1') + \int d2 G_0(1, 2) V(2) G_0(2, 1') + \\ + \int d2 d3 G_0(1, 2) V(2) G_0(2, 3) V(3) G_0(3, 1') + \dots = G_0 + G_0 \sum_{n=1}^{\infty} (V G_0)^n,$$

où $1 = (\mathbf{r}, t)$, $1' = (\mathbf{r}', t')$ etc. (voir Fig. (3.4)).

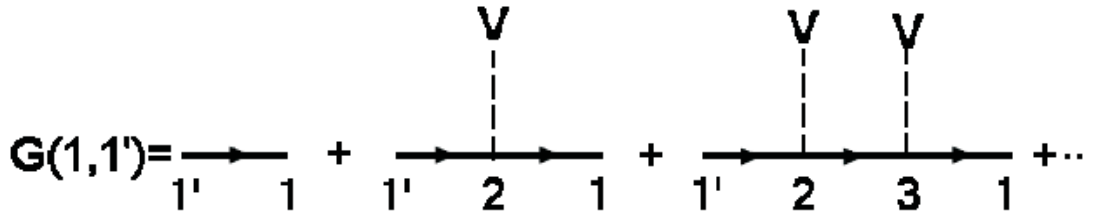


Fig. 3.4: Représentation diagrammatique de la fonction de Green - Fonction de Green dans le cas du champ aléatoire créé par configuration de diffuseurs fixée. Chaque fonction de Green G_0 est présentée par une ligne fine, chaque amplitude de dispersion est présentée par une ligne pointillée.

En fait, le développement en puissances de V n'est pas suffisant pour déterminer la contribution la plus importante (en ordre de $(E_F\tau)^{-1}$) à la moyenne de fonction de Green [Altshuler & Simons \(1996\)](#). Il est nécessaire de recueillir tous les diagrammes

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

non-séparables dans l'opérateur de "self-énergie" Σ et construire l'équation de Dyson (voir Fig. (3.5)) pour la fonction de Green (au lieu de l'équation (3.82))

$$G = G_0 + G_0 \sum_{n=1}^{\infty} (\Sigma G_0)^n = G_0 + G_0 \Sigma G. \quad (3.82)$$



Fig. 3.5: Représentation diagrammatique de l'équation de Dyson - Σ est la "self-énergie", chaque fonction de Green G_0 est présentée par une ligne fine, la fonction de Green exacte est présentée par la ligne épaisse.

On obtient donc pour la fonction de Green exacte G

$$G = \frac{1}{G_0^{-1} - \Sigma} \quad (3.83)$$

On peut montrer que l'expansion diagrammatique pour une fonction de Green à un électron, moyennée sur les configurations des centres de diffusion (impuretés) a la forme présentée sur la Figure (3.6) [Sadovskii (2006), Altshuler & Simons (1996)].

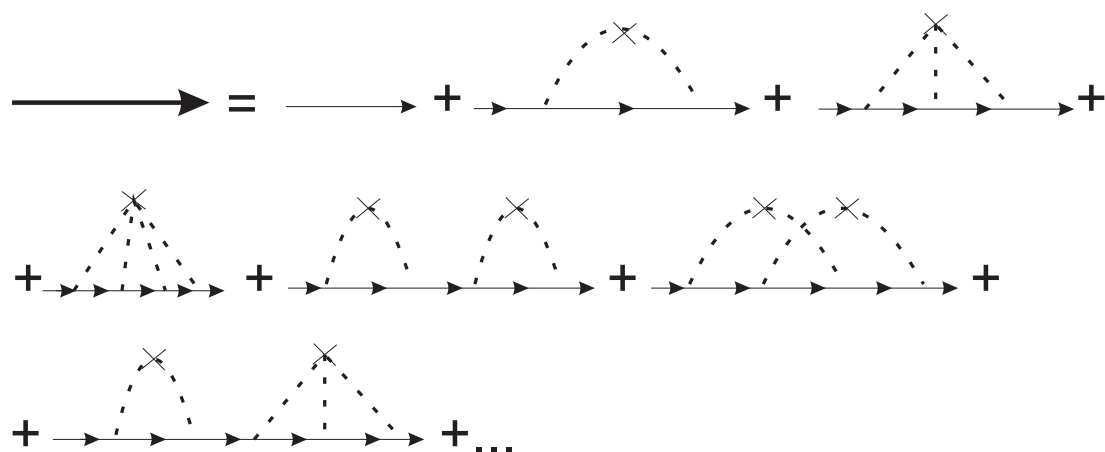


Fig. 3.6: Représentation diagrammatique de la fonction de Green moyenne - Fonction de Green moyennée dans le cas du champ aléatoire d'une forme générale. Chaque fonction de Green G_0 est présentée par une ligne fine, chaque amplitude de dispersion est présentée par une croix, la fonction de Green exacte est présentée par la ligne épaisse.

Dans le cas où la concentration des impuretés (ρ) est faible, dans l'expansion (3.82) on peut se restreindre aux termes qui sont linéaires en ρ .

3.4 Description d'un système désordonné

Prenant en compte que $v \rightarrow 0$ dans (3.79), nous obtenons l'expansion pour la fonction de Green moyenne qui est présentée par la série de diagrammes sur la Figure (3.7). Du point de vue mathématique, la factorisation des corrélateurs du champ aléatoire dans ce cas représente le champ aléatoire du type gaussien [Sadovskii (2006)].

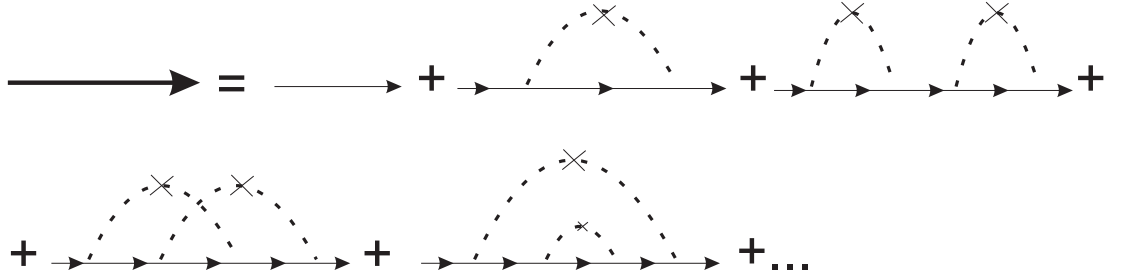


Fig. 3.7: La représentation diagrammatique de la fonction de Green moyenne - Fonction de Green moyennée dans le cas du champ aléatoire d'une forme gaussienne.

Le corrélateur “à deux points” de ce champ aléatoire prend la forme suivante :

$$\langle V(\mathbf{r}_1)V(\mathbf{r}_2) \rangle = \rho v^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (3.84)$$

Dans l'approche de Born, on obtient au premier ordre [Altshuler & Simons (1996), Sadovskii (2006)] :

$$G^{R,A}(\mathbf{p}; E) = \frac{1}{i\varepsilon_n - \xi(p) + i\gamma_p \text{sign}(\varepsilon_n)} \quad (3.85)$$

où $\gamma_p = \frac{1}{2\tau_p}$. τ_p est le temps caractéristique de décroissance d'état, représenté par la fonction de Green moyenne. Il faut noter que dans cette approche on ne prend pas en compte les dispersions multiples. Néanmoins, Sadovskii (2006) a montré que dans l'approche de Born “self-consistante”, si on prend en compte les diffusions multiples et recueille tous les diagrammes présentés sur la Figure (3.6), on obtient le même résultat. **La différence entre ces deux approches (l'approche de Born et l'approche de Born “self-consistante”) apparaît uniquement dans le cas où la diffusion est forte.**

Nous avons donc obtenu l'expression pour la fonction de Green moyenne sur les configuration des impuretés, l'expansion de cette fonction de Green étant présentée par les diagrammes de la Figure (3.7). Dans le premier ordre de l'approche de Born on n'a pris en compte que les deux premiers diagrammes sur la Figure (3.6) et on a omis les

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

diagrammes avec l'autointersection des lignes des impuretés. Ces derniers donnent une contribution qui est $\frac{p_F l}{\hbar}$ fois plus petite par rapport à la contribution donnée par les diagrammes sans l'autointersection des lignes. En effet, si on regarde la Figure (3.8), on trouve que les volumes de l'espace de phase, où se trouvent les états des électrons (qui contribuent à la conductivité), sont différents pour les différentes voies de diffusion. Pour les diagrammes sur la Figure (3.8a), les \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 varient dans l'épaisseur sphérique de la taille de $\Delta k \sim 1/l$. Le volume de phase correspondant est donc $\Omega_a \approx (4\pi p_F^2 \hbar \Delta k)^2$. Dans le cas des diagrammes sur la Figure (3.8b), il y a une restriction complémentaire $|\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1| \approx p_F$ qui définit un anneau issu de l'intersection de deux sphères. Le volume de cet anneau est $\Omega_b \approx (4\pi p_F^2 \hbar \Delta k)(2\pi p_F \hbar^2 \Delta k^2)$. Alors, la relation entre les contributions représentées par ces deux types de diagrammes est définie par la relation des volumes dans l'espace de phase $\frac{\Omega_b}{\Omega_a} \sim \frac{\hbar \Delta k}{p_F} = \frac{\hbar}{p_F l}$. Un faible désordre, $p_F l / \hbar \gg 1$, implique que la longueur du libre parcours moyen est suffisamment grande. Ainsi, le paramètre du développement dans la théorie des perturbations, appliquée aux systèmes désordonnés, est $\frac{\hbar}{p_F l} \ll 1$, ce qui est équivalent à la condition $\frac{\hbar}{E_F \tau_p} \ll 1$. En prenant en compte que $p_F \sim \hbar/a$ (où a est la distance interatomique), la dernière condition correspond à $l \gg a$ ce qui signifie que le libre parcours moyen doit être plus grand que la distance interatomique.

Maintenant, après avoir considéré la technique de moyennage des fonctions de Green sur le désordre, on peut obtenir des expressions pour la conductivité (voir la section suivante). Comme montré dans la Section (3.3.2.1), la formule de Kubo-Greenwood relie la conductivité électrique aux fonctions de Green à une particule - $G^{R,A}(\mathbf{q}, \omega)$. Les diagrammes correspondants à l'opérateur de polarisation $\Pi(\mathbf{q}, \omega)$ sont représentés sur la Figure (3.8).

Si la symétrie par rapport au renversement du temps est conservée, il est possible de calculer la contribution des diagrammes avec l'autointersection par le même moyen que des diagrammes sans l'autointersection. Dans la section suivante nous allons montrer que les états des électrons, dont la contribution à la conductivité est présentée par le diagramme sur la Figure (3.8b), sont décrits par un pôle de type "diffusion" [Gor'kov et al. \(1979\)](#); ce pôle étant caractérisé par une faible différence d'énergie $\Delta E = \omega$ et par une petite somme de vecteurs d'ondes $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 \approx 0$ (voir Figure (3.8)) [Altshuler & Aronov \(1985\)](#). Formellement, ces états ressemblent aux états de paires de Cooper dans la théorie de la supraconductivité [Gor'kov et al. \(1979\)](#) (petite différence d'énergie,

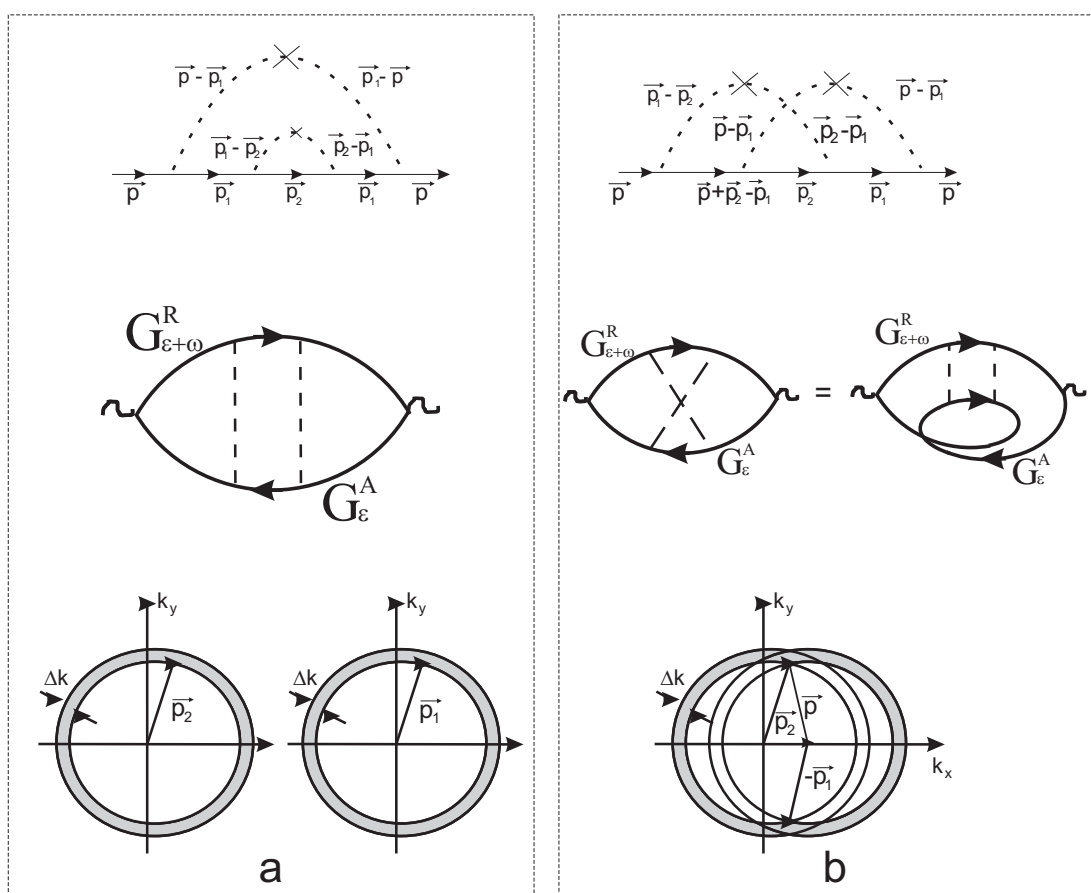


Fig. 3.8: Les contributions à la conductivité dans la voie de diffusion et la voie de Cooper - a - diagrammes sans autointersection des lignes des impurétés; b - diagrammes avec autointersection des lignes des impurétés.

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

petite somme de vecteurs d'ondes des électrons dans la paire de Cooper). Mais il faut souligner ici que l'on a fait l'expansion de la fonction de Green à **une particule** (voir Figure (3.6)) et les états de l'électron, décrits par le pôle "Cooper", peuvent être interprétés comme étant cohérents (ce qui implique que l'état général d'électron, composé des états cohérents, est "entangled"/enchevêtré). L'ensemble des diagrammes avec l'autointersection décrit la propagation (et diffusion) de l'électron dans la voie "de Cooper". Ainsi, dans cet approche on ne prend pas en compte les interactions entre les électrons.

3.4.1 La conductivité électrique en absence d'interactions entre les électrons

3.4.1.1 Régime de localisation faible

Afin de calculer la conductivité électrique en absence d'interactions entre électrons (dans le cadre de théorie à un électron) il faut calculer la quantité suivante (voir (3.70) - (3.72))

$$\Pi(\mathbf{q}, \omega) = \langle G^A(\mathbf{q}, E) G^R(\mathbf{q} + \mathbf{p}, E + \omega) \rangle \quad (3.86)$$

où la fonction de Green $G^{A,R}$ est donnée par l'expression (3.85) et représentée sur la Figure (3.7). A son tour, l'opérateur de polarisation $\Pi(\mathbf{q}, \omega)$ peut être représenté par la somme des diagrammes sur la Figure (3.9).

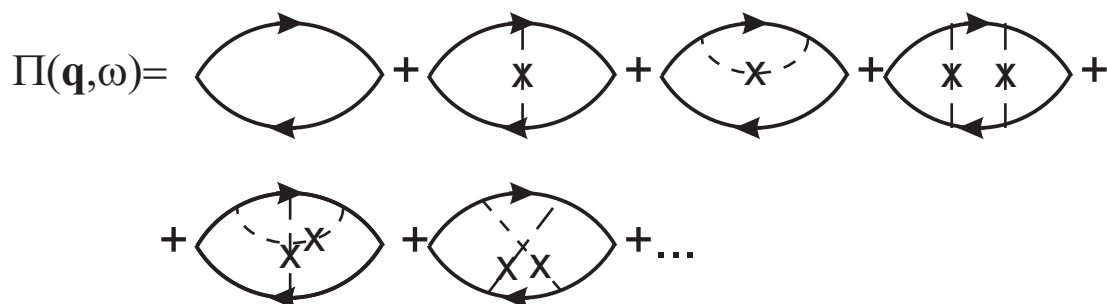


Fig. 3.9: Représentation diagrammatique de l'opérateur de polarisation - Somme des diagrammes d'ordre inférieur dans l'expansion de l'opérateur de polarisation en puissances de V .

3.4 Description d'un système désordonné

Afin de calculer cette somme on peut introduire la fonction du vertex $\Gamma_{pp'}(\mathbf{q}, \omega)$ qui est reliée à $\Pi(\mathbf{q}, \omega)$

$$\Pi(\mathbf{q}, \omega) \propto -\frac{1}{2\pi i} G^R(\mathbf{p}_+, E + \omega) G^A(\mathbf{p}_-, E) [\delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} + \Gamma_{pp'}(\mathbf{q}, \omega) G^R(\mathbf{p}'_+, E + \omega) G^A(\mathbf{p}'_-, E)] \quad (3.87)$$

et qui satisfait l'équation de Bethe-Salpeter représentée sur la Figure (3.10).

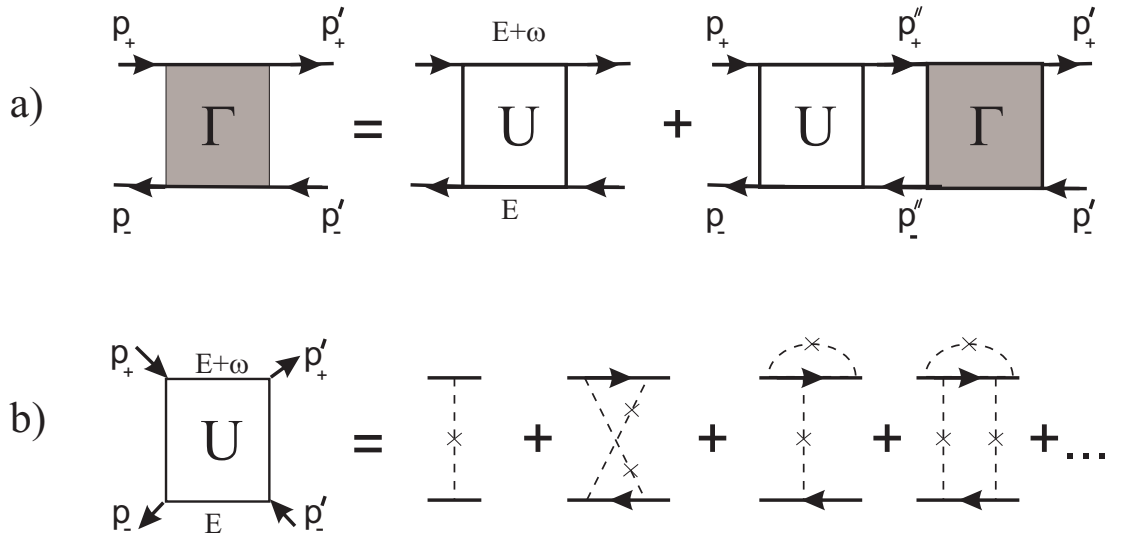


Fig. 3.10: Représentation diagrammatique de l'équation de Bethe-Salpeter - a Représentation diagrammatique de l'équation de Bethe-Salpeter pour la fonction du vertex $\Gamma_{pp'}(\mathbf{q}, \omega)$; **b** Les diagrammes de l'ordre inférieure pour le vertex $U_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(\mathbf{q}, \omega)$ irréductibles dans la voie de diffusion.

L'équation de Bethe-Salpeter pour $\Gamma_{pp'}(\mathbf{q}, \omega)$ a la forme analytique suivante :

$$\Gamma_{pp'}(\mathbf{q}, \omega) = U_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(\mathbf{q}, \omega) + \sum_{\mathbf{p}''} U_{\mathbf{p}\mathbf{p}''}(\mathbf{q}, \omega) G^R(\mathbf{p}''_+, E + \omega) G^A(\mathbf{p}''_-, E) \Gamma_{\mathbf{p}''\mathbf{p}'}(\mathbf{q}, \omega). \quad (3.88)$$

Dans l'approximation la plus simple on peut se restreindre à ne garder que le premier diagramme dans l'expansion sur la figure Figure (3.10b), ou le même

$$U_0(\mathbf{p} - \mathbf{p}') = \rho |v(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2. \quad (3.89)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

Dans ce cas l'équation de Bethe-Salpeter prend une forme appelée "l'approximation de l'escalier" et qui a pour solution [Sadovskii (2006)] :

$$\Gamma_{pp'}^0(\mathbf{q}, \omega) = \frac{U_0}{1 - U_0 \sum_{\mathbf{p}} G^R(\mathbf{p}_+, E + \omega) G^A(\mathbf{p}_-, E)} = \frac{U_0 \tau^{-1}}{-i\omega + D_0 q^2} \quad (3.90)$$

où D_0 est le coefficient de diffusion et τ est le temps entre les actes consécutifs des dispersions élastiques. Cette dernière expression (3.90) est appelée "le diffuson".

Si la symétrie par rapport au renversement du temps est préservée, le diagramme de type "l'escalier" dans la voie de Cooper (voie particule-particule - voir diagramme sur la Figure (3.8b)) est équivalent au diagramme de type "l'escalier" dans la voie de diffusion (voie particule-trou - voir le diagramme sur la Figure (3.8a)), la contribution des diagrammes avec l'autointersection (voir le dernier diagramme sur la Figure (3.10b) et la Figure (3.8b)) ayant la même forme que l'expression (3.90). On obtient donc pour la somme de diagrammes avec l'autointersection

$$\Gamma_{pp'}^C(\mathbf{q}, \omega) = \frac{2\gamma U_0}{-i\omega + D_0(\mathbf{p} + \mathbf{p}')^2}, \quad (3.91)$$

où $\gamma = \pi \rho v^2 \nu(E)$ et $\mathbf{p} \approx -\mathbf{p}'$ ce qui correspond à la condition de rétrodiffusion d'un électron. Par analogie avec les diagrammes qui apparaissent dans la théorie de supraconductivité, l'expression (3.91) est appelée le "cooperon" [Gor'kov *et al.* (1979)].

Prenant en compte les diagrammes avec l'autointersection nous pouvons obtenir une expression pour la conductivité beaucoup plus exacte, ce qui nous permet de décrire les effets d'interférence des ondes d'électron (la localisation faible).

Pour l'opérateur de polarisation on obtient l'expression suivante Sadovskii (2006) :

$$\Pi(\mathbf{q}, \omega) = N(E) \frac{D_E(\mathbf{q}, \omega) q^2}{\omega + i D_E(\mathbf{q}, \omega) q^2}, \quad (3.92)$$

où $N(E)$ est le nombre de porteurs de charge et $D_E(\mathbf{q}, \omega)$ est le coefficient généralisé de diffusion :

$$D_E(\mathbf{q}, \omega) = D_0 \frac{i}{\tau} \frac{1}{M(\mathbf{q}, \omega)}. \quad (3.93)$$

Dans la dernière expression (3.93), $M(\mathbf{q}, \omega)$ est le noyau de relaxation qui se relie à la fonction de vertex $U_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(\mathbf{q}, \omega)$ (voir Figure (3.10)) :

$$M(\mathbf{q}, \omega) = 2i\gamma + \frac{id}{2\pi\nu(E)} \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} (\mathbf{p}\mathbf{q}) \Delta G_{\mathbf{p}} U_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(\mathbf{q}, \omega) \Delta G_{\mathbf{p}'}(\mathbf{p}'\mathbf{q}) \quad (3.94)$$

où $\gamma = \pi\rho v^2\nu(E)$ et $\Delta G_{\mathbf{p}} = G^R(E, \mathbf{p}_-) - G^A(E + \omega, \mathbf{p}_+)$.

En utilisant les expressions (3.71), (3.72) et (3.92) nous obtenons finalement pour la conductivité

$$\sigma(\mathbf{q}, \omega) = \frac{e^2}{V} N(E) \frac{i\omega D_E(\mathbf{q}, \omega)}{\omega + iD_E(\mathbf{q}, \omega)q^2}. \quad (3.95)$$

En se restreignant aux diagrammes sans l'autointersection nous avons pour $M(\mathbf{q}, \omega)$ et $D_E(\mathbf{q}, \omega)$ respectivement

$$M(0, 0) = \frac{i}{\tau_{tr}} = 2\pi i\rho \sum_{\mathbf{p}'} \delta(E - \frac{(\mathbf{p}')^2}{2m}) |v(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 (1 - \mathbf{p}\mathbf{p}'), \quad (3.96)$$

$$D_E = D_0. \quad (3.97)$$

Dans ce cas, on obtient pour la conductivité l'expression bien connue de Drude :

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 N(E) D_0}{V} \frac{1}{1 - i\omega\tau}. \quad (3.98)$$

3.4.1.2 Les corrections à la conductivité provenant du phénomène d'interférence

Regardons maintenant comment apparaissent les corrections à la conductivité. Nous avons vu que ces corrections proviennent du phénomène d'interférence, représenté par les diagrammes avec l'autointersection (Figure 3.8b et 3.10). Il nous faut calculer $M(0, \omega)$ selon (3.94) mais en utilisant (3.91) pour le vertex irréductible. Ce vertex, le Cooperon, peut conduire à la divergence du noyau de relaxation quand $\omega \rightarrow 0$, parce que pour un système bi-dimensionnel

$$\int \propto \frac{kdk}{\omega + iD_0k^2} \propto \ln(\omega). \quad (3.99)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

Cette divergence pour $\omega \rightarrow 0$ peut donner une contribution complémentaire, qui décrit la localisation d'Anderson. Dans le cas de faible désordre et dans le cadre des approches mentionnées ci-dessus on obtient pour le noyau de relaxation [Sadovskii \(2006\)](#)

$$M(0, \omega) = 2i\gamma - 2U_0 \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\omega + iD_0\mathbf{k}^2}. \quad (3.100)$$

Pour un système à deux dimensions nous avons

$$M(0, \omega) = \frac{i}{\tau} + \frac{i}{\tau} \frac{1}{2\pi E\tau} \ln\left(\frac{1}{\omega\tau}\right). \quad (3.101)$$

Le coefficient généralisé de la diffusion prend la forme suivante [Gor'kov et al. \(1979\)](#) :

$$D(\omega) = \frac{D_0}{1 + \frac{1}{2\pi E\tau} \ln\left(\frac{1}{\omega\tau}\right)} \approx D_0 \left(1 - \frac{1}{2\pi E\tau} \ln\left(\frac{1}{\omega\tau}\right)\right) \quad (3.102)$$

Cette dernière expression, comme toutes les autres ci-dessus, est valable dans le cas d'un faible désordre où $E\tau \gg 1$. Le deuxième composant dans (3.102) décrit les corrections quantiques dans un système désordonné à deux dimensions [Gor'kov et al. \(1979\)](#). Comme le signe de cette correction est négatif (cela signifie une diminution du coefficient de diffusion par rapport à sa valeur D_0 "dite- de Drude"), on parle souvent du phénomène de localisation faible. Si nous prenons formellement la limite $\omega \rightarrow 0$, à cause de la divergence logarithmique, la correction quantique devient comparable à la valeur classique de la conductivité, ce qui implique la possibilité de la transition métal-isolant (transition d'Anderson). Pourtant, il faut noter qu'en prenant la limite $\omega \rightarrow 0$ nous arrivons au delà du domaine d'applicabilité des expressions obtenues.

Jusqu'à maintenant, nous regardions le cas des températures nulles $T = 0$. Pour des températures finies, les processus de diffusion non-élastique deviennent considérables et mènent au déphasage des ondes de l'électron. Ce déphasage est caractérisé par le temps $\tau_\phi = AT^p$, où p dépend du processus de la diffusion. Nous pouvons donc réécrire l'expression (3.102) sous la forme

$$D(\omega) = D_0 \left(1 - \frac{1}{2\pi E\tau} \ln\left(\frac{1}{\max(\omega, \frac{1}{\tau_\phi})\tau}\right)\right). \quad (3.103)$$

Pour $\omega \rightarrow 0$ nous obtenons la conductivité statique

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{1}{2\pi E\tau} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right)\right) = \sigma_0 \left(1 - \frac{p}{2\pi E\tau} \ln\left(\frac{T_0}{T}\right)\right), \quad (3.104)$$

3.4 Description d'un système désordonné

où T_0 décrit une certaine échelle d'énergie. Pour un système à deux dimensions nous avons $\frac{n}{N(E)} = 2\pi \frac{n}{m} = E$ et $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{e^2}{2\pi} E\tau$. Alors, l'expression précédente prend la forme

$$\sigma = \frac{e^2}{2\pi\hbar} E\tau \left(1 - \frac{1}{2\pi E\tau} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right)\right). \quad (3.105)$$

Afin d'obtenir la dépendance de la conductivité en fonction du champ magnétique il faut prendre en compte le changement du spectre électronique. Pour un système bi-dimensionnel, dans le cas où le champ magnétique extérieur est appliqué perpendiculairement au plan de la couche (parallèlement à l'axe \mathbf{z}), l'expression (3.92) prend la forme suivante

$$i\omega\Pi(\mathbf{q}, \omega) = - \sum_{\alpha, n} N_{\alpha, n}(E) \frac{D_E(\mathbf{q}, \omega)q^2}{-i\omega + D_E(\mathbf{q}, \omega)q_z^2 + \Omega_c(n + 1/2) + \frac{1}{\tau_\phi}}, \quad (3.106)$$

où $\Omega = \frac{\hbar eB}{m} = \frac{4eDB}{\hbar}$ est la pulsation cyclotron, n est l'indice du niveau de Landau, α est le nombre quantique qui distingue les états différents sur le même niveau de Landau et $\tau_\phi = D_E(\mathbf{q}, \omega)(q_x^2 + q_y^2)$ est le temps caractéristique de vie de l'excitation (c'est le temps de cohérence de phase des ondes de l'électron qui sont caractérisées par $\mathbf{p} \approx -\mathbf{p}'$ (voir (3.91))). La sommation sur α peut être faite en utilisant l'expression pour le nombre des états sur un niveau de Landau

$$dN = \frac{2eBV}{(2\pi\hbar)^2} dq_z. \quad (3.107)$$

Alors, nous obtenons pour $\Pi(\mathbf{q}, \omega)$

$$i\omega\Pi(\mathbf{q}, \omega) = - \frac{eBD_E(\mathbf{q}, \omega)q^2}{2\pi^2\hbar^2} \sum_n \frac{1}{-i\omega + D_E(\mathbf{q}, \omega)q_z^2 + \Omega_c(n + 1/2) + \frac{1}{\tau_\phi}} \frac{dq_z}{2\pi}. \quad (3.108)$$

Puisque le système est bi-dimensionnel, on omet l'intégration sur dq_z et on obtient finalement pour la correction à la conductivité

$$\delta\sigma_{2D} = -\frac{4e^2}{q^2} i\omega\Pi(\mathbf{q}, \omega) = -4e^2 \frac{eBD_E(\mathbf{q}, \omega)}{2\pi^2\hbar^2} \frac{1}{\Omega_c} \sum_{n=0}^{n=n_{max}} \frac{1}{n + 1/2 + x}, \quad (3.109)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS

où $x = \frac{\hbar}{4eBD_E(\mathbf{q},\omega)\tau_{phi}}$; ce qui donne après sommation sur n

$$\delta\sigma_{2D} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}(\psi(n_{max} + \frac{1}{2} + x) - \psi(\frac{1}{2} + x)) \quad (3.110)$$

où $\psi(x) = \frac{\Gamma'(x)}{\Gamma(x)}$ est la fonction di-gamma ; les $\Gamma'(x)$ et $\Gamma(x)$ sont la première dérivée de la fonction gamma et la fonction gamma respectivement.

Bien que dans le cas d'un faible désordre ($k_F l \gg 1$), la longueur de localisation ξ_{loc} est exponentiellement grande [Ramakrishnan \(1995\)](#) :

$$\xi_{loc} \simeq l \exp\left(\frac{\pi}{2} k_F l\right), \quad (3.111)$$

(où l - est le libre parcours moyen et k_F - est le vecteur de Fermi), les effets de rétrodiffusion sont suffisamment importants pour localiser tous les états électroniques dans un système à deux dimensions (voir aussi la discussion de la Section [\(3.2.1.1\)](#)).

3.4.1.3 Régime de forte localisation

Contrairement au régime de localisation faible, les approches perturbatives ne sont pas valides en régime de localisation forte. En même temps, du point de vue expérimental, il est beaucoup plus difficile de mesurer les variations pour de petites valeurs de la conductivité d'un isolant.

Le mécanisme principal de la conductivité dans le régime de forte localisation est le saut à distance variable (VRH) entre sites localisés. Dans ce régime, la longueur optimale d'un saut (t) est beaucoup plus grande que la longueur de localisation (ξ). Les sites localisés peuvent être supposés connectés par un réseau aléatoire classique de résistances [Miller & Abrahams \(1960\)](#). Puisque les résistances individuelles forment une large distribution, on peut supposer que la résistance de l'échantillon entier est gouvernée par une résistance critique, ce qui mène à la percolation [Ambegaokar et al. \(1971\)](#). D'où une dépendance de la conductivité en fonction de la température :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/(d+1)}\right], \quad (3.112)$$

où T_0 est la température caractéristique, d est la dimensionnalité du système.

Le premier essai de prise en compte des effets d'interférence quantique a été fait par Nguyen, Spivak and Shklovskii (NSS) [Nguyen et al. \(1985a\)](#), [Nguyen et al. \(1985b\)](#). Ils ont proposé un modèle qui prend en compte la contribution à la probabilité des

3.4 Description d'un système désordonné

sauts, issue de l'interférence quantique des voies de tunnel : entre les événements de tunneling les électrons conservent leur phase. A basse température, les sauts se font à grande distance et les électrons subissent des diffusions multiples par un grand nombre d'impuretés. Ainsi, l'amplitude de tunneling totale devient la somme sur toutes les trajectoires entre les sites initiaux et finaux. [Nguyen *et al.* \(1985a\)](#), [Nguyen *et al.* \(1985b\)](#) soulignent que la contribution de chaque trajectoire est exponentiellement petite en fonction de sa longueur et les contributions principales proviennent, donc, des courtes voies de la diffusion vers l'avant. L'interférence quantique des voies de rétrodiffusion (comme cela a lieu en régime de localisation faible) n'est pas appropriée ici.

Il y a trois échelles caractéristiques de longueur, qui doivent être considérées pour lier la théorie et les expériences, à savoir : le pas du réseau a , la longueur de localisation ξ , la longueur des sauts t . Pour que les résultats de la théorie de NSS soient valides, il est nécessaire que la longueur des sauts soit beaucoup plus grande que la longueur de localisation ($t \gg \xi$). Quand la longueur des sauts devient de l'ordre de grandeur de la longueur de localisation ($t \sim \xi$), l'approximation de NSS est moins appropriée puisque la rétrodiffusion devient importante et les effets de localisation faible apparaissent [[Medina & Kardar \(1992\)](#)]. [Zhao *et al.* \(1991\)](#) ont considéré un scénario, qui montre la relation entre les échelles caractéristiques de longueur : ils ont divisé la région, où l'effet tunnel a lieu, en gouttes dont la taille est de l'ordre de la longueur de localisation et ont supposé que la rétrodiffusion cohérente est importante à l'intérieur de chacune goutte, mais pas entre les gouttes. Dans le cas où il y a beaucoup de gouttes sur une longueur de l'ordre de la distance de saut ($\xi \ll t$), les chemins entre sites localisés sont essentiellement orientés et la rétrodiffusion est moins importante (côté gauche de la Figure (3.11)). De l'autre côté, quand la taille d'une goutte (ξ) est de l'ordre de la grandeur de la distance de sauts (t), la rétrodiffusion cohérente devient importante (côté droit de la Figure (3.11)).

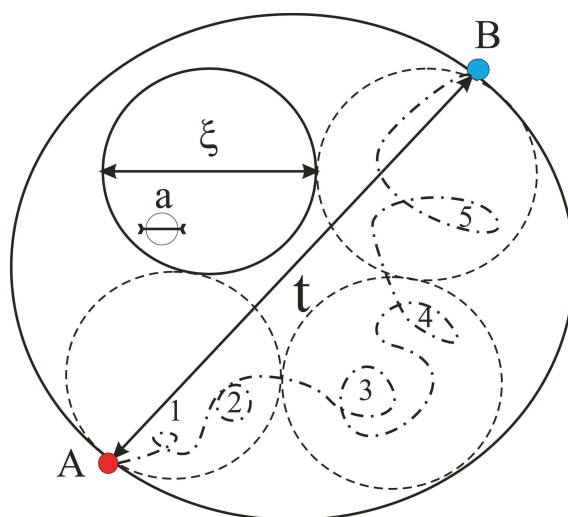
[Medina & Kardar \(1992\)](#) ont étudié le rôle des interférences quantiques en régime de localisation forte par la méthode de "matrice de transfert" ("transfer matrix").

Partant de l'Hamiltonien d'Anderson (3.1) avec

$$\varepsilon_i = \begin{cases} +W, p & (3.113) \\ -W, (1-p) & (3.114) \end{cases}$$

et

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSO스코PIQUES DÉSORDONNÉS



Hopping :
interférence
des voies de
diffusion vers l'avant

Diffusion :
rétrodiffusion
cohérente

$\xi \ll t$

$\xi = t$

ξ

Fig. 3.11: Les régimes différents où la magnétorésistance négative peut être observée - La longueur de localisation est petite : $\xi \ll t$, la magnétorésistance négative est due à la corrélation entre les chemins de propagation de l'électron. Le champ magnétique conduit à la réduction de "l'énergie de couplage" ρ (voir Eq. (3.125)) et à l'augmentation de la longueur de localisation (selon Medina & Kardar (1992)). La longueur de localisation est grande : $\xi \sim t$, le nombre de boucles fermées est aussi grand (5 boucles sont présentées sur la Figure). Alors, les effets de la localisation faible apparaissent et contribuent à la magnétorésistance.

3.4 Description d'un système désordonné

$$t = V_{ij} = \begin{cases} V, & |i - j| = 1 \\ 0, & |i - j| > 1 \end{cases} \quad (3.115)$$

$$(3.116)$$

(où p est la probabilité) [Medina & Kardar \(1992\)](#) ont réalisé l'expansion de "localtor" ([Anderson \(1958\)](#)), qui est valide dans la limite $|V_{ij}| = V \ll (E - t_i)$, où E est l'énergie de l'électron. En fait, si $V = 0$, les fonctions propres sont les états sur les sites, et la longueur de localisation est zéro (il n'y a pas de terme de transfert). Pour $V/(E - \varepsilon_i) \ll 1$ les quantités différentes peuvent être obtenues dans le cadre de la théorie de perturbation au voisinage de la solution à $V = 0$:

$$|\Psi^+\rangle = |\Phi\rangle + \frac{1}{E - H_0 + i\delta} \Upsilon |\Psi^+\rangle, \quad (3.117)$$

où

$$H_0 = \sum_i \varepsilon_i a_i^\dagger a_i, \quad (3.118)$$

et la perturbation

$$\Upsilon = \sum_{\langle ij \rangle} V_{ij} a_i^\dagger a_j. \quad (3.119)$$

La fonction $|\Phi\rangle$ représente l'état de l'électron localisé sur le site initial, tandis que $|\Psi^+\rangle$ représente l'état de l'électron localisé sur le site final. On peut itérer l'expression [\(3.117\)](#) pour obtenir une expansion en ordres du paramètre $\Upsilon/(E - \varepsilon_i)$

$$|\Psi^+\rangle = |\Phi\rangle + \frac{1}{E - H_0 + i\delta} \Upsilon |\Phi\rangle + \frac{1}{E - H_0 + i\delta} \Upsilon \frac{1}{E - H_0 + i\delta} \Upsilon |\Phi\rangle + \dots \quad (3.120)$$

A $\delta \rightarrow 0$, pour le chevauchement de deux états, nous obtenons :

$$\langle \Psi^+ | \Psi^+ \rangle = \langle \Psi^+ | \Phi \rangle + \langle \Psi^+ | \frac{1}{E - H_0} \Upsilon | \Phi \rangle + \langle \Psi^+ | \frac{1}{E - H_0} \Upsilon \frac{1}{E - H_0} \Upsilon | \Phi \rangle + \dots \quad (3.121)$$

Le premier terme dans l'expression précédente, représente un électron qui part du site initial et finit sa propagation au site final sans avoir subi de diffusion ; le deuxième terme représente un électron qui subit une seule diffusion par un site intermédiaire ; le troisième terme décrit deux diffusions, etc. L'opérateur Υ , en agissant sur la fonction

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSCOPHIQUES DÉSORDONNÉS

$|\Phi\rangle$, fait apparaître le facteur V , et l'opérateur H_0 , en agissant sur $|\Phi\rangle$, fait apparaître la valeur ε_i - énergie d'un électron sur le site sans prise en compte de l'interaction. Finalement, on obtient l'expression pour la fonction de Green entre les états initiaux et finaux [Medina & Kardar \(1992\)](#) :

$$\langle \Psi^+ | \Psi^+ \rangle = \langle \Phi | G(E) | \Psi^+ \rangle = \sum_{\Gamma} \prod_{i_{\Gamma}} \frac{V e^{iA}}{E - \varepsilon_{i_{\Gamma}}}, \quad (3.122)$$

où Γ est l'ensemble des chemins possibles entre l'états initiaux et finaux, i_{Γ} repère les sites dans chacune des voies, A est le potentiel vecteur magnétique.

Dans le modèle proposé par [Nguyen *et al.* \(1985a\)](#), [Nguyen *et al.* \(1985b\)](#), les énergies sur les sites ε_i prennent les valeurs $\pm W$ avec des probabilités égales, tandis que les sites initiaux et finaux ont pratiquement les mêmes énergies; dans ce cas on peut mettre $\varepsilon_F = E = 0$. Ainsi, les dénominateurs dans l'expression (3.122) ont la même amplitude W mais des signes différents $\eta_{i_{\Gamma}} = \varepsilon_{i_{\Gamma}}/W$. Le chemin de longueur l contribue maintenant par l'amplitude $W(V/W)^l$ dans la somme. Pour les distances plus grandes que ξ et dans le cas où $(V/W) \ll 1$, il suffit de ne traiter que les chemins orientés. Alors, pour les sites séparés par la distance t , l'expression (3.122) prend la forme [Medina & Kardar \(1992\)](#) :

$$\langle i | G(E) | f \rangle = \left(\frac{V}{W}\right)^t J(t), \quad (3.123)$$

où

$$J(t) = \sum_{\Gamma'}^{\text{orientées}} \prod_{i_{\Gamma'}} \eta_{i_{\Gamma'}} e^{iA}. \quad (3.124)$$

Dans la dernière expression, Γ' est l'ensemble de tous les chemins les plus courts. Toute l'information sur l'interférence est contenue maintenant dans l'expression décrivant $J(t)$. C'est cette quantité qui a été étudiée par [Nguyen *et al.* \(1985a\)](#), [Nguyen *et al.* \(1985b\)](#), [Medina & Kardar \(1992\)](#), [Medina *et al.* \(1990\)](#).

[Medina & Kardar \(1992\)](#), [Medina *et al.* \(1990\)](#) obtiennent finalement pour la fonction de Green

$$\langle \ln |\langle i | G | f \rangle|^2 \rangle \equiv \langle \ln \Psi(t) \rangle = -\frac{t}{\xi_0} - \rho t, \quad (3.125)$$

où

$$\xi_0 = [2 \ln(\frac{\sqrt{2}W}{V})]^{-1} \quad (3.126)$$

est la contribution locale à la longueur de localisation (qui implique les paramètres d'Anderson uniquement), $\rho \equiv \xi_g^{-1}$ est la contribution globale à la longueur de localisation (qui est issue de l'interférence quantique). Les simulations numériques, menées par [Medina *et al.* \(1990\)](#) ont révélée que la contribution ξ_g à la longueur de localisation dépend du champ magnétique :

$$\xi_g^{-1} = \rho(B) = (0.053 \pm 0.02) - (0.15 \pm 0.03) \left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{1/2}, \quad (3.127)$$

où ϕ est le flux magnétique pénétrant dans l'aire, formée par le chemin fermé de propagation de l'électron, ϕ_0 est le quantum du flux magnétique. On peut donc voir que le champ magnétique mène à l'augmentation de la longueur de localisation et, par conséquent, pousse le système vers la région où $\xi \lesssim t$. Physiquement cela peut être expliqué par un déphasage entre les voies de propagation de l'électron, induit par le champ magnétique : le temps du séjour de l'électron sur les sites intermédiaires diminue, ainsi, la probabilité de trouver cet électron sur le site final augmente (voir Fig. (3.11)). Cet idée a été exprimée aussi par [Ionov & Shlimak \(1991\)](#). La magnétorésistance dans ce régime est négative et varie en champ magnétique soit comme B^2 soit comme $B^{1/2}$, en fonction du rayon cyclotron et de la distance de sauts [Agrinskaya *et al.* \(2010\)](#); [Choy *et al.* \(2008\)](#).

Il est intéressant de noter que la même dépendance de la longueur de localisation en fonction du champ magnétique a été trouvée par une autre méthode, à savoir - dans le cadre de la théorie du groupe de renormalisation. L'application d'un champ magnétique extérieur conduit à la perte de la symétrie par rapport au renversement du temps, ce qui s'exprime par le changement de la symétrie de l'Hamiltonien d'orthogonal à unitaire [Lerner & Imry \(1995\)](#); [Minkov *et al.* \(2004\)](#); [Slevin & Ohtsuki \(1997\)](#). La dépendance de la longueur de localisation en fonction du champ magnétique dans le regime où $\xi_o \gtrsim l_H \gtrsim l$ et le désordre est faible prend la forme suivante :

$$\xi = l_B \cdot \exp[g_B^2] \quad (3.128)$$

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSOscopIQUES DÉSORDONNÉS

où $l_B \equiv \sqrt{\hbar/eB}$ est le rayon cyclotron, $g_B \equiv g(l_B) = g_0 - \ln(l_B/l)$. La longueur de localisation varie donc dans la gamme de la valeur orthogonale $\xi_o \cong \text{lexp}(g_0)$ pour $l_B \gtrsim \xi_o$ jusqu'à la valeur unitaire, $\xi_u \cong \text{lexp}(g_0^2)$ pour $l_B \sim l$. Puisque $g_0 \gg 1$ (g_0 est la conductance d'un système de la taille $L_0 \sim l$), $\xi_u \gg \xi_o$ [Lerner & Imry (1995)]. Lerner & Imry (1995) ont noté que la relation ξ_u/ξ_o n'est pas universelle - c'est-à-dire qu'elle peut varier sur plusieurs ordres de grandeur dans la gamme $l \lesssim l_H \lesssim \xi_o$.

En dépit du nombre élevé d'études de magnétorésistance au voisinage de la transition du régime de localisation faible au régime de forte localisation, le mécanisme de la magnétorésistance négative n'est pas compris. Cela est dû à la nécessité de prendre en compte les interactions entre les électrons, qui ne sont pas triviales dans les systèmes désordonnés. De surcroît, il est difficile de trouver un paramètre, que l'on pourrait utiliser dans la théorie de perturbation.

3.5 Localisation d'Anderson sous champ magnétique extérieur

La théorie des corrections quantiques à la conductivité, présentée dans la Section (3.4.1.1), a été élaborée dans le cadre de l'approche perturbative, quand le désordre statique est faible. Ces corrections apparaissent dans l'ordre supérieur dans le développement en $(k_F l)^{-1}$ Altshuler & Aronov (1985) et elles sont associées aux processus de rétrodiffusion cohérente. Ces corrections sont observées dans les expériences menées sur des métaux ou semiconducteurs dégénérés, pour lesquels la relation $k_F l \gg 1$ est satisfaite.

Néanmoins, comme on l'a déjà noté dans l'Introduction (1.1), des caractéristiques électriques, similaires à celles faites dans les métaux faiblement désordonnés, ont été mises en évidence dans des matériaux où le désordre statique est fort. Dans les semiconducteurs fortement dopés/désordonnés, où le transfert de charge à basse température se fait habituellement par sauts des électrons entre sites localisés, les dépendances des magnétorésistances en fonction du champ magnétique extérieur ont été trouvées être négatives - c'est-à-dire, que la conductivité augmente quand le champ appliqué augmente. Pour expliquer ces observations, des modèles différents ont été développés, ainsi que des essais de description de la localisation d'Anderson sous champ magnétique faible dans le cadre de la théorie diagrammatique des fonctions de Green (par exemple, par Kleinert & Bryksin (1997)). Kleinert et Bryksin, en étudiant l'équation de Bethe-Salpeter (équation qui décrit les états liés dans la théorie quantique des champs), ont

3.5 Localisation d'Anderson sous champ magnétique extérieur

indentifié la classe de diagrammes qui peuvent être sommés dans l'approximation self-consistante.

Dans la représentation de Wigner, l'équation pour le vertex irréductible a la forme suivante [Kleinert & Bryksin \(1997\)](#) :

$$U(\mathbf{k}', \mathbf{k}, 0; E, \omega) = u_0 + u_0 \sum_k G^R(\mathbf{k} + \kappa; E + \hbar\omega) G^A(\mathbf{k}' - \kappa, E) \Gamma(\kappa; E, \omega) + \\ + u_0 \sum_k G^R(\mathbf{k}' + \kappa, E + \hbar\omega) G^A(\mathbf{k} - \kappa; E) \Gamma(\kappa; E, \omega),$$

où $u_0 = \hbar/[2\pi N(E)\tau_0]$, $N(E) = \sum_{\mathbf{k}} N(\mathbf{k}, E)$ est la densité des états sur le niveau de Fermi et τ_0 est le temps de dispersion élastique. La constante de couplage effectif s'écrit :

$$u(E, \omega) = u_0 \left[1 + \frac{\sum_k \Gamma(\kappa; E, \omega)}{2\pi^2 N(E)^2 u(E, \omega)^2} \right] = \frac{\hbar}{2\pi N(E)\tau(E, \omega)} \quad (3.129)$$

d'où on tire le coefficient de diffusion pour un système isotrope [Kleinert & Bryksin \(1997\)](#) :

$$D(E, \omega) = \frac{D_0}{1 + \frac{1}{\hbar\pi N(E)} \sum_{\mathbf{k}} C(\kappa; E, \omega)}, \quad (3.130)$$

où $D_0 = v_F^2 \tau_0 / d$.

La quantité $\sum_{\mathbf{k}} C(\mathbf{k}; E, \omega)$ est la fonction d'autocorrélation du propagateur de Cooper qui, dans un champ magnétique appliqué, satisfait l'équation suivante :

$$-i\omega - D(E, \omega) [\nabla_{\mathbf{r}} - i2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]^2 C(\mathbf{r}; E, \omega) = \delta(\mathbf{r}). \quad (3.131)$$

D'après ces relations, [Kleinert & Bryksin \(1997\)](#) ont déduit l'expression du coefficient de diffusion dynamique dans un système désordonné bi-dimensionnel :

$$D = D_0 - \frac{1}{2\pi^2 \hbar N_F} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eBl} + s \frac{l_B^2}{4D}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + s \frac{l_B^2}{4D}\right) \right], \quad (3.132)$$

où ψ est la fonction di-gamma et $s = 1/\tau_\varepsilon$ - est l'inverse du temps de dispersion non-élastique. Dans la limite d'un faible désordre ($k_F l \gg 1$), où le désordre peut être traité dans le cadre de la théorie des perturbations, le coefficient de diffusion D dans l'équation précédente peut être remplacé par D_0 , ce qui conduit à l'expression

3. MÉCANISMES DE TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SYSTÈMES MÉSOACOPIQUES DÉSORDONNÉS

de la magnétoconductivité dans le cadre de la théorie de localisation faible (voir l'Eq. (3.110)). Ainsi, il a été démontré, qu'il existe une frontière séparant les états localisés (dans le régime où le champ magnétique est très faible et le coefficient de diffusion s'approche de zéro) des états étendus (qui apparaissent sous les champs magnétiques plus forts). Ces résultats sont valides pour le régime où $l_B > L$, L étant soit la taille du système, soit la longueur de diffusion inélastique. La valeur critique du champ magnétique, pour lequel le coefficient de diffusion (Eq. (3.132)) disparaît, peut être déterminée d'après la relation suivante :

$$B_c = \frac{m^* e^{C-1}}{k_F \lambda_0 \tau_0} \exp(-\pi k_F \lambda_0) \quad (3.133)$$

où m^* est la masse effective, C est la constante d'Euler et τ_0 - est le temps de diffusion élastique. Un tel scénario de transition métal-isolant gouvernée par un champ magnétique extérieur, peut être relié aux modèles, où la magnéto-résistance négative (dans les systèmes pour lesquels le mécanisme de transfert de charge est VRH), est due aux inclusions métalliques dans les matrices-isolantes [Ionov & Shlimak \(1991\)](#). Dans ces systèmes, les trajets de sauts passent au travers de ces inclusions métalliques et la magnéto-résistance négative est due au phénomène de l'interférence associée au mouvement diffusif des porteurs de charge.

[Minkov *et al.* \(2004\)](#) ont remarqué que [Kleinert & Bryksin \(1997\)](#) n'ont pas pris en compte les corrections quantiques, qui sont reliées aux diffusons. [Minkov *et al.* \(2004\)](#) font valoir que dans le régime d'isolant faible, où $\xi_o < L_\phi$ et la conductance est de l'ordre de e^2/h (voir discussion dans la Section (3.2.1.2)), ce sont les corrections associées à la deuxième boucle dans la théorie d'échelle qui décrivent les effets de délocalisation en champs magnétique extérieur.

Conclusions : nous avons considéré les mécanismes de transport de charge dans les régimes de faible et forte localisation, ainsi que l'applicabilité des concepts pour la description des systèmes désordonnés dans ces régimes. Les expressions importantes, Eqs. (3.21), (3.23), (3.105), (3.110), (3.127), (3.132), obtenues dans ce chapitre, seront utilisées pour l'analyse des données expérimentales (Chapitre 7).

4

Les voies de la diffusion des porteurs de charge et leur contribution aux corrections quantiques à la conductivité

4.1 L'interaction entre les quasi-particules

Dans la plupart des études de la matière condensée, on s'intéresse généralement aux excitations à basse énergie. Cet intérêt est motivé d'une part par les aspects pratiques (on retrouve le fer à la température ambiante dans la vie quotidienne ; et dans un état proche de l'état fondamental), et d'autre part - par la tendance des systèmes macroscopiques à se comporter d'une manière universelle à basse température. Cela implique, par exemple, qu'à basse température les détails de la forme fonctionnelle du potentiel de l'interaction microscopique perdent leur importance, i.e., on peut utiliser les Hamiltoniens simples [Altland & Simons \(2010\)](#). Ainsi, dans la description des systèmes quantiques à plusieurs corps, le concept de l'état fondamental $|\Phi\rangle$ (dans lequel se trouve le système à basse température) joue un rôle primordial, à savoir qu'il détermine les propriétés les plus universelles du système. De surcroît, tous les vecteurs des états peuvent être obtenus à partir de $|\Phi\rangle$ dans la représentation de la seconde quantification. A son tour, l'état fondamental peut être défini comme un état principal des champs quantiques, caractérisé par le minimum de l'énergie, de l'impulsion, de

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

l'impulsion angulaire, de la charge électrique et autres nombres quantiques.

Aux basses températures, les particules et les trous sont excités seulement au voisinage de la surface de Fermi. Dans un système isolé, le nombre total des particules est conservé. Par conséquent, le nombre des particules excitées doit être égal au nombre des trous. Du point de vue théorique, il est plus commode de travailler avec un système, qui est équivalent à l'ensemble grand canonique de la mécanique statistique, c'est-à-dire avec le système, caractérisé par un potentiel chimique au lieu du nombre des particules. Ceci équivaut à traiter un système qui se trouve en contact avec un réservoir des particules. Dans ce cas il est commode de travailler avec l'énergie libre

$$F = E - \mu \cdot N \quad (4.1)$$

où E - est l'énergie du système, μ - est le potentiel chimique et N - est le nombre total des particules. L'énergie libre des excitations, qui sont décrites par la déviation $\delta n_{\mathbf{p}}$ de la fonction de distribution, est donnée par l'expression suivante [Nozieres & Pines \(1999\)](#)

$$F - F_0 = \sum_{\mathbf{p}} \left(\frac{p^2}{2m} - \mu \right) \delta n_{\mathbf{p}} = E - E_0 - \mu(N - N_0), \quad (4.2)$$

où N_0 est le nombre des particules dans l'état principal. Quand le nombre des particules est conservé, c'est-à-dire quand $\sum_{\mathbf{p}} \delta n_{\mathbf{p}} = 0$, l'expression précédente se réduit à

$$E - E_0 = \sum_{\mathbf{p}} \frac{p^2}{2m} \delta n_{\mathbf{p}}. \quad (4.3)$$

Pour un système idéal il existe une relation linéaire entre l'énergie d'un état particulier et la fonction de distribution. Si on prend en compte l'interaction entre les particules, la relation entre l'énergie E et la fonction de distribution des quasi-particules $n_{\mathbf{p}}$ devient beaucoup plus compliquée. Cette relation peut être écrite comme une fonctionnelle $E[n_{\mathbf{p}}]$, dont, en général, on ne peut donner une expression formelle. Pourtant, si la fonction de distribution $n_{\mathbf{p}}$ est suffisamment proche de la fonction de distribution de l'état principal $n_{\mathbf{p}}^0$, cette fonctionnelle peut être développée en série de Taylor. En supposant que $n_{\mathbf{p}}$ soit petite, nous obtenons

$$E[n_{\mathbf{p}}] = E_0 + \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} \delta n_{\mathbf{p}} + O(2). \quad (4.4)$$

4.1 L'interaction entre les quasi-particules

où $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ - est la dérivée fonctionnelle de $E[n_{\mathbf{p}}]$. Si $\delta n_{\mathbf{p}}$ correspond à un état avec une particule complémentaire, ayant l'impulsion p , l'énergie de cet état est $E_0 + \varepsilon_{\mathbf{p}}$ (où $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ - est l'énergie de quasi-particule). Selon Eq. (4.4), l'énergie de plusieurs quasi-particules excitées est additive aux termes de l'ordre δn^2 près. Pour les systèmes normaux, l'énergie $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ varie de façon continue au voisinage de $\mathbf{p} = \mathbf{p}_F$. Si nous prenons en compte uniquement les processus adiabatiques, c'est-à-dire les processus pour lesquels un état avec une quasi-particule complémentaire apparaît à partir de l'état du système avec $(N + 1)$ particules, tandis que le nombre total des particules est conservé, nous pouvons écrire pour $(N - N_0)$

$$N - N_0 = \sum_{\mathbf{p}} \delta n_{\mathbf{p}}. \quad (4.5)$$

En utilisant Eq. (4.4) et Eq. (4.5), nous obtenons aux termes de l'ordre δn^2 près

$$F - F_0 = \sum_{\mathbf{p}} (\varepsilon_p - \mu) \delta n_{\mathbf{p}} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \delta n_{\mathbf{p}} \delta n_{\mathbf{p}'} + O(\delta n^3). \quad (4.6)$$

Cette dernière équation constitue la base de la théorie phénoménologique du liquide de Fermi, proposée par L.D. Landau. La particularité la plus importante de cette équation est la présence d'un terme quadratique complémentaire, qui décrit l'interaction entre les particules. Ce terme est absent dans la théorie de Sommerfeld. La partie droite de l'expression (4.6) représente les termes principaux dans l'expansion de $(F - F_0)$ en degrés du nombre relatif des quasi-particules excitées

$$\alpha = \frac{\sum_{\mathbf{p}} |\delta n_{\mathbf{p}}|}{N}. \quad (4.7)$$

L'approximation de Landau est valable quand les valeurs de α sont petites. La plupart des propriétés, auxquelles nous sommes intéressés, est reliée à un déplacement de la surface de Fermi par une petite valeur δ . La valeur de $\delta n_{\mathbf{p}}$, qui correspond à ce déplacement, est égale ± 1 dans une couche δ près de la surface de Fermi. Au-delà de cette couche, $\delta n_{\mathbf{p}} = 0$. La fonction $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}$ dans l'expression (4.6) est la dérivée seconde fonctionnelle de E (ou F) sur $n_{\mathbf{p}}$ et elle n'est pas changée par permutation de \mathbf{p} et \mathbf{p}' . Puisque chaque sommation sur l'impulsion donne le facteur Ω , la fonction $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}$ est de l'ordre de $1/\Omega$. Ceci devient évident quand on interprète $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}$ comme l'énergie de l'interaction des quasi-particules \mathbf{p} et \mathbf{p}' [Nozieres & Pines (1999)]. Comme le volume

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

du système est Ω , la probabilité de l'interaction entre les particules est de l'ordre a^3/Ω , où a - est le rayon de l'interaction. En absence de champ magnétique, le système possède la symétrie par rapport au renversement du temps, alors

$$f_{\mathbf{p}\sigma,\mathbf{p}'\sigma'} = f_{-\mathbf{p}-\sigma,-\mathbf{p}'-\sigma'} \quad (4.8)$$

où σ sont les indices de spin. Si, de surcroît, la surface de Fermi est invariante par rapport à l'inversion $\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$, l'expression (4.8) prend la forme

$$f_{\mathbf{p}\sigma,\mathbf{p}'\sigma'} = f_{\mathbf{p}-\sigma,\mathbf{p}'-\sigma'} \quad (4.9)$$

Dans ce cas $f_{\mathbf{p}\sigma,\mathbf{p}'\sigma'}$ ne dépend que de l'orientation relative de spins σ et σ' et, par conséquent, elle a deux composantes correspondantes aux orientations des spins parallèle et anti-parallèle :

$$f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{\uparrow\uparrow} = f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^s + f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^a, \quad (4.10)$$

$$f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{\downarrow\uparrow} = f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^s - f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^a, \quad (4.11)$$

où $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^s$ et $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^a$ - sont les parties symétriques et anti-symétriques sur les spins dans l'interaction entre les quasi-particules. Le terme anti-symétrique $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^a$ est dû à l'énergie de l'interaction d'échange, qui apparaît dans le cas où les spins sont parallèles. Dans le cas où le système est isotrope, les expressions pour $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^a$ et $f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^s$ ne dépendent que de l'angle χ entre \mathbf{p} et \mathbf{p}' et ils prennent la forme :

$$f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{s(a)} = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{s(a)} P_l(\cos\chi), \quad (4.12)$$

où P_l sont les polynômes de Legendre. La fonction f est entièrement définie par les coefficients f_l^s et f_l^a . Ces derniers peuvent être exprimés sous la forme suivante [Nozieres & Pines \(1999\)](#)

$$\nu(0)f_l^{s(a)} = \frac{\Omega m^* p_F}{\pi^2 \hbar^3} f_l^{s(a)} = F_l^{s(a)}. \quad (4.13)$$

4.1 L'interaction entre les quasi-particules

Les coefficients adimensionnels F_l^s et F_l^a sont liés à la relation entre l'énergie de l'interaction et l'énergie cinétique $r_s = E_{ee}/E_F : F_l^\sigma = f(r_s)$ (ces paramètres microscopiques, F_0^σ et r_s , seront déterminés d'après les données expérimentales dans le Paragraphe 7.2.1).

Avant de passer à la discussion des effets de l'interaction entre les quasi-particules, il est nécessaire de montrer encore une fois, d'une manière explicite, le passage du traitement du problème à une particule au problème à plusieurs corps.

Considérons un état, caractérisé par la fonction de distribution

$$n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = n_{\mathbf{p}}^0 + \delta n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t), \quad (4.14)$$

où la déviation $\delta n_{\mathbf{p}}$ à l'état principal est petite. Comme ci-dessus, supposons que l'énergie totale soit une fonctionnelle $E[n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)]$ de la fonction de distribution. On peut écrire l'expansion de cette fonctionnelle en série de Taylor

$$E = E_0 + \sum_{\mathbf{p}} \int d^3\mathbf{r} \varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \delta n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} \iint d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{r}' f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, \mathbf{p}', \mathbf{r}') \delta n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \delta n_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}') + \dots \quad (4.15)$$

Si le système possède l'invariance par translations spatiales T , $\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \varepsilon_{\mathbf{p}}$ et la fonction $f(\mathbf{p}, \mathbf{p}', \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ne dépend que de $(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$. Si la perturbation varie lentement dans le temps et dans l'espace (c'est-à-dire, elle est caractérisée par l'échelle macroscopique), $\delta n_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}')$ peut être traitée comme une constante sur l'échelle du rayon de l'interaction. Dans ce cas, la déviation $\delta n_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}')$ peut être remplacée par $\delta n_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r})$ et l'énergie prend la forme

$$E = E_0 + \int d^3\mathbf{r} \delta E(\mathbf{r}), \quad (4.16)$$

où E_0 - est l'énergie de l'état principal du système et

$$\delta E(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_p \delta n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} \delta n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \delta n_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}). \quad (4.17)$$

Ainsi, l'énergie de l'interaction est déterminée par l'expression [Nozieres & Pines \(1999\)](#)

$$f_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} = \int d^3\mathbf{r} f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, \mathbf{p}', \mathbf{r}'). \quad (4.18)$$

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

Selon l'Eq. (4.17), l'énergie locale d'une quasi-particule avec l'impulsion \mathbf{p} est

$$\varepsilon_{\mathbf{p}}^{loc}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \delta n_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}). \quad (4.19)$$

Il faut noter que l'énergie locale dépend de \mathbf{p} et de \mathbf{r} . La valeur $\nabla_{\mathbf{p}} \varepsilon^{loc}$ détermine donc la vitesse d'une quasi-particule, tandis que la valeur $-\nabla_{\mathbf{r}} \varepsilon^{loc}$ correspond à une "force diffusives" qui "pousse" les quasi-particules dans la région de l'énergie minimale. Maintenant, l'énergie totale peut être écrite sous la forme suivante

$$E = E_0 + \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} \delta n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \delta n_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \delta n_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}), \quad (4.20)$$

où E_0 , comme auparavant, est l'énergie de l'état principal du système, le deuxième terme correspond aux quasi-particules sans interaction et le troisième terme correspond à l'interaction entre deux quasi-particules.

4.2 Quantification et l'Hamiltonien du système

A l'expression (4.20) peut être associé l'Hamiltonien, qui permet de traiter les effets quantiques [Raimes (1972)] :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \quad (4.21)$$

où

$$\hat{H}_0 = \sum_{i,j} \langle i|h|j \rangle c_i^\dagger c_j - E_0, \quad (4.22)$$

$$\langle i|h|j \rangle = \int \phi_i^*(\mathbf{x}) h(\mathbf{x}) \phi_j(\mathbf{x}) d\mathbf{x}. \quad (4.23)$$

Et

$$\hat{H}_{int} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} \langle ij|V|kl \rangle c_i^\dagger c_j^\dagger c_l c_k, \quad (4.24)$$

où

$$\langle ij|V|kl \rangle = \iint \phi_i^*(\mathbf{x}_1) \phi_j^*(\mathbf{x}_2) V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \phi_k(\mathbf{x}_1) \phi_l(\mathbf{x}_2) d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2. \quad (4.25)$$

4.2 Quantification et l'Hamiltonien du système

Dans les expressions (4.22) - (4.25) c_i^\dagger , c_i et $\phi_i(\mathbf{x})$ sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation et les fonctions d'onde. Ils sont reliés avec les opérateurs des champs par les expressions suivantes :

$$\psi(\mathbf{x}) = \sum_i \phi_i(\mathbf{x})c_i, \quad (4.26)$$

$$\psi^\dagger(\mathbf{x}) = \sum_i \phi_i^*(\mathbf{x})c_i^\dagger, \quad (4.27)$$

$$\{\psi(\mathbf{x}), \psi(\mathbf{x}')\} = 0, \quad (4.28)$$

$$\{\psi^\dagger(\mathbf{x}), \psi^\dagger(\mathbf{x}')\} = 0, \quad (4.29)$$

$$\{\psi(\mathbf{x}), \psi^\dagger(\mathbf{x}')\} = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'). \quad (4.30)$$

En comparant les expressions (4.24) et (4.25) avec l'expression (4.20), nous voyons que :

$$\langle ij|V|kl\rangle \propto \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\sigma} F_l^{\sigma}, \quad (4.31)$$

où les paramètres F_l^{σ} sont déterminés par l'expression (4.13). Ces paramètres jouent un rôle primordial dans la théorie des liquides quantiques et ils sont liés à l'amplitude de liquide de Fermi λ_2 dans le cadre de la théorie de Landau par l'expression suivante [Minkov *et al.* \(2009\)](#) :

$$\lambda_2 = \frac{-F_0^{\sigma}}{1 + F_0^{\sigma}}. \quad (4.32)$$

Dans cette dernière expression F_0^{σ} est la constance de l'interaction dans la voie "triplet" [Zala *et al.* \(2001a\)](#).

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

4.3 La classification des voies de la diffusion : la voie de diffusion et la voie de Cooper

L'interaction entre les quasiparticules est décrite par la fonction de Green à deux particules (Migdal (1967); Sadovskii (2006)) :

$$K = \langle T\psi(1)\psi(2)\psi^+(3)\psi^+(4) \rangle, \quad (4.33)$$

qui est déterminée par la somme de tous les diagrammes, qui décrivent la propagation de deux particules de points (1,2) aux points (3,4). Tout d'abord, on peut commencer par traiter les diagrammes sans l'interaction entre les particules, mais avec l'interaction de chacune de ces particules avec le milieu (voir Figure (4.1)). Dans ce cas, deux ensembles de diagrammes indépendants apparaissent et nous avons :

$$K_0 = G(1,3)G(2,4) - G(1,4)G(2,3). \quad (4.34)$$

où G est la fonction de Green à une particule. Dans cette expression, le signe

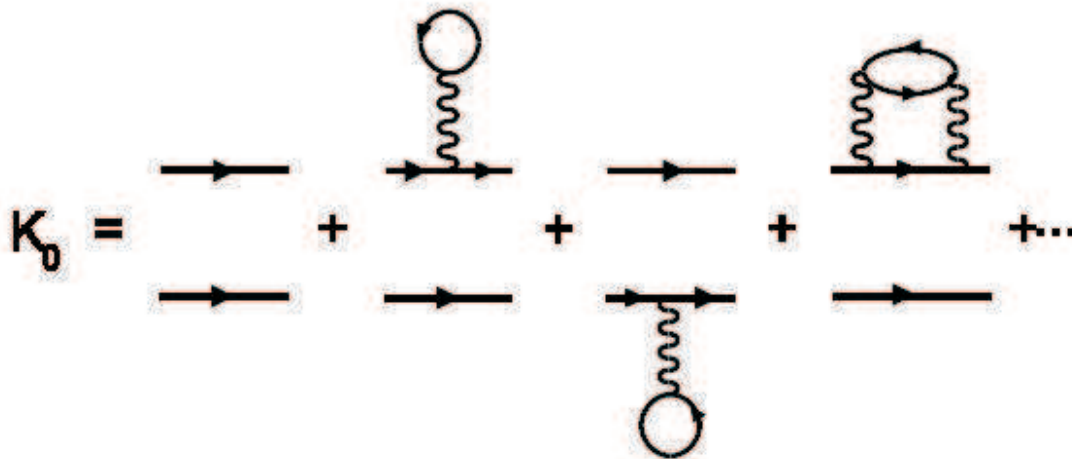


Fig. 4.1: Les diagrammes, qui décrivent la propagation indépendante de deux particules dans le liquide de Fermi - Diagrammes pour la fonction K_0 (crédit Sadovskii (2006)).

“moins” devant le deuxième terme (terme d'échange) est lié à la propriété de l'antisymétrie des fermions par rapport aux réarrangements. Tout les autres diagrammes pour K contiennent les actes de l'interaction des particules.

4.3 La classification des voies de la diffusion : la voie de diffusion et la voie de Cooper

Soit V l'ensemble des diagrammes de l'interaction, tels qu'ils ne peuvent pas être séparés en parties liées par deux lignes électroniques (voir Figure (4.2)), - un bloc irréductible dans la voie particule-particule (**voie de Cooper**). Dans ce cas nous avons une équation intégrale

$$K = K_0 - GGVK \quad (4.35)$$

(parce que la somme de tout les diagrammes après V donne K).

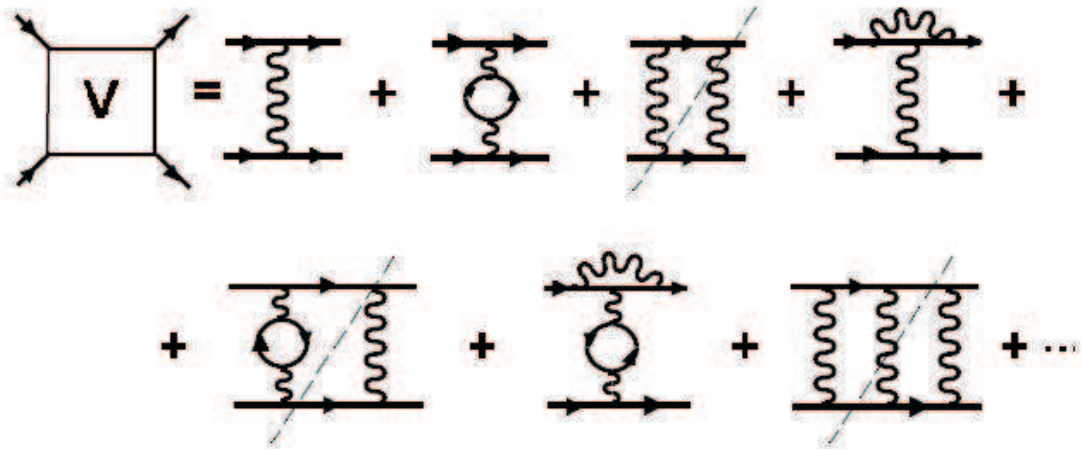


Fig. 4.2: Définition graphique du bloc V dans la voie de Cooper - Les diagrammes, qui peuvent être séparés en parties liées par deux lignes électroniques (crédit [Sadovskii \(2006\)](#)).

Afin de décrire le processus de l'interaction lui-même, il est commode d'introduire l'amplitude de la dispersion (le vertex) Γ par l'expression suivante :

$$K - K_0 = -GG\Gamma GG. \quad (4.36)$$

Le vertex Γ est la somme de tout les diagrammes qui commencent et finissent par l'interaction entre les particules (c'est-à-dire, les fins extérieures des diagrammes sont omis). Par la substitution de (4.36) à (4.35), nous obtenons

$$K - K_0 = -GG\Gamma GG = -GGVK = -GGVK_0 + GGVG\Gamma GG. \quad (4.37)$$

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

En utilisant l'expression (4.37) et

$$GGVK_0GG(V - \tilde{V})GG, \quad (4.38)$$

où \tilde{V} signifie V avec les fins sortants permutés, on obtient pour Γ

$$\Gamma = V - \tilde{V} - VGG\Gamma. \quad (4.39)$$

D'après les définitions de K et de Γ ils s'en suit les propriétés suivantes

$$\Gamma(1, 2; 3, 4) = -\Gamma(2, 1; 3, 4) = -\Gamma(1, 2; 4, 3),$$

$$\Gamma(1, 2; 3, 4) = \Gamma(3, 4; 1, 2),$$

qui sont liées à l'anti-symétrie des fonctions d'onde dans le système de fermions. La forme graphique de l'expression pour Γ est présentée sur la Figure (4.3).

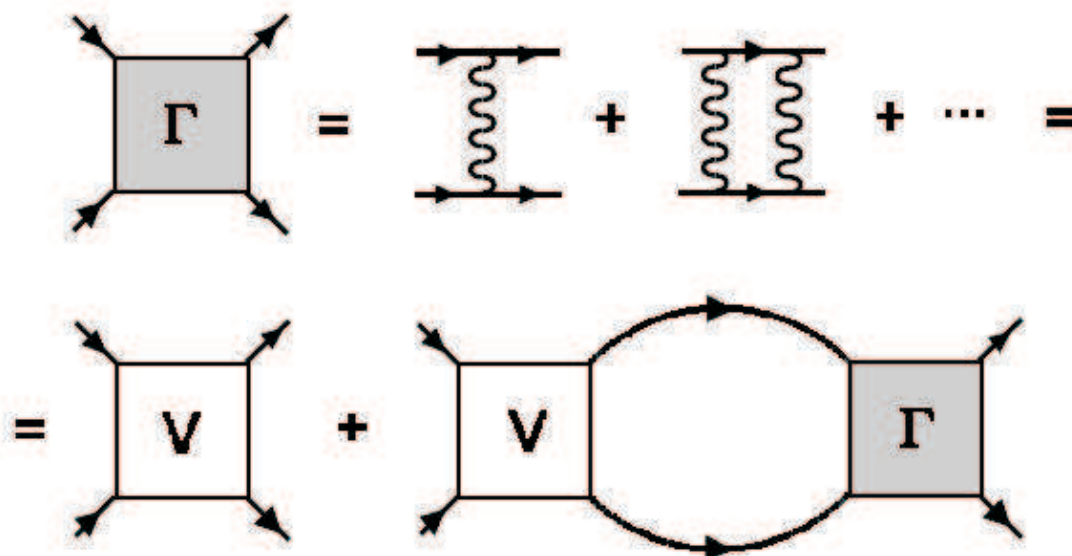


Fig. 4.3: Représentation graphique de l'expression de l'amplitude de la diffusion avec la mise en relief de la voie de Cooper - (crédit Sadovskii (2006)).

Ci-dessus nous avons traité le bloc V irréductible dans la voie de particule-particule (voie de Cooper). Mais, d'après l'ensemble des diagrammes Γ , on peut aussi déduire un bloc U , qui est irréductible dans la voie particule-trou (**voie de diffusion**) - un bloc

4.3 La classification des voies de la diffusion : la voie de diffusion et la voie de Cooper

de diagrammes qui ne peuvent pas être séparés en parties, liées par les lignes d'une particule et d'un trou (voir Figure (4.4)). Dans ce cas, l'expression pour l'amplitude de dispersion peut être écrite sous la forme suivante (Figure (4.5)) [Sadovskii (2006)] :

$$\Gamma = U + UGG\Gamma. \quad (4.40)$$

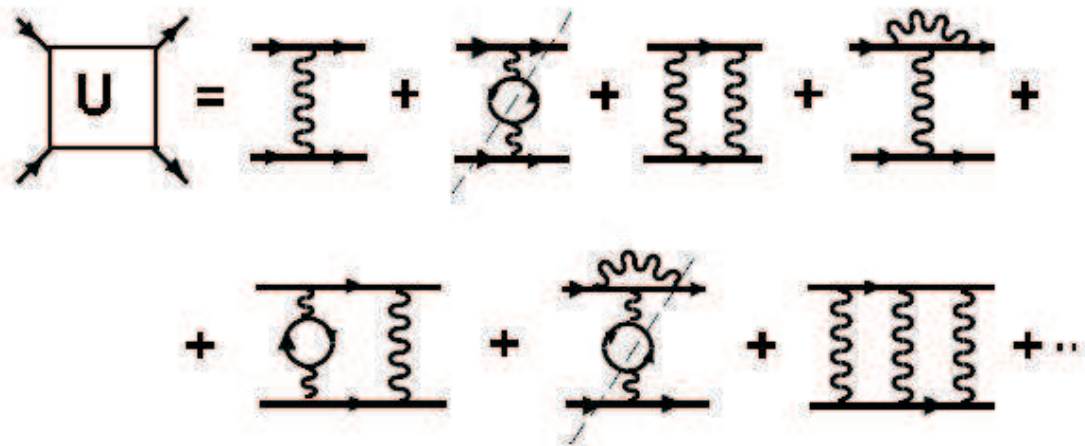


Fig. 4.4: Définition graphique du bloc U dans la voie de diffusion - Les diagrammes, qui peuvent être séparés en parties liées par les lignes d'une particule et d'un trou (crédit Sadovskii (2006)).

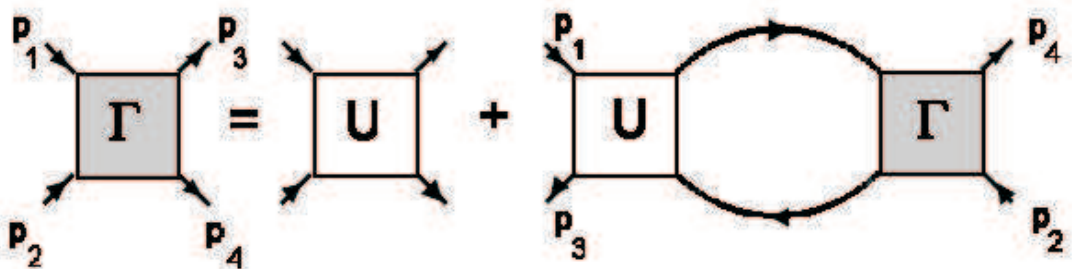


Fig. 4.5: Représentation graphique de l'expression pour l'amplitude de la dispersion avec la mise en relief de la voie de diffusion - (crédit Sadovskii (2006)).

Dans la représentation de l'impulsion, la différence des 4-impulsions dans les fonctions de Green G est égale à l'impulsion transmise $q = p_1 - p_3 = p_4 - p_2$, qui, à son tour, est égale à l'impulsion totale dans la voie particule-trou et identique dans chaque

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

section de cette voie. Par contre, pour le bloc V (voir expression (4.39) et Figure (4.3)), la somme des impulsions dans Γ est égale à l'impulsion totale, $q' = p_1 + p_2 = p_3 + p_4$, d'un système composé de deux particules et elle est identique dans chaque section de cette voie.

En général, la mise en relief de n'importe quel bloc, tels qu'on les a présentés ci-dessus, est commode quand un bloc devient indépendant de ces arguments (impulsions). Dans ce cas il peut être remplacé par une constante effective.

La diffusion des porteurs de charge sans interaction. Dans le cadre de l'approche diagrammatique, la prise en compte de la diffusion des porteurs de charge dans le cas de diffusion sans interaction mène aux expressions de Drude pour la conductivité électrique (voir les expressions (3.95)-(3.98)).

La diffusion des porteurs de charge dans la voie de Cooper sans interaction : la localisation faible. Dans le cadre de l'approche diagrammatique, la prise en compte de la diffusion des porteurs de charge dans la voie de Cooper sans interaction mène aux corrections à la conductivité électrique, issues de l'effet de localisation faible (voir les expressions (3.104)-(3.105), (3.110)).

4.3.1 Classification des voies de l'interaction : les voies singlet et triplet

Bien que l'interaction entre les quasi-particules, ce qui nous intéresse ici, ne dépend pas du spin, la sommation réalisée dans le cadre de la théorie des perturbations est dépendante de l'état du spin des deux électrons impliqués. Dans la correction au premier ordre toutes les voies du spin donnent les contributions identiques [Zala *et al.* (2001b)]. Le nombre total des voies est 4 et elles peuvent être classifiées par le spin total des deux électrons, à savoir : un état avec le spin total zero ("singlet") et trois états avec le spin total 1 ("triplet", les trois états différents par la valeur de la projection du spin total sur l'axe z). On sait [Altshuler & Aronov (1985); Finkelshtein (1983, 1984)], que la contribution issue de la correction de Hartree dans la voie "singlet" doit être combinée avec la correction de Fock sous forme d'une renormalisation de la constante du couplage. Ce qui reste du terme de Hartree est la contribution issue de la voie "triplet" ; cette contribution étant dépendante de la constante de liquide de Fermi F_0^σ . Par conséquent,

4.3 La classification des voies de la diffusion : la voie de diffusion et la voie de Cooper

la correction totale à la conductivité peut être écrite sous la forme d’une somme de la contribution dite “charge” (qui combine la correction de Fock et la correction de Hartree dans la voie “singlet”) et de la contribution issue de la voie de “triplet”

$$\sigma = \sigma_D + \delta\sigma_T + \delta\sigma_C. \quad (4.41)$$

Avant d’écrire les formes explicites des corrections $\delta\sigma_T$ et $\delta\sigma_C$, il est nécessaire de retourner à l’Hamiltonien de l’interaction \hat{H}_{int} et de montrer comment les voies de l’interaction font partie de l’Hamiltonien total du système.

4.3.1.1 L’Hamiltonien de l’interaction du système

Il a été montré, que la contribution principale aux dépendances en fonction de la température des quantités physiques, donne des processus, caractérisés par les échelles spatiales beaucoup plus grandes que la longueur d’onde sur le niveau de Fermi λ_F [Zala et al. \(2001b\)](#). Dans ce cas, les paramètres du liquide de Fermi F_l^σ (voir (4.13)) sont déterminés sur des distances de l’ordre de λ_F , et ils ne sont pas affectés par le désordre si la condition $\varepsilon_F \cdot \tau/\hbar \gtrsim 1$ est satisfaite. De l’autre côté, toutes les dépendances en fonction du désordre et de la température des quantités physiques sont déterminées par le comportement “infra-rouge” du système, où F_l^σ peuvent être considérés comme fixés. En suivant [Abrikosov et al. \(1975\)](#); [Zala et al. \(2001b\)](#), nous re-écrivons l’Hamiltonien (4.24) pour les “soft modes” du système dans la représentation de l’impulsion

$$\hat{H}_{int} = \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{p}} \frac{V(q)}{2} \psi_{\sigma_1}^\dagger(\mathbf{p}_1) \psi_{\sigma_2}^\dagger(\mathbf{p}_2) \psi_{\sigma_2}(\mathbf{p}_2 + \mathbf{q}) \psi_{\sigma_1}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}), \quad (4.42)$$

où la sommation se fait aussi sur les indices du spin. Les “soft modes” du système correspondent à la situation où deux opérateurs de fermions $c_{\mathbf{p}}$ et $c_{\mathbf{p}'}$ ont des impulsions \mathbf{p} et \mathbf{p}' proches.

Au premier ordre de la théorie des perturbations le potentiel de l’interaction $V(q)$ doit être considéré comme petit (ceci correspond au couplage faible) [Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#)

$$V(\mathbf{q}, \omega) = \frac{V_0(\mathbf{q})}{1 + V_0(\mathbf{q})\Pi(\mathbf{q}, \omega)}, \quad (4.43)$$

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

où l'opérateur de polarisation $\Pi(\mathbf{q}, \omega)$ dans la limite de valeurs de \mathbf{q} et ω petites prend la forme suivante :

$$\Pi(\mathbf{q}, \omega) = \nu_d \frac{D\mathbf{q}^2}{-i\omega + D\mathbf{q}^2}. \quad (4.44)$$

Dans les expressions (4.43) et (4.44) : D est la constante de diffusion ($D = v_F^2\tau/3$ en quasi-1D, quasi-2D et en 3D ; et $D = v_F^2\tau/2$ en 2D), ν_d est la densité d'états dans le système à d -dimensions, $V_0(\mathbf{q})$ est le potentiel Coulombien,

$$V_0(\mathbf{q}) = \frac{4\pi e^2}{\mathbf{q}^2} \quad (4.45)$$

en 3D,

$$V_0(q) = \frac{2\pi e^2}{|q|} \quad (4.46)$$

en 2D, et

$$V_0(q) = e^2 \ln\left(\frac{1}{q^2 a^2}\right) \quad (4.47)$$

en 1D.

En prenant $q \sim 1/a$ pour la limite supérieur de "cut-off" (où a est la taille de l'échantillon) et en utilisant expressions (4.43) - (4.47), on obtient pour $V(\mathbf{q}, \omega)$

$$V(\mathbf{q}, \omega) = \frac{4\pi e^2}{\mathbf{q}^2 + \frac{D\mathbf{q}^2}{-i\omega + D\mathbf{q}^2} \eta_3^2}, \quad (4.48)$$

$$V(\mathbf{q}, \omega) = \frac{2\pi e^2}{|\mathbf{q}| + \frac{D\mathbf{q}^2}{-i\omega + D\mathbf{q}^2} \eta_2}, \quad (4.49)$$

$$V(\mathbf{q}, \omega) = \frac{e^2}{e^2 \nu_1 \frac{D\mathbf{q}^2}{-i\omega + D\mathbf{q}^2} - \ln^{-1}(q^2 a^2)}, \quad (4.50)$$

en 3D, 2D et 1D respectivement. Dans ces dernières expressions $\eta_3^2 = \eta^2 = 4\pi e^2 \nu_3$ et $\eta_2 = 2\pi e^2 \nu_2$. Dans le cas où l'interaction entre les électrons ($V(q)$) ne peut pas être considérée comme une interaction faible à courte portée, il ne suffit plus de considérer l'ordre le plus bas dans la théorie de perturbation. C'est le cas du potentiel Coulombien ($V(q) \sim 1/q$). Dans ce cas on ne peut pas justifier la théorie des perturbations en

4.3 La classification des voies de la diffusion : la voie de diffusion et la voie de Cooper

termes du potentiel de l'interaction. Néanmoins, nous avons la possibilité d'aborder ce problème dans le cadre de la théorie du liquide de Fermi, proposé par L.D. Landau.

La différence entre ces impulsions, $\mathbf{q}^* = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$, dans l'expression (4.42) définit l'échelle $1/\mathbf{q}^* \gg \lambda_F$ la plus petite dans la théorie. Par conséquent, on peut séparer l'Hamiltonien, d'une manière explicite, en une partie contenant toutes les "soft modes" et une partie $\delta\hat{H}$ qui ne contient pas telles paires des opérateurs de fermions :

$$\hat{H}_{int} = \hat{H}_\rho + \hat{H}_\sigma + \hat{H}_{pp} + \delta\hat{H}. \quad (4.51)$$

Les expressions explicites pour les \hat{H}_ρ , \hat{H}_σ et \hat{H}_{pp} sont les suivantes [Zala et al. (2001b)] :

- l'interaction dans la voie "singlet" (dynamique de charge) est décrite par

$$\hat{H}_\rho = \frac{1}{2} \sum_{|\mathbf{q}| < q^*, \mathbf{p}_i} \left(V(q) + \frac{F^\rho(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)}{\nu} \right) [\psi_{\sigma_1}^\dagger(\mathbf{p}_1) \psi_{\sigma_1}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q})] [\psi_{\sigma_2}^\dagger(\mathbf{p}_2) \psi_{\sigma_2}(\mathbf{p}_2 + \mathbf{q})], \quad (4.52)$$

où $\mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$, le paramètre adimensionnel $F^\rho(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)$ est lié au potentiel de l'interaction $V(q)$ par

$$F^\rho(\theta) = -\frac{\nu}{2} V(2k_f \sin(\frac{\theta}{2})), \quad (4.53)$$

et ν est la densité des états des électrons en absence de l'interaction.

- l'interaction dans la voie "triplet" (dynamique de la densité du spin) est décrite par

$$\hat{H}_\sigma = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}_1} \sum_{j=x,y,z} \frac{F^\sigma(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)}{\nu} [\psi_{\sigma_1}^\dagger(\mathbf{p}_1) \hat{\sigma}_{\sigma_1 \sigma_2}^j \psi_{\sigma_2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q})] [\psi_{\sigma_3}^\dagger(\mathbf{p}_2) \hat{\sigma}_{\sigma_3 \sigma_4}^j \psi_{\sigma_4}(\mathbf{p}_2 + \mathbf{q})], \quad (4.54)$$

où les paramètres $F^\sigma(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)$ sont donnés par

$$F^\sigma(\theta) = -\frac{\nu}{2} V(2k_F \sin(\frac{\theta}{2})). \quad (4.55)$$

- l'hamiltonien, qui décrit les fluctuations des paires dans les voies "singlet" F^e et "triplet" F^o

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

$$\begin{aligned} \hat{H}_{pp} = & \sum_{|\mathbf{q}| < q^*, \mathbf{p}_i} \left\{ \frac{F^e(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)}{\nu} [\psi_{\sigma_1}^\dagger(\mathbf{p}_1) \hat{\sigma}_{\sigma_1 \sigma_2}^y \psi_{\sigma_2}^\dagger(\mathbf{q} - \mathbf{p}_1)] \right. \\ & [\psi_{\sigma_3}(\mathbf{p}_2) \hat{\sigma}_{\sigma_3 \sigma_4}^y \psi_{\sigma_4}(\mathbf{q} - \mathbf{p}_2)] \\ & + \sum_{j=x,y,z} \frac{F^o(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)}{\nu} [\psi_{\sigma_1}^\dagger(\mathbf{p}_1) \sigma_{\sigma_1 \sigma_2}^{*j} \psi_{\sigma_2}^\dagger(\mathbf{q} - \mathbf{p}_1)] \\ & \left. [\psi_{\sigma_3}(\mathbf{p}_2) (\sigma_{\sigma_3 \sigma_4}^{*j})^\dagger \psi_{\sigma_4}(\mathbf{q} - \mathbf{p}_2)] \right\} \end{aligned}$$

Les paramètres de cet Hamiltonien prennent les formes suivantes :

$$F^{e,o}(\theta) = \frac{\nu}{4} [V(2k_F \sin(\frac{\theta}{2})) \pm V(2k_F \cos(\frac{\theta}{2}))], \quad (4.56)$$

où les signes plus ou moins correspondent aux cas pairs (e) ou impairs (o) respectivement. Les $\hat{\sigma}_{\sigma_1 \sigma_2}^j$ sont les éléments des matrices de Pauli dans l'espace du spin

$$\hat{\sigma}^x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}^y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}^z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (4.57)$$

et $\sigma^{*j} = \hat{\sigma}^y \hat{\sigma}^j$.

- le terme $\delta \hat{H}$ ne contient pas le couplage aux excitations de basse énergie dans le système de fermions. Par conséquent, dans le système électronique avec une interaction faible aux distances courtes, $\delta \hat{H}$ peut être négligé. De surcroît, même si l'interaction n'est pas faible ou si elle se réalise à grande distance, $\delta \hat{H}$ peut être traité dans tous les ordres de la théorie de perturbation sans génération d'une "soft mode". Si $\delta \hat{H}$ préserve la symétrie de translation aux courtes distances, son seul effet est la renormalisation des paramètres de l'interaction F dans les équations (4.52), (4.54), (4.56) et de la vitesse de Fermi dans \hat{H}_0 . Par exemple, pour le gaz bi-dimensionnel avec l'interaction coulombienne $V(q) = 2\pi e^2 / (\kappa |q|)$,

$$F^\rho(\theta) = F^\sigma(\theta) = -\frac{1}{2} \frac{r_s}{\sqrt{2} |\sin(\frac{\theta}{2})| + r_s}, \quad (4.58)$$

où

$$r_s \equiv \frac{\sqrt{2} e^2}{\kappa \hbar v_F} \quad (4.59)$$

4.4 Les effets de l'interaction électron-électron sur la densité des états à une particule

est le paramètre, qui caractérise la force de l'interaction et κ est la constante diélectrique du matériau à basse fréquence. L'expression (4.58) est applicable uniquement pour $r_s \ll 1$. Dans le cas des interactions plus fortes $r_2 \geq 1$, mais encore loin de l'instabilité de Wigner $r_s \leq 37$ Tanatar & Ceperley (1989), le calcul exact *ab initio* des paramètres F (ainsi que leur expression explicite en termes de r_s) est impossible.

Il est nécessaire de noter, que les formes des expressions (4.52), (4.54), (4.56) sont conservées par les symétries du système : l'expression (4.52) est conservée par la symétrie de translation et la conservation de la charge ; l'expression (4.54) est conservée par la symétrie de translation et la symétrie par rapport aux rotations du spin ; et l'équation (4.56) est conservée par les symétries mentionnées ci-dessus et par la symétrie électron-trou, qui est préservée aux basses énergies. Toutes les considérations présentées ci-dessus sont menées dans le cadre de la théorie du liquide de Fermi, proposée par L.D. Landau. Cette théorie n'implique pas que l'interaction doit être faible, la seule hypothèse étant la conservation des toutes les symétries à courte distance.

4.4 Les effets de l'interaction électron-électron sur la densité des états à une particule

La prise en compte de l'interaction entre les électrons dans le cadre de la théorie de Fermi mène à une forte renormalisation de la densité d'états. Pourtant, elle la laisse sous forme d'une fonction continue (lisse) de l'énergie sur le niveau de Fermi. Dans les systèmes désordonnés, les propriétés des excitations, caractérisées par les énergies plus petites que \hbar/τ (τ étant le temps entre les collisions élastiques), sont différentes de celles prédites dans le cadre de la théorie de Landau. Ceci est dû au fait que la théorie de Landau est basée sur l'homogénéité spatiale du système. Si le système n'est pas homogène, la dépendance de la densité d'états en fonction de l'énergie sur le niveau de Fermi change. Shklovskii & Efros (1984) ont montré que la prise en compte de l'interaction Coulombienne répulsive à longue portée, quand tous les électrons sont localisés, mène à la disparition de la densité des états excités sur le niveau de Fermi, c'est-à-dire, à un gap de Coulomb. Par ailleurs, Altshuler, B. L. *et al.* (1982) ont montré que la densité des états électroniques délocalisés présente une singularité au niveau de Fermi, si l'interaction électron-électron est prise en compte.

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

La densité des états à une particule peut être écrite sous la forme suivante :

$$\nu_d(\varepsilon) = -\frac{2}{\pi} \int dp \text{Im} \tilde{G}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon), \quad (4.60)$$

où \tilde{G} est la fonction de Green moyenne sur le potentiel du désordre [Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#)

$$\tilde{G}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n) = [-i\varepsilon_n - \xi_{\mathbf{p}} - \frac{i}{2\tau} \text{sgn}(\varepsilon_n) - \Sigma_{ee}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n)]^{-1} = [G^{-1}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n) - \Sigma_{ee}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n)]^{-1}. \quad (4.61)$$

Dans l'expression (4.61) Σ_{ee} est la self-énergie associée à l'interaction électron-électron. La dépendance de la densité d'états en fonction de l'énergie est due à l'interférence de l'interaction électron-électron avec la diffusion sur les impuretés multiples.

L'expression pour $\Sigma_{ee}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n)$ montrée sur la Figure (4.6a) pour $ql \ll 1$ et $\omega_m \tau \ll 1$ prend la forme [Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#)

$$\begin{aligned} \Sigma_{ee}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n) = & T \sum_{\omega_m} \int (dq) G(\mathbf{p}, i\varepsilon_n - i\omega_m) \frac{V(\mathbf{q}, i\omega_m)}{(|\omega_m| + D\mathbf{q}^2)^2 \tau^2} \\ & [\theta(\varepsilon_n) \theta(\omega_m - \varepsilon_n) + \theta(-\varepsilon_n) \theta(\varepsilon_n - \omega_m)], \end{aligned} \quad (4.61a)$$

où $\omega_m = 2\pi mT$, $\varepsilon_n = \pi T(2n + 1)$ sont les Mastubara-énergies. Le premier ordre de la théorie des perturbations donne pour la densité d'états :

$$\nu_d(\varepsilon) = \nu_d - \frac{2}{\pi} \int (dp) \text{Im} [G^2(\mathbf{p}, i\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon) \Sigma_{ee}(\mathbf{p}, i\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon)], \quad (4.62)$$

où

$$\nu_d = -\frac{2}{\pi} \int (dp) \frac{1}{\varepsilon - \xi_p - \frac{i}{2\tau}} \quad (4.63)$$

est la densité des états sans prise en compte de l'interaction. Prenant en compte que les valeurs essentielles de $\omega = \varepsilon/\hbar$ et de p sont déterminées par

$$\max(\varepsilon, T) \ll \tau^{-1} \quad (4.64)$$

et

$$\sqrt{\frac{\omega}{D}} \ll l^{-1}, \quad (4.65)$$

4.4 Les effets de l'interaction électron-électron sur la densité des états à une particule

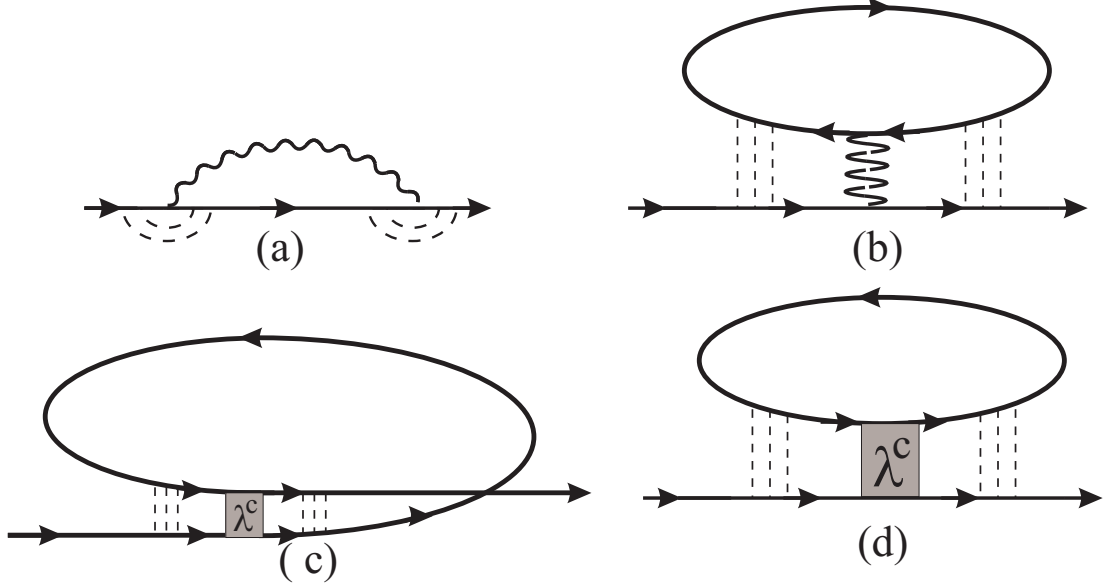


Fig. 4.6: Diagrammes pour le calcul de la self-énergie due à l'interaction électron-électron - Les Figures (a) et (b) représentent les termes d'échange et de Hartree dans la voie de diffusion respectivement. Les Figures (c) et (d) représentent les termes d'échange et de Hartree dans la voie de Cooper respectivement.

et que le potentiel Coulombien écranté est donné par les expressions (4.48)-(4.50), on obtient pour la correction à la densité des états (pour le potentiel de l'interaction à courte portée) [Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#) :

$$\delta\nu_d = \begin{cases} C_d \frac{\lambda}{\varepsilon L_\varepsilon^d}, & d = 1, 3 \end{cases} \quad (4.66)$$

$$\begin{cases} \frac{\lambda}{4\pi^2 D} \ln(\varepsilon\tau), & d = 2 \end{cases} \quad (4.67)$$

où $C_3 = \sqrt{2}\pi^2/4$ et $C_1 = -\sqrt{2}/\pi$.

En présence des impuretés, ou, également, du désordre, la densité électronique $n(\mathbf{r})$ est non-homogène, ce qui mène à l'interaction de type densité-densité $\psi_\alpha^*(\mathbf{r})\psi_\alpha(\mathbf{r})[n(\mathbf{r}) - \bar{n}(\mathbf{r})]$ (où $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ est la fonction d'onde d'une particule et $\bar{n}(\mathbf{r})$ est la densité électronique moyenne). Par conséquent, le terme de Hartree (voir Figure (4.6b)) n'est pas compensé par le milieu positif et il donne une contribution à la densité d'états de l'ordre de η^2/p_F^2 . Cette contribution prend la même forme que les expressions (4.66) et (4.67), le paramètre λ étant remplacé par [[Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Altshuler, B. L. et al.](#)

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

(1982)]

$$\lambda = -2F = \frac{\bar{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}', 0)}{V(0, 0)}, \quad (4.68)$$

où la barre dans \bar{V} indique la moyenne sur la surface de Fermi et le facteur 2 est dû aux électrons avec deux projections du spin. A deux dimensions [Altshuler *et al.* (1980a); Altshuler, B. L. *et al.* (1982)]

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{(2\pi\tau\nu_2)} \frac{1}{V(q=0)} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} V(\mathbf{p} - \mathbf{p}') G_0^A(p) G_0^R(p) G_0^A(p') G_0^R \approx \\ &\approx \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} [1 + \frac{2p_F}{\eta_2} \sin(\frac{\theta}{2})]^{-1} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{4p_F^2}{\eta_2^2} - 1}} \ln\left(\frac{\frac{2p_F}{\eta_2} + \sqrt{\frac{4p_F^2}{\eta_2^2} - 1}}{\frac{2p_F}{\eta_2} - \sqrt{\frac{4p_F^2}{\eta_2^2} - 1}}\right), \end{aligned} \quad (4.68a)$$

où θ est l'angle entre \mathbf{p} et \mathbf{p}' et dans l'évaluation de l'intégrale on a utilisé le fait que $\tau^{-1} \rightarrow 0$ et $|p| \approx p_F$. Pour l'interaction à courte portée ($2p_F/\eta \rightarrow 0$), le paramètre $F \rightarrow 1$ et, dans le cas où le rayon d'écrantage est grand, $F \rightarrow 0$. A trois dimensions et pour les systèmes quasi-1D et quasi-2D, quand l'épaisseur de couche est grande comparée à la longueur de Debye, le paramètre F prend la forme suivante [Altshuler *et al.* (1980b); Altshuler, B. L. *et al.* (1982); Rosenbaum *et al.* (1981)] :

$$F = \frac{\eta^2}{4p_F^2} \ln\left(1 + \frac{4p_F^2}{\eta^2}\right). \quad (4.69)$$

Ces expressions pour le paramètre F (Eq. (4.68a) et (4.69)) n'ont un sens que pour les métaux et semiconducteurs dégénérés.

Dans le cas du potentiel à courte portée (quand le rayon du potentiel est plus court que la longueur d'onde), le terme de Hartree dans la correction à la densité d'états est deux fois plus grand que le terme d'échange et il a le signe opposé. Par conséquent, la correction totale à la densité d'états est donnée dans ce cas par les expressions (4.66) et (4.67) avec les signes opposés Altshuler, B. L. *et al.* (1982).

Les corrections issues des ordres supérieurs dans la théorie des perturbations sont déterminées non par la constante de couplage électron-électron (λ), mais par le paramètre Altshuler, B. L. *et al.* (1982) :

4.4 Les effets de l'interaction électron-électron sur la densité des états à une particule

$$\alpha_d = \frac{\delta\nu_d}{\nu_d} = \begin{cases} \frac{\lambda}{(p_F l)^2} \frac{1}{(p_F a)^{3-d}} \left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{(d-2)/2}, & d \neq 2 \\ \frac{\lambda}{p_F^2 l a} \ln\left(\frac{1}{\varepsilon\tau}\right), & d = 2 \end{cases} \quad (4.70)$$

$$\alpha_d = \frac{\delta\nu_d}{\nu_d} = \begin{cases} \frac{\lambda}{(p_F l)^2} \frac{1}{(p_F a)^{3-d}} \left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{(d-2)/2}, & d \neq 2 \\ \frac{\lambda}{p_F^2 l a} \ln\left(\frac{1}{\varepsilon\tau}\right), & d = 2 \end{cases} \quad (4.71)$$

Pour les systèmes à trois dimensions, la théorie est valide même pour $p_F l \lesssim 1$ (si les électrons sont délocalisés).

Puisque pour les systèmes quasi-1D la longueur de localisation est $L_{loc}^{(1)} \sim l(p_F a)^2$, le paramètre de la théorie de perturbation prend la forme

$$\alpha_1 = \lambda \frac{L_\varepsilon}{L_{loc}^{(1)}} \ll 1. \quad (4.72)$$

De même, pour les systèmes quasi-2D

$$L_{loc}^{(2)} \sim l \exp(p_F^2 l a), \quad (4.73)$$

et

$$\alpha_2 = \lambda \frac{\ln(L_\varepsilon/l)}{\ln(L_{loc}^{(2)}/l)} \ll 1. \quad (4.74)$$

Comme on peut le voir d'après les expressions (4.68) et (4.74), la théorie de perturbation est valide quand $\lambda \sim 1$ si l'électron se propage pendant le temps \hbar/ε sur une distance plus petite que la longueur de localisation ($L_\varepsilon \ll L_{loc}$).

Jusqu'à maintenant, nous n'avons considéré que les interaction dans la voie de diffusion. Pour obtenir les corrections à la densité des états, issues de l'interaction dans la voie de Cooper (Fig. (4.6c) et (4.6d)), il est nécessaire de faire la somme des diagrammes présentés sur la Figure (4.7). Dans ce cas, au lieu de $V(\mathbf{q}, \omega)$ dans l'expression (4.61a) pour la self-énergie, il faut mettre $\lambda_{\mathbf{Q}}^c(2\varepsilon - \omega)$ - la constante de la dispersion électron-électron avec une petite impulsion totale. A $T = 0$, $\lambda^c(2\varepsilon - \omega)$ est donné par [Altshuler, B. L. *et al.* (1982)]

$$\lambda_{\mathbf{Q}}^c(2\varepsilon - \omega) = \frac{1}{\lambda_0^{-1} - \ln\left(\frac{D\mathbf{Q}^2 - i|2\varepsilon - \omega|}{\varepsilon_0}\right)}, \quad (4.75)$$

où ε_0 est le paramètre de cut-off et λ_0 est une constante adimensionnelle de l'interaction. Si l'interaction Coulombienne est répulsive, $\varepsilon_0 \cong E_F$ et $\lambda_0 > 0$. Finalement, pour les

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

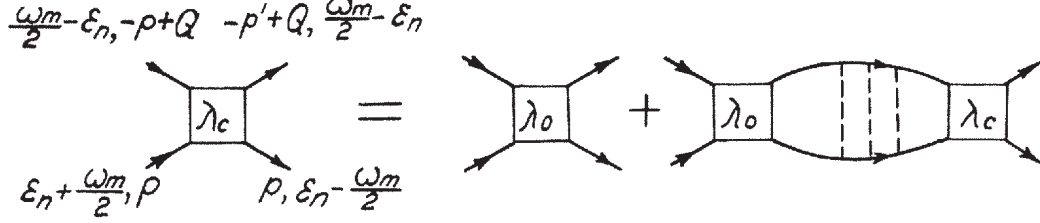


Fig. 4.7: Représentation diagrammatique de l'équation pour l'interaction effective dans la voie de Cooper - $\lambda_c \equiv \lambda^c(2\varepsilon - \omega)$ - constante de la dispersion électron-électron avec une petite impulsion totale. (crédit [Altshuler & Aronov \(1985\)](#))

systèmes 1D et 3D les corrections à la densité d'états, issues de l'interaction dans la voie de Cooper sont données par l'expression (4.66), où le paramètre λ doit être remplacé par λ^c . Pour les systèmes à deux dimensions, il est nécessaire de prendre en compte la dépendance de λ^c en fonction de ω et de \mathbf{Q} , parce que la contribution principale vient de la gamme $\omega \gg \varepsilon, T$. Finalement, pour les systèmes bi-dimensionnels, la correction à la densité d'états, issue de l'interaction dans la voie de Cooper est donnée par l'expression suivante [Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#) :

$$\delta\nu_2^c = \frac{1}{8\pi D} \ln\left(\frac{1 + \lambda_0 \ln\left(\frac{\varepsilon_0 T}{\hbar}\right)}{1 + \lambda_0 \ln\left(\frac{\varepsilon_0}{\max(\varepsilon, T)}\right)}\right). \quad (4.76)$$

4.4.1 Influence du champ magnétique extérieur sur la densité d'états électroniques

4.4.1.1 La correction à la densité d'états à une particule, associée à l'interaction dans la voie de diffusion

Les corrections à la densité d'états dans la voie de diffusion peuvent être obtenues en substituant le pole de l'expression (4.61) dans les expressions (4.61a) et (4.62). On obtient pour les systèmes 3D et 1D :

$$\begin{aligned} \delta\nu_d^D(\varepsilon, B) &= \frac{a_d}{(\hbar D)^{d/2}} [\lambda_\nu^{(j=0)} + \frac{1}{2}\lambda_\nu^{(j=1)}] |\varepsilon|^{d/2-1} + \\ &+ \frac{1}{2}\lambda_\nu^{(j=1)} [|\varepsilon + \omega_s|^{d/2-1} + |\varepsilon - \omega_s|^{d/2-1}], \end{aligned}$$

4.4 Les effets de l'interaction électron-électron sur la densité des états à une particule

(4.78)

et à 2D

$$\begin{aligned} \delta\nu_2^D(\varepsilon, B) &= \frac{1}{4\pi^2 D \hbar} [\lambda_\nu^{(j=0)} + \frac{1}{2} \lambda_{nu}^{(j=1)}] \ln\left(\frac{|\varepsilon \tau|}{\hbar}\right) + \\ &+ \frac{1}{2} \lambda_\nu^{(j=1)} \ln\left(\frac{|\varepsilon^2 - \omega_s^2|}{\hbar^2}\right) \tau^2, \end{aligned}$$

(4.80)

où B est le champ magnétique, j est la valeur totale du spin, $\omega_s = g\mu_B B$, et

$$a_d = \frac{\Gamma(2-\frac{1}{2}d)}{2^{d-1}\pi^{1+d/2}} \sin\left(\frac{\pi d}{4}\right) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{2}\pi}, & d = 1 \\ \frac{1}{2\pi^2}, & d = 2 \\ \frac{1}{4\sqrt{2}\pi^2}, & d = 3 \end{cases}$$

(4.81)

(4.82)

(4.83)

Comme on peut voir d'après les expressions (4.78)-(4.80) et (4.81-4.83), dans la densité d'états il y a deux singularités, complémentaires de la singularité à $\varepsilon = 0$, à savoir - les maxima à $\varepsilon = \pm\omega_s$. Ces deux singularités complémentaires, qui apparaissent en présence du champ magnétique, proviennent de l'interaction des particules d'une sous-bande du spin (caractérisées par l'énergie $2\alpha\omega_s$, comptée à partir du niveau de Fermi; $\alpha = \pm 1/2$ est la projection du spin dans cette sous-bande sur la direction du champ magnétique \mathbf{B}) avec une particule, qui se trouve sur le niveau de Fermi dans une autre sous-bande. Les particules, qui participent à l'interaction, ont les impulsions proches et sont caractérisées par des fonctions d'ondes fortement corrélées dans l'espace.

4.4.1.2 La correction à la densité d'états à une particule, associée à l'interaction dans la voie de Cooper

Dans la voie de Cooper, la correction à la densité des états (à 3D et 2D) pour le champ magnétique $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ (\mathbf{n} est la normale au plan de la surface) peut être écrite sous la forme suivante [Altshuler & Aronov (1985)] :

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

$$\delta\nu_d^C(\varepsilon, B) = \frac{eB}{4\pi} \text{Im} \int_0^\infty d\omega \int (dQ_{\parallel}) \sum_{n=0}^{(\Omega_B \tau)^{-1}} \lambda_n(|2\varepsilon - \omega|, \Omega_B, DQ_{\parallel}^2, T, \tau_s^{-1}) \frac{\tanh(\frac{\omega + \omega_s + \varepsilon}{2T}) + \tanh(\frac{\omega - \omega_s + \varepsilon}{2T}) + \tanh(\frac{\omega + \omega_s - \varepsilon}{2T}) + \tanh(\frac{\omega - \omega_s - \varepsilon}{2T})}{[-i\omega + DQ_{\parallel}^2 + \Omega_B(n + 1/2) + 1/\tau_s]^2}. \quad (4.84a)$$

Pour un système bi-dimensionnel, l'intégration sur Q_{\parallel} doit être omise ($Q_{\parallel} = 0$ doit être mis dans l'intégrand). La constante effective de l'interaction peut être écrite à l'exactitude logarithmique

$$\lambda_n(|2\varepsilon - \omega|, \Omega_B, DQ_{\parallel}^2, T, \tau_s^{-1}) = -\frac{2}{\ln[\max(|2\varepsilon - \omega|, n\Omega_B, DQ_{\parallel}^2, T, \tau_s^{-1})/T_c]}. \quad (4.84)$$

Alors, pour un système bi-dimensionnel, la correction à la densité des états issue de l'interaction dans la voie de Cooper est donnée par l'expression suivante [Altshuler & Aronov (1985)] :

$$\delta\nu_2^C = -\frac{1}{2\pi^2 \hbar D} \left[\ln\left(\frac{\ln(\frac{T_c \tau}{\hbar})}{\ln(\frac{T_c}{T^*})}\right) + \sum_{\beta=\pm 1} A_2\left(\frac{\Omega_{B\perp}}{2\pi T}, \frac{\varepsilon + \beta\omega_s}{\pi T}, \frac{\hbar}{\pi T} \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_{B\parallel}}\right)\right) \right], \quad (4.85)$$

où $\Omega_{B\perp} = \frac{eB_{\perp}}{m^*}$, B_{\perp} et B_{\parallel} sont les composantes du champ magnétique $\mathbf{B}_{\perp} \perp \mathbf{n}$ et $\mathbf{B}_{\parallel} \parallel \mathbf{n}$ respectivement. La fonction A_2 est donnée par l'expression suivante :

$$A_d(x_1, x_2, x_3) = -\frac{x_1}{2^d \pi^2 a_d} \int_0^\infty \frac{t^{2-d/2} dt}{\sinh(t)} \frac{\cos(x_2 t)}{\sinh(x_1 t)} \cdot e^{-x_3 t}, \quad (4.86)$$

où $d = 2$ et le paramètre a_d sont donnés par les expressions (4.81)-(4.83). Le paramètre T^* dans l'expression (4.85) prend la forme :

$$T^* = \max\left\{T, \frac{\varepsilon + \beta\omega_s}{\pi}, \frac{\Omega_B}{2\pi}, \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_B}\right)\right\}. \quad (4.87)$$

D'après l'expression (4.85) on voit que la valeur du champ caractéristique pour la correction issue de l'interaction dans la voie de Cooper est

$$B_{int} = \frac{\pi T}{2eD}. \quad (4.88)$$

Les conséquences de l'existence de la correction à la densité d'états peuvent être résumées sous la forme suivante :

4.5 Conductivité en présence de l'interaction électron-électron

- en présence du champ magnétique, l'interaction dans la voie de Cooper donne la contribution aux singularités dans la densité d'états aux points $\varepsilon = \pm\omega_s$ uniquement.
- à 3D et à 2D, en champ magnétique $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ faible (tel que $\Omega_B \gtrsim T, \varepsilon$), on assiste à un lissage de la contribution de la voie de Cooper. Habituellement $\Omega_B \gg \omega_s$, alors, en champ magnétique intense, toutes les singularités dans la densité d'états sont déterminées par l'interaction dans la voie de diffusion.
- à 2D (en champ magnétique $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$) et à 1D, où la forme des singularités est déterminée par le paramètre τ_B^{-1} (qui peut être plus petit que ω_s), l'interaction dans la voie de Cooper donne la contribution aux singularités ($\varepsilon = \pm\omega_2$) Zeeman dans la densité d'états.
- contrairement à la voie de diffusion, dans la voie de Cooper la forme des singularités Zeeman dépend du champ magnétique.
- la diffusion spin-orbite de l'électron n'affecte pas la contribution issue de l'interaction dans la voie de Cooper. Pourtant, la diffusion sur les impuretés magnétiques la supprime si $1/\tau_s \gg (\varepsilon, T, \Omega_B, 1/\tau_B)$.

4.5 Conductivité en présence de l'interaction électron-électron

Nous avons montré ci-dessus que les corrélations entre les électrons mènent à la dépendance de la densité des états sur le niveau de Fermi en fonction de l'énergie et de la température. Il est évident que ces mêmes corrélations doivent aussi mener aux dépendances non-triviales de la conductivité en fonction de l'énergie et de la température [Altshuler & Aronov \(1979\)](#); [Altshuler & G. \(1979\)](#). La conductivité statique d'un système électronique est donnée par la formule de Kubo-Greenwood (voir expressions (3.70) et (3.71)) :

$$\sigma_{\alpha\beta} = - \lim_{\omega \rightarrow 0} \text{Re} \left[\frac{1}{\Omega_n} \int_0^{1/T} d\tau \langle \mathbf{T}_\tau \hat{j}_\alpha(\tau) \hat{j}_\beta(0) \rangle e^{i\Omega_n \tau} \right] \quad (4.89)$$

En supposant que l'interaction entre les électrons est caractérisée par un potentiel faible à courte portée (portée plus courte que $v_F \min(\tau, 1/T)$; $V(r)$), il suffit de considérer les ordres les plus petits dans la théorie de perturbation. Quand la valeur de η/p_F est petite, la contribution principale à la densité d'états vient de l'interaction

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

d'échange des électrons (Figure (4.8)). Prenant en compte les termes d'échange et les termes de Hartree (Figures (4.8) et (4.9)), on obtient pour la correction à la partie symétrique de la conductivité l'expression suivante [Aleiner *et al.* (1999); Altshuler & Aronov (1985); Zala *et al.* (2001b)] :

$$\delta\sigma_{\alpha\beta} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{8\pi^2} \left[\frac{\partial}{\partial\Omega} \left(\Omega \coth\left(\frac{\Omega}{2T}\right) \right) \right] \int d^2r_3 d^2r_4$$

$$\times \text{Im}\{V(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)(B_F^{\alpha\beta}(\Omega; \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) - 2B_H^{\alpha\beta}(\Omega; \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) + \{\alpha \leftrightarrow \beta\})\} \quad (4.89a),$$

où le facteur 2 dans le terme de Hartree est dû à la sommation sur le spin de l'électron.

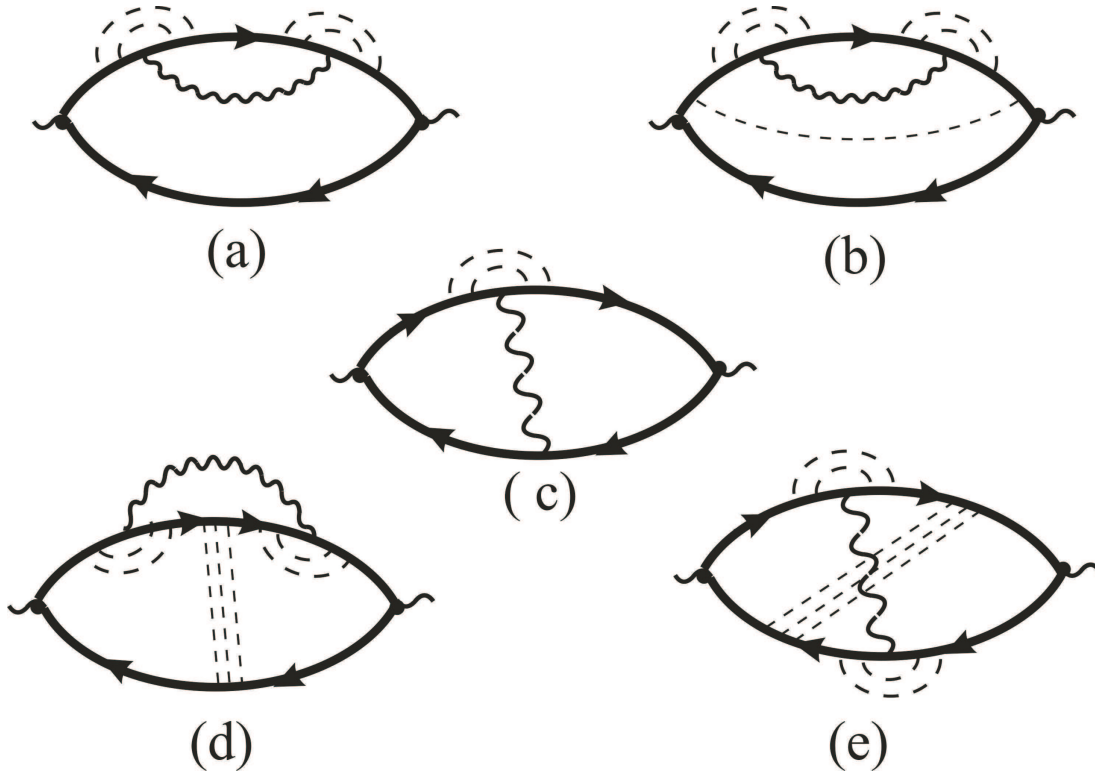


Fig. 4.8: Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux interactions dans la voie de diffusion - Les diagrammes représentent les termes d'échange.

Les paramètres $B_{F(H)}$ sont liés aux fonctions de Green par les expressions suivantes (pour plus de détails voir Zala *et al.* (2001b)) :

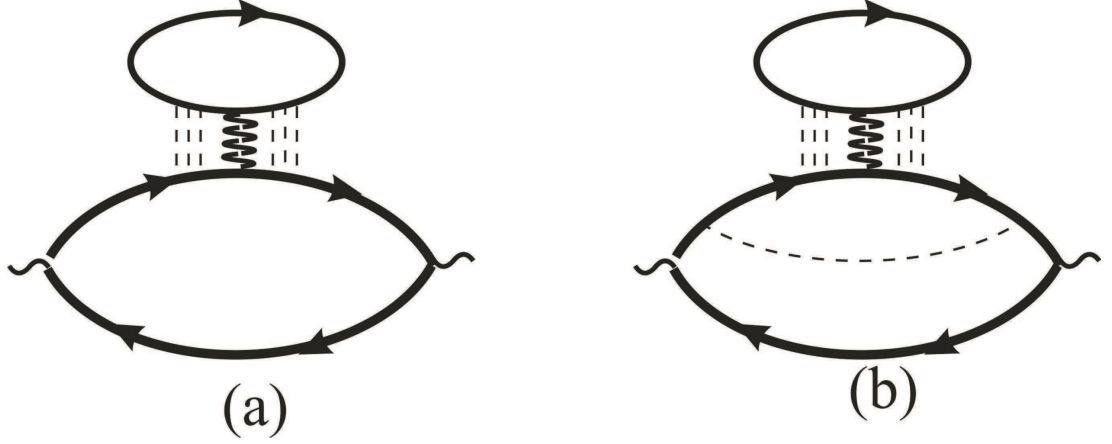


Fig. 4.9: Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux interactions dans la voie de diffusion - Les diagrammes représentent les termes de Hartree.

$$\begin{aligned}
 B_F^{\alpha\beta}(\Omega; \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = & \int \frac{d^2r_1 d^2r_5}{R} \{ \hat{J}_1^\alpha G_{15}^R(\varepsilon) \hat{J}_5^\beta G_{53}^A(\varepsilon) G_{34}^R(\varepsilon - \Omega) G_{41}^A(\varepsilon) + \\
 & + \hat{J}_1^\alpha G_{15}^A(\varepsilon) \hat{J}_5^\beta G_{53}^R(\varepsilon) G_{34}^R(\varepsilon - \Omega) G_{41}^R(\varepsilon) + \\
 & + 2\hat{J}_1^\alpha G_{13}^R(\varepsilon) G_{35}^R(\varepsilon - \Omega) \hat{J}_5^\beta G_{54}^R(\varepsilon - \Omega) G_{41}^A(\varepsilon) - \\
 & - \hat{J}_1^\alpha G_{15}^A(\varepsilon) \hat{J}_5^\beta G_{53}^A(\varepsilon) G_{34}^R(\varepsilon - \Omega) G_{41}^A(\varepsilon) - \\
 & - \hat{J}_1^\alpha G_{13}^A(\varepsilon) G_{35}^R(\varepsilon - \Omega) \hat{J}_5^\beta G_{54}^R(\varepsilon - \Omega) G_{41}^A(\varepsilon) \}, \quad (4.89b)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_H^{\alpha\beta}(\Omega; \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = & \int \frac{d^2r_1 d^2r_5}{R} \{ \hat{J}_1^\alpha G_{15}^R(\varepsilon) \hat{J}_5^\beta G_{53}^A(\varepsilon) G_{44}^R(\varepsilon - \Omega) G_{31}^A(\varepsilon) + \\
 & + \hat{J}_1^\alpha G_{15}^A(\varepsilon) \hat{J}_5^\beta G_{53}^R(\varepsilon) G_{44}^R(\varepsilon - \Omega) G_{31}^R(\varepsilon) + \\
 & + 2\hat{J}_1^\alpha G_{13}^R(\varepsilon) G_{45}^R(\varepsilon - \Omega) \hat{J}_5^\beta G_{54}^R(\varepsilon - \Omega) G_{31}^A(\varepsilon) - \\
 & - \hat{J}_1^\alpha G_{15}^A(\varepsilon) \hat{J}_5^\beta G_{53}^A(\varepsilon) G_{44}^R(\varepsilon - \Omega) G_{31}^A(\varepsilon) - \\
 & - \hat{J}_1^\alpha G_{13}^A(\varepsilon) G_{45}^R(\varepsilon - \Omega) \hat{J}_5^\beta G_{54}^R(\varepsilon - \Omega) G_{31}^A(\varepsilon) \}. \quad (4.89c)
 \end{aligned}$$

Dans les expressions (4.89b) et (4.89c) R - est l'aire du système et l'opérateur courant est défini par

$$f_1(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{J}} f_2(\mathbf{r}) = \frac{ie}{2m} [(\nabla f_1) f_2 - (f_1 \nabla f_2)] - \frac{e\mathbf{A}(\mathbf{r})}{m} f_1(\mathbf{r}) f_2(\mathbf{r}). \quad (4.90)$$

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

Puisque

$$\frac{\delta\sigma_d(T)}{\sigma} \propto \frac{\delta\nu_d}{\nu_d}, \quad (4.91)$$

le paramètre de la théorie de perturbation pour la conductivité est le même que pour la densité des états, $\alpha_d \ll 1$ (voir les expressions (4.70, 4.71)). Cela signifie qu'aux basses dimensionalités la théorie de perturbation est valide lorsque $L_T = \sqrt{D\hbar/T}$ est beaucoup plus petite que la longueur de localisation. A 3D cette théorie est valide si les électrons sont délocalisés et il n'y a pas de dispersion du coefficient de diffusion D sur l'échelle de l'ordre de L_T .

4.5.1 Corrections à la conductivité issues de l'interaction dans la voie de diffusion

Prenant en compte l'interaction des particules avec le spin total $j = 1$, on obtient pour la correction issue de la voie de diffusion [Altshuler *et al.* \(1980a\)](#); [Finkelshtein \(1983\)](#) :

$$\delta\sigma_d^D(T) = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(\frac{4}{d} + \frac{3}{2}\lambda_\sigma^{j=1} \right) \left(\frac{T}{\hbar D} \right)^{d/2-1} \times \begin{cases} -4.91, & d = 1 & (4.92) \\ \ln\left(\frac{T\tau}{\hbar}\right), & d = 2 & (4.93) \\ 0.915, & d = 3. & (4.94) \end{cases}$$

Le paramètre $\lambda_\sigma^{j=1}$ peut être écrit en termes de γ , i.e. en termes de l'amplitude de la diffusion statique d'une particule et d'un trou avec le spin total $j = 1$. Pour ce faire, il faut mettre l'expression pour le potentiel V dans l'expression de la conductivité (6.89a). On obtient finalement [[Finkelshtein \(1983, 1984\)](#)]

$$\lambda_\sigma^{j=1} = \begin{cases} \frac{64}{d(d-2)} \frac{1 + \frac{1}{2}d\gamma - (1+\gamma)^{d/2}}{\gamma}, & d = 1, 3 & (4.95) \\ 4\left[1 - \frac{(1+\gamma)\ln(1+\gamma)}{\gamma}\right], & d = 2 & (4.96) \end{cases}$$

Dans le cas où $\gamma \ll 1$, $\lambda_\sigma^{j=1} = -2\gamma$. Il faut noter que les expressions (4.92)-(4.94) pour les corrections à la conductivité, dues à l'interaction entre les électrons, ressemblent à celles associées aux effets de localisation. Pour un système à 2D, si le temps de cohérence de phase τ_ϕ est déterminé par les collisions non-élastiques, les corrections à

4.5 Conductivité en présence de l'interaction électron-électron

la conductivité statique, issues des effets de localisation et des effets de l'interaction dans la voie de diffusion, sont proportionnelles à $\ln(T)$ et ils ne diffèrent que par les constantes numériques (comparer (4.93) et (3.105)). La séparation de ces effets est un problème qui sera considéré au Chapitre 7 (voir Tableau (7.1)). Lorsque $T\tau_\phi \gg \hbar$, la correction (4.94) sera plus grande que la correction issue des effets de localisation. Pourtant, pour un système à 1D, les effets de localisation se manifestent dans la conductivité en fonction de la température d'une manière plus forte que les effets de l'interaction (lorsque la relaxation de phase est gouvernée par les processus non-élastiques) [Altshuler & Aronov \(1985\)](#).

D'après les expressions (4.92)-(4.96), on voit que, lorsque $\gamma \ll 1$, la conductivité augmente avec l'augmentation de la température (correction due à l'interaction dans la voie de diffusion). Généralement, le signe de la correction à la conductivité dans la voie de diffusion dépend du signe de la constante de l'interaction.

4.5.2 Corrections à la conductivité issues de l'interaction dans la voie de Cooper

A cause de l'interaction attractive entre électrons dans la voie de Cooper, le système passe à l'état supraconducteur. Même si le système se trouve dans un état normal (état non-supraconducteur ; $T > T_c$), cette interaction peut se manifester dans des dépendances non-triviales de la conductivité en fonction de la température (à $(T - T_c) \gg T_c$). De surcroît, les corrections à la conductivité, issues de l'interaction dans la voie de Cooper, sont essentielles, même dans le cas où l'interaction entre les électrons est répulsive à courte portée, i.e., dans le cas où le système ne peut pas être supraconducteur, quelle que soit la température.

Afin de prendre en compte les effets de l'interaction dans la voie de Cooper, il suffit de considérer les diagrammes montrés sur la Figure (4.10) [Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#). La contribution de ces diagrammes à la conductivité peut être associée aux changements dans la densité des états $\delta\nu_d^C$ (voir expression (4.84a)). Pour les matériaux non-supraconducteurs $|\ln(T_c/T)| \gg 1$, et le calcul donne [[Altshuler & Aronov \(1985\)](#)] :

$$\delta\sigma_d^C(T) = -e^2 D \int d\varepsilon \delta\nu_d^C(\varepsilon, T) \frac{\partial n_F(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \quad (4.97)$$

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

$$\delta\sigma_d^C(T) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{T}{\hbar D}\right)^{d/2-1} \times \begin{cases} -\frac{4.91}{\ln(\frac{T_c}{T})}, & d = 1 & (4.98) \\ \ln\left[\frac{\ln(\frac{T_c\tau}{\hbar})}{\ln(\frac{T_c}{T})}\right], & d = 2 & (4.99) \\ \frac{0.915}{\ln(\frac{T_c}{T})}, & d = 3. & (4.100) \end{cases}$$

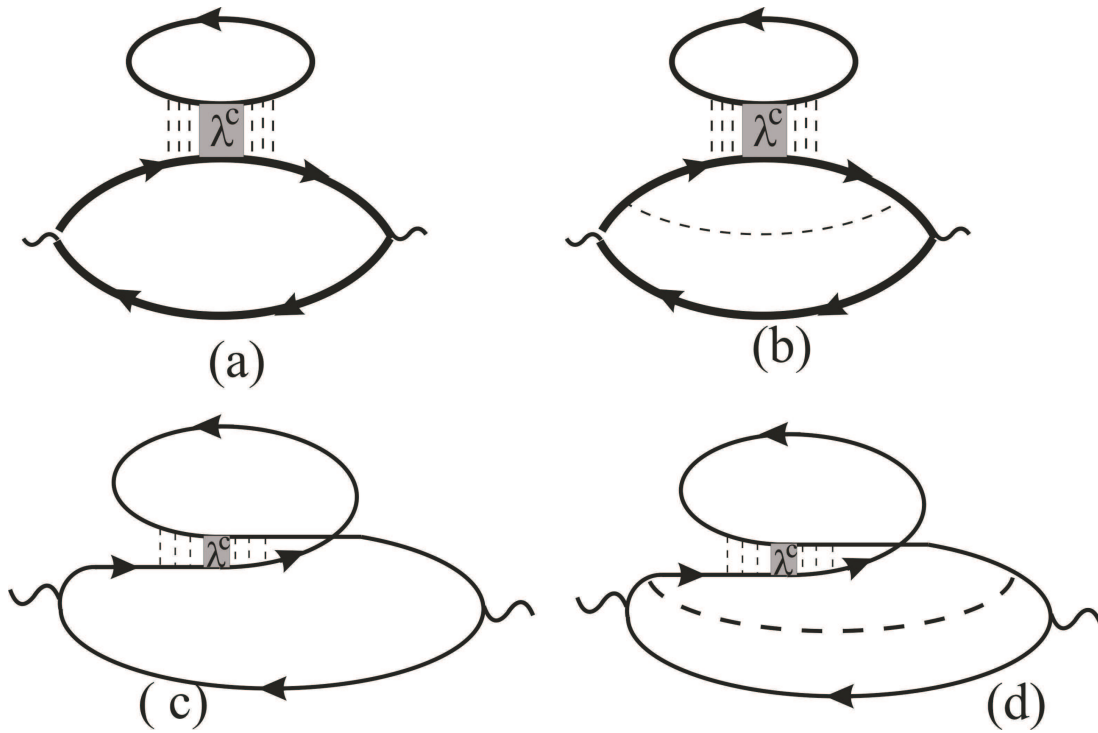


Fig. 4.10: Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux interactions dans la voie de Cooper - Les Figures (a) et (b) représentent les termes de Hartree. Les Figures (c) et (d) représentent les termes d'échange.

Comme nous le montrerons, la quantité $\delta\sigma_d^C$ peut être révélée en étudiant la conductivité en fonction de la température. Le signe de $\delta\sigma_d^C$ dépend uniquement du signe de la constante de l'interaction à courte portée, à savoir : l'attraction entre les électrons ($T_c < T$) mène à l'augmentation de la conductivité ; par contre, l'interaction répulsive mène à la diminution de la conductivité quand la température augmente [Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#).

Il faut noter que la quantité $\delta\sigma_d^C$ est $(\ln(T_c/T))^{-1}$ fois plus petite que $\delta\sigma_d^D$ et dans

4.5 Conductivité en présence de l'interaction électron-électron

notre analyse de $\delta\sigma(T)$ elle ne sera pas prise en compte ($|\ln(T_c/T)^{-1}| \rightarrow \infty$ quand $T \geq 2$ et $T_c \rightarrow 0$).

La correction de Maki-Thompson à la conductivité. C'est dans les métaux que la supraconductivité (un effet quantique cohérent) a l'effet le plus marqué. Aux températures $T > T_c$, ont lieu des fluctuations supraconductrices, qui contribuent à la conductivité d'une manière similaire aux corrections quantiques présentée ci-dessus.

Les fluctuations supraconductrices donnent deux contributions à la conductivité qui ont des origines physiques différentes, à savoir : la correction d'Aslamazov-Larkin (Aslamazov & Larkin (1968a,b)) et la correction de Maki-Thompson (Maki (1968); Thompson (1970)).

La correction de Maki-Thompson est liée aux diffusions des électrons par les fluctuations. Les diagrammes, qui représentent cette correction, sont montrés sur la Figure (4.11), la correction étant caractérisée par la singularité aux fréquences basses $\omega \propto \tau_\phi^{-1}$. L'expression explicite de la correction Maki-Thompson a la forme suivante Larkin (1980) :

$$\delta\sigma_d^{M-T} = \frac{e^2 D}{\omega \tau} \cdot 4T^2 \sum_{0 < \varepsilon < \omega; -\omega < \varepsilon_1 < 0} \int \frac{dp}{\nu} G(\varepsilon) G(\varepsilon_1) G(\varepsilon - \omega) G(\varepsilon_1 + \omega) \times \int (dq) C(\mathbf{Q}; \varepsilon - \varepsilon_1) C(\mathbf{Q}; 2\omega + \varepsilon_1 - \varepsilon) \lambda_{\mathbf{Q}}^C(|\varepsilon + \varepsilon_1|),$$

où $\omega = 2\pi nT$ sont les fréquences de Matsubara, $\varepsilon = \pi T(2n+1)$, $G(\varepsilon)$ sont les fonctions de Green à une particule, $C(\mathbf{Q}; \varepsilon)$ sont les cooperons (correspondants aux diagrammes de l'échelle) et la constante de l'interaction dans la voie de Cooper $\lambda_{\mathbf{Q}}^C$ est donnée par [Altshuler, B. L. *et al.* (1982)]

$$\lambda_{\mathbf{Q}}^C(\Omega) = -\frac{1}{\psi(\frac{1}{2} + \frac{\Omega + D\mathbf{Q}^2}{2\pi T}) - \psi(\frac{1}{2}) + \lambda^{-1}(T)}, \quad (4.101)$$

où la constante $\lambda(T)$ s'écrit :

$$\lambda(T) = \lambda_0^C(0) = (\lambda_0^{-1} + \ln(\frac{\omega_D}{T}))^{-1} = -\frac{1}{\ln(\frac{T}{T_c})}. \quad (4.102)$$

Dans cette dernière expression T_c est la température de la transition supraconductrice : $T_c = \omega_D e^{1/\lambda_0}$. Si l'interaction entre les électrons est répulsive, $\lambda_0 > 0$, il n'y a

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

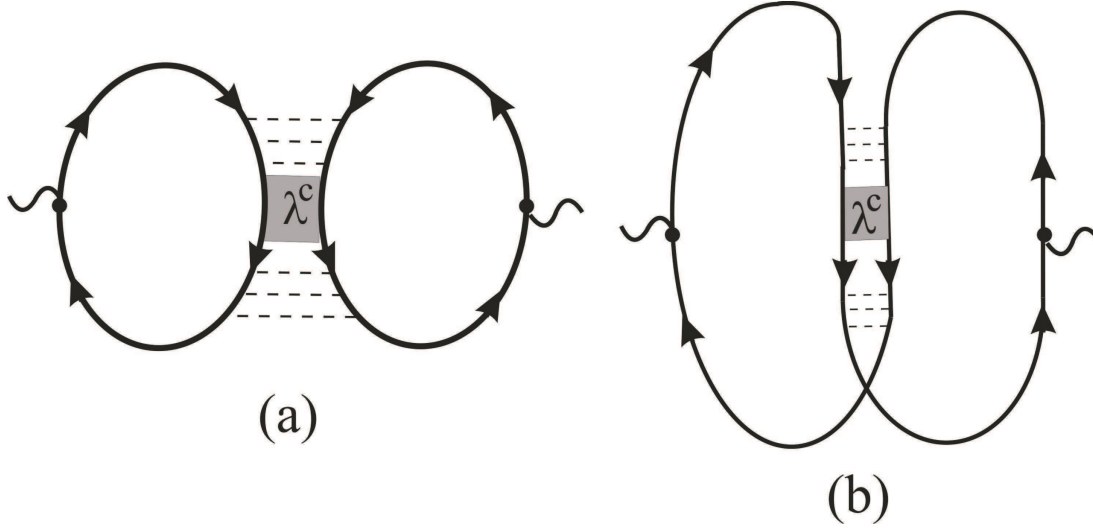


Fig. 4.11: Diagrammes pour le calcul de la correction à la conductivité due aux dispersions des électrons par les fluctuations - Le calcul de la correction à la conductivité due aux interactions dans la voie de Cooper.

pas de transition supraconductrice et le paramètre T_c a le sens formel. Dans ce cas-là, la constante de l'interaction dans la voie de Cooper $\lambda^C(T)$ est positive pour toute valeur de la température et elle diminue logarithmiquement aux basses températures [Altshuler, B. L. *et al.* (1982)]. L'expression pour $\delta\sigma_d^{(M-T)}$ peut être re-écrite sous la forme suivante Altshuler & Aronov (1985); Altshuler, B. L. *et al.* (1982) :

$$\delta\sigma_d^{(M-T)} = \frac{2e^2}{\pi} \cdot D\tau \int (dQ)C(Q;\omega)\beta(T). \quad (4.103)$$

Cette dernière expression (4.103) ne diffère de l'expression pour la correction à la conductivité, due aux effets de localisation (Gor'kov *et al.* (1979); voir l'expression (3.105)), que par le facteur $\beta(T)$. Dans les cas limites

$$\beta(T) = \begin{cases} \frac{\pi^2}{6 \ln^2(\frac{T_c}{T})}, & |\ln(\frac{T_c}{T})| \gg 1 \\ -\frac{\pi^2}{4 \ln(\frac{T_c}{T})}, & \ln(\frac{T_c}{T}) \ll 1 \end{cases} \quad (4.104)$$

$$\ln(\frac{T_c}{T}) \ll 1 \quad (4.105)$$

Il faut noter que $\beta(T)$ est toujours positif, ce qui signifie que le signe de la correction de Maki-Thompson est toujours opposé à celui de la correction issue de l'effet de localisation. Ces deux corrections (Maki-Thompson et correction de localisation) deviennent

4.5 Conductivité en présence de l'interaction électron-électron

comparable à $T = 2.7T_c$. Les expressions explicites de la correction de Maki-Thompson à la conductivité statique ont la forme suivante [Altshuler & Aronov (1985)] :

$$\delta\sigma_d^{(M-T)} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\beta(T) \begin{cases} 2\pi\sqrt{D\tau_\phi}, & d = 1 \\ \ln\left(\frac{T\tau_\phi}{\hbar}\right), & d = 2 \end{cases} \quad (4.106)$$

A trois dimensions

$$\delta\sigma_{d=3}^{(M-T)} \propto \sqrt{T\tau}/(\ln^2(T_c/T)) \quad (4.108)$$

et, par conséquent, cette correction est plus petite que (4.100). Pourtant, pour les systèmes de basses dimensions, les expressions (4.106) et (4.107) sont valables pour des valeurs de $\ln(T_c/T)$ arbitraires.

Récemment, Levchenko (2009) a montré que la magnétoconductivité, induite par les fluctuations supraconductrices, sature à fort champ magnétique et que les expressions (4.107) et (4.108) ne décrivent les données expérimentales que dans la limite des champs faibles. L'analyse théorique a mené aux expressions suivantes (ces expressions prennent en compte le comportement de la magnétoconductivité dans une large gamme de champ magnétique [Levchenko (2009)]) :

$$\delta\sigma_{d=3}^{M-T}(B) = \frac{e^2}{2\pi^2 l_B} B_{M-T}(T) [Y_3(\omega_B \tau_{GL}) - Y_3(\omega_B \tau_\phi)], \quad (4.109)$$

où $l_B = \sqrt{D/\omega_B}$ est la longueur magnétique, τ_ϕ est le temps du déphasage, $\tau_{GL}^{-1} = \frac{8T}{\pi} \ln\left(\frac{T}{T_c}\right)$ est le temps de Ginzburg-Landau, $B_{M-T}(T) = T\tau_{GL}/(1 - \tau_{GL}/\tau_\phi)$ et la fonction $Y_3(x)$

$$Y_3(x) = \int_0^\infty \frac{dt}{\sqrt{t}} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + t + \frac{1}{x}\right) - \ln\left(t + \frac{1}{x}\right) \right], \quad (4.110)$$

où $\psi(x)$ est la fonction di-gamma. L'analyse de ces expressions montre que cette correction à la magnétoconductivité passe par une série de crossovers : $\delta\sigma_3^{M-T}(B) \propto B^2 \rightarrow \sqrt{B} \rightarrow const$ jusqu'à la saturation à la valeur

$$\sigma_3^{M-T}(0) = \frac{e^2}{\pi l_T} \frac{\sqrt{T\tau_{GL}}}{1 + \sqrt{\tau_{GL}/\tau_{phi}}}, \quad (4.111)$$

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

où $l_T = \sqrt{D/T}$.

A deux dimensions, la correction à la magnétoconductivité est décrite par l'expression suivante [Brenig *et al.* (1986); dos Santos & Abrahams (1985); Levchenko (2009); Reizer (1992)] :

$$\delta\sigma_{d=2}^{M-T}(B) = \frac{e^2}{\pi} B_{M-T}(T) [Y_2(\omega_B \tau_{GL}) - Y_2(\omega_B \tau_\phi)], \quad (4.112)$$

où

$$Y_2(x) = \ln(x) + \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right). \quad (4.113)$$

D'une manière similaire, cette correction subit une série de crossovers : $\delta\sigma_2^{M-T}(B) \propto B^2 \rightarrow \ln(B) \rightarrow \text{const}$ jusqu'à la valeur de saturation

$$\sigma_2^{M-T}(0) = \frac{e^2}{\pi} \frac{T\tau_{GL}}{1 - \tau_{GL}/\tau_\phi} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau_{GL}}\right). \quad (4.114)$$

En faisant la comparaison des expressions (4.108), (4.109) et (4.112), on voit que le comportement $\delta\sigma_d^{M-T}(B) \propto B^2$ aux champs faibles ($\omega_B \lesssim \tau_\phi^{-1}$) est universel.

Correction d'Aslamazov-Larkin à la conductivité La correction d'Aslamazov-Larkin décrit la conductivité associée aux paires de Cooper, induites par les fluctuations au voisinage de la transition supraconductrice $T \approx T_c$ [Aslamazov & Larkin (1968a,b)]. Pour un système bi-dimensionnel [Levchenko (2009)] :

$$\sigma_{d=2}^{A-L}(B) = \frac{2e^2}{\pi} (T\tau_{GL}) H_2(\omega_B \tau_{GL}), \quad (4.115)$$

où

$$H_2(x) = \frac{1}{x} \left\{ 1 - \frac{2}{x} \left[\psi\left(1 + \frac{1}{x}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) \right] \right\}. \quad (4.116)$$

Prenant en compte la propriété $H_2(x \rightarrow 0) \rightarrow 1/4$, on obtient Aslamazov & Larkin (1968b) :

$$\sigma_{d=2}^{A-L}(0) = \frac{e^2}{16} \frac{1}{\ln(T/T_c)}. \quad (4.117)$$

D'une manière similaire à la correction de Maki-Thompson, la correction d'Aslamazov-Larkin $\sigma_2^{A-L}(B) \propto B^2$ aux champs magnétiques faibles. Pourtant, si on compare les

4.5 Conductivité en présence de l'interaction électron-électron

valeurs des contributions de Maki-Thompson et d'Aslamazov-Larkin, par exemple à $\omega_B \sim \tau_{GL}^{-1}$, on verra que la correction $\delta\sigma_2^{M-T}(B)$ est $\ln(\tau_\phi/\tau_{GL})$ fois plus grande que $\delta\sigma_2^{A-L}(B)$ ($\ln(\tau_\phi/\tau_{GL}) \sim 5$ dans la gamme de température $1K \lesssim T \lesssim 10K$ (Hagen & Gey (2001); Levchenko (2009); Rosenbaum *et al.* (2001))).

En général, la correction d'Aslamazov-Larkin n'est importante qu'au voisinage de $T = T_c$ pour un système supraconducteur. Par contre, la correction dite de Maki-Thompson est importante même pour les systèmes non-supraconducteurs et aux températures $T \gg T_c$.

Pour conclure, on va présenter les expressions des corrections à la conductivité statique, issues des effets de localisation et de l'interaction (**dans le cas d'un faible potentiel à courte portée** - voir expressions (4.48)-(4.50)). A trois dimensions :

$$\delta\sigma_3(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ 0.915 \sqrt{\frac{T}{\hbar D}} \left[\frac{2}{3} - 4 \frac{(1+\gamma)^{3/2} - 1 - \frac{3}{2}\gamma}{\gamma} - \frac{1}{\ln(T_c/T)} \right] + (D\tau_\phi)^{-1/2} \right\}. \quad (4.118)$$

A deux dimensions, si $\tau_\phi \propto T^{-p}$,

$$\delta\sigma_2(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \ln\left(\frac{T\tau}{\hbar}\right) \left[4 - 3 \frac{(1+\gamma) \ln(1+\gamma)}{\gamma} + p - (p-1)\beta(T) \right] - \ln\left(\frac{\ln(\frac{T_c\tau}{\hbar})}{\ln(\frac{T_c}{T})}\right) \right\}. \quad (4.119)$$

A une dimension :

$$\delta\sigma_1(T) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} 4.91 \sqrt{\frac{D\hbar}{T}} \left[2 + 12 \frac{\sqrt{1+\gamma} - 1 - \gamma/2}{\gamma} - \ln^{-1}\left(\frac{T_c}{T}\right) \right] + 2\pi(1 - \beta(T)) \sqrt{D\tau_\phi}. \quad (4.120)$$

4.5.3 Correction à la conductivité d'un système bi-dimensionnel dans le cas de plus fort couplage.

La correction à la conductivité (4.89a) présente le premier ordre dans la théorie de perturbation en potentiel $V(q)$ (voir expressions (4.48)-(4.50)), qui est valide quand ce potentiel est faible. Dans le cas de plus fort couplage, Zala *et al.* (2001b) ont proposé d'utiliser l'Hamiltonien (4.51) et, par conséquent, ils obtiennent pour la conductivité :

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

$$\delta\sigma_{\alpha\beta} = -e^2 v_F^2 \pi \nu \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{4\pi^2} \frac{\partial}{\partial\Omega} \left(\Omega \coth\left(\frac{\Omega}{2T}\right) \right) \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \\ \times \text{Im}\{[\Delta^A(\Omega, q) + \mathbf{T}\hat{\Delta}_T^A(\omega, q)]\tilde{B}_F(\Omega, q)\} \quad (6.120a),$$

où Δ^A et $\hat{\Delta}_T^A$ sont les fonctions de Green avancées pour les voies de “charge” et de “triplet” respectivement, la valeur $\tilde{B}_F(\Omega, q)$ est donnée par :

$$\tilde{B}_F(\Omega, q) = -\frac{2\tau(i\Omega + \frac{1}{\tau})\Gamma}{S^3} + \frac{(\Gamma^2 - 1)\tau}{S} + \frac{v_F^2 q^2 - 2(i\Omega + \frac{1}{\tau})^2 \Gamma^2}{S^5} \frac{\Gamma^2}{2} \\ + \frac{\tau\Gamma(\Gamma + 1)}{v_F^2 q^2} \left(\frac{i\Omega + \frac{1}{\tau}}{S} - 1\right)^2 - \frac{2\Gamma^2}{S^3} \left(\frac{i\Omega + \frac{1}{\tau}}{S} - 1\right) + \frac{\Gamma^3 v_F^2 q^2}{\tau S^6} \quad (6.120b).$$

Dans la dernière expression

$$\Gamma(\mathbf{q}; \Omega) = 1 + \frac{1/\tau}{S - \frac{1}{\tau}}, \quad (4.121)$$

et

$$S = \sqrt{(i\Omega + \frac{1}{\tau})^2 + v_F^2 q^2}. \quad (4.122)$$

Les calculs donnent pour les valeurs du paramètre $k_B T \tau / \hbar$ arbitraires :

$$\delta\sigma_{xx}^{ee} = \delta\sigma_C + \delta\sigma_T, \quad (4.123)$$

où, selon [Zala et al. \(2001b\)](#),

$$\delta\sigma_C = \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{T\tau}{\hbar} \left[1 - \frac{3}{8} f(T\tau)\right] - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln\left(\frac{E_F}{T}\right), \quad (4.124)$$

$$\delta\sigma_T = \frac{3F_0^\sigma}{1 + F_0^\sigma} \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{T\tau}{\hbar} \left[1 - \frac{3}{8} t(T\tau; F_0^\sigma)\right] - 3\left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma}\right) \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln\left(\frac{E_F}{T}\right). \quad (4.125)$$

sont les corrections à la conductivité issues de l’interaction dans la voie de “charge” et la voies “triplet” respectivement. Le facteur 3 dans l’expression (4.125) est dû au fait

4.5 Conductivité en présence de l'interaction électron-électron

que les trois composantes de l'état triplet contribuent également. Dans les expressions (4.124) et (4.125) le paramètre de liquide de Fermi F_l^σ est approximé par l'harmonique angulaire zéro $F_l^\sigma \approx F_0^\sigma$; cette approximation n'affecte pas le résultat final grâce à la longue portée du potentiel coulombien ($V(q \rightarrow 0) \rightarrow \infty$). Les fonctions $f(x)$ et $t(T\tau; F_0^\sigma)$ sont donnée par Zala *et al.* (2001b) :

$$f(x) = \frac{8}{3} \int_0^\infty dz \left[\frac{\partial}{\partial z} (z \coth z) - 1 \right] \times \left\{ \frac{xz}{\pi} H(2xz) \ln 2 + \frac{1}{\pi} [1 + H(2xz)] \arctan\left(\frac{1}{2xz}\right) + \right. \\ \left. + \frac{xz}{2\pi} \left[\frac{1}{2} + H(2xz) \right] \ln\left(1 + \frac{1}{(2xz)^2}\right) + \frac{2}{\pi} \arctan(\Omega\tau) - 1 \right\}, \\ H(x) = \frac{1}{4 + x^2}, \quad (4.126)$$

$$t(x \ll 1 + F_0^\sigma) \approx 1 - \gamma_2 x + \frac{\pi}{18} x \ln x \left(3 + \frac{1}{1 + \frac{1}{1 + F_0^\sigma}} \right), \quad (4.127)$$

$$\gamma_2 = -\frac{(2)'}{3\pi} \left(3 + \frac{1}{1 + F_0^\sigma} \right) - \frac{\pi\gamma_3}{9(1 + F_0^\sigma)} + \frac{\pi}{18} \left[C \left(3 + \frac{1}{1 + F_0^\sigma} \right) + \ln 2 \left(1 + \frac{3}{1 + F_0^\sigma} \right) \right], \quad (4.128)$$

$$\gamma_3 = 1 - \frac{5F_0^\sigma - 3}{1 + F_0^\sigma} - \left(\frac{5}{2} - 2F_0^\sigma \right) \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma}. \quad (4.129)$$

Zala *et al.* (2001b) ont montré que dans l'expression (4.125) de $\delta\sigma_T$ il faut utiliser les expressions suivantes pour le paramètre F_0^σ :

$$F_0^\sigma \rightarrow -\frac{1}{2} \frac{r_s}{r_s + \sqrt{2}} \quad (4.130)$$

dans le premier terme, et dans le deuxième terme

$$F_0^\sigma \rightarrow -\frac{1}{2\pi} \frac{r_s}{\sqrt{2 - r_s^2}} \ln\left(\frac{\sqrt{2} + \sqrt{2 - r_s^2}}{\sqrt{2} - \sqrt{2 - r_s^2}}\right), r_s^2 < 2, \quad (4.131)$$

$$F_0^\sigma \rightarrow -\frac{1}{\pi} \frac{r_s}{\sqrt{r_s^2 - 2}} \arctan \sqrt{\frac{1}{2} r_s^2 - 1}, r_s^2 > 2, \quad (4.132)$$

où le paramètre r_s

$$r_s = \frac{E_{e-e}}{E_F} = \frac{\sqrt{2}e^2}{\epsilon\hbar v_F} \propto \sqrt{n_s}. \quad (4.133)$$

4. LES VOIES DE LA DIFFUSION DES PORTEURS DE CHARGE ET LEUR CONTRIBUTION AUX CORRECTIONS QUANTIQUES À LA CONDUCTIVITÉ

Notons que lorsque la correction issue de l'interaction dans la voie de "charge" (4.124) est universelle, la correction issue de l'interaction dans la voie "triplet" est proportionnelle au paramètre F_0^σ , qui peut être négatif. Cela permet de conclure que le signe de la correction totale (4.123) dépend de la valeur de F_0^σ et, donc, peut être soit positif soit négatif.

Bien que la valeur exacte du paramètre F_0^σ ne puisse pas être calculée théoriquement [Zala *et al.* (2001b)], on peut essentiellement en trouver une valeur grâce à des mesures de susceptibilité du spin :

$$\chi = \frac{\nu}{1 + F_0^\sigma}, \quad (4.134)$$

où la densité d'états ν peut être déduite de mesures de chaleur spécifique. De surcroît, ce paramètre peut être utilisé pour l'ajustement des données obtenues par des mesures de transport de charge [Olshanetskii *et al.* (2006)].

On peut voir qu'en régime diffusif, quand $T\tau \rightarrow 0$, l'expression (4.123) reproduit le résultat bien connu [Altshuler & Aronov (1985); Zala *et al.* (2001b)] :

$$\delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma} \right) \right] \ln\left(\frac{\hbar}{T\tau}\right), \quad (4.135)$$

La différence essentielle entre (4.135) et les expressions (4.93) et (4.96) dans le préfacteur ($\gamma = F_0^\sigma/2$) est due à la différence dans la définition de la constante du couplage.

A l'instar de Goh *et al.* (2008); Minkov *et al.* (2003, 2010); Olshanetskii *et al.* (2006) c'est cette expression (4.135) que nous utilisons pour analyser nos données expérimentales.

Conclusions : Nous avons considéré comment l'interaction entre électrons peut être prise en compte et comment elle se manifeste dans les quantités observables telles que la conductivité électrique (Eqs. (4.118) - (4.120)) et la densité d'états (Eqs. (4.66), (4.67), (4.76)). Pour le cas de fort couplage, qui est particulièrement important pour nos études de couches fortement désordonnées, les principales étapes de dérivation de la correction à la conductivité sont présentées. L'expression (4.135) sera utilisée pour l'analyse des données expérimentales (Chapitre 7) et pour l'estimation des paramètres du liquide de Fermi F_0^σ et r_s (Eqs. (4.131), (4.13)).

5

Couches polycristallines de nanocristallites : le cas particulier de SnO_2

5.1 Les couches polycristallines de SnO_2

Le dioxyde d'étain (SnO_2) a été un des premiers oxydes métalliques envisagés pour la fabrication de capteurs de gaz [Batzill (2006)]. De nombreuses études de la structure de surface de SnO_2 et des propriétés des états électroniques correspondants à cette structure de surface ont été menées [Batzill & Diebold (2005)]. Cependant, presque toutes les études, connues sous le nom de “sciences de la surface”, concernent les propriétés de surfaces de monocristaux en l’atmosphère bien définie ou dans l’ultra vide [Batzill (2006)].

En général, le dioxyde d'étain est un semiconducteur de type n à grande bande interdite ($E_g = 3.6eV$ Lanfredi *et al.* (2009), Agekyan (1977), Smart & Moore (2005), Mäki Jaskari & Rantala (2001), Manassidis *et al.* (1995), Jarzebski & Marton (1976)) et a une structure cristalline de type rutile (voir Figure (5.1)).

Le dioxyde d'étain trouve des applications dans le développement de capteurs de gaz Tan *et al.* (2008), de cellules photovoltaïques, de photoconducteurs, de couches conductrices transparentes [Ksenevich *et al.* (2008) - et références]. Pour ce qui concerne les capteurs de gaz, fabriqués à base de SnO_2 , la surface du matériau est chauffée à une température constante (habituellement, plusieurs centaines de °C [Korotchenkov

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

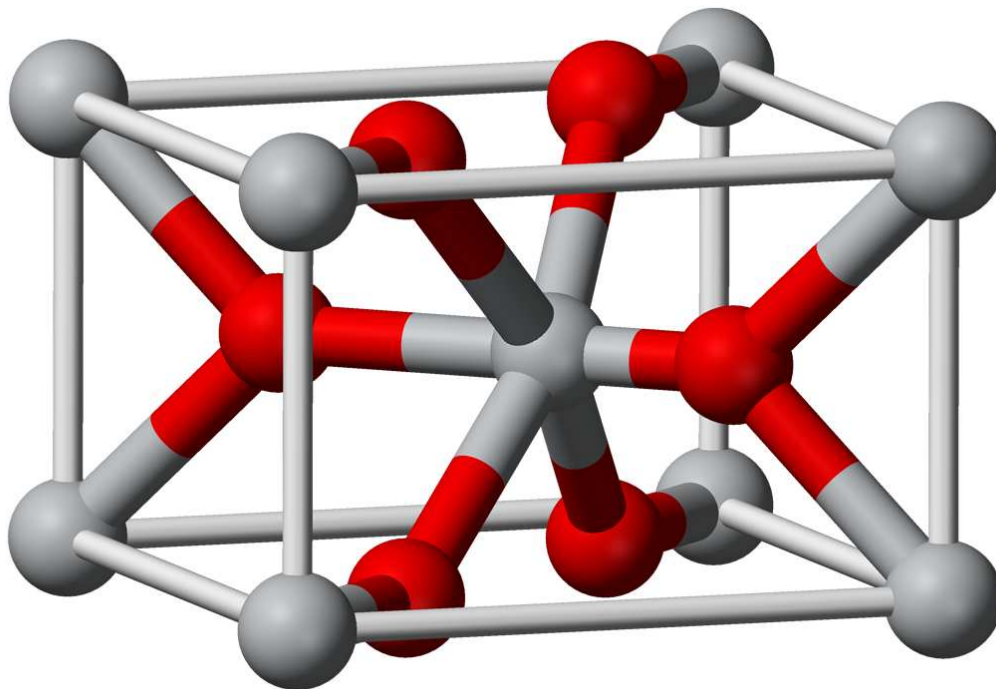


Fig. 5.1: Structure cristalline de la cassiterite SnO_2 . - Sphères grises - atomes d'étain, sphères rouges - atomes d'oxygène.

(1999)) et en présence d'un gaz combustible la résistance électrique diminue [Watson (2006)]. Ces applications ont stimulé des recherches intensives sur les propriétés de surface de SnO_2 Batzill & Diebold (2005), Mäki Jaskari & Rantala (2001), Manassidis *et al.* (1995), Godin & LaFemina (1993) et, plus précisément, les propriétés de la surface (110) qui est la plus stable. Une autre surface tout aussi favorable du point de vue thermodynamique est la surface (101) Bergermayer & Tanaka (2004), qui a été récemment étudiée au moyen de DFT (théorie de la fonctionnelle de la densité - Density Functional Theory) et les résultats sont rapportés par Trani *et al.* (2008). La surface (110) est composée d'atomes de différents types. Sur la surface stoechiométrique il y a des atomes d'étain de coordinance quintuple et sextuple, alors que sur la surface réduite les atomes d'étain de coordinance sextuple deviennent de coordinance quadruple (voir Figure (5.2)).

Par des moyens de DFT et la méthode du pseudopotentiel, Manassidis *et al.* (1995) ont montré que le retrait des atomes neutres d'oxygène de la surface (110) laisse deux électrons par atome d'oxygène sur la surface, qui sont localisés dans des canaux parallèles à la direction $\langle 001 \rangle$, juste au dessus des liaisons entre sites d'étain, et passent à travers les liaisons entre sites d'oxygène (Figure (5.2)). L'apparition de ces canaux est reliée à l'émergence d'une distribution étendue des états dans la bande interdite (la distribution s'étend en énergie à partir du maximum de la bande de valence Manassidis *et al.* (1995), Mäki Jaskari & Rantala (2001) ; - voir Figures (5.3) et (5.4) Trani *et al.* (2008)).

Par similitude au cas de la surface (110) de SnO_2 , dans le cas de la surface (101) contenant des défauts, la formation des bandes permises à l'intérieur de la bande interdite du matériaux massif a été mise en évidence par Trani *et al.* (2008). La présence de lacunes d'oxygène en surface conduit à la formation d'un niveau d'énergie occupé et deux fois dégénéré, qui est bien séparé de toutes les autres bandes. Les états correspondants sont localisés autour du site lacunaire et la lacune d'oxygène est aussi responsable de la présence d'un niveau résonant à l'intérieur de la bande de conduction (voir Figure (5.5)) Trani *et al.* (2008). Ceci est en accord avec l'hypothèse de Çetin Ki li & Zunger (2002) que les états provenant des lacunes d'oxygène en surface jouent un rôle crucial dans le transfert des charges entre les cristallites. Pourtant, la nature complexe des échantillons polycristallins de SnO_2 interdit toute conclusion définitive quant aux

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

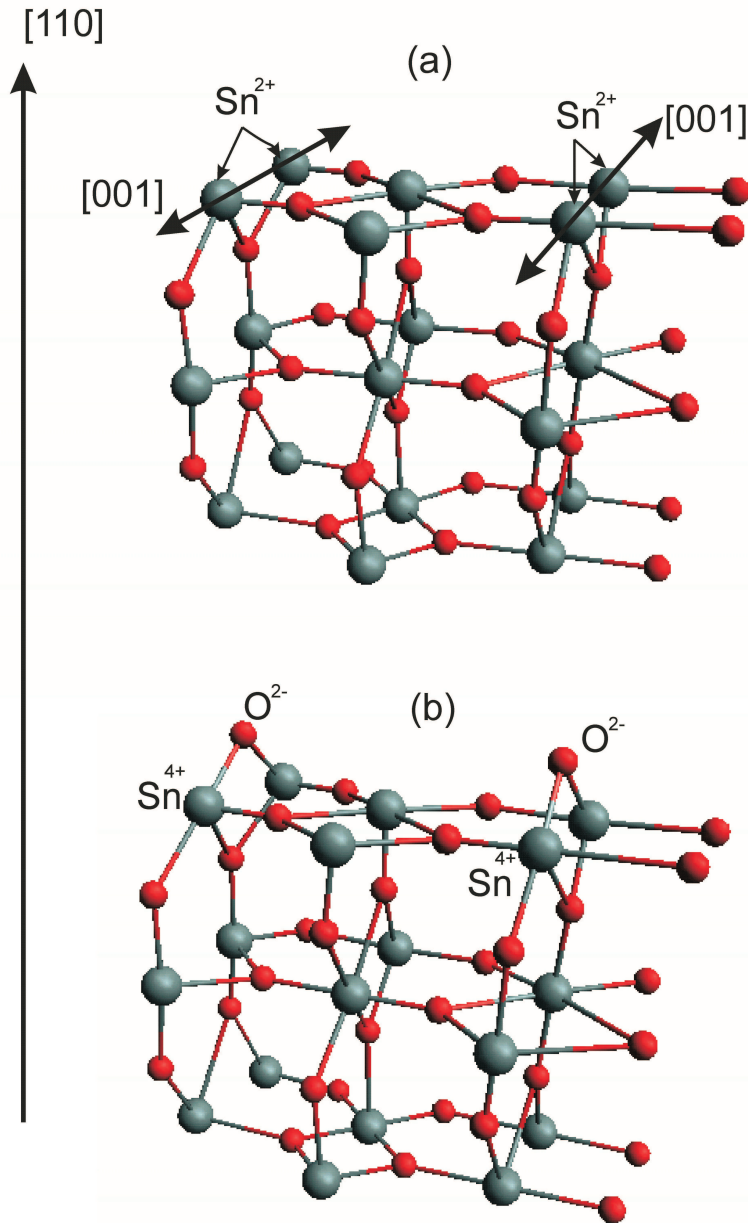


Fig. 5.2: Structures idéales de la surface de cassiterite SnO_2 . - Structures idéales (truncated bulk) de (a) réduite et (b) stoechiométrique (110) surfaces de cassiterite. Les billes noires représentent les atomes d'étain et les billes claires - les atomes d'oxygène. Les deux surfaces sont différentes en ce que la deuxième a les atomes d'oxygène dans les "bridging" sites. Les flèches sur (a) montrent les canaux dans lesquelles se trouvent les électrons laissés par les atomes d'oxygène.

mécanismes de transfert du charge [Batzill \(2006\)](#); de ce fait, les études complètes de ce type de matériau sont toujours d'actualité.

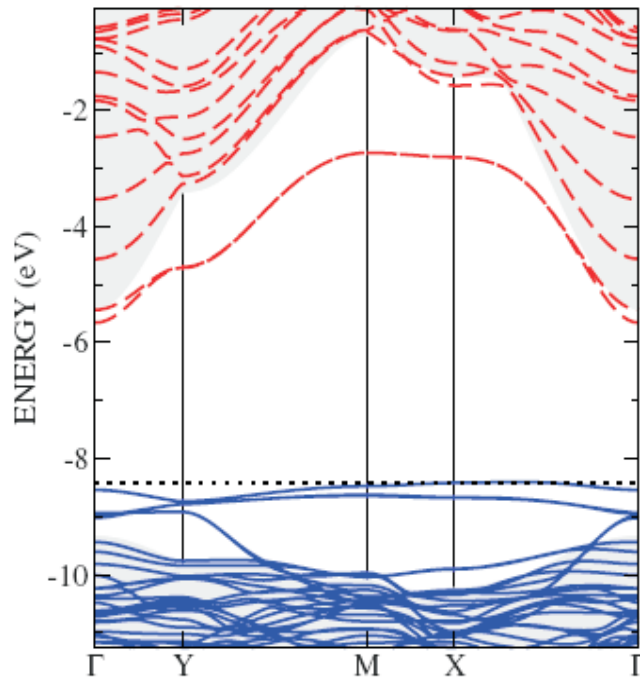


Fig. 5.3: Structure de bande de la surface stoichiométrique (110) de SnO_2 . - L'énergie de référence est le niveau du vide. Le dernier état occupé est à -8.4 eV et il est indiqué par une ligne pointillée. Les bandes occupées (non-occupées) sont représentées par les lignes bleues (rouges). La région ombrée correspond à une projection de la structure de bande du massif. Son alignement est fixé de façon à ce que les niveaux $1s$ des atomes de Sn coïncident avec la position qu'ils occupent dans le matériau massif. Les bandes sont calculées en utilisant le schéma $B3LYP$. (crédit [Trani *et al.* \(2008\)](#))

Les joints entre les grains ont une importance cruciale pour le transfert de charge [Kojima *et al.* \(1988\)](#), [Serin *et al.* \(2006\)](#). Bien que les résultats des études de certains systèmes (couches) amorphes et granulaires sont connus, il est difficile de conclure définitivement sur les rôles des états électroniques de surface pour les mécanismes de transfert de charge [[Singh *et al.* \(2008\)](#)]. Aux basses températures, les couches polycristallines des oxydes transparents sont des semiconducteurs dégénérés [Zhang & Ma \(1996\)](#), l'effet tunnel entre joints de grains étant le mécanisme principal responsable

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

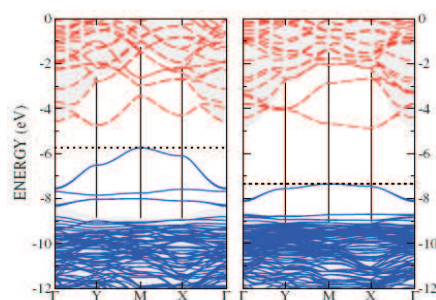


Fig. 5.4: Structure de bande de la surface (110) de SnO_2 avec les lacunes d'oxygène sur les pontages les plus extérieurs (figure de gauche) et dans le plan (figure droite). - La référence d'énergie est le niveau du vide. Les derniers états occupés se trouvent à -5.74 eV (panneau gauche) et -7.35 eV (panneau droit) et ils sont indiqués par les lignes pointillées. Les bandes occupées (non-occupées) sont indiquées par les lignes continues bleues (tirets rouges). La région ombrée montre la projection de la structure de bande du matériau massif. Son alignement est fixé de façon à ce que les niveaux $1s$ des atomes de Sn coïncident avec la position qu'ils occupent dans le matériau massif. Les bandes sont calculées en utilisant le schéma $B3LYP$. (crédit [Trani et al. \(2008\)](#))

du transport de charge [Kojima et al. \(1988\)](#), [Zhang & Ma \(1996\)](#). Du fait que la température de recuit ou la température du substrat dans les processus de déposition influencent la taille des grains et donc la résistance électrique [[Khan et al. \(2010\)](#), [Serin et al. \(2006\)](#), [Kojima et al. \(1988\)](#)], on peut se poser la question de la possibilité d'une transition métal-isolant dans ces couches polycristallines de dioxyde d'étain.

La première évidence de la transition métal-isolant, induite par le dopage, dans les couches de SnO_2 a été rapportée par [Serin et al. \(2010\)](#). Motivés par cette observation, nous avons réalisé les études de magnéto-transport au voisinage de la transition métal-isolant présumée.

5.1.1 Mécanismes de transport de charge dans les couches polycristallines de dioxyde d'étain.

Bien que le dioxyde d'étain soit un semiconducteur à grande bande interdite ($E_g = 3.8eV$ [Jarzebski & Marton \(1976\)](#); [Lanfredi et al. \(2009\)](#); [Mäki Jaskari & Rantala \(2001\)](#); [Manassidis et al. \(1995\)](#)) ses propriétés électriques sont connues comme étant dépendantes des particularités de la structure. Pour les couches polycristallines, les mécanismes de diffusion et du transport des porteurs de charge varient en fonction de

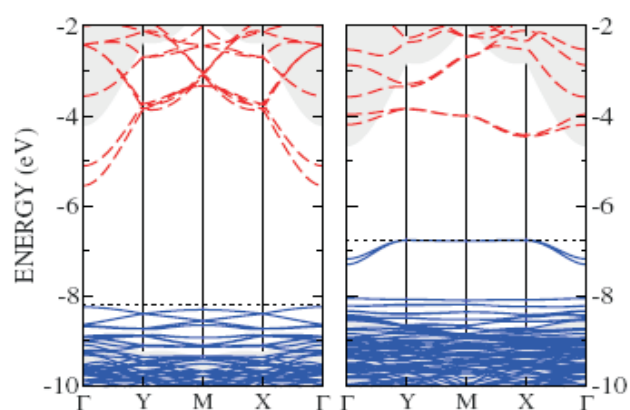


Fig. 5.5: Structure de bande des surfaces (101) de SnO_2 stoichiométrique (gauche) et présentant des défauts (lacunes d'oxygène sur pontages, droit). - Les derniers états occupés se trouvent à -8.2 eV (gauche) et -6.76 eV (droit); ils sont indiqués par les lignes pointillées. Les bandes occupées (non-occupées) sont indiquées par les lignes continues bleues (pointillé rouges). La région ombrée correspond à la projection de la structure de bande du massif. L'alignement de cette projection est fixé de façon à faire coïncider à ce que les niveaux $1s$ des atomes de Sn coïncident avec la position qu'ils occupent dans le matériau massif. Les bandes sont calculées en utilisant le schéma $B3LYP$. (crédit [Trani et al. \(2008\)](#))

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

la taille des grains [Khan et al. \(2010\)](#), [Kojima et al. \(1988\)](#) [Serin et al. \(2006\)](#), du nombre de lacunes d'oxygène [Shanthi et al. \(1980\)](#), [Chacko et al. \(2007, 2008a\)](#), de la valeur du potentiel V_B au joints de grains [Kojima et al. \(1988\)](#); [Muranoi & Furukoshi \(1978\)](#), de la présence d'impuretés ionisées [Zhang & Ma \(1996\)](#), [Nasser \(1999\)](#), en d'autres termes - en fonction du désordre.

Différents mécanismes de transport de charge ont été observés dans les différents systèmes désordonnés à base de dioxyde d'étain, à savoir : le transport par activation [Gaiduk et al. \(2008\)](#); [Giraldi et al. \(2006\)](#); saut à distance variable [Anwar et al. \(2008\)](#); [Giraldi et al. \(2006, 2007\)](#); [Muraoka et al. \(2009\)](#); transport par l'effet tunnel [Giraldi et al. \(2006\)](#); [Kojima et al. \(1988\)](#); [Ksenevich et al. \(2008\)](#); transport diffusif [Dauzhenka et al. \(2010\)](#); [Serin et al. \(2010\)](#).

Par ailleurs, l'origine des porteurs de charge dans les matériaux à base de SnO_2 reste une énigme. La présence des porteurs de charge dans les structures de SnO_2 involontairement dopées est associée aux lacunes d'oxygène [Ágoston et al. \(2009\)](#), aux niveaux des donneurs, fournis par des atomes de Sn dans les positions inter-sites [Çetin Ki li & Zunger \(2002\)](#), ou aux contaminations inévitables (particulièrement, avec les atomes d'hydrogène) [Singh et al. \(2008\)](#). Bien que cette question reste non résolue, nous pouvons constater que le degré du désordre et la taille des granules sont liés aux mécanismes de transport de charge. Dans les couches caractérisées par la petite taille ($\sim 5 - 10$ nm) des granules, [Gaiduk et al. \(2008\)](#); [Muraoka et al. \(2009\)](#) ont observé un transport par activation et par saut à distance variable. Dans les couches caractérisées par les grandes (≥ 100 nm) tailles et la perfection élevée des granules, la couche d'épuisement aux limites diminue (ainsi que la hauteur des barrières entre les granules) [Kojima et al. \(1988\)](#); [Zhang & Ma \(1996\)](#).

Dans les couches des nanocristallites de $SnO_2 : Sb$, élaborées par la méthode de "polymères précurseurs" (polymeric precursor method), le transport de charge se fait par sauts [Giraldi et al. \(2006\)](#), [Giraldi et al. \(2007\)](#). Pourtant, pour les couches polycristallines de SnO_2 et de $SnO_2 : Sb$ (moins dopées par rapport à celles, étudiées par [Giraldi et al. \(2006\)](#), [Giraldi et al. \(2007\)](#)), élaborées par la méthode de spray pyrolyse, le mécanisme principal de la diffusion des électrons est la diffusion par les joints des grains (dans la gamme $T = 100 - 300$ K) [Shanthi et al. \(1980\)](#), c'est-à-dire, que la propagation des électrons est de nature diffusive. Dans ce même travail, les auteurs ont montré que l'augmentation de la température de dépôt (de $T = 613$ K à $T = 813$

K) conduit à l'augmentation de la taille des grains (voir aussi [Muranoi & Furukoshi \(1978\)](#)) et, par conséquent, à la diminution du potentiel de barrière V_B et à l'augmentation de la mobilité. Ces observations ont été corroborées par d'autres groupes [Ansari et al. \(2009\)](#); [Ke et al. \(2010\)](#) (voir Figures (5.6)-(5.9)).

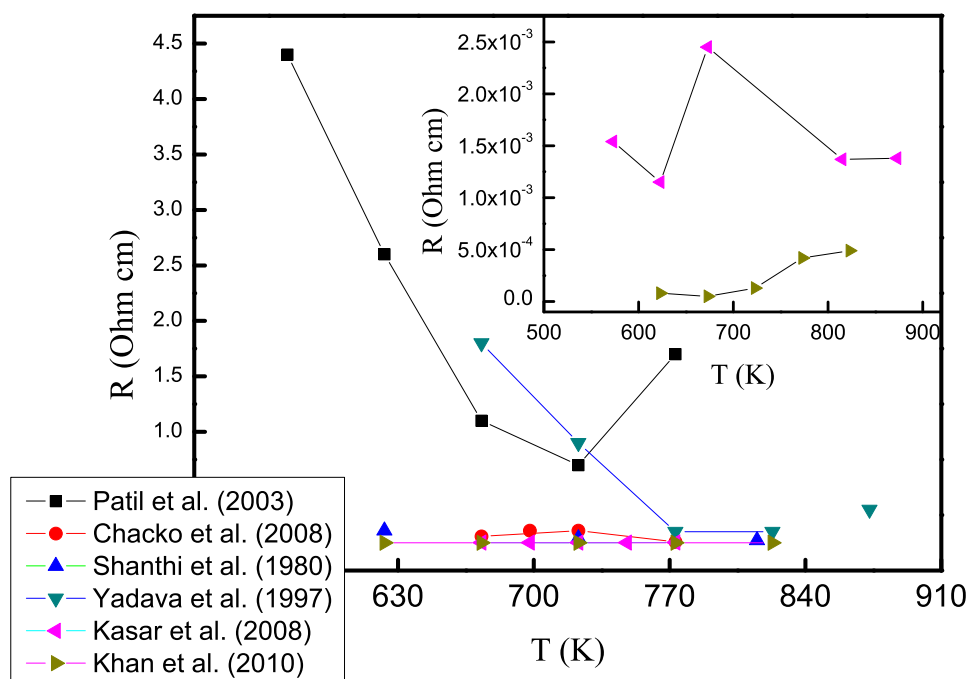


Fig. 5.6: Dépendance de la résistivité électrique en fonction de la température du substrat ou de la température de recuit - Chaque courbe correspond à un groupe d'échantillons particulier.

- sprayed tin oxide (SnO_2) thin films [Patil \(2003\)](#)
- chemically sprayed SnO_2 thin films [Chacko et al. \(2008b\)](#)
- undoped and antimony-doped tin oxide films [Shanthi et al. \(1980\)](#)
- CVD from reactive thermal evaporation [Yadava et al. \(1997\)](#)
- spray-deposited tin oxide (SnO_2) thin films [Kasar et al. \(2008\)](#)
- electron beam evaporated nanocrystalline SnO_2 thin films [Khan et al. \(2010\)](#)

L'augmentation de la mobilité, associée à la diminution du potentiel de barrière V_B , a été identifiée être la cause d'un changement important de la conductivité sous irradiation UV [Muraoka et al. \(2009\)](#). Avec l'augmentation du dopage ou avec la diminution de

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

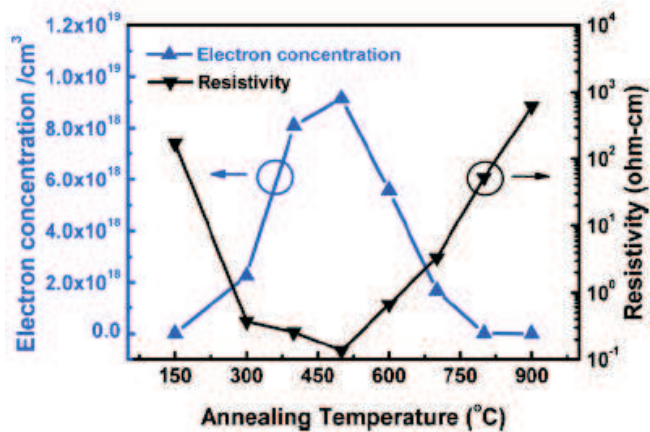


Fig. 5.7: Concentration des porteurs de charge et résistivité des couches de SnO_2 en fonction de la température de recuit. - crédit *Ke et al.* (2010).

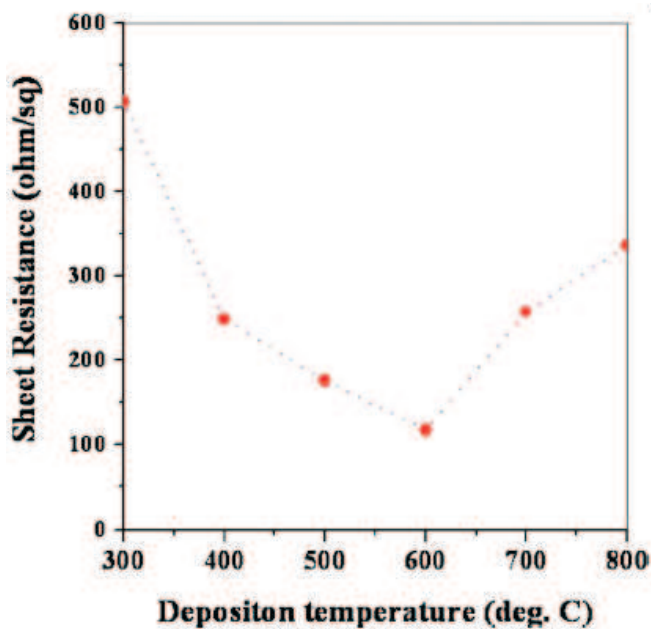


Fig. 5.8: Résistivité des couches de SnO_2 en fonction de la température de dépôt. - crédit *Ansari et al.* (2009).

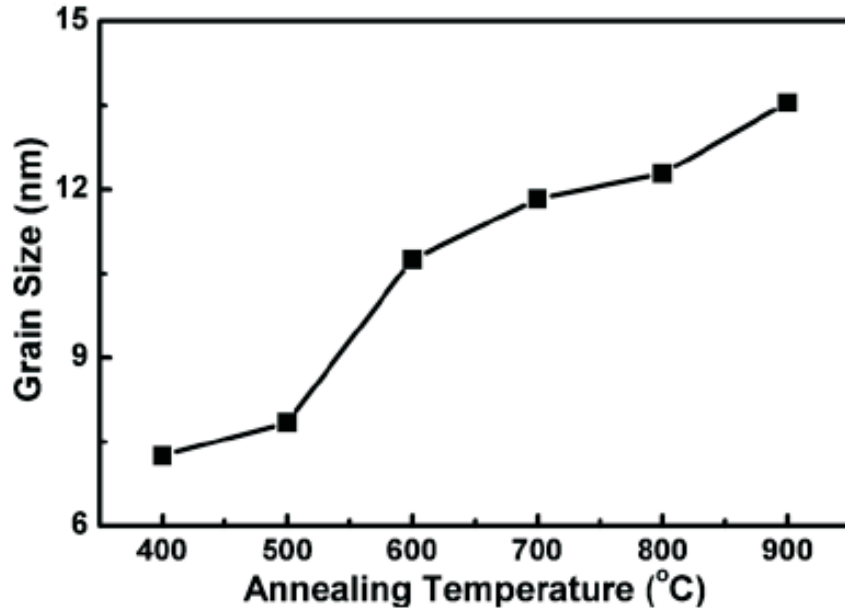


Fig. 5.9: Taille des granules dans les couches de SnO_2 en fonction de la température de recuit. - crédit [Ke et al. \(2010\)](#).

la température, la dispersion des électrons sur les impuretés ionisées commence à jouer un rôle important [Zhang & Ma \(1996\)](#), [Goyal et al. \(1993\)](#), [Shanthi et al. \(1980\)](#) [Nagasawa & Shionoya \(1971a\)](#). Dans le cas d'un faible dopage, les diffusions sur les joints de grains jouent un rôle primordial dans le transfert de charge [Ksenevich et al. \(2011\)](#); [Muraoka et al. \(2009\)](#). [Nasser \(1999\)](#) a supposé que l'augmentation de la température d'élaboration conduit à la création de lacunes d'oxygène dans les cristallites (soit par la diffusion des atomes-dopants, soit par la réduction de surface). Les deux électrons, laissés par chaque atome d'oxygène, contribuent à la conduction électrique. Par ailleurs, la bande interdite dépend aussi de la taille des grains [Nasser \(1999\)](#).

Récemment, [Serin et al. \(2010\)](#) ont rapporté l'observation d'une transition métal-isolant, induite par dopage, et la correction quantique à la conductivité issue de l'interaction entre les électrons dans les couches polycristallines de SnO_2 . En outre, [Sanon et al. \(1991\)](#) rendent compte d'une diminution de la largeur de la bande interdite due aux effets de l'interaction entre les électrons dans les couches de SnO_2 .

Tous ces faits nous ont conduit à supposer que les interactions entre les électrons jouent un rôle primordial dans les mécanismes de conduction électrique, au sein des

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

structures à base de dioxyde d'étain.

5.1.2 Méthodes d'élaboration des couches polycristallines de dioxyde d'étain

Il est un fait établi que les couches polycristallines se forment par traitement thermique (avec $T > 573K$) des couches amorphes (voir, par exemple, [Khan *et al.* \(2010\)](#); [Serin *et al.* \(2006\)](#)), le degré de cristallisation et la taille des cristallites étant augmentés par l'augmentation de la température du traitement.

5.1.2.1 Fabrication des couches polycristallines nanostructurées de SnO_2

Pour l'élaboration des échantillons nous avons adopté la technique du transport en phase vapeur (vapor phase transport method) [[Batzill & Diebold \(2005\)](#); [Pan *et al.* \(2001\)](#)]. Cette technique a été déjà utilisée par [Dai *et al.* \(2002\)](#) pour l'élaboration des disquettes d'oxyde d'étain (Figure (5.10)). Nous avons essentiellement utilisé le même schéma quelque peu simplifié (pas de gaz-porteur, pression ambiante). Pourtant, nous avons pris avantage de réactions chimiques plus riches afin d'obtenir des échantillons nano-structurés.

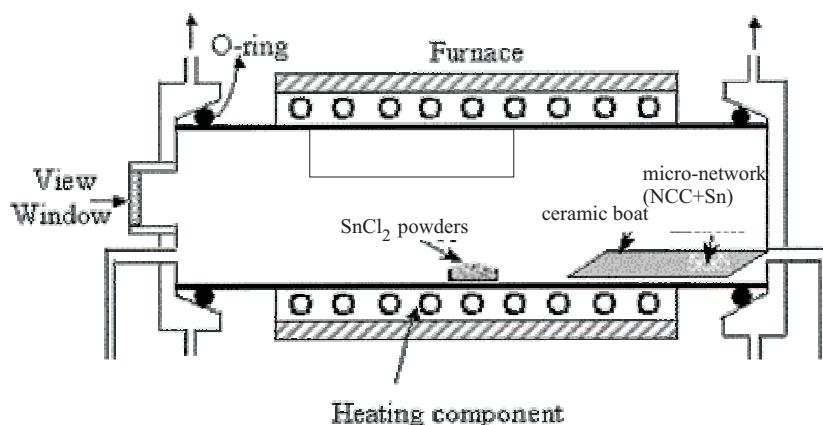
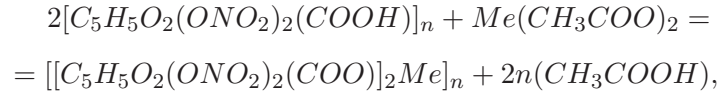


Fig. 5.10: Diagramme schématique du dispositif expérimental pour l'élaboration des échantillons - crédit [Dai *et al.* \(2002\)](#)

La méthode que nous avons développée est basée sur le fait que les vapeurs des chlorures métalliques ($SnCl_2$, $ZnCl_2$ etc.), se condensent, sous certaines conditions, sur

les branches d'un micro-réseau, préalablement élaboré. Le micro-réseau a été réalisé par modification chimique de la cellulose, y compris l'introduction dans la composition de groupes ester carboxylique et nitro. Cela permet la solubilité de la cellulose dans les éther-soluble ou dans l'alcool-éther, et, par conséquent, permet de fabriquer des couches fines à l'interface l'eau/solution du polymère. En même temps, la présence des $COOH$ -groupes dans la cellulose chimiquement modifiée (CCM) permet l'introduction dans sa composition de cations métalliques inorganiques par sorption d'échange d'ions, comme l'indique la réaction [Bashmakov & Ksenevich \(2010\)](#); [Bashmakov2009](#) :



où $Me = Sn^{2+}, Co^{2+}, Ni^{2+}$ etc. La sorption de cations métalliques a été réalisée en plongeant la couche de nitrocellulose carboxylée (NCC), fixée sur le substrat (soit Al_2O_3 , soit Si/SiO_2), dans la solution aqueuse (0.125M) d'acétate ou de chlorure de métal. Comme le montre une des expériences réalisées spécialement, la conversion thermique dans l'air des couches polymériques contenant des cations inorganiques, conduit à l'épuisement du polymère et à la formation de la phase d'oxyde métallique sur le substrat. L'épaisseur de la couche d'oxyde a été en moyenne 1/10 fois l'épaisseur de la couche polymérique contenant des cations inorganiques. Le traitement thermique des couches de polymère NCC a été réalisée dans l'air à la température de 773 K. La vitesse de chauffage était de 10deg/min. Après avoir atteint la température de 773 K, un plateau isotherme est maintenu pendant 30 minutes. Puis, les couches sont laissées à refroidir lentement (0.5deg/min). Par suite de la décomposition thermique à l'air de la couche de NCC, contenant les cations de l'étain, une couche poreuse de dioxyde d'étain, reproduisant fidèlement la texture du précurseur polymérique se forme (Figure (5.11)).

La mise en oeuvre pratique de la méthode proposée est la suivante [Bashmakov & Ksenevich \(2010\)](#); [Bashmakov2009](#) :

1. La poudre de chlorure d'étain en quantité de 100mg est placée dans une nacelle de céramique à la distance de 3cm du micro-réseau polymérique. La nacelle avec l'échantillon et la poudre de chlorure d'étain ont été scellés et placés dans un four,

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

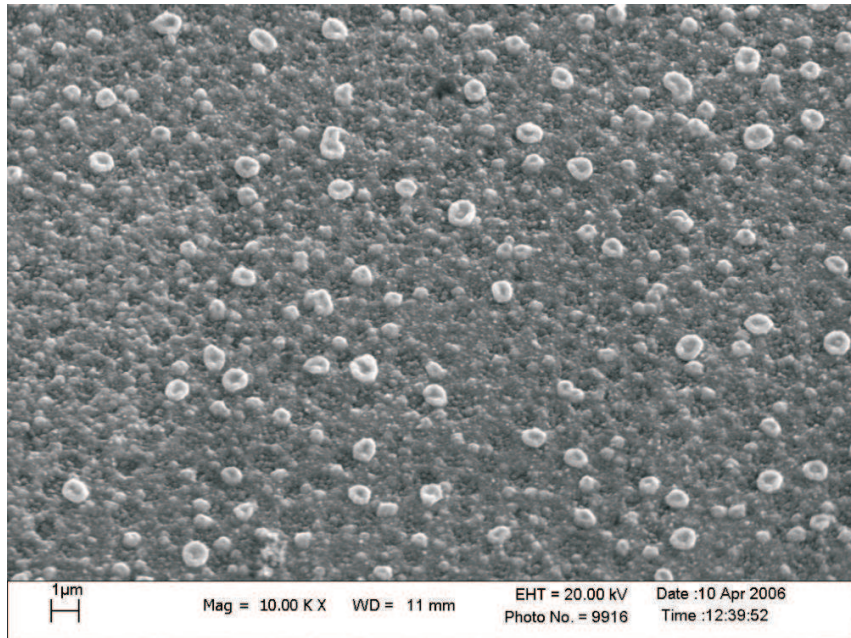


Fig. 5.11: Image de la surface d'une couche de dioxyde d'étain, obtenue par SEM - [Bashmakov2009](#)

chauffé à la température de 623-773 K pendant 5 minutes. Après déposition, le chlorure d'étain a été décomposé en l'oxyde d'étain (II) pendant la thermohydrolyse.

2. Ensuite le substrat avec l'échantillon a été retiré de la nacelle et recuit à l'air pendant 15 minutes à la température de 823 K.

Une étude plus approfondie a révélé que les échantillons, obtenus après un recuit à l'air, reproduisaient les micro-réseaux, où les barreaux des cellules ont été remplis par des nanoparticules de SnO_2 .

L'élément distinctif de cette méthode nouvelle, qui comprend la condensation des vapeurs des chlorures métalliques, est qu'elle permet l'obtention des micro-réseaux d'oxydes métalliques, qui contiennent des nanoparticules métalliques. Nous avons aussi étendu cette méthode afin d'obtenir des micro-réseaux avec insertions de particules de palladium. Pendant le traitement thermique d'un micro-réseau qui contient du Pd , la condensation des vapeurs de chlorure d'étain (réalisée à l'air à $T = 773K$) mène à la formation de nanogranules de SnO_2 avec des nanoparticules de Pd . Une telle mo-

dification des couches de SnO_2 présente un grand intérêt, puisqu'il est connu que le palladium présente de propriétés catalytiques pour l'utilisation de semi-conducteurs oxydes-métalliques comme éléments sensibles de détecteurs de gaz. De plus, le palladium catalyse la précipitation chimique de la série de métaux (par exemple, Ni et Co) des solutions aqueuses des sels correspondants. Cela suggère la possibilité de modifier des micro-réseaux de SnO_2 par ces métaux, ce qui peut avoir un impact certain sur le transport et sur les propriétés catalytiques des capteurs de gaz.

5.1.3 Études de structure et des propriétés électriques

5.1.3.1 MEB, MET, RBS

Nous avons réalisé les études de surface des échantillons de SnO_2 par microscopie électronique en transmission (MET), microscopie électronique à balayage (MEB) et spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS). Les Figures (5.12) et (5.14) présentent les résultats des études de la surface d'une couche typique, obtenus par MET. Ces résultats confirment que les couches obtenues sont polycristallines (type cassiterite ; Figure (5.13)) et suggèrent que leur taille typique est supérieure à 100 nm.

La Figure (5.15) présente le spectre de la rétrodiffusion de Rutherford obtenu pour un échantillon typique. La courbe verte présente le résultat d'analyse du spectre avec le modèle, qui suppose la présence d'une phase SnO_2 dans l'échantillon. La courbe rouge présente le résultat d'analyse du spectre avec le modèle, qui prend en compte le substrat SiO_2 , sur lequel la couche a été déposée. Nous concluons donc que nos échantillons sont bien les couches de SnO_2 avec la structure de type cassiterite.

Nous avons étudié une série d'échantillons d'un même type (élaborés sous les mêmes conditions, décrites ci-dessus), qui, selon notre supposition, devraient se trouver du côté métallique de la transition métal-isolant.

5.1.3.2 Études de la résistance

La Figure (5.16) présente une image de la surface de l'échantillon avec les contacts collés. La couche de dioxyde d'étain (transparente) est déposée sur un substrat de Al_2O_3 . Les contacts électriques ont été collés soit sur la surface de couche elle-même (comme présenté sur la Figure (5.16)), soit sur les contacts Au qui ont été préparés par collage ultra-sonore. Il est connu que les contacts Au sur des échantillons nanocristallins

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

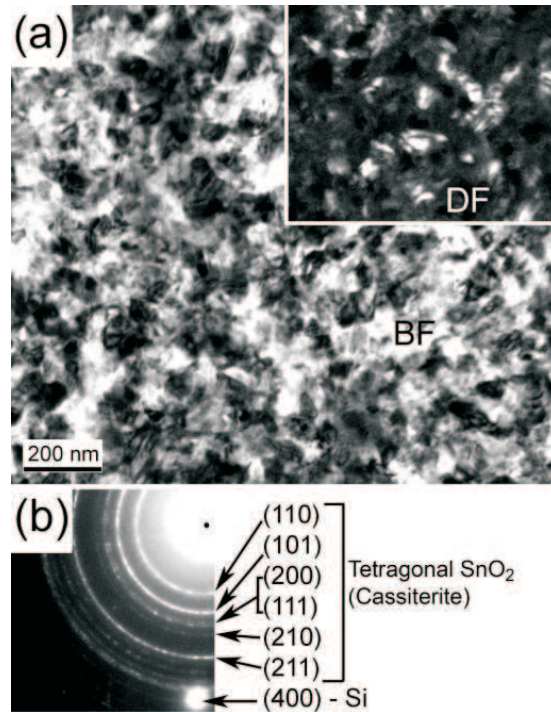


Fig. 5.12: Image de la surface d'une couche de dioxyde d'étain, obtenue par MET (microscopie électronique en transmission) - Les couches obtenues sont polycristallines (type cassiterite; Figure (5.13))

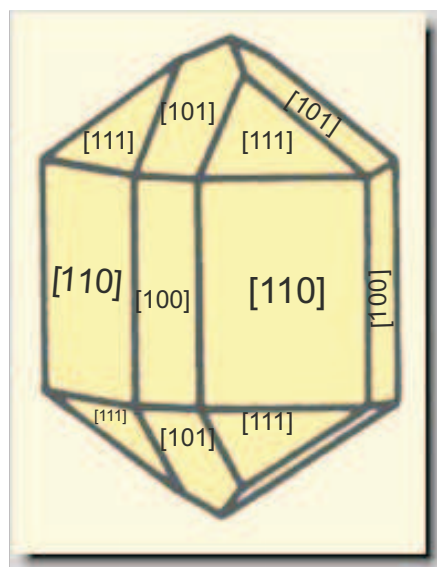


Fig. 5.13: La structure de type cassiterite. -

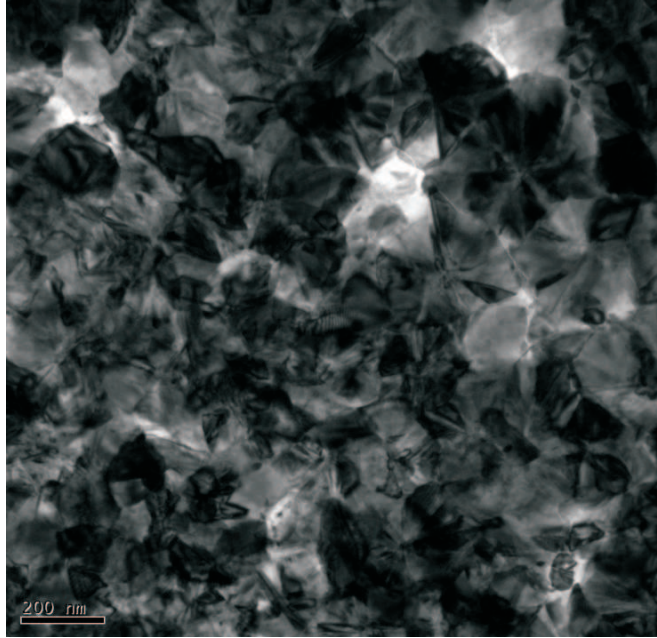


Fig. 5.14: Image de la surface d'une couche de dioxyde d'étain, obtenue par MET - (microscopie électronique en transmission)

de SnO_2 sont ohmiques dans une large gamme de température et que leur contribution à la conductance n'excède pas 5% [Akimov *et al.* (1999)]. Nos études, menées sur les échantillons qui se trouvent sur le côté métallique de la transition, ont révélé que les contacts faits avec la laque d'argent restent ohmiques à basse température ($T \geq 1.8$ K).

La fragilité de la couche de SnO_2 sur le substrat n'a pas permis la réalisation d'échantillon "barre de Hall" ou Corbino par électro-érosion ou sablage avec masque, ni par évaporation d'or.

Conclusions : différents mécanismes de transport de charge ont été observés dans les différents systèmes désordonnés à base de dioxyde d'étain : de "saut à distance variable" à "transport diffusif". Cela suppose la présence d'une transition métal-isolant. Nous avons obtenu des couches polycristallines de SnO_2 , qui se trouvent du côté métallique de la transition métal-isolant, avec l'intention d'étudier les corrections quantiques à la conductivité supposées pour tels systèmes désordonnés.

5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE CAS PARTICULIER DE SnO_2

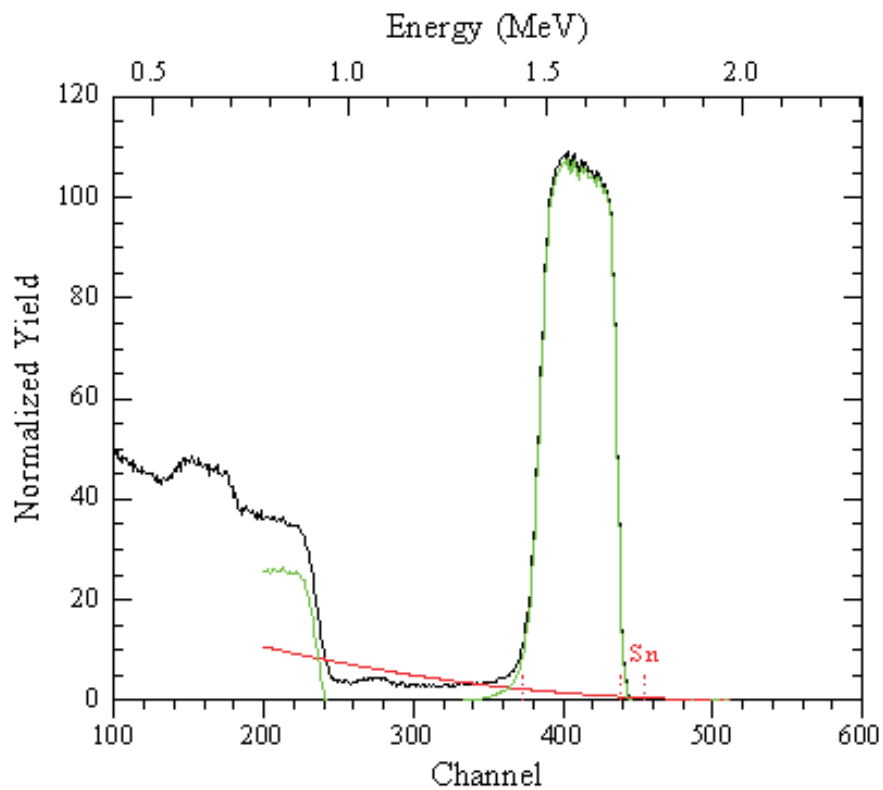


Fig. 5.15: Spectre de rétrodiffusion Rutherford obtenu pour un échantillon typique. - La courbe verte présente le résultat d'analyse du spectre en supposant la présence de phase SnO_2 dans l'échantillon. La courbe rouge présente le résultat d'analyse du spectre en prenant en compte le substrat SiO_2 . (L'analyse du spectre a été réalisée en utilisant le logiciel [XRUMP](#))

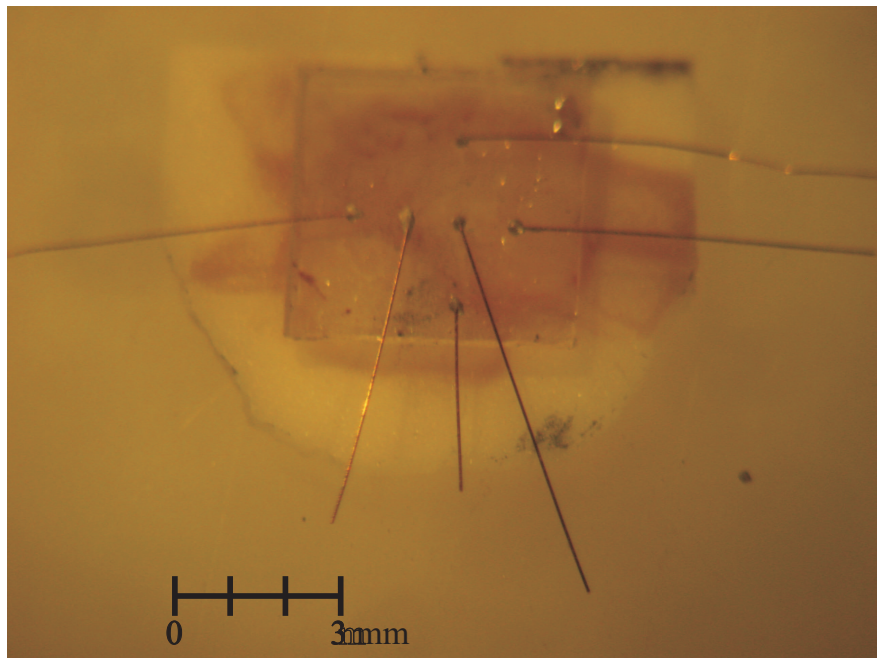


Fig. 5.16: Image de la surface d'un échantillon avec les contacts collés. - La couche transparente est déposée sur le substrat de Al_2O_3 . Les contacts électriques ont été collés avec la laque d'argent.

**5. COUCHES POLYCRISTALLINES DE NANOCRISTALLITES : LE
CAS PARTICULIER DE SnO_2**

6

Propriétés électriques des couches polycristallines de dioxyde d'étain

6.1 Les caractéristiques IV

Dans la Section (5.1.3.2) nous avons noté que les caractéristiques IV , obtenues pour des échantillons qui se trouvent sur le côté métallique de la transition, présentent un comportement ohmique dans une large gamme de température. Dans cette section nous allons considérer les caractéristiques obtenues, pour les échantillons qui se trouvent du côté isolant de la transition métal-isolant.

La Figure (6.1) présente les caractéristiques IV , obtenues pour un échantillon du côté isolant de la transition. La non-linéarité des caractéristiques IV devient de plus en plus prononcée quand la température diminue. Le comportement de ces courbes peut être décrit dans le cadre du modèle d'effet tunnel, induit par les fluctuations thermiques [Kaiser&lowast ; *et al.* (2004); Sheng (1980)] :

$$I = \sigma_0 V \exp\left(\frac{V}{V_0}\right), \quad (6.1)$$

où I est le courant, V est la tension, σ_0 est la conductance à champ électrique faible, V_0 est le paramètre d'échelle (les paramètres σ_0 et V_0 sont utilisés comme paramètres d'ajustement). La probabilité de l'effet tunnel entre les granules dans les systèmes désordonnés dépend de la température du fait des fluctuations de potentiel.

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

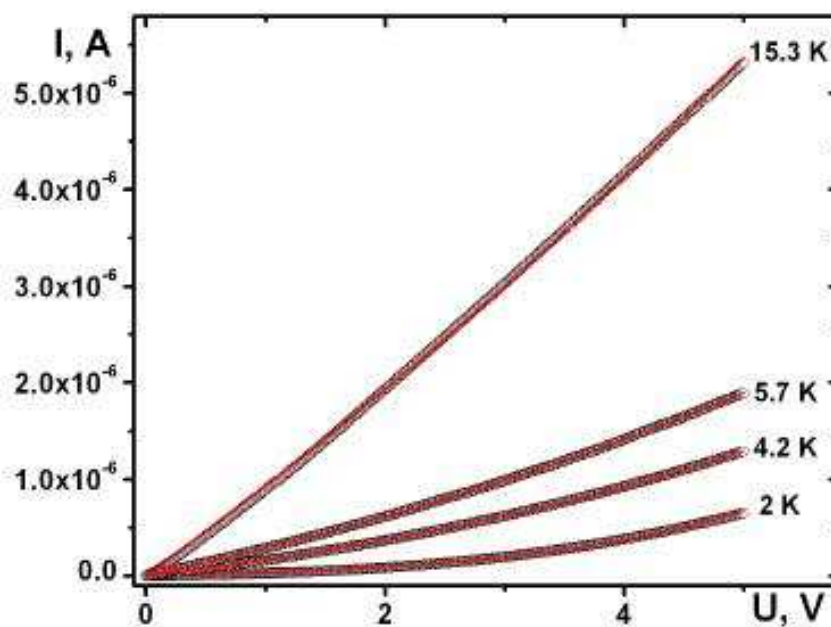


Fig. 6.1: Les caractéristiques I-V obtenues pour un échantillon du côté isolant. - Les lignes rouges solides sont les résultats de l'ajustement de l'expression (6.1) aux données expérimentales. crédit [Ksenevich et al. \(2008\)](#)

6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant

Le paramètre de l'ajustement σ_0 augmente de plus d'un ordre de grandeur avec la température (dans la gamme $T = 2.0 - 15.3$ K). Par contre, le paramètre V_0 dépend très peu de la température. Ceci est en bon accord avec le modèle de l'effet tunnel induit par les fluctuations [Kaiser∗ *et al.* (2004); Sheng (1980)]. Nous avons confirmé ces conclusions par les études de magnétorésistance et de la dépendance de la résistance en fonction de la température [Ksenevich *et al.* (2008)].

6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant

Les dépendances de la résistance électrique en fonction de la température et en fonction du champ magnétique ont été mesurées par la méthode 4 pointes. Les mesures ont été réalisées dans la gamme de température $T = 1.8 - 274$ K en champs magnétiques statiques et pulsés. La Figure (6.2) présente le schéma principal pour les mesures de la résistance.

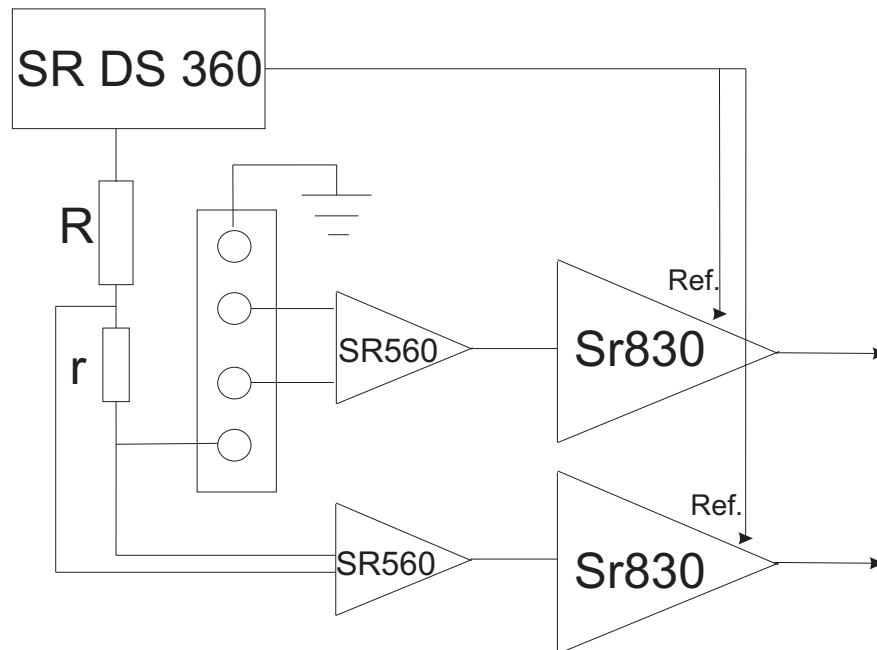


Fig. 6.2: Le schéma électrique principal pour les mesures de la résistance. - Sur le schéma : "SRTM DS 360" est la source du courant, "SRTM 560" sont les amplificateurs, "SRTM 830" sont les amplificateurs à détection synchrone (lock-ins), R et r sont les résistances de charge ($r \sim R/100$).

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

6.2.1 Magnéto-résistance en champs magnétiques pulsés

La technique standard “lock-in” avec la méthode 4 pointes a été utilisée pour mesurer la résistance des échantillons en fonction de la température et du champ magnétique pulsé. Le champ magnétique a été appliqué perpendiculairement à la surface de l'échantillon. Les contacts ont été placés sur la surface de l'échantillon en configuration linéaire. Les mesures électriques ont été réalisées avec les amplificateurs à verrouillage de phase (lock-in amplifiers : SR^{TM} 830). Les signaux de l'excitation et de référence ont été fournis, tous les deux, par un générateur de tension (Low Distortion Function Generator), la fréquence de l'excitation étant dans la gamme du kHz (particulièrement, pour les résultats présentés, $1.33 kHz$). Les mesures de la résistance électrique ont été réalisées pendant l'impulsion du champ magnétique, la durée de chaque impulsion étant $600 ms$. On peut voir que la relation entre la durée de l'impulsion du champ magnétique et la fréquence de l'excitation satisfait l'exigence, selon laquelle la fréquence de l'excitation doit être beaucoup plus grande que la fréquence caractéristique de la variation du champ.

La procédure de mesure est commune et largement utilisée dans les mesures électriques sous l'application des champs magnétiques pulsés (voir, par exemple, [Askenazy \(1995\)](#); [Laukhin et al. \(1995\)](#); [Vignolles et al. \(2003\)](#)). La Figure (6.3) présente la co-évolution temporelle de la tension (voltage drop) (à $T = 1.8 K$) et de l'amplitude du champ magnétique.

Différentes techniques pour les mesures électriques en champs magnétiques pulsés ont été présentées [Kozlova et al. \(2004\)](#); [Machel & von Ortenberg \(1995\)](#); [Murthy & Venkataraman \(2009\)](#); ces techniques implémentent des procédures d'acquisition et de prétraitement. Par contre, au lieu d'utiliser les procédures d'acquisition spéciales, nous avons réalisé une analyse “post-acquisition” des données. Ainsi, la Figure (6.3), montre la variation temporelle du signal, mesuré sur l'échantillon par l'amplificateur à verrouillage. On peut voir qu'au maximum du pulse du champ magnétique correspond une bande de variation de la tension plus étroite (à $t \approx 56 ms$). Cela signifie que quand le champ magnétique varie lentement (la dérivée au maximum du champ est nulle), les variations de la tension électrique sur l'échantillon sont minimales.

Il faut noter, qu'en fait on considère ici la dépendance de la tension électrique en fonction de champ magnétique. Ainsi les processus, qui peuvent être responsables

6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant

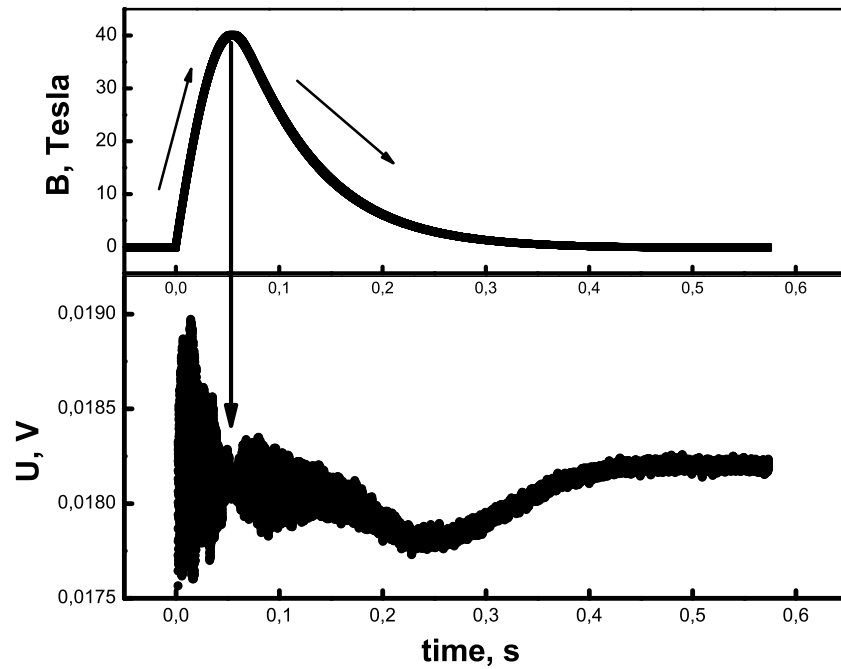


Fig. 6.3: Profil du champ magnétique pulsé et la variation temporelle du signal mesuré sur l'échantillon. - La température $T = 1.8$ K. (échantillon : 171005-2)

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

de bruits, deviennent non-stationnaires sous les champs magnétiques pulsés, et, donc, l'analyse conventionnelle du spectre de puissance n'est pas valide [Max (1977)]. De ce point de vue, le champ magnétique agit comme un paramètre extérieur, qui change les conditions sous lesquelles la tension électrique est mesurée. Néanmoins, nous supposons que le spectre de fréquence des composantes du signal (analogique au spectre de puissance) puisse nous fournir une vue générale des processus qui ont lieu, puisque nous avons observé des variations périodiques de la tension à court intervalle de temps. La Figure (6.4) montre le spectre de fréquence des composantes du signal, obtenu aux différentes températures (la tension étant mesurée par des amplificateurs à verrouillage de phase). Les données présentées sur la Figure (6.4) sont obtenues par transformation de Fourier rapide (Fast Fourier Transform (FFT)) en utilisant la MIT FFTW bibliothèque, qui implémente l'algorithme de Cooley-Tukey pour la transformation Discrète FFT [Frigo & Johnson (1998, 2005)]. Cette procédure a été réalisée en utilisant MicroCal *ORIGIN*TM 7.0.

D'après la Figure (6.4) on peut voir que les composantes de fréquences 1.33 kHz (la porteuse) et 2.66 kHz (la deuxième harmonique de la porteuse) contribuent de manière significative au spectre total. Puisque nous avons utilisé les amplificateurs à verrouillage de phase, il est naturel d'associer ces pics aux signaux parasites, qui viennent de la sortie des amplificateurs. Afin d'extraire le "signal-utile", associé à la variation de la tension induite par le champ magnétique, nous avons réalisé un filtrage en fréquence (frequency domain filtering (FDF)) - les pics à 1.33 kHz et à 2.66 kHz ont été ôtés du spectre d'une manière "manuelle", puis le signal est reconstitué par une transformation de Fourier inverse (Inverse Fourier Transform).

Les résultats de cette procédure sont présentés sur la Figure (6.5). Il est évident que le FDF réalisé, réduit les variations parasites de la tensions aux champs forts. Bien que la courbe obtenue par le FDF (montrée sur la Fig. (6.5) comme courbe blanche) est plus lisse que celui sans FDF (montrée comme courbe noire) pour toutes les deux branches d'augmentation et de diminution du champ magnétique, les résultats correspondants à la montée du champ (plus rapide) contiennent plus de fréquences résiduelles et, par conséquent, exigent un FDF plus complexe (voir l'insert sur la Figure (6.5)). Dans ce qui suit nous allons nous concentrer sur la partie décroissante du champ magnétique.

6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant

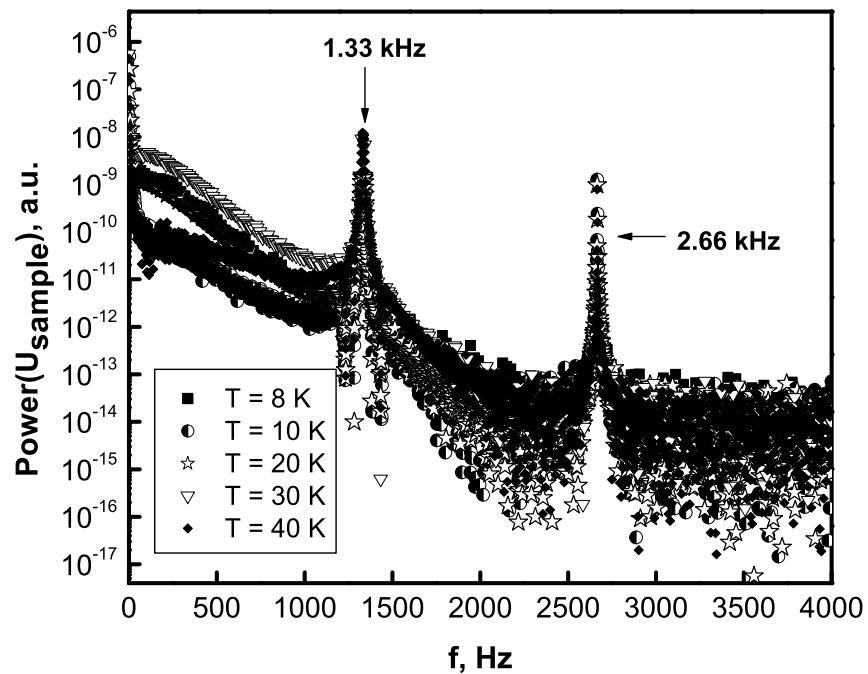


Fig. 6.4: Spectres de fréquence des composantes du signal obtenus aux températures différentes. - Les spectres sont obtenus par la transformation de Fourier (Discrete Fourier Transform) (échantillonnage de l'intervalle - $2 \cdot 10^{-5}$ s, limite de résolution inférieure - 1.7 Hz).

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

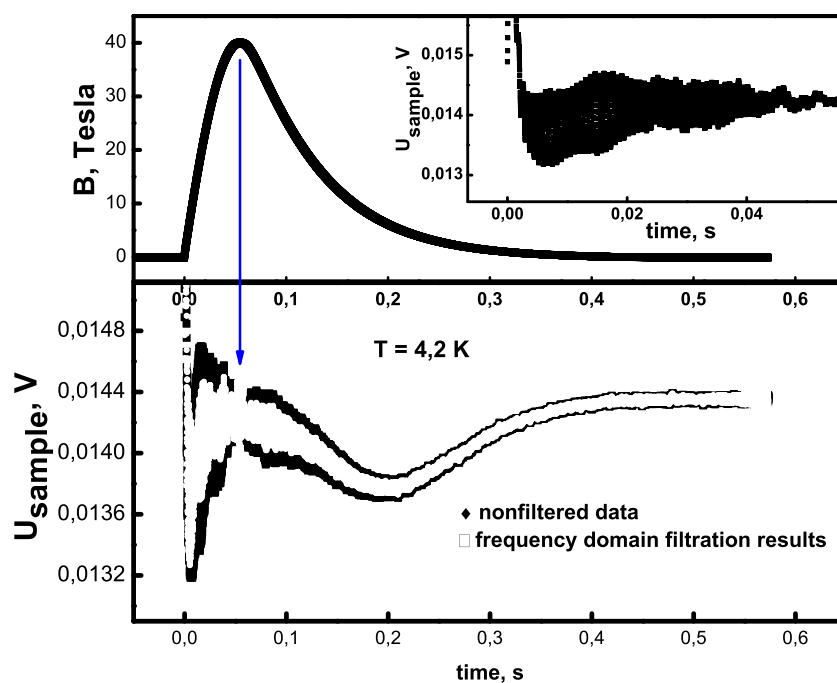


Fig. 6.5: Profil du champ magnétique pulsé et la variation temporelle du signal mesuré sur l'échantillon avant et après le FDF. - La température $T = 4,2$ K. (échantillon : 171005-2)

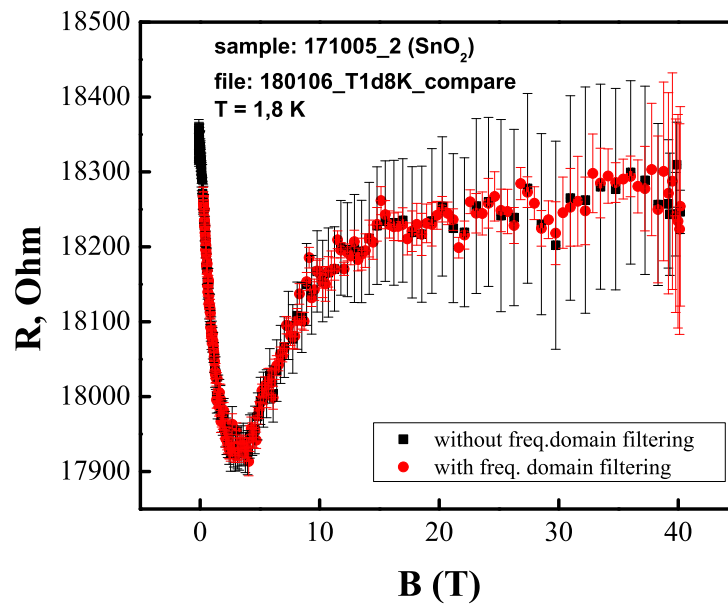


Fig. 6.6: Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique ($T = 1.8$ K; échantillon : 171005-2). - Les pointes noires sont les résultats obtenus sans le FDF. Les pointes rouges - avec le FDF.

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

La Figure (6.6) présente les données expérimentales sous forme de courbes calculées par la méthode de moindres carrés avec les barres d'erreurs correspondantes, ces dernières représentant les écart-types (SD) de valeurs moyennes (nous soulignons que le calcul par la méthode de moindres carrés a été réalisée avant (carrés remplis - Fig. (6.6)) et après (cercles vides - Fig. (6.6)) le FDF et ne concerne pas le filtrage lui-même. Cela illustre la reproductibilité du comportement attendu de la résistance et la diminution des déviations standard.) :

$$SD = \sqrt{Var}, \quad (6.2)$$

$$Var = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{i=n} (X_i - \bar{X})^2, \quad (6.3)$$

où \bar{X} est la valeur moyenne, calculée sur n échantillons ($n = 80$ pour les données présentées sur la Figure (6.6)).

On peut voir qu'après le FDF la courbe de magnétorésistance reproduit le comportement attendu. De surcroît, les écart-types, calculés après le filtrage, sont beaucoup plus petits que ceux de données non-filtrées et ils ne dépendent pas du champ magnétique. Les mêmes résultats ont été obtenus dans toutes la gamme $T = 1.8 - 40$ K (voir Figures (6.7), (6.9) - (6.10)).

La Figure (6.8) présente les dépendances des écart-types (qui correspondent aux valeurs moyennes du signal non-filtré) en fonction de la dérivée $\partial B/\partial t$ du champ magnétique. Il est évident que les déviations atteignent leurs valeurs maximales quand la vitesse du changement du champ magnétique $\partial B/\partial t$ est maximale, la dépendance totale étant linéaire. Cela confirme que le flux magnétique, qui varie rapidement pendant la montée du champ, induit des tensions parasites qui doivent être exclues afin d'obtenir le signal-utile.

En conclusion, nous constatons que le FDF correctement appliqué (sans implémentation des techniques spéciales d'acquisition des données) permet d'obtenir des résultats fiables pour l'analyse physique.

Conclusions : nous avons considéré la méthode d'expériences sous champs magnétiques pulsés ainsi que les résultats des mesures de magnétorésistance pour les couches polycristallines de SnO_2 . A basse température la magnétorésistance est négative et montre

6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant

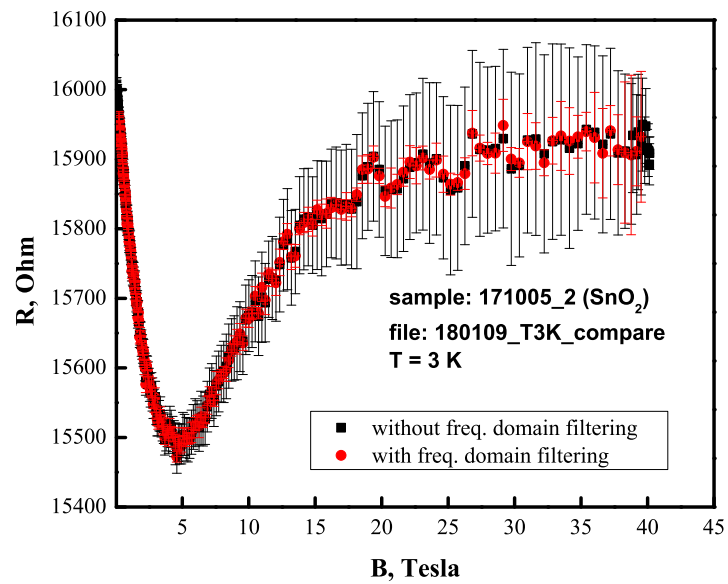


Fig. 6.7: Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique ($T = 3$ K ; échantillon : 171005-2). - Les points noirs sont les résultats obtenus sans le FDF. Les points rouges - avec le FDF.

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

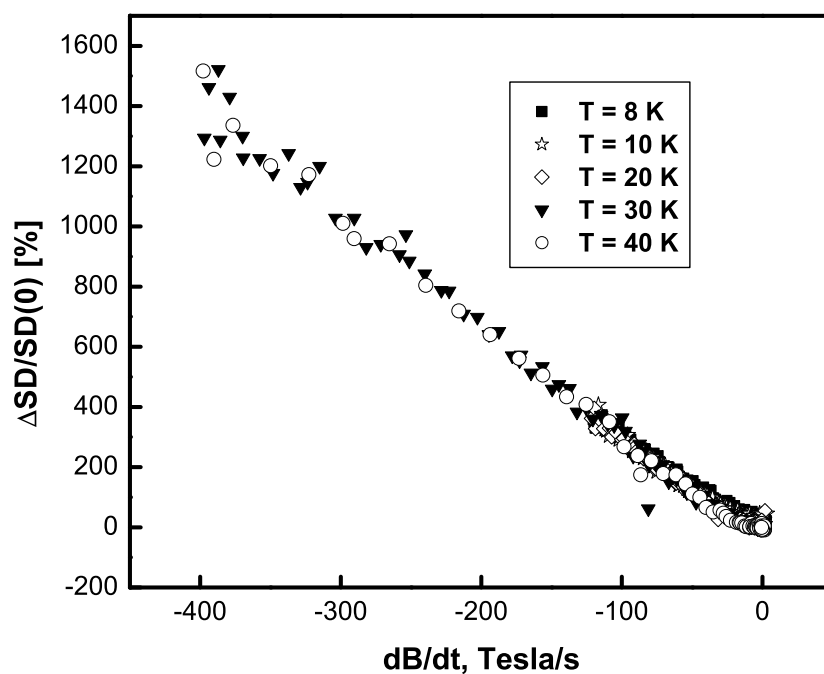


Fig. 6.8: Dépendances des écart-types des valeurs moyens de la tension sur l'échantillon en fonction de la vitesse du changement du champ magnétique. (échantillon : 171005-2). -

6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant

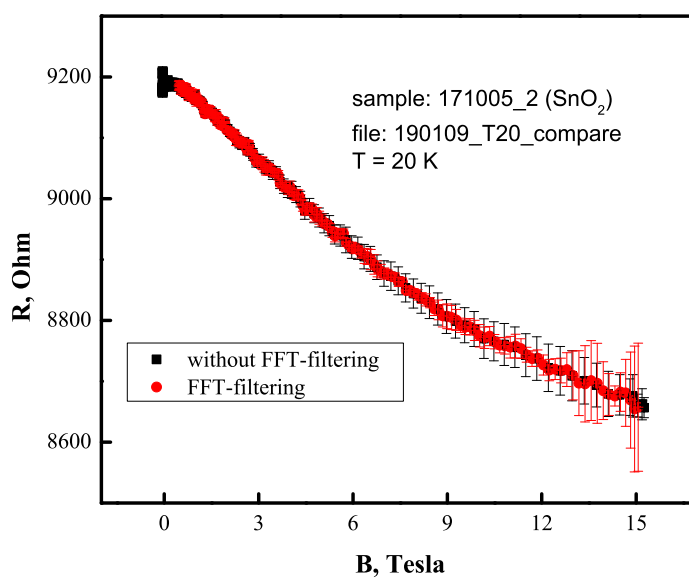


Fig. 6.9: Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 171005-2). - Les points noirs sont les résultats obtenus sans le FDF. Les points rouges - avec le FDF.

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

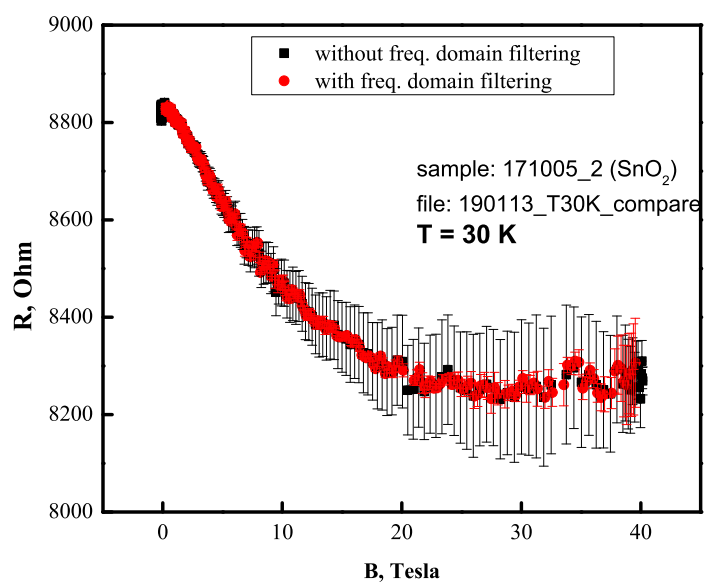


Fig. 6.10: Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 171005-2). - Les points noirs sont les résultats obtenus sans le FDF. Les points rouges - avec le FDF.

6.2 Résistance du côté métallique et du côté isolant de la transition métal-isolant

un comportement non-attendu. Le raison de ce comportement sera le sujet du Chapitre [7](#).

6. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

7

La localisation faible et l'interaction électron-électron dans les couches polycristallines de dioxyde d'étain

7.1 Les méthodes d'extraction des corrections à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction électron-électron

Nous avons vu que les corrections à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction électron-électron, montrent parfois les mêmes dépendances en fonction de la température et du champ magnétique (voir Section (4.5)). Ceci est dû au fait que dans tous les cas, les porteurs de charge sont diffusés d'une manière cohérente par les défauts statiques (dans le cadre de la localisation faible) et par les oscillations de Friedel (dans le cadre de l'interaction électron-électron). La conservation de la cohérence de phase dans ces processus de diffusion mène au phénomène d'interférence quantique, dont on peut observer les effets dans les expériences sur la conductivité. Afin d'obtenir l'information correcte sur les paramètres microscopiques, tels que le temps du déphasage τ_ϕ et la constante de l'interaction F_0^σ , il est nécessaire de savoir extraire les différentes contributions à la conductivité données par la localisation faible et l'interaction électron-électron.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

Ont été proposées différentes méthodes d'extraction des contributions **au premier ordre** à la conductivité d'un système bi-dimensionnel, données par la localisation faible $\delta\sigma_1^{WL} = \delta\sigma_{WL}$ et l'interaction électron-électron $\delta\sigma_1^{EEI} = \delta\sigma_{ee}$ (voir Tableau (7.1)). Toutes ces méthodes sont basées sur deux faits, à savoir

- la correction à la conductivité, due aux interactions électron-électron ne dépend pas du champ magnétique si la condition suivante est satisfaite [Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Minkov et al. \(2002, 2010\)](#)

$$\frac{g\mu_B B}{k_B T} \lesssim 1, \quad (7.1)$$

où μ_B est le magnéton de Bohr. Cette correction à la conductivité prend la forme [Zala et al. \(2001b\)](#)

$$\delta\sigma_1^{EEI} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\lambda_{EEI}\ln\left(\frac{\hbar}{T\tau}\right) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[1 + 3\left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma}\right)\right]\ln\left(\frac{\hbar}{T\tau}\right). \quad (7.2)$$

- l'interaction entre électrons en régime diffusif ($T\tau \ll 1$) mène à la correction de la seule composante σ_{xx} de la conductivité [Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Minkov et al. \(2010\)](#). Cette correction ne dépend pas d'un champ magnétique faible.

Il faut noter qu'au deuxième ordre du développement en ϵ pour les correction à la conductivité $\delta\sigma_2$, on obtient [[Minkov et al. \(2004, 2010\)](#)] :

$$\delta\sigma_2 = \delta\sigma_2^{WL} + \delta\sigma_2^{EEI} + \delta\sigma_2^{WL \times EEI}, \quad (7.3)$$

où $\delta\sigma_2^{WL \times EEI}$ est “le terme croisé”, qui désigne l'action réciproque de la localisation faible et de l'interaction électron-électron. Généralement, ce terme peut contribuer aux deux composantes du tenseur : $\delta\sigma_{xx}^{WL \times EEI}$ et $\delta\sigma_{xy}^{WL \times EEI}$. Pourtant, $\delta\sigma_{xy}^{WL \times EEI} = 0$ à champ magnétique nul $B = 0$. Si nous supposons, comme [Minkov et al. \(2010\)](#), que $\delta\sigma_{xy}^{WL \times EEI} \ll \mu B \delta\sigma_{xx}^{WL \times EEI}$, la contribution à la conductivité issue de l'interaction, donnée par toutes les contributions à l'ordre deux, s'écrit :

$$\delta\sigma_{xx}^{EEI} = \frac{1}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2} [\rho_{xx} - \rho_{xy} \sqrt{\frac{en(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)}{\rho_{xy} B} - 1}] = \delta\sigma_1^{EEI} + \delta\sigma_2^{EEI} + \delta\sigma_2^{WL \times EEI}. \quad (7.4)$$

7.1 Les méthodes d'extraction des corrections à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction électron-électron

La correction $\delta\sigma_2^{EEI}$ dépend de la température d'une manière logarithmique et ne dépend pas du champ magnétique (comme la correction $\delta\sigma_1^{EEI}$) [Baranov *et al.* \(2002\)](#); [Punnoose & Finkel'stein \(2005\)](#).

La correction $\delta\sigma_{xx}^{WL\times EEI}$ peut s'exprimer par

$$\delta\sigma_{xx}^{WL\times EEI} = \delta\sigma_{xx}^{EEI} - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma} \right) \right] \ln\left(\frac{\hbar}{T\tau}\right), \quad (7.5)$$

et elle a les propriétés suivantes [[Minkov *et al.* \(2010\)](#)] :

1. $\delta\sigma_{xx}^{WL\times EEI}$ manifeste un comportement métallique, à savoir : cette correction augmente quand la température diminue.
2. $\delta\sigma_{xx}^{WL\times EEI}$ manifeste un comportement similaire à celui de $\delta\sigma_1^{WL}(B)$ dans la gamme de champ magnétique $B < B_{tr}$. Pourtant, cette correction a le signe contraire et mène à la magnétoconductivité négative.
3. l'existence de cette correction mène à : (i) la diminution de la magnétoconductivité négative, due à $\delta\sigma_1^{WL}(B)$; (ii) la différence entre la pente de la courbe σ vs $\ln T$ et la valeur de $1 + \lambda_{EEI}$ dans l'expression (7.2); (iii) l'apparition de l'anomalie dans les dépendances de R_H en fonction de B en champ magnétique faible.

La correction au deuxième ordre de la localisation faible $\delta\sigma_2^{WL}$ manifeste un comportement similaire à celui de $\delta\sigma_1^{WL}(B)$ dans la gamme de champ magnétique $B < B_{tr}$, mais avec le signe contraire. Cela résulte d'une diminution du paramètre $\alpha < 1$ dans l'expression de Hikami [[Hikami *et al.* \(1980\)](#)] :

$$\Delta\sigma^{WL}(B) = \delta\sigma_1^{WL} + \delta\sigma_2^{WL} + \delta\sigma_2^{WL\times EEI} = \alpha \left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B}\right) - \ln\left(\frac{\tau}{\tau_\phi}\right) \right]. \quad (7.6)$$

De surcroît, la correction $\delta\sigma_2^{WL}$ ne contribue pas à la dépendance de la conductivité σ en fonction de la température T à $B = 0$. Ceci est dû au fait que $\delta\sigma_2^{WL}(B = 0) = -\delta\sigma_3^{WL}(B = 0)$ [Hikami \(1981\)](#); [Wegner \(1979\)](#).

Il est généralement admis que les corrections aux ordres supérieurs, dues à la localisation faible ($\delta\sigma_2^{WL}$ et $\delta\sigma_2^{WL\times EEI}$), ne contribuent pas à l'effet Hall [Minkov *et al.* \(2010\)](#); [Shapiro & Abrahams \(1981\)](#).

Dans nos études nous avons utilisé la méthode **I** présentée dans le Tableau (7.1), l'utilisation de cette méthode étant justifiée par l'utilisation de champs magnétiques intenses.

7.2 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champs magnétiques faibles

7.2.1 La conductivité en fonction de la température

Les Figures (7.1) et (7.2) présentent les dépendances des résistivités et des conductivités, obtenues pour différents échantillons de couches de SnO_2 , en fonction de la température. On peut voir que ces courbes montrent une faible dépendance en fonction de la température et peuvent être ajustées par les expressions inhérentes à la localisation faible dans les systèmes bi-dimensionnels. Dans les chapitres précédents, nous avons vu que les interactions électron-électron et la localisation faible mènent aux corrections à la conductivité qui ont la même dépendance en fonction de la température (voir discussion dans les Sections (7.1) et (4.5)). Afin d'extraire ces contributions et les analyser séparément, nous avons utilisé la méthode **I**, présentée dans le Tableau (7.1).

La Figure (7.3) présente les dépendances de la résistance en fonction de la température, obtenues en champ magnétique faible. On peut voir que les courbes préservent la dépendance logarithmique en fonction de la température $1/R \propto \ln T$, impliquant que la correction à la conductivité est essentiellement due à l'interaction entre les électrons. Afin d'obtenir l'information sur les paramètres microscopiques, qui caractérisent l'interaction entre électrons, analysons d'abord la dépendance de $\sigma(T)$ en champ magnétique $B \gg B_{tr}$ (voir Tableau (7.1), méthode **I**). Nous avons estimé la valeur du paramètre $B_{tr} = \hbar/(2el^2) = 0.34$ Tesla en utilisant les expressions

$$\begin{aligned}\sigma_D &= \pi G_0 k_F l, \\ k_F &= \sqrt{4\pi n_s},\end{aligned}$$

pour la conductivité de Drude σ_D , et en supposant que la valeur de σ_D soit la valeur de conductivité à haute température ($n_s \approx 6.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $k_F \approx 8.9 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$) [Dauzhenka et al. (2011)].

Pour un champ magnétique $B \sim 10$ Tesla $\gg B_{tr} = 0.34$ Tesla la correction à la conductivité, issue de la localisation faible, doit être complètement supprimée. La Figure (7.4) présente la dépendance de la conductivité en fonction du paramètre $k_B T \tau / \hbar$

7.2 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champs magnétiques faibles

à $B = 10$ Tesla, où k_B est la constante de Boltzmann et τ est le temps entre les diffusions élastiques (pour l'estimation de la valeur du paramètre τ - voir l'analyse de magnétoconductivité en champs magnétiques intenses présenté ci-dessous). La ligne rouge dans la Figure (7.4) est le résultat de l'ajustement de l'expression (7.2) aux données expérimentales. Nous avons obtenu pour le paramètre $\lambda_{EEI} = \lambda = 0.6$. En utilisant l'expression (7.2), nous avons estimé la valeur de la constante de l'interaction dans la voie "triplet" $F_0^\sigma = -0.2$ et, en utilisant l'expression (4.131), la valeur du paramètre de gaz $r_s = 0.6$ [Dauzhenka *et al.* (2011)].

Les valeurs des paramètres microscopiques F_0^σ et r_s sont en bon accord avec les résultats rapportés pour d'autres systèmes bi-dimensionnels désordonnés Minkov *et al.* (2003, 2009); Zala *et al.* (2001b).

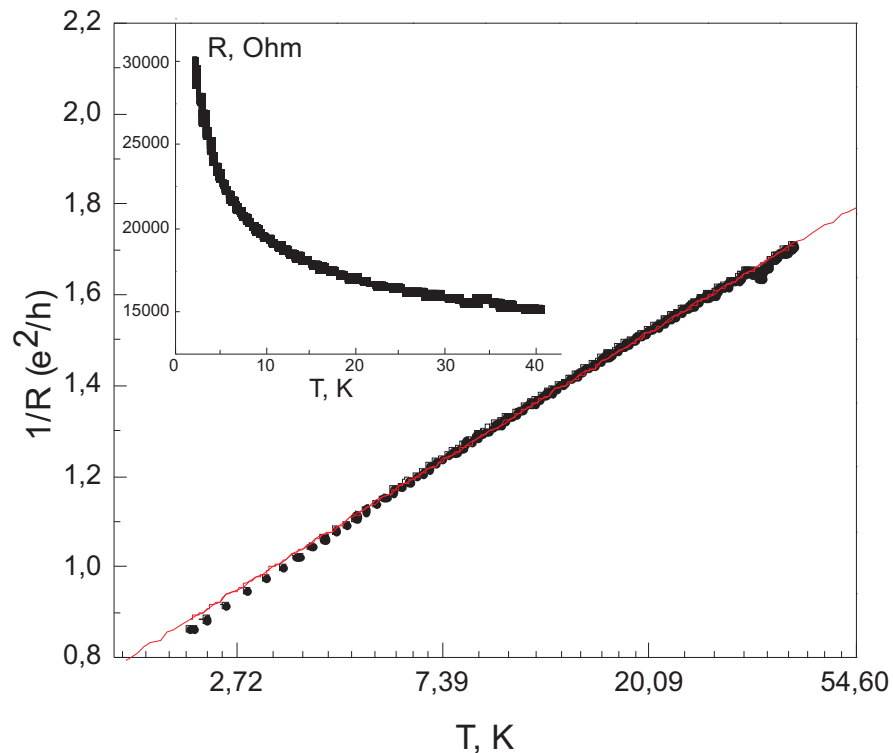


Fig. 7.1: Dépendance de la résistivité en fonction de la température d'une couche granulaire de SnO_2 . (échantillon : 1) - La figure principale et l'insert présentent les mêmes données. La ligne rouge est un guide pour les yeux.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

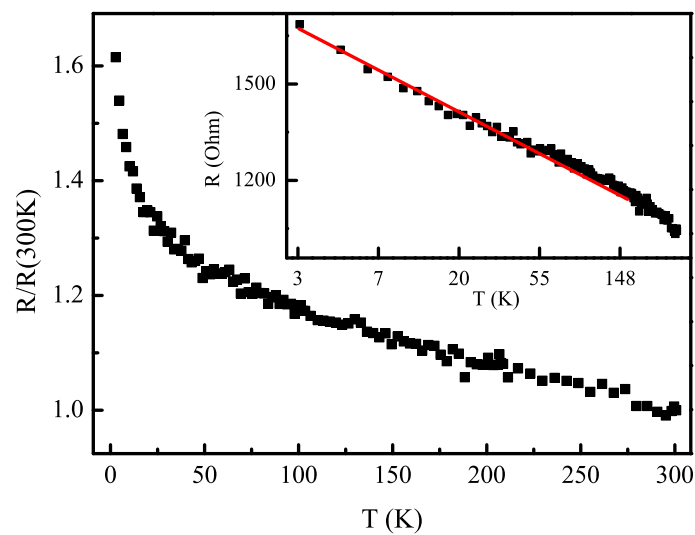


Fig. 7.2: Dépendance de la résistivité en fonction de la température d'une couche granulaire de SnO_2 (échantillon : sample280308-1b-polikor). - La figure principale et l'insert présentent les mêmes données. La ligne rouge est un guide pour les yeux. Dazhenka *et al.* (2011)

7.2 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champs magnétiques faibles

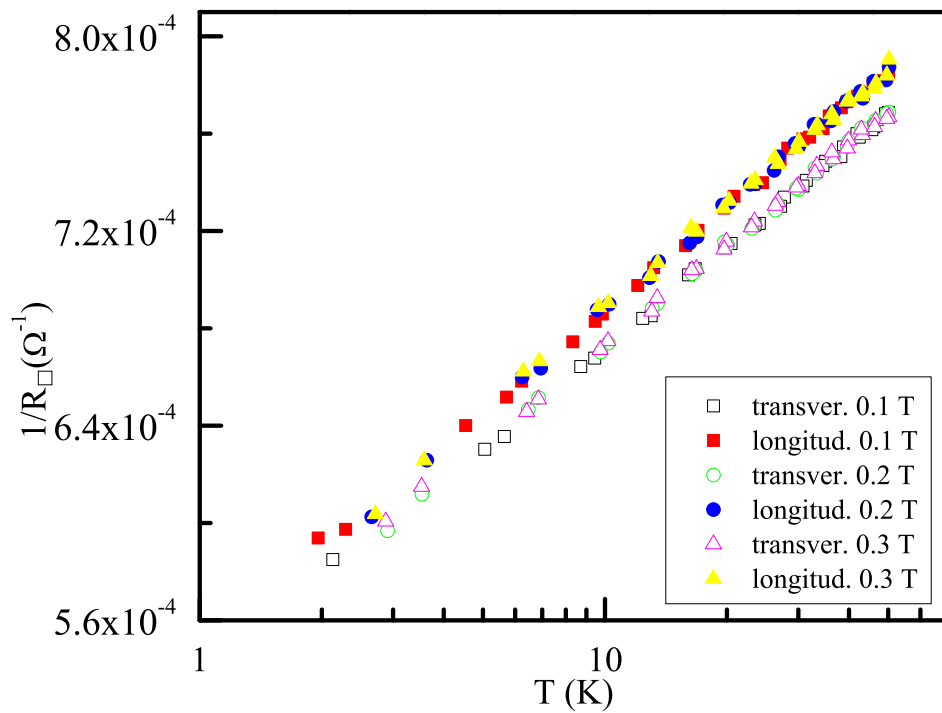


Fig. 7.3: Dépendances de la résistance en fonction de la température, obtenues à champ magnétique fixé. (échantillon : sample280308-1b-polikor) - Les courbes forment deux groupes à l'égard de l'orientation du champ magnétique par rapport au plan de la couche. Le courant électrique est perpendiculaire au champ magnétique. [Dauzhenka et al. \(2011\)](#)

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION
ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES
DE DIOXYDE D'ÉTAIN

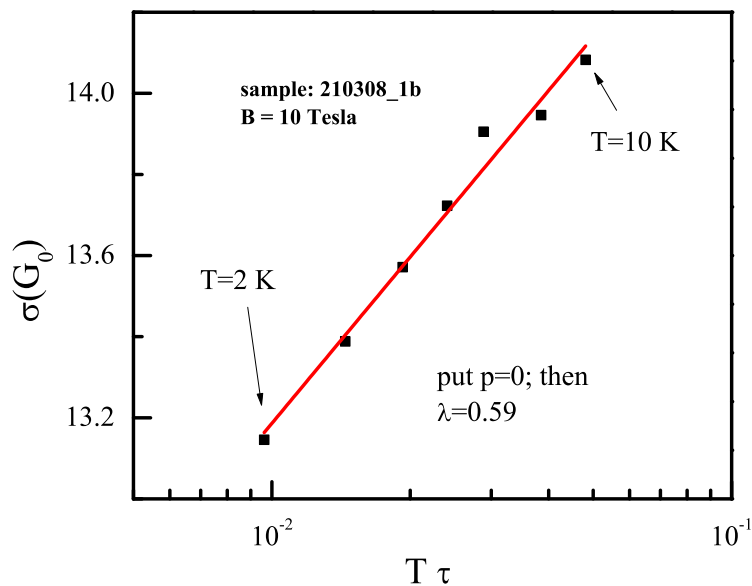


Fig. 7.4: Dépendance de la conductivité en fonction de la température $k_B T \tau / \hbar$ d'une couche granulaire de SnO_2 à $B = 10$ Tesla (échantillon : 210308-1b). - $G_0 = e^2 / (2\pi^2 \hbar)$. La ligne rouge est le résultat d'ajustement de l'expression (7.2) aux données expérimentales. Dazhenka *et al.* (2011)

7.2.2 La conductivité en fonction du champ magnétique

La Figure (7.5) présente les dépendances de la magnétorésistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique. On remarque que la magnétorésistance est négative (MRN) dans toute la gamme du champ magnétique appliqué. Généralement, la magnétorésistance négative peut être observée en régime de localisation faible et en régime de forte localisation. Les nombreuses études menées sur les propriétés électroniques ont révélé que pour les systèmes fortement désordonnés il est difficile de formuler des conclusions définitives en s'appuyant sur la seule dépendance en température de la résistance ou de la conductance [Minkov et al. \(2002, 2003\)](#); [Niimi et al. \(2010\)](#). Nous allons, donc, analyser les deux régimes de localisation.

Régime de localisation forte. En régime de localisation forte, les états électroniques sont tous localisés et le transport de charge se fait par sauts entre ces états localisés [[Agrinskaya et al. \(2010\)](#); [Nguyen et al. \(1985a,b\)](#); [Shklovskii & Efros \(1984\)](#); [Shklovskii & Spivak \(1991\)](#)]. Dans ce cas la MRN est due à la présence des diffusions des électrons par les barrières aux sites intermédiaires et à l'interférence des trajectoires différentes [[Nguyen et al. \(1985a,b\)](#)]. Le résultat est que la MRN se manifeste par une dépendance linéaire en fonction du champ magnétique (aux valeurs intermédiaires du champ magnétique) avec une saturation aux champs forts [Agrinskaya et al. \(2010\)](#)

$$B_{sat} = \frac{\Phi_0}{2\pi R_h^{3/2} \xi^{1/2}}, \quad (7.16)$$

où R_h - est la longueur des sauts (notons que dans la Section (3.4.1.3) nous avons utilisé t pour désigner la longueur des sauts ; alors $R_h \equiv t$), ξ - est la longueur de localisation, Φ_0 - est le flux magnétique élémentaire.

Un autre mécanisme de magnétorésistance en régime de localisation forte est lié au rétrécissement des fonctions des ondes localisées, induit par le champ magnétique [Shklovskii & Efros \(1984\)](#). Ce mécanisme conduit à une magnétorésistance positive (MRP). Ainsi, les MRN et MRP peuvent être observées dans ce régime, menant à un minimum sur la courbe de la magnétorésistance en fonction du champ magnétique (à une certaine valeur du champ B_{min}).

[Agrinskaya et al. \(1995, 2010\)](#) ont montré que dans les systèmes 3D la MRN est supprimée quand la diminution de la température fait passer le transport de charge d'un

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

régime de VRH de type Mott à un régime de type Efros-Shklovskii (ES). Les valeurs de B_{min} diminuent avec la température pendant ce crossover. En même temps, l'amplitude de la MRN augmente avec la diminution de la température dans le cas de conduction par sauts de type Mott, et elle diminue dans le cas de conduction par sauts de type ES [Agrinskaya et al. \(2010\)](#). Dans notre cas la Figure (7.5) montre que l'amplitude de la MRN augmente avec la diminution de la température. Cela exclut le VRH de type ES sur les états situés dans un gap de Coulomb. Afin de vérifier la présence des sauts de type Mott, on pourrait déterminer les dépendances des paramètres $B_{sat}(T)$ et $B_{min}(T)$ en fonction de la température et les comparer avec celles prédites par [Agrinskaya et al. \(2010\)](#) ($B_{sat} \propto T^{1/2}$, $B_{min} \propto T^{7/6}$). Malheureusement, nos données ne nous fournissent pas la possibilité de conclure définitivement quant aux dépendances de ces paramètres en fonction de la température.

Une autre possibilité de vérifier la présence du mécanisme de sauts entre états localisés est de réaliser l'analyse similaire à celle proposée par [Choy et al. \(2008\)](#). Selon [Choy et al. \(2008\)](#); [Lerner & Imry \(1995\)](#); [Medina et al. \(1990\)](#), le champ magnétique augmente effectivement la longueur de localisation (ξ) et, par conséquent, on observe la MRN (voir la discussion dans (3.4.1.3)). Dans ce cas on suppose que l'effet principal du champ magnétique est le changement de la longueur de localisation sans influence sur la densité des états, la dépendance de la résistance en fonction de la température étant [[Choy et al. \(2008\)](#)]

$$\Delta \ln[R(B)] \propto T^{-1/\alpha} \sqrt{B} \quad (7.17)$$

où α - est l'exposant caractéristique de la loi décrivant le VRH ($\alpha = 4$ pour la loi de Mott; $\alpha=2$ pour la loi de Efros et Shklovskii). En suivant cette analyse, la Figure (7.6) présente les dépendances de la résistance en fonction de la racine carré du champ magnétique (\sqrt{B}) pour différentes températures. On constate que le comportement des régions où $\ln[R(B)] \propto \sqrt{B}$ est complètement différent de celui rapporté par [Choy et al. \(2008\)](#), à savoir - ces régions rétrécissent avec la diminution de la température et le comportement non-linéaire devient de plus en plus prononcé. De surcroît, la dépendance en fonction de la température des pentes des droites sur la Figure (7.6) ne montre pas un comportement en $T^{-1/2}$ (cette dépendance se comporte comme si $\alpha = 68$ dans l'expression (7.17)). Ces résultats, alliés à la faible dépendance de la résistance en fonction de la température (voir Figure (7.2)), suggèrent que, soit il y a certaines particularités qui ne sont pas prises en compte dans le modèle de MRN en régime de forte localisation,

7.2 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champs magnétiques faibles

soit notre système se comporte comme un système en régime de la localisation faible [Dauzhenka *et al.* (2011)].

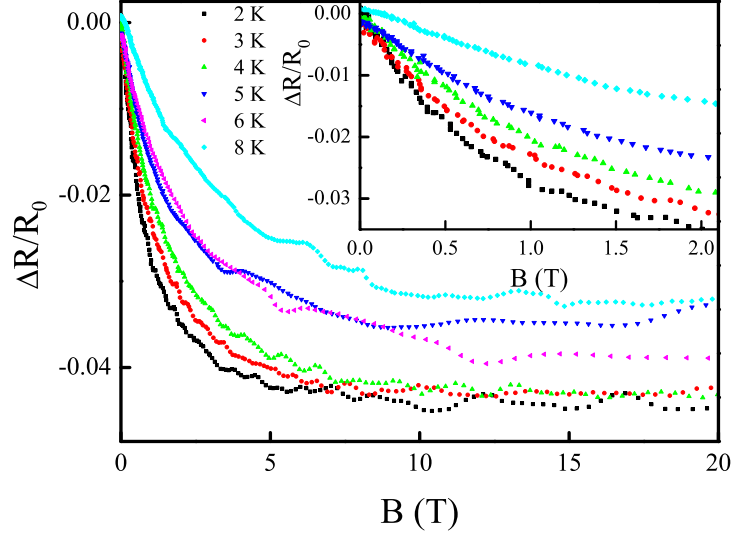


Fig. 7.5: Dépendances de la magnétorésistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 210308-1b). - L'insert présente les mêmes courbes à des champs magnétiques plus faibles. La magnétorésistance négative traduit des effets d'interférence quantique et un déphasage des ondes électroniques, induit par le champ magnétique. [Dauzhenka *et al.* (2011)]

Régime de localisation faible. La Figure (7.7) présente les dépendances de la conductivité en fonction du champ magnétique. Les lignes solides noires sont les résultats du "fit" des données expérimentales par "l'expression de Hikami" Hikami *et al.* (1980)

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \alpha \left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B}\right) - \ln\left(\frac{\tau}{\tau_\phi}\right) \right], \quad (7.18)$$

où $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$, α - est le paramètre dans l'équation du groupe de renormalisation ($\alpha=1$ et $\alpha=0$ pour les symétries orthogonales et unitaires d'un Hamiltonien désordonné respectivement), $\Psi(x)$ - est la fonction di-gamma, $B_\phi = \hbar/(4eD\tau_\phi)$ et $B_{tr} = \hbar/(4eD\tau)$ sont les valeurs caractéristiques du champ magnétique, τ_ϕ - est le temps du déphasage des ondes électroniques.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

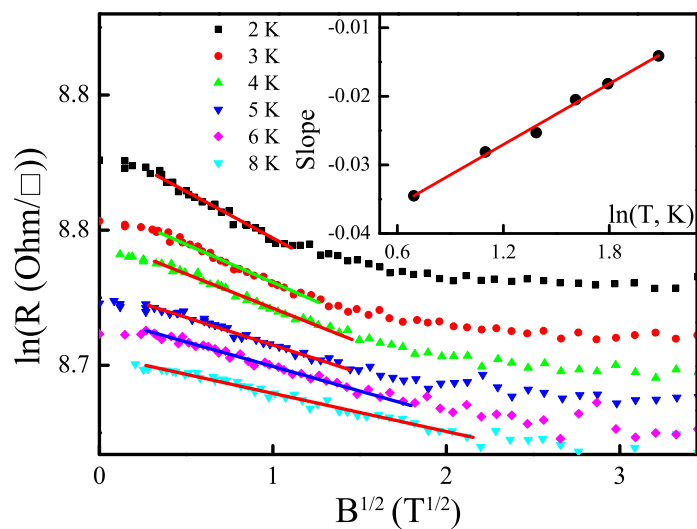


Fig. 7.6: Dépendances de la magnéto-résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 210308-1b). - Les mêmes données que dans la Figure (7.5). Les lignes solides montrent la gamme du champ magnétique où $\ln(R) \propto \sqrt{B}$. L'insert présente la dépendance des pentes de ces lignes en fonction de la température (en accord avec [Choy et al. \(2008\)](#)). [[Dauzhenka et al. \(2011\)](#)]

7.2 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champs magnétiques faibles

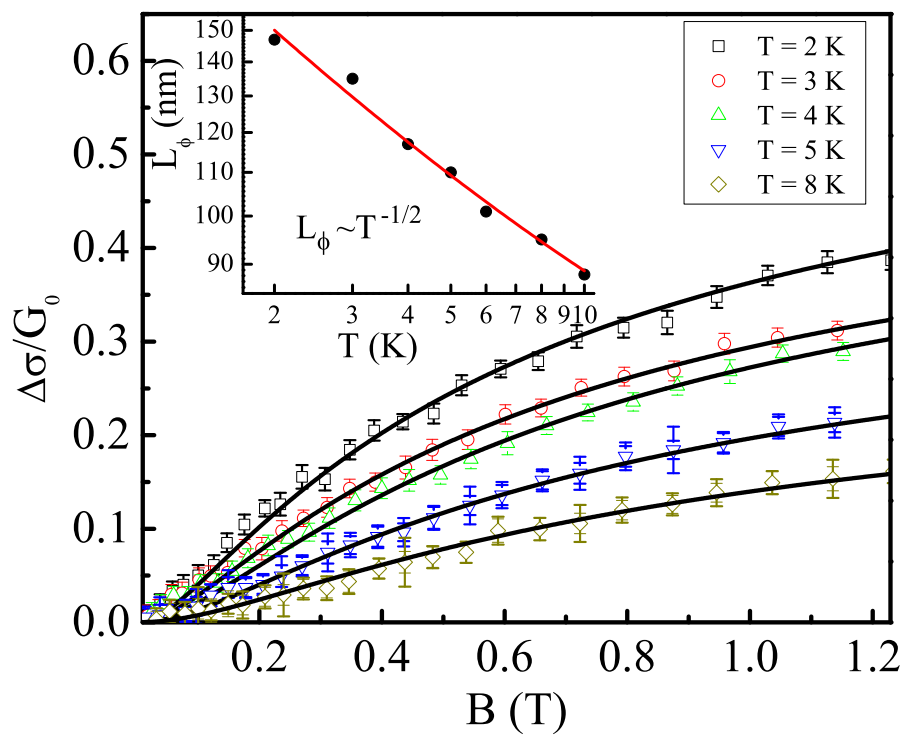


Fig. 7.7: Dépendances de la magnétoconductance d'une couche granulaire en fonction du champ magnétique (échantillon : 210308-1b). - $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$. Les courbes solides noires sont les résultats de l'ajustement, obtenus avec expression (7.18). L'insert présente la dépendance de la longueur du déphasage $L_\phi(T)$, déduite des résultats du "fit". [Dauzhenka *et al.* (2011)]

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

D'après les résultats de “fit”, nous pouvons déduire la dépendance de la longueur caractéristique du déphasage en fonction de la température $L_\phi(T) = \sqrt{D\tau_\phi}$ et le temps du déphasage $\tau_\phi(T)$ (voir l'insert de la Figure (7.7)), qui donnent l'information sur le mécanisme du déphasage qui domine dans le système. On remarque que $L_\phi(T) \propto T^{-1/2}$ ($\tau_\phi(T) \propto T^{-1}$); une telle dépendance de la longueur du déphasage en fonction de la température signifie que les diffusions électron-électron incluant un faible transfert d'énergie sont responsables du déphasage [Altshuler & Aronov (1985)]. Dans les procédures de “fit” par l'expression (7.18), nous avons utilisé α et B_ϕ comme les paramètres ajustables, la valeur de B_{tr} étant fixée à 0.34 Tesla [Dauzhenka *et al.* (2011)].

La Figure (7.8) présente les dépendances de la magnétoconductance $\Delta\sigma/\sigma_0 \equiv (\sigma(B) - \sigma(B=0))/\sigma(B=0)$ en fonction du champ magnétique, obtenues à différentes températures fixées. On remarque que la magnétoconductance reste positive dans toute la gamme du champ magnétique appliqué, l'amplitude de cette magnétoconductance diminuant avec l'augmentation de la température. La Figure (7.9) présente dans les coordonnées $\Delta\sigma/G_0$ vs B/B_ϕ les mêmes données expérimentales que la Figure (7.8). Cette forme de présentation a été utilisée pour la première fois par Bergmann (1982a,b) et, par la coïncidence des courbes obtenues à différentes températures, elle justifie la procédure de “fit”. L'insert dans la Figure (7.9) présente la dépendance du paramètre α en fonction de la température, qui se trouve être en bon accord avec la prédiction de Minkov *et al.* (2004), établie pour les systèmes désordonnés en régime d'isolant faible. **Ces résultats corroborent l'hypothèse que nos échantillons fortement désordonnés se trouvent du côté métallique de la transition métal-isolant, au voisinage de cette transition.**

La Figure (7.10) présente les dépendances des magnétoconductivités de deux échantillons en fonction du champ magnétique. Les valeurs $l_\phi/l \equiv L_\phi(T)/l$ (où l est le libre parcours moyen), indiquées du côté droit de la Figure (7.10) justifient l'applicabilité de l'approximation de diffusion pour chaque échantillon à chaque température. Plus grande est la valeur du paramètre L_ϕ/l , mieux l'approximation de diffusion est justifiée. Plus petite est la valeur de ce paramètre, plus l'échantillon # 1 est désordonné et, par conséquent, plus l'amplitude de la magnétoconductivité est grande à cause de la contribution de la correction issue de l'interaction électron-électron, qui conduit à l'augmentation de magnétoconductivité à fort champ magnétique Gornyi & Mirlin (2003, 2004).

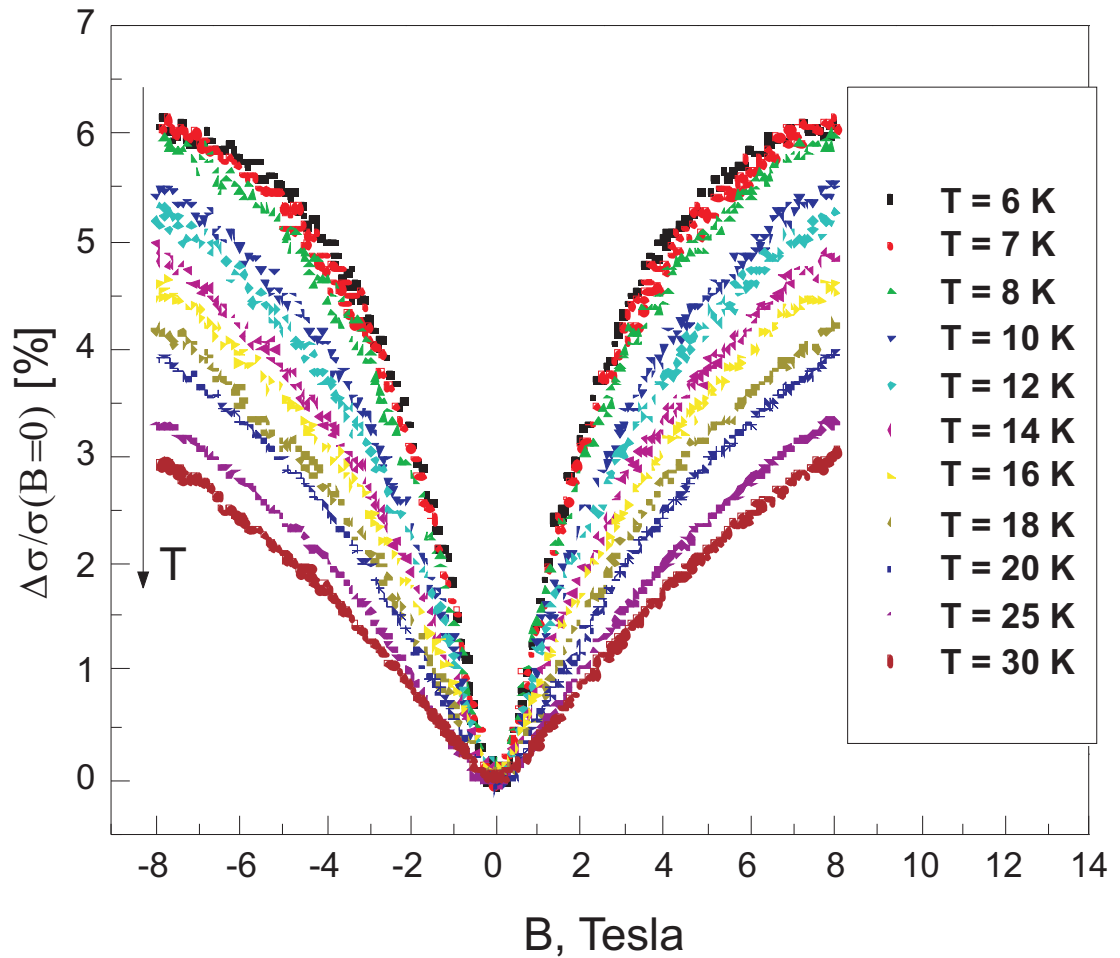


Fig. 7.8: Dépendance de la magnétoconductance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique (échantillon : 1). - La magnétoconductance positive implique la présence des effets d'interférence quantique et du déphasage des ondes électroniques, causés par le champ magnétique.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

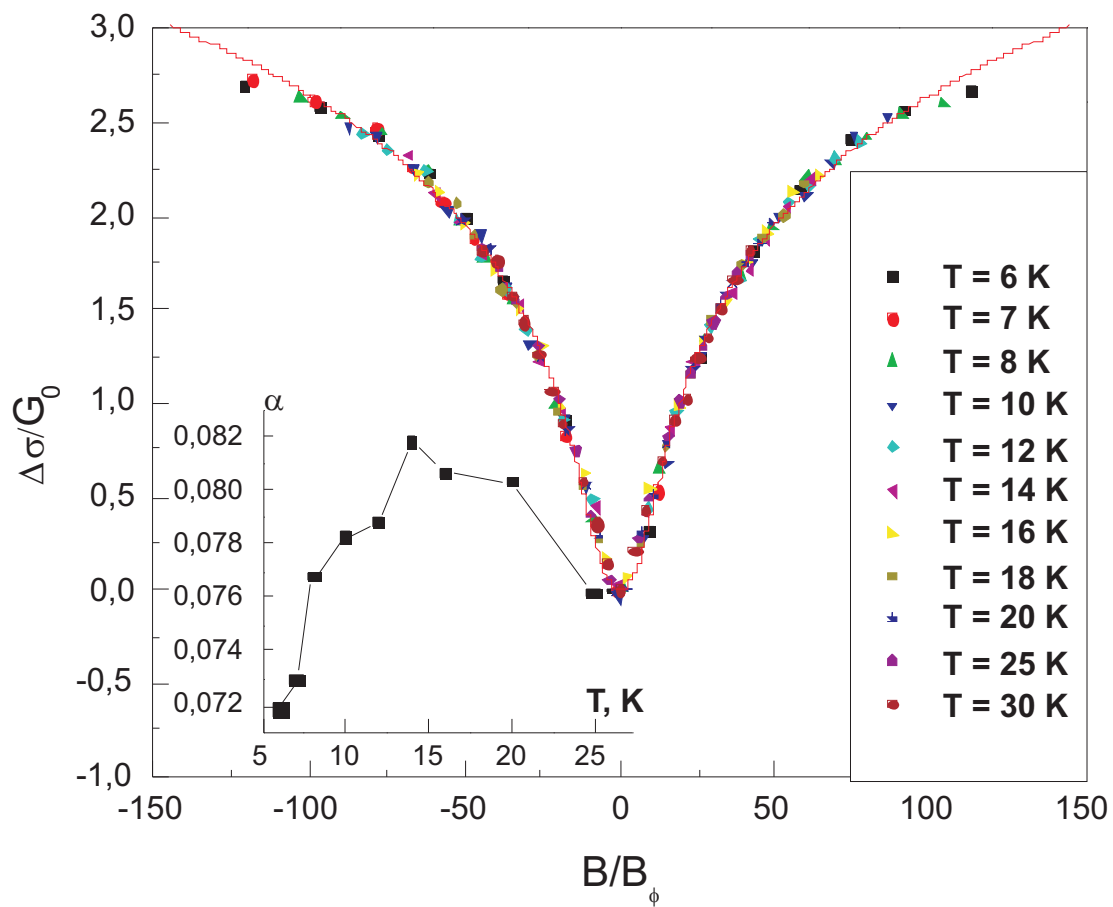


Fig. 7.9: Dépendance de la magnétoconductance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique normalisé (échantillon : 1). - $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$, $B_\phi = \hbar/(4eD\tau_\phi)$. La ligne rouge est le résultat de l'ajustement de l'expression (7.18) aux données expérimentales.

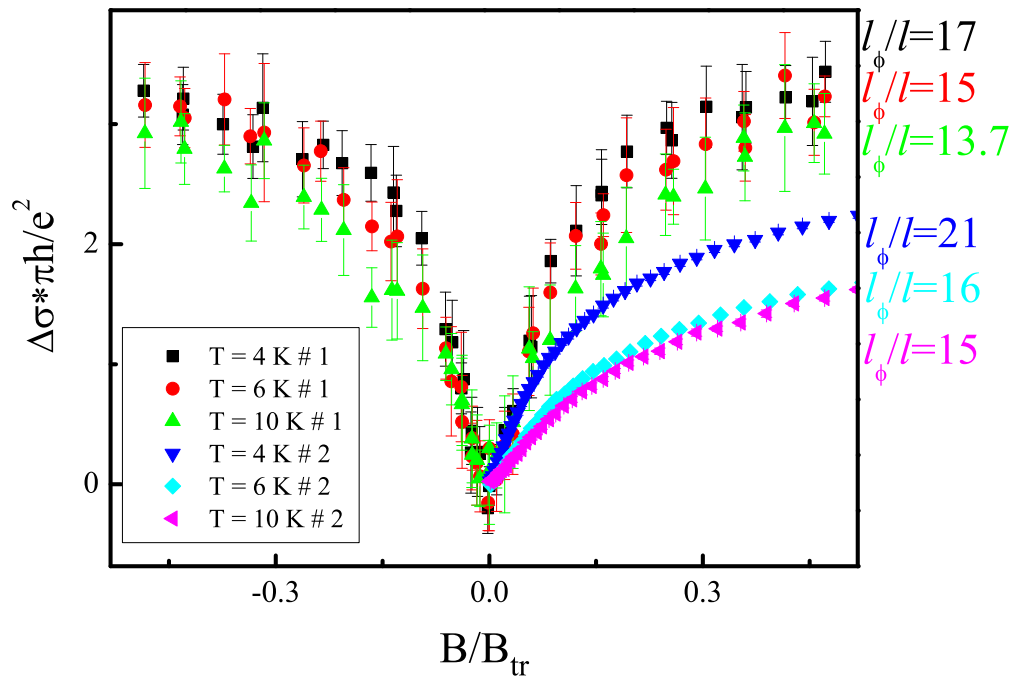


Fig. 7.10: Dépendances de la magnétoconductance de deux couches granulaires de SnO_2 en fonction du champ magnétique normalisé (échantillons : sample280308-1b-polikor (# 1) et 210308-1b (# 2)). - $B_{tr} = \hbar/(4eD\tau)$. Les courbes forment deux groupes correspondant à chaque échantillon. Les valeurs $l_\phi/l \equiv L_\phi(T)/l$ justifient l'applicabilité de l'approximation de diffusion pour chaque échantillon à chaque température.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

7.2.3 Les temps du déphasage et de la cohérence de phase

La Figure (7.11) présente la dépendance de la longueur du déphasage en fonction de la température, obtenue d'après l'analyse de la magnétoconductivité. Une telle forme fonctionnelle, $L_\phi(T) = \sqrt{D\tau_\phi} \propto T^{-1/2}$, est inhérente aux systèmes bi-dimensionnels où le déphasage se réalise via les diffusions électron-électron impliquant un petit transfert de l'énergie [Altshuler & Aronov (1985); Altshuler *et al.* (1982); Rammer (2007)]

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{T}{2\pi\nu_2 D} \ln(\pi D\nu_2), \quad (7.19)$$

où ν_2 est la densité d'états dans un système désordonné bi-dimensionnel, D est la constante de diffusion.

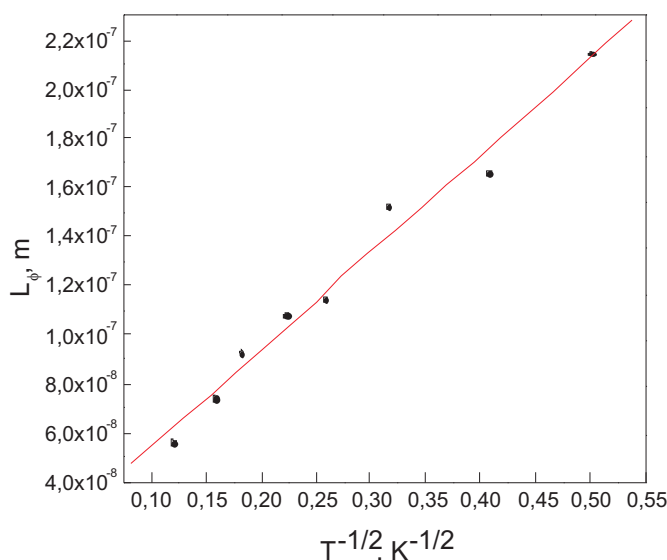


Fig. 7.11: Dépendance de la longueur du déphasage dans une couche granulaire de SnO_2 en fonction de la température (échantillon : 1). - La dépendance est présentée dans la gamme $T = 4 - 50$ K.

Les mêmes résultats ont été obtenus pour les autres échantillons (voir Figures (7.12) et (7.13)).

La Figure (7.13) présente la dépendance en température du temps du déphasage, obtenue d'après l'analyse de magnétoconductivité d'un autre échantillon. On remarque que les points représentant les valeurs de τ_ϕ aux températures $T = 12, 14, 16$ et 20 K sont caractérisés par de grandes barres d'erreurs. Ces erreurs sont une conséquence de

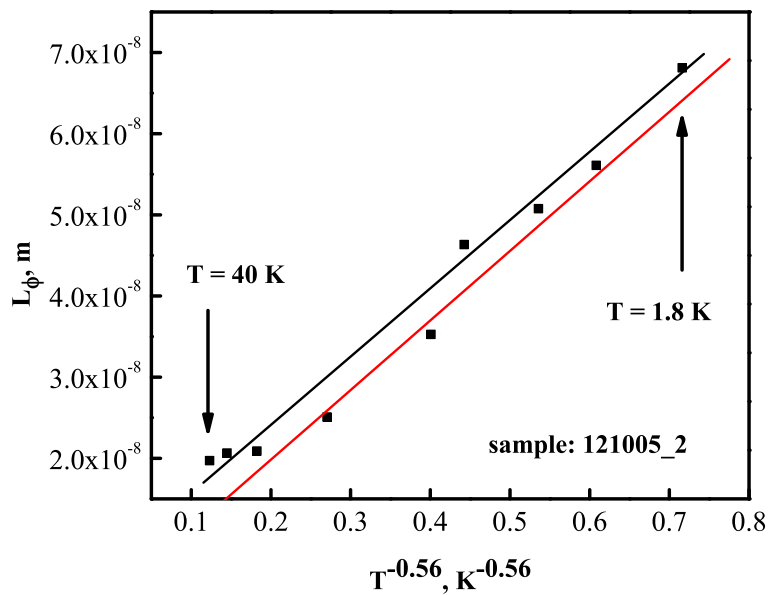


Fig. 7.12: Dépendance de la longueur du déphasage dans une couche granulaire de SnO_2 en fonction de la température (échantillon : 121005-2). - La dépendance est présentée dans la gamme $T = 1.9 - 50$ K. Les lignes rouges et noires sont des guides pour les yeux.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

la non adéquation de l'approximation de diffusion quand, aux températures élevées, la relation $L_\phi/l = \tau_\phi/\tau$ devient petite.

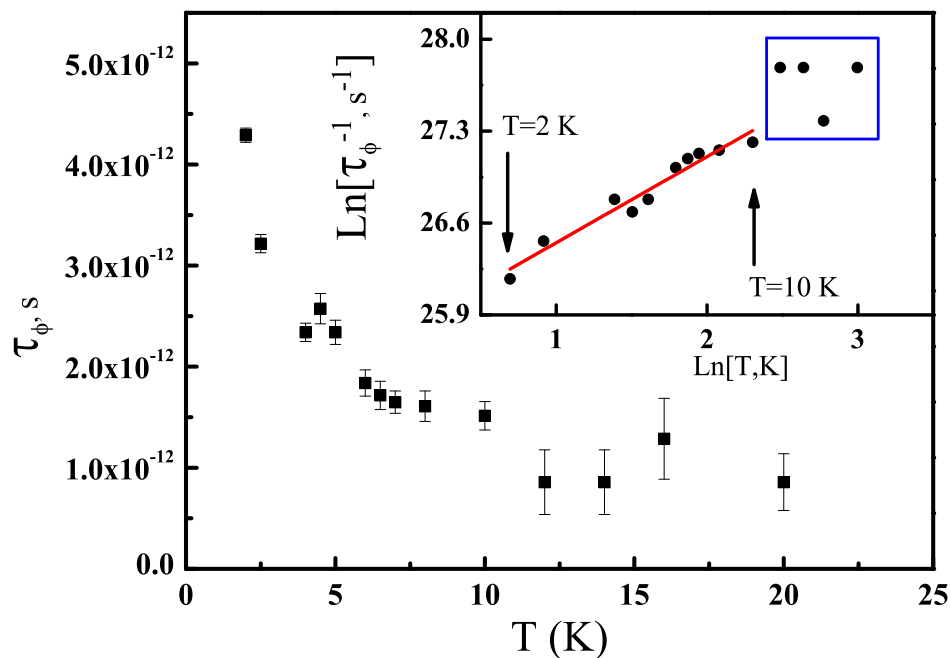


Fig. 7.13: Dépendance du temps de déphasage dans une couche granulaire de SnO_2 en fonction de la température (échantillon : 280308-1b-polikor). - L'insert présente les mêmes données que la Figure principale en coordonnées logarithmiques.

7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense

7.3.1 La localisation faible au passage vers le régime ballistique sous champ magnétique intense

La Figure (7.14) présente les dépendances de la magnétoconductivité en fonction de la température dans une large gamme du champ magnétique. On remarque qu'à champ magnétique élevé ces dépendances ressemblent à celles obtenues théoriquement par Dyakonov (1994); Zduniak *et al.* (1997); . Si on présente ces courbes en coordonnées

7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense

$\Delta\sigma/G_0$ versus $\ln(B/B_\phi)$, elles se chevauchent (ce que nous avons récemment observé [Dauzhenka et al. \(2010\)](#); voir Figure (7.15)). Les lignes solides noires sur cette Figure (7.14) sont les extensions des courbes de “fit”, obtenues avec l'Eq. (7.18), aux champs magnétiques élevés. On peut constater que ces courbes noires s'écartent des données de magnétoconductivité aux champs élevés. La ligne solide rouge sur la Figure (7.14) présente le comportement asymptotique de la magnétoconductivité (pour $B \gg B_{tr}$), décrite par [Dyakonov \(1994\)](#); [Zduniak et al. \(1997\)](#) :

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = -7.74\sqrt{\frac{B_{tr}}{B}}, \quad (7.20)$$

où $B_{tr} = 0.34$ Tesla (échantillon : 210308-1b) [[Dauzhenka et al. \(2011\)](#)].

Notons que les données présentées sur la Figure (7.14) peuvent aussi être ajustées par l'expression qui décrit les corrections issues de l'interaction entre les électrons dans la voie de Cooper [[Altshuler, B. L. et al. \(1982\)](#)], soutenant les résultats de [Gornyi \(2001\)](#); [Groshev & Novokshonov \(2000\)](#) qui suggèrent que le cooperon préserve sa forme dans toute la gamme des champs magnétiques classiquement forts ($l < R_c$, R_c étant le rayon cyclotron). Par contre, nous n'avons pas considéré la non-localité spatiale et temporelle de la constante de diffusion dans le régime ballistique ($l > \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$) suggérée par [Gornyi \(2001\)](#); [Groshev & Novokshonov \(2000\)](#).

Nous avons pour la magnétoconductivité :

$$\sigma_{xx}(B) = \sigma_{xx}^D(B) + \Delta\sigma_{xx}^{WL}(B) + \Delta\sigma_{xx}^{EEI}(B) \quad (7.21)$$

où

$$\sigma_{xx}^D(B) = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c\tau)^2} \quad (7.22)$$

est la conductivité de Drude en présence du champ magnétique, et $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ est la pulsation cyclotron; m^* est la masse effective. A fort champ magnétique, quand $B \gg k_B T / (4eD)$ ($B \gg B_{tr}$) et quand la contribution de la localisation faible à la magnétoconductivité est supprimée ($\Delta\sigma_{xx}^{WL}(B) = 0$) :

$$\frac{\Delta\sigma_{xx}^{EEI}(B)}{G_0} = \ln\left[\frac{1 + \lambda_0 \ln(\varepsilon_0\tau)}{1 + \lambda_0 \ln\left(\frac{\varepsilon_0\tau}{\hbar} \frac{B_{tr}}{B}\right)}\right] \quad (7.23)$$

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

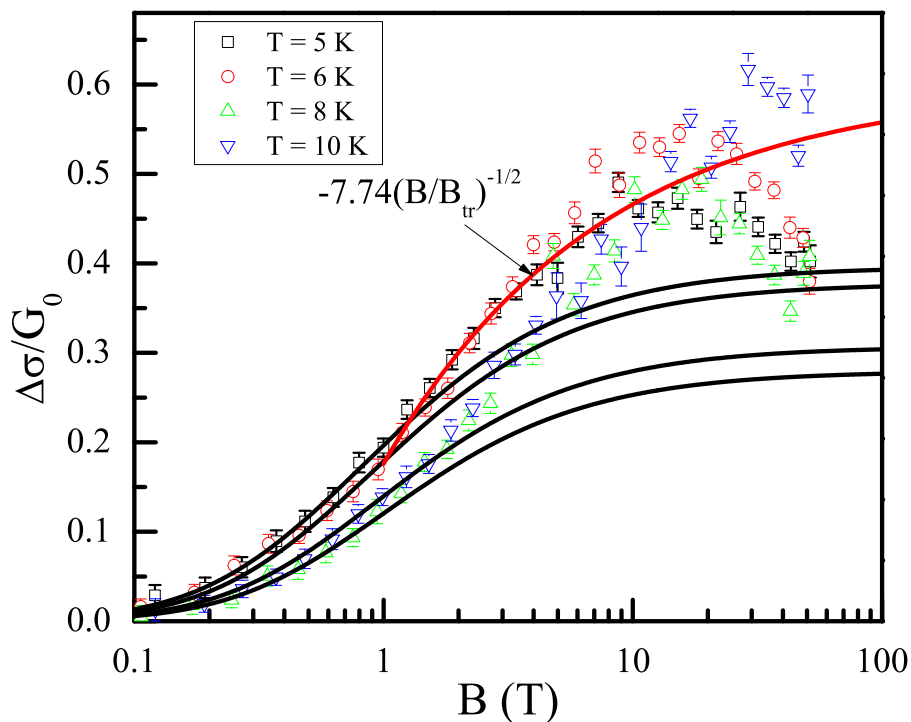


Fig. 7.14: Dépendances de magnétoconductivité d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique. (échantillon : 210308-1b). - $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$. Les lignes solides noires sont les extrapolations des courbes présentées sur la Figure (7.7), qui correspondent à la contribution de la localisation faible (voir Eq. (7.18)). La ligne rouge présente le comportement asymptotique de la magnétoconductivité (à $B \gg B_{tr}$), décrit par l'Eq. (7.20). [Dauzhenka *et al.* (2011)]

7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense

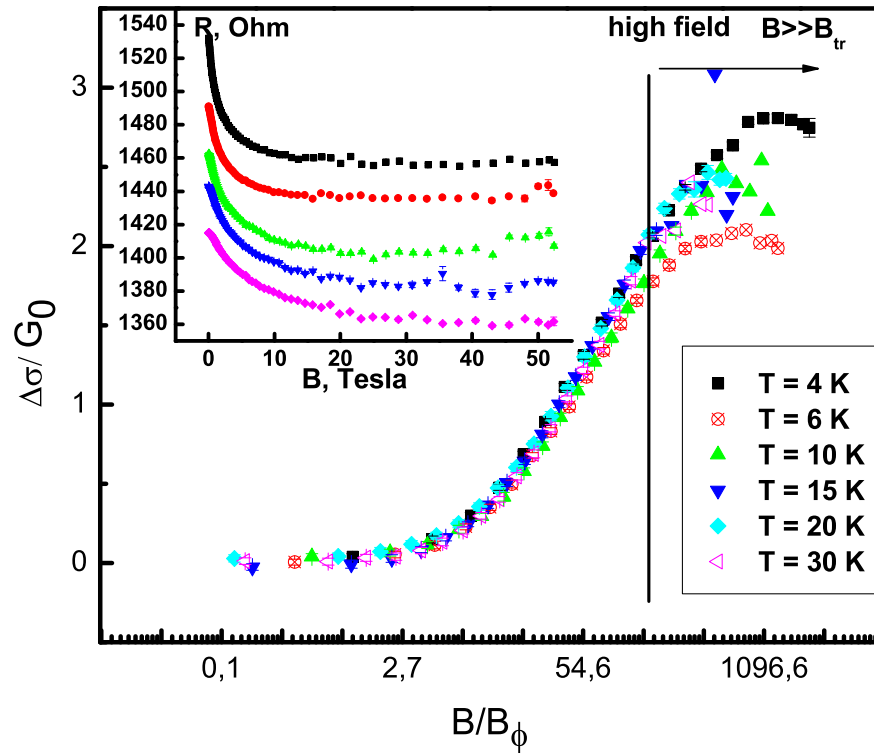


Fig. 7.15: Dépendances de la magnétoconductivité d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique normalisé (échantillon : 2). - $B_\phi = \hbar/(4eD\tau_\phi)$, $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$. Les courbes obtenues aux températures différentes se chevauchent. L'insert présente les dépendances de la résistivité en fonction du champ magnétique, obtenues pour le même échantillon. [Dauzhenka *et al.* (2010)]

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

pour les systèmes bi-dimensionnels *Altshuler, B. L. et al. (1982)*. Dans l'Eq. (7.23) $\lambda_0 > 0$ - est la constante adimensionnelle de l'interaction, ε_0 - est le paramètre de cutoff ($\varepsilon_0 \approx \varepsilon_F$, ε_F est l'énergie de Fermi), τ - est le temps entre les collisions élastiques.

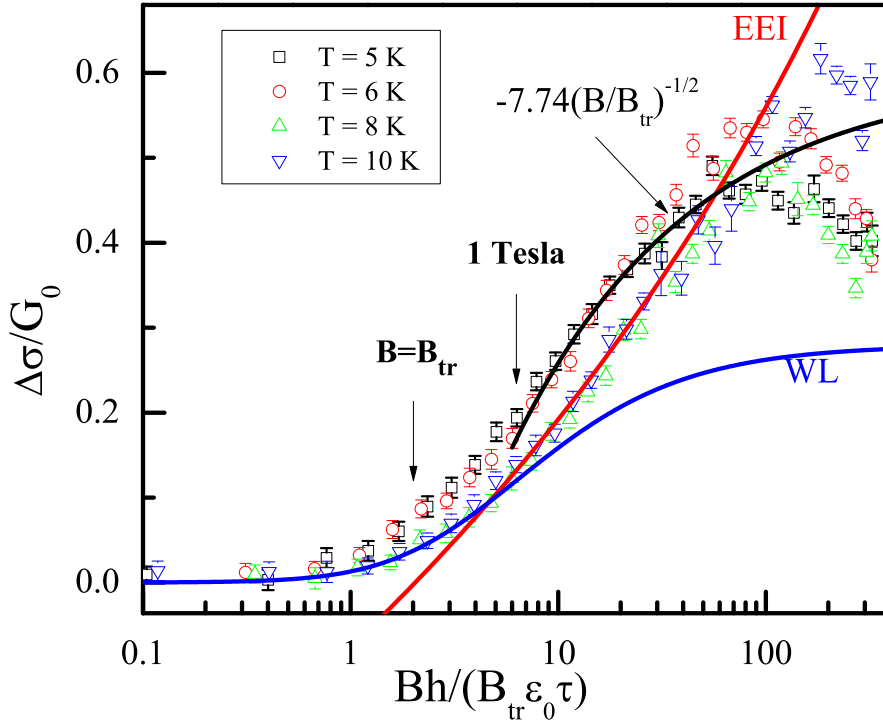


Fig. 7.16: Dépendances de la magnétoconductivité d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique. (échantillon : 210308-1b). - Les mêmes données que sur la Figure (7.14). $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$. La ligne solide bleue est l'extrapolation du résultat de "fit" de l'Eq. (7.18) aux champs magnétiques élevés. La ligne solide rouge est le résultat du "fit" de l'Eq. (7.23) à $B > 1$ Tesla. La ligne solide noire présente le comportement asymptotique de magnétoconductivité (à $B \gg B_{tr}$), décrit par l'Eq. (7.20). [*Dauzhenka et al. (2011)*]

Sur la Figure (7.16) les mêmes courbes que sur la Figure (7.14) sont présentées en fonction de $(\frac{Bh}{B_{tr}\varepsilon_0\tau})$ avec les résultats de "fit" des expressions (7.21-7.23) (à $B > 1$ Tesla). Les lignes solides noires présentent le comportement asymptotique de la magnétoconductance (à $B \gg B_{tr}$), décrit par l'Eq. (7.20). La ligne solide bleue est l'extrapolation du résultat de "fit" de l'Eq. (7.18) (idem que sur la Figure (7.14)) et la

7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense

ligne rouge - est le résultat de “fit” de l’expression (7.23) aux données expérimentales pour $B > 1$ Tesla. On constate que l’Eq. (7.23) donne des résultats raisonnables, les paramètres de fit λ_0 , ε_0 , τ prenant les valeurs 0.1, 59 meV et $3.6 \cdot 10^{-14}$ s respectivement [Dauzhenka *et al.* (2011)]. En utilisant la relation suivante entre k_F et ε_F : $\varepsilon_F = (\hbar k_F)^2 / (2m^*)$, nous obtenons $k_F \approx 5.1 \cdot 10^8 m^{-1}$ (la valeur de la masse effective étant $m^* \approx 0.17m_e$, comme rapporté par Kojima *et al.* (1988); Samson & Fonstad (1973)). En utilisant la valeur estimée de τ et en prenant $m^* \approx 0.17m_e$, nous en déduisons la mobilité des porteurs de charge $\mu \approx 300 cm^2 / (Vs)$, qui semble être raisonnable puisque $\omega_c \tau > 1$ pour $B > 26$ Tesla. La mobilité et concentration, obtenues d’après l’analyse de l’effet Hall sur un autre échantillon de même type, sont $\mu_H \approx 210 cm^2 / (Vs)$ et $n \approx 2 \cdot 10^{20} cm^{-3}$ pour l’épaisseur 20 nm.

En prenant la vitesse au niveau de Fermi v_F de l’ordre de $10^5 - 10^6 m/s$, nous obtenons $k_F l \approx (1.9 - 19)$ et $D = v_F^2 \tau / 2 = (1.8 - 180) cm^2 / s$. **Ces valeurs raisonnables pour les paramètres et les résultats de “fit” suggèrent que les échantillons étudiés se trouvent du côté métallique de la transition métal-isolant et que le transport de charge est de nature diffusive.**

7.3.2 L’interaction électron-électron sous champ magnétique intense

La Figure (7.17) présente la dépendance de la résistance en fonction du champ magnétique, obtenue pour un échantillon (171005-2) fortement désordonné. Afin d’analyser le comportement inattendu de la résistance aux champs élevés, nous avons appliqué l’analyse initialement proposée par Girvin *et al.* (1982); Houghton *et al.* (1982), développée par la suite par Gornyi & Mirlin (2003, 2004), puis appliquée par de nombreuses groupes (voir, par exemple, Olshanetskii *et al.* (2006)).

La correction à la résistance, issue de l’interaction entre les électrons à champ magnétique élevé (mais sous la condition $\omega_c \tau < 1$, $T\tau \ll 1$) est donnée par Gornyi & Mirlin (2003, 2004) :

$$\delta\rho_{xx} = \delta\rho_{xx}^F + \delta\rho_{xx}^H = -\rho_0 \frac{(\omega_c \tau)^2}{\pi k_F l} G_F(T\tau) + \frac{(\omega_c \tau)^2}{\pi k_F l} y \ln(y) \left[\frac{3}{4} \ln(T\tau) + \ln(y) \right], \quad (7.24)$$

où $\delta\rho_{xx}^F$ et $\delta\rho_{xx}^H$ sont les contributions d’échange (l’interaction “d’échange”) et de Hartree (l’interaction “directe”) respectivement, $y = \kappa / k_F \ll 1$, κ est la longueur de

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

l'écrantage et la fonction $G_F(T\tau)$

$$G_F(T\tau) = -\ln(T\tau) + \text{const.} \quad (7.25)$$

Dans le cas où l'interaction est "pointlike", la contribution de Hartree $\delta\rho_{xx}^H$ domine et la magnétorésistance devient positive, manifestant un comportement quadratique en champ $\rho \propto B^2$ [Gornyi & Mirlin (2004); Olshanetskii *et al.* (2006)].

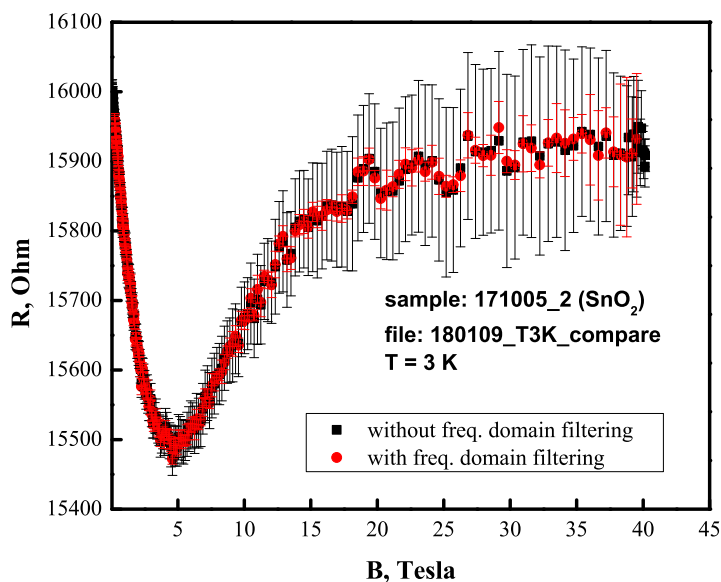


Fig. 7.17: La dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique à $T = 3$ K (échantillon : 171005-2). - Les points noirs sont les résultats obtenus sans la filtration du domaine de fréquence. Les points rouges - avec la filtration du domaine de fréquence.

La Figure (7.18) présente les mêmes données que la Figure (7.17) en fonction du carré du champ magnétique, la ligne solide noire étant le résultat de l'ajustement avec le modèle linéaire. On remarque que le comportement de la résistance dans la gamme $B = 6 - 9$ Tesla est bien quadratique. La même procédure a été réalisée avec les données obtenues aux autres températures (voir Figures (7.19)-(7.20)).

7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense

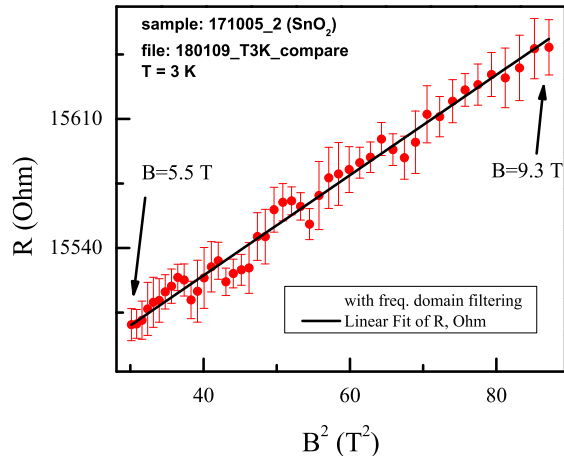


Fig. 7.18: Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du carré du champ magnétique B^2 à $T = 3$ K (échantillon : 171005-2). - Les points rouges sont les résultats obtenus avec la filtration dans le domaine fréquence.

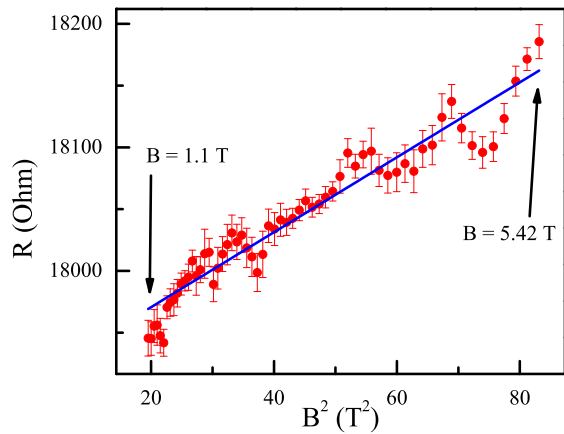


Fig. 7.19: Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du carré du champ magnétique B^2 à $T = 1.8$ K (échantillon : 171005-2). - Les points rouges sont les résultats obtenus avec la filtration dans le domaine de fréquence.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

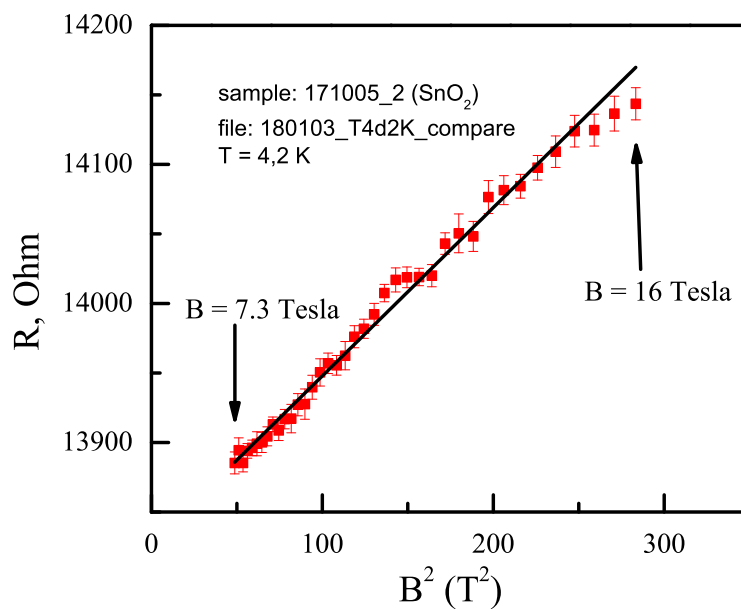


Fig. 7.20: Dépendance de la résistance d'une couche granulaire de SnO_2 en fonction du champ magnétique B^2 à $T = 4.2$ K (échantillon : 171005-2). - Les points rouges sont les résultats obtenus avec la filtration du domaine de fréquence.

7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense

La Figure (7.21) présente la dépendance de la pente P [Gorny & Mirlin (2004)] :

$$P = \left(\frac{e\tau}{m^*}\right)^2 \left[\frac{\rho_0}{\pi k_F l} + \frac{y \ln(y)}{\pi k_F l} \frac{3}{4} \right] \ln(T\tau) + \frac{y \ln(y)}{\pi k_F l} \left(\frac{e\tau}{m^*}\right)^2 \ln(y) + \text{const} \cdot \left(\frac{e\tau}{m^*}\right)^2 \frac{\rho_0}{\pi k_F l} \quad (7.26)$$

des courbes de “fit” sur les Figures (7.18)-(7.20) en fonction de la température.

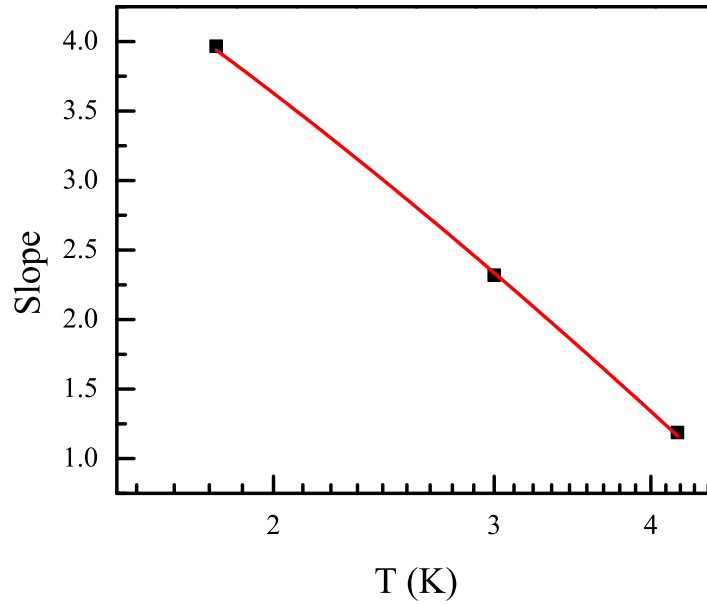


Fig. 7.21: Dépendance de la pente P (7.26) en fonction de la température (échantillon : 171005-2). - La ligne rouge est le résultat de fitting avec le modèle linéaire.

Le grand nombre des paramètres inconnus dans l'expression (7.26) rend son utilisation inadaptée en l'absence de données complémentaires (comme, par exemple, la masse effective m^* ou le vecteur d'onde k_F). La seule conclusion que nous puissions faire est que l'interaction entre les électrons dans notre système est de la nature “pointlike”, à savoir - le potentiel de l'interaction $U(\omega, q) = V_0$.

7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES DE DIOXYDE D'ÉTAIN

Tab. 7.1: Les méthodes de l'analyse de la contribution à la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons - La comparaison des méthodes de l'analyse de la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons.

Algorithme	Remarques	Références
<p>I. En champs magnétiques $B > B_{tr}$ l'interférence quantique est détruite et la conductivité est donnée par</p> $\sigma_{2D} = \sigma_0 + K_{ee}G_0 \ln(k_B T \tau / \hbar). (7.7)$ <p>K_{ee} est déterminé par la pente de la courbe en coordonnées σ_{2D} vs $\ln T$</p>	<p>La méthode peut être utilisée en champ magnétique $B \gg B_{tr}$</p>	<p>Minkov et al. (2001) Agan et al. (2001)</p>
<p>II. La dépendance en fonction de la température de la contribution à la constante de Hall, issue des corrélations électron-électron</p> $\Delta R_H = -(2R_H^0)/(\sigma_0) \cdot K_{ee}G_0 \ln(T/T_r), (7.8)$ <p>où R_H^0 est la constante de Hall classique, T_r est la température de référence, σ_0 est la conductivité de Drude</p>	<p>avantages : absence de contribution de localisation faible</p> <p>inconvénients : 1. complexité des mesures de δR_H</p> <p>2. nécessité de déterminer R_H^0 et σ_0</p> <p>3. nécessité de champs magnétiques intenses si la mobilité $\mu < 100 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$</p>	<p>Simmons et al. (2000) Uren et al. (1981)</p>
<p>III. $\Delta \delta \sigma_{ee} = K_{ee}G_0 = (7.9)$ $= (\delta \sigma_{ee}(T_1) - \delta \sigma_{ee}(T_2)) / \ln(T_1/T_2), (7.10)$ où $\delta \sigma_{ee} = \sigma_{xx} - \sigma_{xy}(en_s/(\sigma_{xy}B) - 1)^{1/2}. (7.11)$</p>	<p>Méthode très sensible au bruit dans les mesures de tension de Hall V_H ;</p> <p>méthode ne convenant pas pour les systèmes fortement désordonnés, quand V_H et la correction à cette tension, issue de corrélations électron-électron, sont petites et le ratio <i>signal/bruit</i> est mauvais.</p>	<p>Minkov et al. (2003)</p>

7.3 Localisation faible et l'interaction électron-électron sous champ magnétique intense

Tab. 7.2: (La suite du Tableau 7.1) Les méthodes de l'analyse de la contribution à la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons
- La comparaison des méthodes de l'analyse de la correction à la conductivité, issue de l'interaction entre les électrons.

Algorithmme	Remarques	Références
<p>IV. (a) comme dans la méthode I. : détermination de K_{ee} d'après la pente de σ_{xx} vs $\ln T$ en champ $B > B_\phi$. (b) ajustement de la valeur de K_{ee} par le calcul de $\delta\sigma_{xx} = \delta\sigma_{ee} = K_{ee}G_0 \ln(k_B T \tau / \hbar), (7.12)$ à partir de $\rho_{xx}(B)$ et $\rho_{xy}(B)$. Si la valeur de K_{ee} est bien ajustée, la soustraction de $\delta\sigma_{ee}$ mène à la coïncidence de toutes les courbes de $\rho_{xx}(B)$ et $\rho_{xy}(B)$, obtenues aux températures différentes (en champ $B_\phi \ll B \ll 1/\mu$).</p>	<p>procédure self-consistante à répéter jusqu'au point, où la valeur de déviation standard de R_H ou de $\rho_{xx}(B)$ est minimisée ; procédure justifiée par le fait que pour les systèmes à 2D en champs faibles la contribution donnée par l'interaction électron-électron dépend de T et ne dépend pas de B</p>	<p><i>Goh et al. (2008)</i></p>
<p>V. (a) comme dans la méthode I. : (b) analyse de $\delta\sigma(B)$ avec la formule de Hikami et détermination des τ_ϕ et τ (c) calcul de $\delta\sigma_{WL} = -G_0 \ln(\tau_\phi/\tau + 1)$ (d) calcul de $\delta\sigma(T) = \delta\sigma_{WL}(T) + \delta\sigma_{ee}(T)$ (e) détermination de la conductivité de Drude : $\sigma_D = \sigma_{exp}(T) - \delta\sigma(T)$ (f) si tout est bien déterminé, la relation $\sigma_D/G_0 + \ln(\sigma_D/G_0) - (7.13)$ $-[\sigma_{exp}(T)/G_0 + \ln(\sigma_{exp}(T)/G_0)] = (7.14)$ $= \ln[\tau_\phi(T)/\tau] (7.15)$ doit être justifiée. D'après cette relation on peut déterminer l'exposant p dans $\tau_\phi \sim T^{-p}$.</p>	<p>Méthode basée sur la théorie self-consistente <i>Vollhardt, D. & Wölfle (1980a)</i> <i>Vollhardt, D. & Wölfle (1980b)</i> de la localisation ; valable dans une large gamme de $k_F l$</p>	<p><i>Minkov et al. (2002)</i> <i>Gogolin (1983)</i></p>

**7. LA LOCALISATION FAIBLE ET L'INTERACTION
ÉLECTRON-ÉLECTRON DANS LES COUCHES POLYCRISTALLINES
DE DIOXYDE D'ÉTAIN**

8

Conclusions

8.1 La transition métal-isolant dans les couches granulaires de SnO_2

Dans ce dernier chapitre, je donne une explication possible des changements observés dans les mécanismes de transport de charge dans les couches polycristallines de SnO_2 . D'abord, nous supposons que la transition d'Anderson a lieu. Dans le cadre de la théorie self-consistante de la localisation d'Anderson [Vollhardt, D. & Wölfle \(1980a,b\)](#), la conductivité électronique statique d'un système devient zéro à $T = 0$ K, quand l'énergie de Fermi $E_F \equiv \varepsilon_F \rightarrow E_C \equiv \varepsilon_C$ (ou, le même, $k_F l \approx 1$), où E_C est le seuil de mobilité à une particule [Kotov & Sadovskii \(1983\)](#); [Myasnikov & Sadovskii \(1982\)](#); [Sadovskii \(2006\)](#)

$$E_C^{(3D)} \propto m^3 (\rho \nu^2)^2 \quad (8.1)$$

Dans l'Eq. (8.1) : ρ - est la concentration adimensionnelle des centres diffuseurs, qui correspondent aux donneurs peu profonds dans la bande de conduction ($\rho = N_i a^3$, N_i - est la concentration des centres de diffusion, a - est la constante du réseau), ν - est le potentiel de diffusion (la hauteur de barrière). Alors, pour certaines valeurs de ρ et de ν (ρ est suffisamment grande pour donner des porteurs de charge (et former la bande des impurétés); ν est suffisamment petite pour permettre la diffusion par-dessus des barrières de potentiel), on peut atteindre le régime où $\varepsilon_F > E_C$. Ce régime correspond aux cristallites présentant un degré de perfection élevé (les valeurs de ν sont petites) et à la présence de porteurs de charge dans la bande de conduction (voir côté droit de

8. CONCLUSIONS

la Figure (8.1)). Quand la valeur de $(\rho\nu^2)^2$ est suffisamment grande ($\varepsilon_F < E_C$), tous les états à une particule sont localisés et le transport de charge se fait par sauts (voir côté gauche de la Figure (8.1)). Ce scénario de la transition métal-isolant se trouve en accord avec les résultats de [Muraoka *et al.* \(2009\)](#).

En définitive, nous avons démontré que la théorie des corrections quantiques à la conductivité, issues de la localisation faible et de l'interaction entre électrons, décrit raisonnablement les caractéristiques de transport de charge dans les couches polycristallines de SnO_2 du côté métallique de la transition métal-isolant.

Nos résultats supposent que :

1. la transition métal-isolant se réalise dans les couches granulaires de SnO_2 , l'identification du mécanisme de la transition et l'origine des porteurs de charge exigent des études complémentaires.
2. du côté métallique, les dépendances de la résistivité et de la conductivité en fonction de la température et du champ magnétique peuvent être décrites dans le cadre de la théorie des corrections quantiques à la conductivité, à savoir - la localisation faible et les corrections issues de l'interaction entre les électrons.
3. le mécanisme principal du déphasage des électrons est la dispersion électron-électron impliquant un petit transfert d'énergie [[Altshuler & Aronov \(1985\)](#); [Altshuler *et al.* \(1982\)](#)].
4. à fort champ magnétique, quand $B \gg B_{tr} \equiv \hbar/(4eD\tau)$, la dépendance de la conductivité en fonction de la température est gouvernée par les corrections quantiques issues de l'interaction entre les électrons (dans la gamme $T = 2 - 15$ K). Pour les échantillons étudiés : $B_{tr} \approx 0.3$ Tesla, $k_F l \approx 10$.
5. à fort champ magnétique, quand $B \gg \hbar/(4eD\tau)$, la dépendance de la conductivité en fonction du champ magnétique peut être décrite dans le cadre de la théorie de localisation faible [[Dyakonov \(1994\)](#); [Zduniak *et al.* \(1997\)](#)] ou de corrections issues de l'interaction dans la voie de Cooper [[Altshuler, B. L. *et al.* \(1982\)](#)]. Ici aussi, des études complémentaires sont nécessaires pour conclure entre ces deux hypothèses.

8.1 La transition métal-insolant dans les couches granulaires de SnO_2

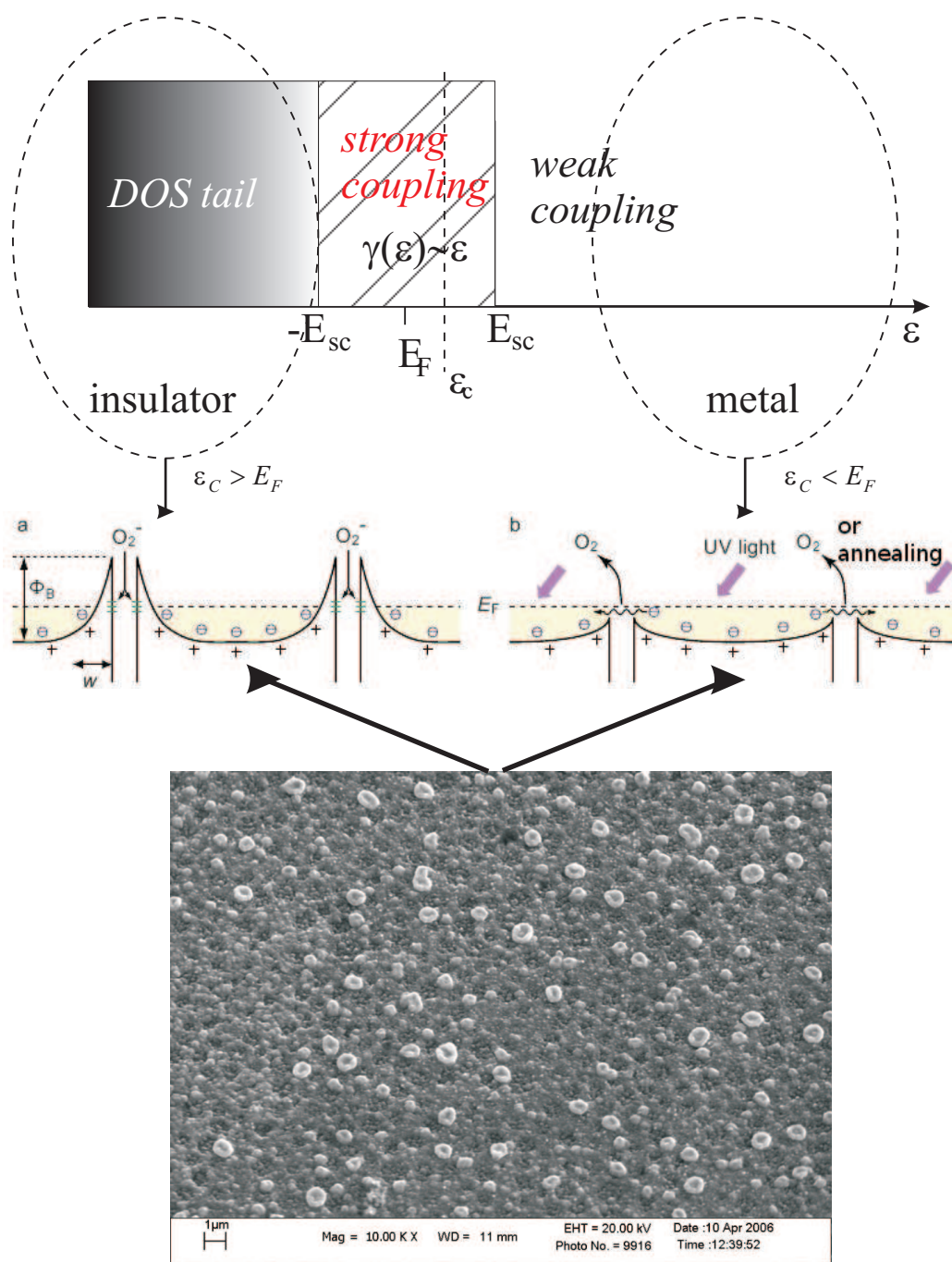


Fig. 8.1: Echelles caractéristiques de l'énergie pour un système désordonné et les diagrammes énergétiques pour les métaux désordonnés et les isolants. - L'image SEM d'un des échantillons de SnO_2 est présentée en bas. Les couches granulaires de SnO_2 peuvent être soit des métaux désordonnés, soit des isolants, en fonction du degré du désordre, de l'épaisseur et de la concentration des impuretés. [Muraoka et al. \(2009\)](#) ont supposé que les porteurs de charge (les électrons) sont fournis par les atomes d'oxygène adsorbés en surface, chaque atome d'oxygène donnant 2 électrons (selon [Manassidis et al. \(1995\)](#)). L'adsorption des atomes d'oxygène peut être induite par irradiation UV ou par traitement thermique.

8. CONCLUSIONS

9

Appendice A

9.1 Dimensionnalité effective par rapport aux corrections quantiques à la conductivité

Dans cet Appendice nous allons considérer la question de la dimensionnalité effective de nos échantillons par rapport aux corrections quantiques à la conductivité.

Dans notre analyse des dépendances de la conductivité en fonctions de la température et du champ magnétique nous avons utilisé des expressions valides pour des systèmes bi-dimensionnels. Afin de justifier que nos couches manifestent un comportement inhérent aux systèmes bi-dimensionnels, nous notons d'abord que $d = 200nm$ est l'épaisseur totale des structures obtenues, y compris l'épaisseurs du micro-réseau- Sn et de la couche SnO_2 . Ainsi, il doit exister une couche d'épuisement à l'interface du micro-réseau- Sn et de la couche polycristalline de SnO_2 . Cela signifie donc que l'épaisseur effective de la couche conductrice est encore moins épaisse ($d_{eff} < d$) et, par conséquent, la valeur de d_{eff} est plus petite que celles de L_ϕ et de L_T .

Justifions cette assertion plus rigoureusement : nous allons conduire l'analyse proposée initialement par [Rosenbaum *et al.* \(1997\)](#).

Si nous comparons les fonctions $w(T) = \frac{d \ln(\sigma)}{d \ln(T)}$, calculées en utilisant les expressions pour les corrections quantiques à la conductivité

$$\sigma_{3D}(T) = \sigma_D + G_0 \cdot \frac{l}{L_\phi(T)} \quad (9.1)$$

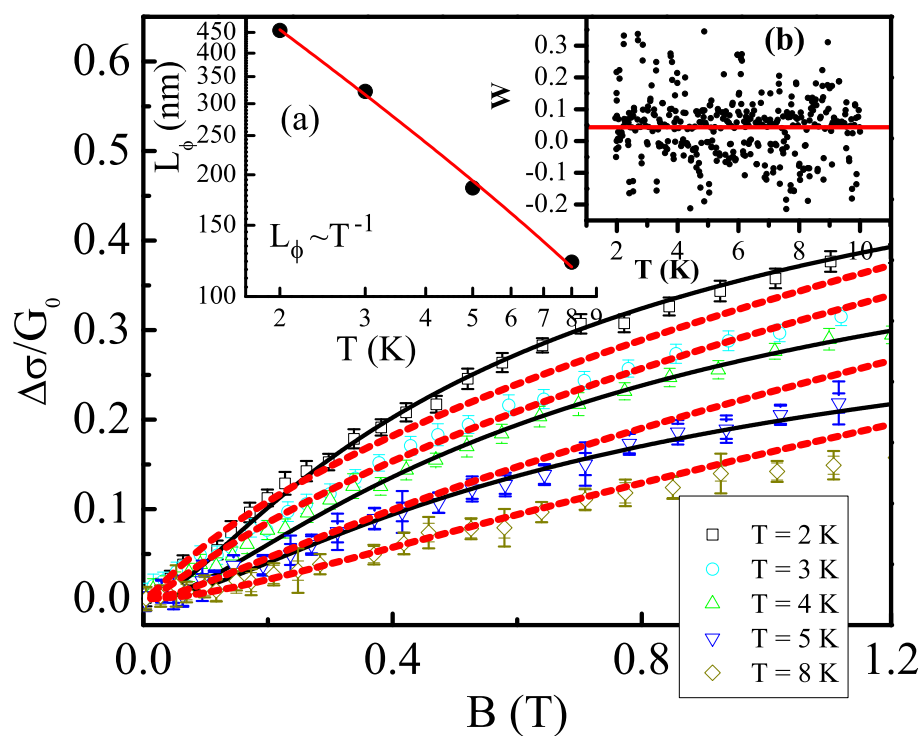


Fig. 9.1: Dépendances de la magnétoconductance d'une couche granulaire en fonction du champ magnétique - $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$. Les courbes solides noires sont les résultats de l'ajustement, obtenus avec expression (7.18). Les courbes pointillées rouges sont les résultats de l'ajustement, obtenus avec expression (9.5). L'insert (a) présente la dépendance de la longueur du déphasage $L_\phi^{(3D)}(T)$ en fonction de la température. L'insert (b) présente la dépendance de $w(T)$, la ligne rouge présentant la valeur moyenne $w = 0.043 \pm 0.005$.

9.1 Dimensionnalité effective par rapport aux corrections quantiques à la conductivité

et

$$\sigma_{2D}(T) = \sigma_D + \lambda \cdot G_0 \cdot \ln\left(\frac{T\tau}{\hbar}\right), \quad (9.2)$$

nous obtenons pour un système à 3D $w_{3D}(T)$ en fonction de la température sous la forme suivante

$$w_{3D}(T) \sim \frac{p}{2} \cdot G_0 \cdot \frac{T^{p/2}}{\sigma} \sim T^{p/2}, \quad (9.3)$$

où $G_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}$ et p - est l'exposant dans la relation décrivant la dépendance du temps de déphasage en fonction de la température $\tau_\phi \propto T^{-p}$. Par ailleurs, pour un système bi-dimensionnel, la fonction $w_{2D}(T)$ ne dépend pas de la température :

$$w_{2D}(T) = \frac{\lambda \cdot G_0}{\sigma} \approx \frac{\lambda}{\pi k_F l}, \quad (9.4)$$

où $\lambda = 1 + \lambda_{EEI}$ - est une constante, qui rassemble les contributions de la localisation faible et de l'interaction électron-électron à la conductivité (voir l'Eq. (7.2) et la discussion de la Section (7.1)), k_F et l ont leur sens commun. En prenant $\lambda = 1.6$ (d'après les résultats d'ajustement des données expérimentales; Section (7.2.1)) et $k_F l \approx 10$ (comme c'était supposé dans la Section (7.3.1)), nous obtenons $w_{2D} = 0.051$. L'insert (b) sur la Figure (9.1) présente la dépendance de $w(T)$ en fonction de la température, obtenue d'après les données expérimentales présentées sur la Figure (7.2); la ligne rouge horizontale indique la valeur moyenne de $w(T) = 0.043 \pm 0.005$, calculée pour l'ensemble des données présentées sur l'insert (b).

En effet, la fonction $w(T)$ ne montre pas une dépendance en fonction de la température et sa valeur moyenne est proche de $\lambda/(\pi k_F l)$, la différence pourrait être due à l'estimation approchée de la valeur de $k_F l$.

Regardons maintenant ce que l'on obtient avec le "fit" de la magnétoconductance par l'expression caractéristique d'un système à 3D. La partie principale de la Figure (9.1) montre les courbes de la magnétoconductance avec les résultats d'ajustement par des modèles 2D et 3D : les courbes solides noires sont les résultats d'ajustement par l'Eq. (7.18) et les courbes pointillées rouges sont les résultats d'ajustement par l'expression suivante Rosenbaum *et al.* (1997) :

$$\frac{\Delta\sigma}{G_0} = \sqrt{\frac{B}{B_{tr}}} \cdot \frac{1}{2} f_3\left(\frac{B}{B_\phi}\right) \quad (9.5)$$

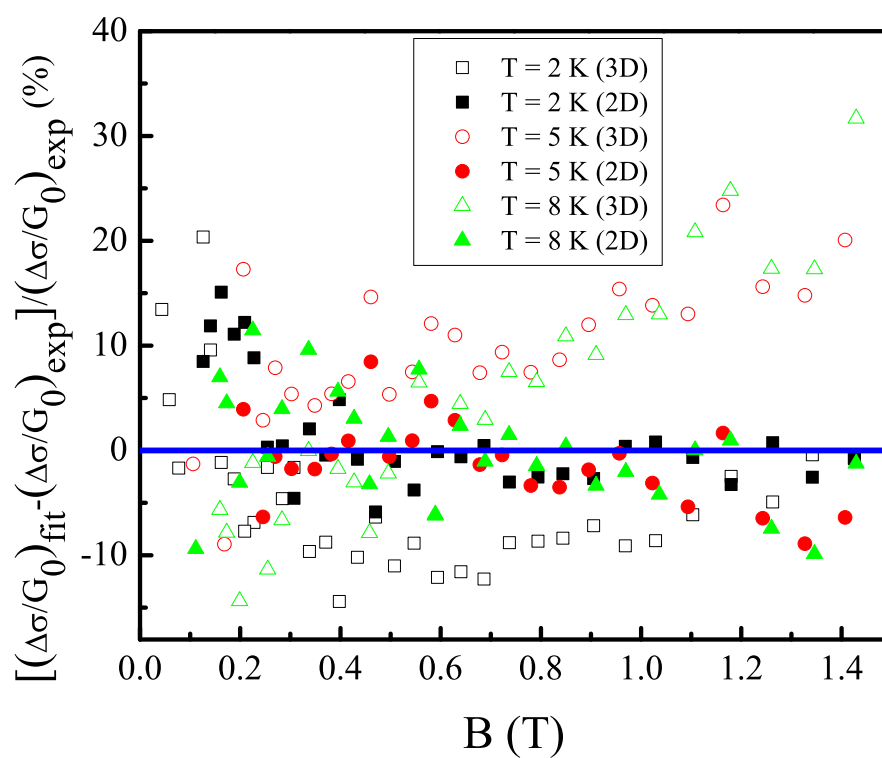


Fig. 9.2: Dépendances de $(\Delta\sigma/G_0)_{fit} - (\Delta\sigma/G_0)_{exp} / (\Delta\sigma/G_0)_{exp}$ en fonction du champ magnétique pour les modèles “3D” (symboles vides) et “2D” (symboles pleins). - L’ajustement des données expérimentales dans le cadre du modèle “2D” donne un résultat raisonnable.

9.1 Dimensionalité effective par rapport aux corrections quantiques à la conductivité

où

$$f_3(x) \approx 2 \cdot \sqrt{2 + 1/x} - 2 \cdot \sqrt{1/x} - \frac{1}{1/2 + 1/x} - \frac{1}{3/2 + 1/x} + \frac{1}{48}(2.03 + 1/x)^{-3/2}. \quad (9.6)$$

D'après la Figure (9.1) on voit que les courbes d'ajustement du modèle "3D" aux données expérimentales aux températures $T = 4, 5,$ and 8 K, après certaines valeurs du champ magnétique, commencent à augmenter plus vite que les courbes expérimentales. Quand la température diminue, le désaccord entre le modèle "3D" et les données expérimentales devient de plus en plus prononcé. Ce fait est en accord avec les valeurs de la longueur du déphasage $L_\phi^{(3D)}(T)$, calculées d'après les résultats d'ajustement et présentées sur l'insert (a) de la Figure (9.1) : quand $T < 5K$, $L_\phi^{(3D)} > 200$ nm, i.e. en analysant les données dans le cadre du modèle "3D" on obtient les valeurs des paramètres qui suggèrent la présence de "crossover" de 3D à 2D quand la température diminue.

Finalement, la Figure (9.2) présente la comparaison des résultats d'ajustement sous la forme $((\Delta\sigma/G_0)_{fit} - (\Delta\sigma/G_0)_{exp})/(\Delta\sigma/G_0)_{exp}$ en fonction de B . D'après la Figure (9.2) on voit que la déviation du modèle "2D" généralement n'excède pas 10 pour-cent (symboles pleins), tandis que la déviation du modèle "3D" est plus prononcée et devient grande en champ magnétique plus fort (symboles vides).

Ainsi, nous pouvons affirmer que nos échantillons ont un comportement quasi-bi-dimensionnel tout au moins pour ce qui concerne la conduction électrique.

9. APPENDICE A

10

Appendice B

10.1 Publications, posters, participation à des séminaires

Contact Information [Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses](#)
[Université Paul Sabatier](#)
LNCMI-T, CNRS
143 ave. de Ranguel
31400, Toulouse, France
Mobile : +33-(0)66-07-101-77
E-mail : taras.dovzhenko@gmail.com
E-mail : taras.dauzhenka@lncmi.cnrs.fr

Liste des travaux :

1. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov and J. Galibert. On the Origin of Negative Magnetoresistance in Polycrystalline SnO_2 Films. *Physical Review B*. v. 83, 165309 (2011). [10.1103/PhysRevB.83.165309](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.165309).
2. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov and J. Galibert. Evidence of two-dimensional weak localization in polycrystalline granular SnO_2 films by high field magnetoconductance study. *Journal of Low Temperature Physics*. v. 159 (1-2), pp. 212-215, (2010). <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-009-0152-0>
3. V.K. Ksenevich, T.A. Dauzhenka, D. Seliuta, I. Kasalynas, T. Kivaras, G. Valusis, J. Galibert, R. Helburn, Qi Lu, V.A. Samuilov. Electrical transport in carbon nanotubes coatings of silica fibers. *Phys. Status Sol. C.* Vol. 6, pp. 2798-2800, (2010). <http://dx.doi.org/10.1002/pssc.200982553>

10. APPENDICE B

4. V.K. Ksenevich, T.A. Dovzhenko, V.A. Dorosinets, I.A. Bashmakov, A.A. Melnikov, A.D. Wieck. [Electrical Properties and Magnetoresistance of Nanogranular SnO₂ Films](#) *Acta Physica Polonica A*, v.213 3, pp.1043-1046, (2008).
5. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov and J. Galibert. Quantum interference, dephasing and anisotropic scattering of electrons in thin polycrystalline films of SnO₂. *Bulletin of the Belarus State University*. Ser. 1 : Physics, Mathematics, Informatics. No.2, pp. 50-53, (2010). [*in Belarus*]
6. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov and J. Galibert. Quantum corrections to conductivity of granular films of SnO₂ in magnetic fields up to 52 Tesla. *Proceedings of the International School-Conference "Modern Problems in Physics". 10-12 June, (2010), Institute of Physics of the NAS Belarus, Minsk*, eds. : V.V. Mashko, V.Z. Zubelevich, A.V. Butsen. pp. 134-139 (2010). [*in Russian*].
7. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov and J. Galibert. Specific of measurements and magnetoresistance data analysis in pulsed magnetic fields. "*Materials and Structures of Modern Electronics*", *Proceedings of the III International Conference, Minsk, 25-26 September 2008*, eds. : V.B. Odzhaev et al. - Minsk : BSU, (2008), pp. 109-112.
8. V.K.Ksenevich, R.S.Aboltin, T.A.Dauzhenka, J.Galibert, V.A.Samuilov. Charge transport mechanisms in the arrays of multi-walled carbon nanotubes. "*Materials and Structures of Modern Electronics*", *Proceedings of the III International Conference, Minsk, 25-26 September 2008*, eds. : V.B. Odzhaev et al. - Minsk : BSU, (2008), pp. 271-273.
9. V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov, T.A. Dauzhenka, V.A. Dorosinets. Fabrication and Electrical Properties of Two-dimensional Arrays of Metal-Oxide Clusters. "*Materials and Structures of Modern Electronics*", *Proceedings of the II International Conference, Minsk, 5-6 October 2006*, eds. : V.B. Odzhaev et al. - Minsk : BSU, (2006), pp. 86-89.

Posters :

10.1 Publications, posters, participation à des séminaires

1. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov and J. Galibert. Quantum interference, dephasing and anisotropic scattering of electrons in thin polycrystalline films of SnO_2 . *2nd EuroMagNET Summer School "Science in High Magnetic Fields", September 5 – 11, Ameland, Netherlands*
2. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov and J. Galibert. Evidence of two-dimensional weak localization in polycrystalline granular SnO_2 films by high field magnetoconductance study. *9th International Conference on Research in High Magnetic Fields, July 22-25, Dresden, Germany*
3. T.A. Dauzhenka, V.K. Ksenevich, I.A. Bashmakov, J. Galibert. Evidence of two-dimensional weak localization in polycrystalline granular SnO_2 films by high field magnetoconductance study. *Book of Abstracts of the Conference GDR 2426 Physique Quantique Mésooscopique, Aussois. 5-8 October 2009*, p. 20, (2009)
4. T.Dauzhenka, V.Ksenevich, I.Bashmakov. The problem of localization Phenomena in SnO_2 nanogranular thin films. *Joint International Summer School-Conference : 10-th School-Conference Advanced Materials and Technologies and 3-rd Summer School European Doctorate in Physics and Chemistry of Advanced Materials, Palanga, Lithuania, 27-31 August, 2008*. p. 115, (2008)

Oral communications

(International Conferences)

The 23rd General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society 30.08 - 3.09. 2010, University of Warsaw, Poland. Weak localization, dephasing and anisotropic scattering in thin polycrystalline SnO_2 films.

The 3rd International Symposium on Molecular Materials MOLMAT 2008. Toulouse, France, July 8-11, 2008. High-field magnetotransport in carbon nanotube monolayers and thick films.

International School-Conference "Modern Problems in Physics". 10-12 June, 2010, Institute of Physics of the NAS Belarus, Minsk. Quantum corrections to conductivity of granular films of SnO_2 in magnetic fields up to 52 Tesla.

10. APPENDICE B

Connaissance des Langues

English *fluent, TOEIC*

French *fluent (niveau B2 certifié, DELF)*

Belarus *native*

Russian *native*

10.1 Publications, posters, participation à des séminaires

:233301:233301

10. APPENDICE B

Références

- ABRAHAMS, E. & RAMAKRISHNAN, T.V. (1980). Scaling theory of localization and non-ohmic effects in two dimensions. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **35-36**, 15–20. [19](#)
- ABRAHAMS, E., ANDERSON, P.W., LICCIARDELLO, D.C. & RAMAKRISHNAN, T.V. (1979). Scaling theory of localization : Absence of quantum diffusion in two dimensions. *Physical Review Letters*, **42**, 673–676. [2](#), [3](#), [14](#), [18](#)
- ABRAHAMS, E., KRAVCHENKO, S.V. & SARACHIK, M.P. (2001). Metallic behavior and related phenomena in two dimensions. *Reviews of Modern Physics*, **73**, 251–266. [2](#), [4](#)
- ABRIKOSOV, A.A., GOR'KOV & DZYALOSHINSKY (1975). *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics (Selected Russian Publications in the Mathematical Sciences.)*. Dover Publications, revised edn. [2](#), [37](#), [69](#)
- AGAN, S., MIRONOV, O.A., PARKER, E.H.C., WHALL, T.E., PARRY, C.P., YU, YU, VIT & EMELEUS, C.J. (2001). Low-temperature electron transport in *si* with an *mbe*-grown *sb* δ layer. *Physical Review B*, **63**, 075402 + .
- AGEKYAN, V.T. (1977). Spectroscopic properties of semiconductor crystals with direct forbidden energy gap. *Physica Status Solidi (a)*, **43**, 11–42. [95](#)
- ÁGOSTON, P., ALBE, K., NIEMINEN, R.M. & PUSKA, M.J. (2009). Intrinsic n -type behavior in transparent conducting oxides : A comparative hybrid-functional study of *in_2o_3*, *sno_2*, and *zno*. *Physical Review Letters*, **103**, 245501+. [102](#)
- AGRINSKAYA, N.V., KOZUB, V.I. & SHAMSHUR, D.V. (1995). Temperature dependence of the magnetoresistance in the regime of variable-range hopping conduction : results for doped CdTe. *Journal of Experimental and Theoretical Physics [Zh. Exp. Teor. Fiz. 107, 2063-2079 (1995)]*, **80**, 1142–1150. [139](#)
- AGRINSKAYA, N.V., KOZUB, V.I., SHUMILIN, A.V. & SOBKO, E. (2010). Magnetoresistance in semiconductor structures with hopping conductivity : Effects of random potential and generalization for the case of acceptor states. *Physical Review B*, **82**, 075201+. [53](#), [139](#), [140](#)

RÉFÉRENCES

- AKIMOV, B., GAS'KOV, A., PODGUZOVA, S., RUMYANTSEVA, M., RYABOVA, L., LABEAU, M. & TADEEV, A. (1999). Conductivity of structures based on doped nanocrystalline SnO_2 films with gold contacts. *Semiconductors*, **33**, 175–176. [111](#)
- AKKERMANS, E. & MONTAMBAUX, G. (2004). *PHYSIQUE MESOSCOPIQUE DES ELECTRONS ET DES PHOTONS*. EDP SCIENCES. [8](#), [26](#)
- ALEINER, I.L., ALTSHULER, B.L. & GERSHENSON, M.E. (1999). Interaction effects and phase relaxation in disordered systems. *Waves in Random Media*, **9**, 201–239. [82](#)
- ALLEN, W.D., DAWTON, R.H., BAR, M., MENDELSSOHN, K. & OLSEN, J.L. (1950). Superconductivity of tin isotopes. *Nature*, **166**, 1071–1072. [10](#)
- ALTLAND, A. & SIMONS, B.D. (2010). *Condensed Matter Field Theory*. Cambridge University Press, 2nd edn. [26](#), [57](#)
- ALTSHULER, B.L. & ARONOV, A. (1985). *Electron-electron interactions in disordered conductors*, chap. 1. Elsevier Science Publishers B.V., 1985, New York. [ii](#), [2](#), [8](#), [40](#), [54](#), [68](#), [75](#), [78](#), [79](#), [80](#), [82](#), [85](#), [86](#), [88](#), [89](#), [94](#), [132](#), [144](#), [148](#), [164](#)
- ALTSHULER, B.L. & ARONOV, A.G. (1979). Contribution to the theory of disordered metals and strongly doped semiconductors. *Sov. Phys. Journal of Experimental and Theoretical Physics [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 77, 2028]*, **50**, 968. [81](#)
- ALTSHULER, B.L. & G., A.A. (1979). Zero bias anomaly in tunnel resistance and electron-electron interaction. *Solid State Communications*, **30**, 115–117. [81](#)
- ALTSHULER, B.L. & SIMONS, B. (1996). *Universalities : from Anderson localization to quantum chaos*. Elsevier, Amsterdam. [22](#), [37](#), [38](#), [39](#)
- ALTSHULER, B.L., ARONOV, A.G. & LEE, P.A. (1980a). Interaction effects in disordered fermi systems in two dimensions. *Physical Review Letters*, **44**, 1288–1291. [76](#), [84](#)
- ALTSHULER, B.L., KHMEL'NITZKII, D., LARKIN, A.I. & LEE, P.A. (1980b). Magnetoresistance and hall effect in a disordered two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, **22**, 5142–5153. [76](#)
- ALTSHULER, B.L., ARONOV, A.G. & KHMELNITSKY, D.E. (1982). Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, **15**, 7367–7386. [ii](#), [148](#), [164](#)
- ALTSHULER, B.L., ZAREKESHEV, I.K., KOTOCHIGOVA, S.A. & SHKLOVSKII, B.I. (1988). Repulsion between energy levels and the metal-insulator transition. *Sov. Phys. JETP [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 94, 343]*, **67**, 625. [15](#)

- ALTSHULER, B. L., ARONOV, A. G., KHMELNISTKII, D. E. & LARKIN, A. I. (1982). *Coherent effects in disordered conductors*, 130–237. Mir Publishers, Moscow. [69](#), [73](#), [74](#), [75](#), [76](#), [77](#), [78](#), [85](#), [86](#), [87](#), [88](#), [151](#), [154](#), [164](#)
- AMBEGAOKAR, V., HALPERIN, B.I. & LANGER, J.S. (1971). Hopping conductivity in disordered systems. *Physical Review B*, **4**, 2612–2620. [3](#), [48](#)
- ANDERSON, P.W. (1958). Absence of diffusion in certain random lattices. *Physical Review Online Archive (Prola)*, **109**, 1492–1505. [3](#), [14](#), [16](#), [51](#)
- ANDERSON, P.W. (1959). New Approach to the Theory of Superexchange Interactions. *Physical Review Online Archive (Prola)*, **115**, 2+. [25](#)
- ANDERSON, P.W., ABRAHAMS, E. & RAMAKRISHNAN, T.V. (1979). Possible explanation of nonlinear conductivity in thin-film metal wires. *Physical Review Letters*, **43**, 718–720. [3](#), [19](#)
- ANSARI, S.G., DAR, M.A., DHAGE, M.S., KIM, Y.S., ANSARI, Z.A., HAJRY, A.A. & SHIN, H.S. (2009). A novel method for preparing stoichiometric SnO₂ thin films at low temperature. *Review of Scientific Instruments*, **80**, 045112+. [103](#), [104](#)
- ANWAR, M., GHAURI, I. & SIDDIQI, S. (2008). AC conduction in amorphous thin films of SnO₂. *Journal of Materials Science*, **43**, 6049–6056. [102](#)
- AOKI, H. (1983). Critical behaviour of extended states in disordered systems. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, **16**, L205–L208. [14](#)
- ASKENAZY, S. (1995). Analytical solution for pulsed field coils placed in a magnetic field. *Physica B : Condensed Matter*, **211**, 56–64. [118](#)
- ASLAMAZOV, L.G. & LARKIN, A.I. (1968a). The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of normal metal. *Physics Letters*, **26**, 238–239. [87](#), [90](#)
- ASLAMAZOV, L.G. & LARKIN, A.I. (1968b). The influence of fluctuations on the properties of a superconductor at temperatures higher than critical. *Fiz. Tverd. Tela [Sov. Phys. Solid State 10, 875 (1968)]*, **10**, 1104+. [87](#), [90](#)
- BARANOV, M.A., BURMISTROV, I.S. & PRUISKEN, A.M.M. (2002). Non-Fermi-liquid theory for disordered metals near two dimensions. *Physical Review B*, **66**, 075317+. [133](#)
- BASHMAKOV, I.A. & KSENEVICH, V.K. (2010). Formation of nanostructured polycrystalline films of SnO₂. *inpreparation*.
- Bashmakov2009 (2009). *Formation of nanostructured polycrystalline SnO₂ films*, vol. 2, p. 43-45. [107](#), [108](#)
- BATZILL, M. (2006). Surface science studies of gas sensing materials : SnO₂. *Sensors*, **6**, 1345–1366. [95](#), [99](#)

RÉFÉRENCES

- BATZILL, M. & DIEBOLD, U. (2005). The surface and materials science of tin oxide. *Progress in Surface Science*, **79**, 47–154. [10](#), [95](#), [97](#), [106](#)
- BELITZ, D. & KIRKPATRICK, T.R. (1994). The anderson-mott transition. *Reviews of Modern Physics*, **66**, 261–380. [15](#), [17](#), [19](#), [20](#), [21](#), [22](#), [26](#)
- BELITZ, D. & KIRKPATRICK, T.R. (1998). Possible triplet superconductivity in mosfets. *Physical Review B*, **58**, 8214–8217. [5](#)
- BERGERMAYER, W. & TANAKA, I. (2004). Reduced SnO_2 surfaces by first-principles calculations. *Applied Physics Letters*, **84**, 909–911. [97](#)
- BERGMANN, G. (1982a). Measurement of the magnetic scattering time by weak localization. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 162–164. [144](#)
- BERGMANN, G. (1982b). Quantitative analysis of weak localization in thin mg films by magnetoresistance measurements. *Phys. Rev. B*, **25**, 2937–2939. [144](#)
- BISHOP, D.J., TSUI, D.C. & DYNES, R.C. (1980). Nonmetallic conduction in electron inversion layers at low temperatures. *Physical Review Letters*, **44**, 1153–1156. [5](#)
- BISHOP, D.J., DYNES, R.C. & TSUI, D.C. (1982). Magnetoresistance in si metal-oxide-semiconductor field-effect transistors : Evidence of weak localization and correlation. *Physical Review B*, **26**, 773–779. [5](#)
- BORZDOV, V. & PETROVICH, T. (1997). Monte carlo simulation of the low-temperature mobility of two-dimensional electrons in a silicon inversion layer. *Semiconductors*, **31**, 72–75. [5](#)
- BRENIG, W., PAALANEN, M.A., HEBARD, A.F. & WÖLFLE, P. (1986). Magnetoconductance of thin-film superconductors near critical disorder. *Physical Review B*, **33**, 1691–1699. [90](#)
- BRÉZIN, E. (1980). Generalized non-linear σ -models with gauge invariance. *Nuclear Physics B*, **165**, 528–544. [22](#)
- BRÉZIN, E., JUSTIN, J.Z. & LE GUILLOU, J.C. (1976). Renormalization of the nonlinear σ model in $2 + \epsilon$ dimensions. *Physical Review D*, **14**, 2615–2621. [21](#)
- ÇETIN KI LI & ZUNGER, A. (2002). Origins of coexistence of conductivity and transparency in SnO_2 . *Physical Review Letters*, **88**, 095501+. [9](#), [97](#), [102](#)
- CHACKO, S., PHILIP, N.S. & VAIDYAN, V.K. (2007). Effect of substrate temperature on structural, optical and electrical properties of spray pyrolytically grown nanocrystalline SnO_2 thin films. *physica status solidi (a)*, **204**, 3305–3315. [102](#)
- CHACKO, S., PHILIP, N., GOPCHANDRAN, K., KOSHY, P. & VAIDYAN, V. (2008a). Nanostructural and surface morphological evolution of chemically sprayed SnO_2 thin films. *Applied Surface Science*, **254**, 2179–2186. [102](#)

- CHACKO, S., PHILIP, N., GOPCHANDRAN, K., KOSHY, P. & VAIDYAN, V. (2008b). Nanostructural and surface morphological evolution of chemically sprayed SnO₂ thin films. *Applied Surface Science*, **254**, 2179–2186. [103](#)
- CHAKRAVARTY, S., YIN, L. & ABRAHAMS, E. (1998). Interactions and scaling in a disordered two-dimensional metal. *Physical Review B*, **58**, R559–R562. [5](#)
- CHOY, T.C., STONEHAM, A.M., ORTUNO, M. & SOMOZA, A.M. (2008). Negative magnetoresistance in ultrananocrystalline diamond : Strong or weak localization? *Applied Physics Letters*, **92**, 012120+. [53](#), [140](#), [142](#)
- COHEN, M.H., FRITZSCHE, H. & OVSHINSKY, S.R. (1969). Simple Band Model for Amorphous Semiconducting Alloys. *Physical Review Letters*, **22**, 1065–1068. [16](#)
- COHEN-TANNOUJJI, C. (1997). *Mécanique quantique, tome 1. Deuxième et troisième cycles*. Hermann. [27](#)
- DAI, Z.R., PAN, Z.W. & WANG, Z.L. (2002). Growth and Structure Evolution of Novel Tin Oxide Diskettes. *Journal of the American Chemical Society*, **124**, 8673–8680. [106](#)
- DATTA, S. (1980). Simple theory for conductivity and hall mobility in disordered systems. *Physical Review Letters*, **44**, 828–831. [14](#)
- DAUZHENKA, T.A., KSENEVICH, V.K., BASHMAKOV, I.A. & GALIBERT, J. (2010). Evidence of Two-Dimensional Weak Localization in Polycrystalline SnO₂ Films by High Field Magnetoresistance Study. *Journal of Low Temperature Physics*, **159**, 212–215. [102](#), [151](#), [153](#)
- DAUZHENKA, T.A., KSENEVICH, V.K., BASHMAKOV, I.A. & GALIBERT, J. (2011). Origin of negative magnetoresistance in polycrystalline SnO₂ films. *Physical Review B*, **83**, 165309+. [134](#), [135](#), [136](#), [137](#), [138](#), [141](#), [142](#), [143](#), [144](#), [151](#), [152](#), [154](#), [155](#)
- DOBROSAVLJEVIĆ, V., ABRAHAMS, E., MIRANDA, E. & CHAKRAVARTY, S. (1997). Scaling theory of two-dimensional metal-insulator transitions. *Physical Review Letters*, **79**, 455–458. [5](#)
- DOS SANTOS, L. & ABRAHAMS, E. (1985). Superconducting fluctuation conductivity in a magnetic field in two dimensions. *Physical Review B*, **31**, 172–176. [90](#)
- DYAKONOV, M. (1994). Magnetoconductance due to weak localization beyond the diffusion approximation : The high-field limit. *Solid State Communications*, **92**, 711–714. [150](#), [151](#), [164](#)
- EDWARDS, P.P., RAMAKRISHNAN, T.V. & RAO, C.N.R. (1995). *Metal-Insulator Transitions : A Perspective*, chap. 1, 15–38. CRC Press, 2nd edn. [14](#)
- EDWARDS, S.F. (1958). A new method for the evaluation of electric conductivity in metals. *Philosophical Magazine*, **3**, 1020–1031. [35](#)

RÉFÉRENCES

- EVERS, F. & MIRLIN, A.D. (2000). Fluctuations of the inverse participation ratio at the anderson transition. *Physical Review Letters*, **84**, 3690–3693. [14](#)
- FEYNMAN, R.P. & HIBBS, A.R. (1965). *Quantum Mechanics and Path Integrals*. McGraw-Hill Companies. [36](#)
- FINKELSHTEIN, A.M. (1983). Influence of coulomb interaction on the properties of disordered metals. *Zh. Exp. Theor. Phys. [Sov. Phys. JETP 57, 97 (1983)]*, **84**, 168+. [68](#), [84](#)
- FINKELSHTEIN, A.M. (1984). Weak localization and coulomb interaction in disordered systems. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **56**, 189–196. [68](#), [84](#)
- FONSTAD, C.G. & REDIKER, R.H. (1971). Electrical properties of high-quality stannic oxide crystals. *Journal of Applied Physics*, **42**, 2911–2918. [9](#)
- FRIGO, M. & JOHNSON, S.G. (1998). FFTW : an adaptive software architecture for the FFT. In *Acoustics, Speech and Signal Processing, 1998. Proceedings of the 1998 IEEE International Conference on*, vol. 3, 1381–1384. [120](#)
- FRIGO, M. & JOHNSON, S.G. (2005). The design and implementation of FFTW3. *Proceedings of the IEEE*, **93**, 216–231. [120](#)
- FYODOROV, Y.V. & MIRLIN, A.D. (1991). Scaling properties of localization in random band matrices : A σ -model approach. *Physical Review Letters*, **67**, 2405–2409. [14](#)
- GAIDUK, P.I., KOZJEVKO, A.N., PROKOPJEV, S.L., TSAMIS, C. & LARSEN, A.N. (2008). Structural and sensing properties of nanocrystalline SnO₂ films deposited by spray pyrolysis from a SnCl₂ precursor. *Applied Physics A : Materials Science & Processing*, **91**, 667–670. [102](#)
- GALITSKY, V. & MIGDAL, A. (1958). Application of quantum field theory methods to the many body problem. *Sov. Phys. JETP [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 34, 139]*, **7**, 96–104. [2](#)
- GARCÍA GARCÍA, A.M. (2008). Semiclassical theory of the anderson transition. *Physical Review Letters*, **100**, 076404+. [14](#), [15](#)
- GASSER, W., HEINER, E. & ELK, K. (2002). *Method Greenschen Funktionen in Der Festkorper Und Vielteilchenphysik (German Edition)*. Springer, Berlin. [26](#), [28](#), [29](#), [32](#), [34](#)
- GEORGES, A. & KRAUTH, W. (1992). Numerical solution of the d=∞ hubbard model : Evidence for a mott transition. *Physical Review Letters*, **69**, 1240–1243. [26](#)
- GIRALDI, T., ESCOTE, M., MACIEL, A., LONGO, E., LEITE, E. & VARELA, J. (2006). Transport and sensors properties of nanostructured antimony-doped tin oxide films. *Thin Solid Films*, **515**, 2678–2685. [102](#)

- GIRALDI, T.R., LANFREDI, A.J.C., LEITE, E.R., ESCOTE, M.T., LONGO, E., VARELA, J.A., RIBEIRO, C. & CHIQUITO, A.J. (2007). Electrical characterization of SnO_2 ultrathin films obtained by controlled thickness deposition. *Journal of Applied Physics*, **102**, 034312+. [102](#)
- GIRVIN, S.M., JONSON, M. & LEE, P.A. (1982). Interaction effects in disordered Landau-level systems in two dimensions. *Physical Review B*, **26**, 1651–1659. [155](#)
- GODIN, T.J. & LAFEMINA, J.P. (1993). Surface atomic and electronic structure of cassiterite SnO_2 (110). *Physical Review B*, **47**, 6518–6523. [97](#)
- GOGOLIN, A. (1983). Hopping conductivity and weak localization in two-dimensional disordered systems. *Solid State Communications*, **46**, 469–472. [161](#)
- GOH, K.E.J., SIMMONS, M.Y. & HAMILTON, A.R. (2008). Electron-electron interactions in highly disordered two-dimensional systems. *Physical Review B*, **77**, 235410+. [94](#), [161](#)
- GOR'KOV, L.P., LARKIN, A.I. & KHMEL'NITSKII, D.E. (1979). Particle conduction in a two-dimensional random potential. *JETP Letters*, **30**, 248–252. [19](#), [23](#), [40](#), [44](#), [46](#), [88](#)
- GORNYI, G. (2001). Comment on nmr and hall coefficient in 2d disordered system. *Fizika Tv. Tela*, **43**, 766–767. [151](#)
- GORNYI, I.V. & MIRLIN, A.D. (2003). Interaction-Induced Magnetoresistance : From the Diffusive to the Ballistic Regime. *Physical Review Letters*, **90**, 076801+. [144](#), [155](#)
- GORNYI, I.V. & MIRLIN, A.D. (2004). Interaction-induced magnetoresistance in a two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, **69**, 045313+. [144](#), [155](#), [156](#), [159](#)
- GOYAL, D.J., AGASHE, C., MARATHE, B.R., TAKWALE, M.G. & BHIDE, V.G. (1993). Effect of dopant incorporation on structural and electrical properties of sprayed SnO_2 films. *Journal of Applied Physics*, **73**, 7520–7523. [105](#)
- GROSHEV, A.G. & NOVOKSHONOV, S.G. (2000). Negative magnetoresistance and hall coefficient of a two-dimensional disordered system. *Physics of the Solid State*, **42**, 1361–1369. [151](#)
- GUTZWILLER, M.C. (1963). Effect of Correlation on the Ferromagnetism of Transition Metals. *Physical Review Letters*, **10**, 159–162. [25](#)
- HAGEN, K.M. & GEY, W. (2001). Maki-Thompson correction to magnetoresistance in three-dimensional disordered alloys. *Physical Review B*, **63**, 052507+. [91](#)
- HARTSTEIN, A., FOWLER, A.B. & WOO, K.C. (1983). Magnetoresistance of the 2-D impurity band in silicon inversion layers. *Physica B+C*, **117-118**, 655–657. [3](#)
- HERZFELD, K.F. (1927). On atomic properties which make an element a metal. *Physical Review Online Archive (Prola)*, **29**, 701–705. [14](#)

RÉFÉRENCES

- HIKAMI, S. (1981). Anderson localization in a nonlinear sigma-representation. *Phys. Rev. B*, **24**, 2671–2679. [22](#), [23](#), [133](#)
- HIKAMI, S., LARKIN, A.I. & NAGAOKA, Y. (1980). Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system. *Progress of Theoretical Physics*, **63**, 707–710. [133](#), [141](#)
- HOUGHTON, A., SENNA, J.R. & YING, S.C. (1982). Magnetoresistance and Hall effect of a disordered interacting two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, **25**, 2196–2210. [155](#)
- HUBBARD, J. (1963). Electron correlations in narrow energy bands. *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, **276**, 238–257. [25](#)
- HWANG, E.H. (2003). The role of screening in the strongly correlated 2d systems. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, **36**, 6227–6234. [2](#), [5](#)
- IONOV, A. & SHLIMAK, I. (1991). *Hopping conduction in heavily doped semiconductors*, chap. 12. Modern Problems in Condensed Matter Science, Elsevier Science Publishers B.V., P.O Box 211 1000 AE Amsterdam, The Netherlands. [3](#), [4](#), [53](#), [56](#)
- JARRELL, M. (1992). Hubbard model in infinite dimensions : A quantum Monte Carlo study. *Physical Review Letters*, **69**, 168–171. [26](#)
- JARZEBSKI, Z.M. & MARTON, J.P. (1976). Physical properties of SnO_2 materials. *Journal of The Electrochemical Society*, **123**, 299C–310C. [10](#), [95](#), [100](#)
- KAISER&LOWAST ;, A.B., ROGERS, S.A. & PARK, Y.W. (2004). Charge Transport in Conducting Polymers : Polyacetylene Nanofibres. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, **415**, 115–124. [115](#), [117](#)
- KASAR, R., DESHPANDE, N., GUDAGE, Y., VYAS, J. & SHARMA, R. (2008). Studies and correlation among the structural, optical and electrical parameters of spray-deposited tin oxide (SnO_2) thin films with different substrate temperatures. *Physica B : Condensed Matter*, **403**, 3724–3729. [103](#)
- KE, C., YANG, Z., PAN, J.S., ZHU, W. & WANG, L. (2010). Annealing induced anomalous electrical transport behavior in SnO_2 thin films prepared by pulsed laser deposition. *Applied Physics Letters*, **97**, 092101–092103. [103](#), [104](#), [105](#)
- KENG MA, S. (2000). *Modern Theory of Critical Phenomena*. Westview Press. [19](#)
- KHAN, A.F., MEHMOOD, M., ASLAM, M. & ASHRAF, M. (2010). Characteristics of electron beam evaporated nanocrystalline SnO_2 thin films annealed in air. *Applied Surface Science*, **256**, 2252–2258. [100](#), [102](#), [103](#), [106](#)
- KIRKPATRICK, T.R. & BELITZ, D. (1992). Suppression of superconductivity by disorder. *Physical Review Letters*, **68**, 3232–3235. [5](#)

- KLEINERT, P. & BRYKSIN, V. (1997). Microscopic theory of anderson localization in a magnetic field. *Phys. Rev. B*, **55**, 1469–1475. [54](#), [55](#), [56](#)
- KOJIMA, M., KATO, H., IMAI, A. & YOSHIDA, A. (1988). Electronic conduction of tin oxide thin films prepared by chemical vapor deposition. *Journal of Applied Physics*, **64**, 1902–1905. [99](#), [100](#), [102](#), [155](#)
- KOROTCHENKOV, G. (1999). Electrical behavior of sno2 thin films in humid atmosphere. *Sensors and Actuators B : Chemical*, **54**, 197–201. [95](#)
- KOTOV, E.A. & SADOVSKII, M.V. (1983). Self-consistent theory of localization for the Anderson model. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **51**, 17–23. [163](#)
- KOZLOVA, N., KOZLOV, M., ECKERT, D., MUELLER, K.H. & SCHULTZ, L. (2004). Digital method of pulsed-high-field magnetoresistive measurements based on finite impulse response filters. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **272-276**, E1679–E1680. [118](#)
- KRAVCHENKO, S.V., MASON, W.E., BOWKER, G.E., FURNEAUX, J.E., PUDALOV, V.M. & DCHAR39IORIO, M. (1995). Scaling of an anomalous metal-insulator transition in a two-dimensional system in silicon at b=0. *Physical Review B*, **51**, 7038–7045. [5](#)
- KSENEVICH, V.K., DOVZHENKO, T.A., DOROSINETS, V.A., BASHMAKOV, I.A., MELNIKOV, A.A. & WIECK, A.D. (2008). Electrical properties and magnetoresistance of nanogranular sno2 films. *Acta Physica Polonica A*, **113**, 1043–1046. [95](#), [102](#), [116](#), [117](#)
- KSENEVICH, V.K., GORBACHUK, N.I., DAUZHENKA, T.A., BASHMAKOV, I.A., POKLONSKI, N.A. & WIECK, A.D. (2011). AC-conductivity of thin polycrystalline tin dioxide films. In *Proceedings of the 14th International Symposium Ultrafast Phenomena in Semiconductors, Vilnius 2010*, vol. 119, 146–147. [105](#)
- LAGENDIJK, A., VAN TIGGELEN, B. & WIERSMA, D.S. (2009). Fifty years of anderson localization. *Physics Today*, **62**, 24–29. [19](#), [26](#)
- LAIKO, E.I., ORLOV, A.O., SAVCHENKO, A.K., ILYICHEV, E.A. & POLTORATSKY, E.A. (1987). Negative Magnetoresistance and the Oscillations of hopping conductance of a short channel in a GaAs-FET. *Zh. Exp. Teor. Fiz. [Sov. Phys. JETP 66, 1258, (1987)]*, **93**, 2204–2217. [3](#)
- LANFREDI, A.J.C., GERALDES, R.R., BERENGUE, O.M., LEITE, E.R. & CHIQUITO, A.J. (2009). Electron transport properties of undoped sno[₂] monocrystals. *Journal of Applied Physics*, **105**, 023708+. [95](#), [100](#)
- LARKIN, A.I. (1980). Magnetoresistance of two-dimensional systems. *Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz. [Sov. Phys. JETP Lett. 31, 219 (1980)]*, **31**, 239–243. [87](#)

RÉFÉRENCES

- LAUKHIN, V.N., AUDOUARD, A., RAKOTO, H., BROTO, J.M., GOZE, F., COFFE, G., BROSARD, L., REDOULES, J.P., KARTSOVNIK, M.V., KUSHCH, N.D., BURAVOV, L.I., KHOMENKO, A.G., YAGUBSKII, E.B., ASKENAZY, S. & PARI, P. (1995). Transport properties and giant shubnikov-de haas oscillations in the first organic conductor with metal complex anion containing selenocyanate ligand, (et)₂t1hg(secn)₄. *Physica B : Condensed Matter*, **211**, 282–285, research in High Magnetic Fields. [118](#)
- LEE, P.A. & RAMAKRISHNAN, T.V. (1985). Disordered electronic systems. *Reviews of Modern Physics*, **57**, 287–337. [2](#), [8](#), [18](#), [22](#)
- LERNER, I.V. & IMRY, Y. (1995). Magnetic-field dependence of the localization length in anderson insulators. *EPL (Europhysics Letters)*, **29**, 49–54. [53](#), [54](#), [140](#)
- LEVCHENKO, A. (2009). Magnetoconductivity of low-dimensional disordered conductors at the onset of the superconducting transition. *Physical Review B*, **79**, 212511+. [89](#), [90](#), [91](#)
- LIEB, E.H. & WU, F.Y. (1968). Absence of Mott Transition in an Exact Solution of the Short-Range, One-Band Model in One Dimension. *Physical Review Letters*, **20**, 1445–1448. [25](#)
- LIFSHITS, I.M., GREDESKUL, S.A. & PASTUR, L.A. (1990). *Introduction to the Theory of Disordered Systems*. Wiley-Interscience. [13](#), [36](#)
- MACHEL, G. & VON ORTENBERG, M. (1995). A digital lock-in-technique for pulsed magnetic field experiments. *Physica B : Condensed Matter*, **211**, 355–359. [118](#)
- MAKI, K. (1968). The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors. *Progress of Theoretical Physics*, **39**, 897–906. [87](#)
- MÄKI JASKARI, M.A. & RANTALA, T.T. (2001). Band structure and optical parameters of the SnO₂(110) surface. *Physical Review B*, **64**, 075407+. [95](#), [97](#), [100](#)
- MANASSIDIS, I., GONIAKOWSKI, J., KANTOROVICH, L.N. & GILLAN, M.J. (1995). The structure of the stoichiometric and reduced SnO₂(110) surface. *Surface Science*, **339**, 258–271. [95](#), [97](#), [100](#), [165](#)
- MARTIN, P.C. & SCHWINGER, J. (1959). Theory of many-particle systems. i. *Physical Review Online Archive (Prola)*, **115**, 1342–1373. [2](#)
- MAX, J. (1977). *Methodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques : Principes et appareillages de traitement en temps reel (French Edition)*. Masson, 2nd edn. [120](#)
- MEDINA, E. & KARDAR, M. (1992). Quantum interference effects for strongly localized electrons. *Physical Review B*, **46**, 9984+. [4](#), [49](#), [50](#), [51](#), [52](#)
- MEDINA, E., KARDAR, M., SHAPIR, Y. & WANG, X.R. (1990). Magnetic-field effects on strongly localized electrons. *Physical Review Letters*, **64**, 1816–1819. [52](#), [53](#), [140](#)

- MESSIAH (1999). *Mécanique quantique*. Dunod. [27](#)
- METZNER, W. & VOLLHARDT, D. (1989). Correlated lattice fermions in $d=\infty$ dimensions. *Physical Review Letters*, **62**, 324 – 327.
- MIGDAL, A.B. (1967). *Theory of Finite Fermi Systems and Application to Atomic Nuclei (Physics & Astronomical Monograph)*. John Wiley & Sons Inc. [64](#)
- MILLER, A. & ABRAHAMS, E. (1960). Impurity conduction at low concentrations. *Physical Review Online Archive (Prola)*, **120**, 745–755. [3](#), [48](#)
- MILLER, J.B., ZUMBÜHL, D.M., MARCUS, C.M., GELLER, Y.B.L., GORDON, D.G., CAMP-
MAN, K. & GOSSARD, A.C. (2003). Gate-controlled spin-orbit quantum interference effects in lateral transport. *Physical Review Letters*, **90**, 076807+. [5](#)
- MINKOV, GERMANENKO, A.V. & GORNYI, I.V. (2004). Magnetoresistance and dephasing in a two-dimensional electron gas at intermediate conductances. *Phys. Rev. B*, **70**, 245423–1–245423–24. [3](#), [22](#), [23](#), [24](#), [53](#), [56](#), [132](#), [144](#)
- MINKOV, G.M., RUT, O.E., GERMANENKO, A.V., SHERSTOBITOV, A.A., SHASHKIN, V.I.,
KHRYKIN, O.I. & DANILTSEV, V.M. (2001). Quantum corrections to the conductivity in two-dimensional systems : Agreement between theory and experiment. *Physical Review B*, **64**, 235327+. [160](#)
- MINKOV, G.M., RUT, O.E., GERMANENKO, A.V., SHERSTOBITOV, A.A., ZVONKOV, B.N.,
USKOVA, E.A. & BIRUKOV, A.A. (2002). Quantum corrections to conductivity : From weak to strong localization. *Physical Review B*, **65**, 235322+. [132](#), [139](#), [161](#)
- MINKOV, G.M., RUT, O.E., GERMANENKO, A.V., SHERSTOBITOV, A.A., SHASHKIN, V.I.,
KHRYKIN, O.I. & ZVONKOV, B.N. (2003). Electron-electron interaction with decreasing conductance. *Physical Review B*, **67**, 205306+. [94](#), [135](#), [139](#), [160](#)
- MINKOV, G.M., GERMANENKO, A.V., RUT, O.E., SHERSTOBITOV, A.A. & ZVONKOV, B.N. (2009). Disorder and temperature renormalization of interaction contribution to the conductivity in two-dimensional $in_xga_{1-x}as$ electron systems. *Phys. Rev. B*, **79**, 235335. [63](#), [135](#)
- MINKOV, G.M., GERMANENKO, A.V., RUT, O.E., SHERSTOBITOV, A.A. & ZVONKOV, B.N. (2010). Low magnetic field anomaly of the Hall effect in disordered two-dimensional systems : Interplay between weak localization and electron-electron interaction. *Physical Review B*, **82**, 035306+. [3](#), [94](#), [132](#), [133](#)
- MIRLIN, A.D., FYODOROV, Y.V., DITTES, F.M., QUEZADA, J. & SELIGMAN, T.H. (1996). Transition from localized to extended eigenstates in the ensemble of power-law random banded matrices. *Physical Review E*, **54**, 3221–3230. [14](#)
- MOTT, N. (1990). *Metal-Insulator Transitions (Second Edition)*. CRC, 2nd edn. [3](#), [14](#), [16](#), [25](#), [26](#)

RÉFÉRENCES

- MOTT, N.F. (1949). The basis of the theory of electron metals, with special reference to the transition metals. *Proc. Phys. Soc. London, Ser. A*, **62**, 416+. [25](#)
- MOTT, N.F. (1961). The transition to the metallic state. *Philosophical Magazine*, **6**, 287–309. [14](#)
- MOTT, N.F. (1966). The electrical properties of liquid mercury. *Philosophical Magazine*, **13**, 989–1014. [16](#)
- MOTT, N.F. (1967). Electrons in disordered structures. *Advances in Physics*, **16**, 49–144. [3](#)
- MOTT, N.F. & DAVIS, E.A. (1979a). *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials (Monographs on Physics)*. Oxford University Press, USA, 2nd edn. [2](#)
- MOTT, N.F. & DAVIS, E.A. (1979b). *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials (Monographs on Physics)*. Oxford University Press, USA, 2nd edn. [35](#)
- MURANOI, T. & FURUKOSHI, M. (1978). Properties of stannic oxide thin films produced from the $\text{SnCl}_4\text{-H}_2\text{O}$ and $\text{SnCl}_4\text{-H}_2\text{O}_2$ reaction systems. *Thin Solid Films*, **48**, 309–318. [102](#), [103](#)
- MURAOKA, Y., TAKUBO, N. & HIROI, Z. (2009). Photoinduced conductivity in tin dioxide thin films. *Journal of Applied Physics*, **105**, 103702+. [102](#), [103](#), [105](#), [164](#), [165](#)
- MURTHY, O.V.S.N. & VENKATARAMAN, V. (2009). A closed-cycle refrigerator based pulsed magnet system. *International Journal of Modern Physics B (IJMPB)*, **23**, 3024–3028. [118](#)
- MYASNIKOV, A.V. & SADOVSKII, M.V. (1982). Self-consistent theory of localization in 2d4 dimension spaces. *Fiz. Tverd. Tela [Sov. Phys.-Solid State 24, 2033 (1982)]*, **24**, 3569–3574. [163](#)
- NAGASAWA, M. & SHIONOYA, S. (1971a). Electrical conductivity of SnO_2 single crystals at very low temperatures. *Journal of the Physical Society of Japan*, **30**, 1213–1214. [9](#), [105](#)
- NAGASAWA, M. & SHIONOYA, S. (1971b). Properties of oxidized SnO_2 single crystals. *Japanese Journal of Applied Physics*, **10**, 727–731. [9](#)
- NASSER, S. (1999). Characterization of boron-doped tin oxide thin films. *Thin Solid Films*, **342**, 47–51. [102](#), [105](#)
- NGUYEN, V.L., SPIVAK, B.Z. & SHKLOVSKII, B.I. (1985a). Aaronov-Bohm oscillations with normal and superconducting flux quanta in hopping conductivity. *Letters to Journal of Experimental and Theoretical Physics [Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 41, 35]*, **41**, 42+. [48](#), [49](#), [52](#), [139](#)
- NGUYEN, V.L., SPIVAK, B.Z. & SHKLOVSKII, B.I. (1985b). Tunnel hopping in disordered systems. *Journal of Experimental and Theoretical Physics [Zh. Exp. Teor. Fiz. 89, 1770-1784]*, **62**, 1021+. [48](#), [49](#), [52](#), [139](#)

- NIIMI, Y., BAINES, Y., CAPRON, T., MAILLY, D., LO, F.Y., WIECK, A.D., MEUNIER, T., SAMINADAYAR, L. & BÄUERLE, C. (2010). Quantum coherence at low temperatures in mesoscopic systems : Effect of disorder. *Physical Review B*, **81**, 245306+. [139](#)
- NOKS, R.S. & GOLD, A. (1964). *Symmetry in the Solid State*. W.A. Benjamin, Inc., New York, Amsterdam. [15](#)
- NOZIERES, P. & PINES, D. (1999). *Theory Of Quantum Liquids (Advanced Books Classics) (v. 1 & 2)*. Westview Press. [58](#), [59](#), [60](#), [61](#)
- OLSHANETSKII, E.B., RENARD, V., KVON, Z.D., GORNYI, I.V., TOROPOV, A.I. & PORTAL, J.C. (2006). Interaction effects in the transport and magnetotransport of two-dimensional electrons in AlGaAs/GaAs and Si/SiGe heterojunctions. *Physics-Uspekhi [Uspekhi Fiz. Nauk 176, 222-227 (2006)]*, **49**, 211–216. [94](#), [155](#), [156](#)
- OVADYAHU, Z. (1986). Anisotropic magnetoresistance in a Fermi glass. *Physical Review B*, **33**, 6552–6554. [3](#)
- OVADYAHU, Z. & IMRY, Y. (1983). On the role of the correlation length near the onset of non-metallic conduction. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, **16**, L471–L476. [3](#)
- PAN, Z.W., DAI, Z.R. & WANG, Z.L. (2001). Nanobelts of Semiconducting Oxides. *Science*, **291**, 1947–1949. [106](#)
- PATIL, P. (2003). Effect of substrate temperature on structural, electrical and optical properties of sprayed tin oxide (sno2) thin films. *Ceramics International*, **29**, 725–734. [103](#)
- POLYAKOV, D.G. & SAMOKHIN, K.V. (1998). Dynamical Scaling at the Quantum Hall Transition : Coulomb Blockade versus Phase Breaking. *Physical Review Letters*, **80**, 1509–1512. [23](#)
- PUDALOV (1998a). Logarithmic temperature dependence of conductivity of the two-dimensional metal. *JETP Letters*, **68**, 497+. [5](#)
- PUDALOV (1998b). Metal-insulator transition in two dimensions. *Physica E*, **3**, 79–88. [2](#), [5](#)
- PUDALOV, V.M. (2006). Metal–insulator transitions and related phenomena in a strongly correlated two-dimensional electron system. *Physics-Uspekhi*, **49**, 203–208. [2](#), [4](#), [5](#)
- PUNNOOSE, A. & FINKEL’STEIN, A.M. (2005). Metal-insulator transition in disordered two-dimensional electron systems. *Science*, **310**, 289–291. [133](#)
- RAIMES, S. (1972). *Many-electron theory*. North-Holland Pub. Co. [62](#)
- RAMAKRISHNAN, T.V. (1995). *Metal-Insulator Transitions - Whither Theory ?*, chap. 1, 293–307. CRC Press, 2nd edn. [7](#), [26](#), [48](#)

RÉFÉRENCES

- RAMMER, J. (1991). Quantum transport theory of electrons in solids : A single-particle approach. *Reviews of Modern Physics*, **63**, 781–817. [2](#)
- RAMMER, J. (2007). *Quantum Field Theory of Non-equilibrium States*. Cambridge University Press, illustrated edition edn. [15](#), [148](#)
- RAMMER, J. & SMITH, H. (1986). Quantum field-theoretical methods in transport theory of metals. *Reviews of Modern Physics*, **58**, 323–359. [2](#), [8](#)
- REIZER, M.Y. (1992). Fluctuation conductivity above the superconducting transition : Regularization of the Maki-Thompson term. *Physical Review B*, **45**, 12949–12958. [90](#)
- ROSENBAUM, R., HEINES, A., PALEVSKI, A., KARPOVSKI, M., GLADKIKH, A., PILOSOV, M., DANESHVAR, A.J., GRAHAM, M.R., WRIGHT, T., NICHOLLS, J.T., ADKINS, C.J., WITCOMB, M., PROZESKY, V., PRZYBYLOWICZ, W. & PRETORIUS, R. (1997). Metallic transport properties of amorphous nickel - silicon films. *Journal of Physics : Condensed Matter*, **9**, 5395+. [167](#), [169](#)
- ROSENBAUM, R., HSU, S.Y., CHEN, J.Y., LIN, Y.H. & LIN, J.J. (2001). Superconducting fluctuation magnetoconductance in a tungsten carbide film. *Journal of Physics : Condensed Matter*, **13**, 10041+. [91](#)
- ROSENBAUM, T.F., ANDRES, K., THOMAS, G.A. & LEE, P.A. (1981). Conductivity Cusp in a Disordered Metal. *Physical Review Letters*, **46**, 568–571. [76](#)
- ROZENBERG, M.J., ZHANG, X.Y. & KOTLIAR, G. (1992). Mott-Hubbard transition in infinite dimensions. *Physical Review Letters*, **69**, 1236–1239. [26](#)
- SADOVSKII, M.V. (2006). *Diagrammatics : Lectures on Selected Problems in Condensed Matter Theory*. World Scientific Publishing Company. [7](#), [8](#), [37](#), [38](#), [39](#), [44](#), [46](#), [64](#), [65](#), [66](#), [67](#), [163](#)
- SAMSON, S. & FONSTAD, C.G. (1973). Defect structure and electronic donor levels in stannic oxide crystals. *Journal of Applied Physics*, **44**, 4618–4621. [9](#), [155](#)
- SANON, G., RUP, R. & MANSINGH, A. (1991). Band-gap narrowing and band structure in degenerate tin oxide (SnO₂) films. *Physical Review B*, **44**, 5672–5680. [105](#)
- SCHREIBER, M. & GRUSSBACH, H. (1991). Multifractal wave functions at the anderson transition. *Physical Review Letters*, **67**, 607–610. [14](#)
- SERIN, T., SERIN, N., KARADENIZ, S., SARI, H., TUGLUOGLU, N. & PAKMA, O. (2006). Electrical, structural and optical properties of SnO₂ thin films prepared by spray pyrolysis. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **352**, 209–215. [99](#), [100](#), [102](#), [106](#)
- SERIN, T., YILDIZ, A., SERIN, N., YILDIRIM, N., FIGEN, Ö. & KASAP, M. (2010). Electron–Electron Interactions in Sb-Doped SnO₂ Thin Films. *Journal of Electronic Materials*, **39**, 1152–1158. [100](#), [102](#), [105](#)

- SHANTHI, E., DUTTA, V., BANERJEE, A. & CHOPRA, K.L. (1980). Electrical and optical properties of undoped and antimony-doped tin oxide films. *Journal of Applied Physics*, **51**, 6243–6251. [102](#), [103](#), [105](#)
- SHAPIRO, B. & ABRAHAMS, E. (1981). Scaling theory of the Hall effect in disordered electronic systems. *Physical Review B*, **24**, 4025–4030. [133](#)
- SHENG, P. (1980). Fluctuation-induced tunneling conduction in disordered materials. *Physical Review B*, **21**, 2180–2195. [115](#), [117](#)
- SHENG, P. (1995). *The Scaling Theory of Localization*, 215–239. Elsevier. [19](#)
- SHKLOVSKII, B.I. & EFROS, A.L. (1984). *Electronic Properties of Doped Semiconductors : With 106 Figures (Springer Series in Solid-State Sciences)*. Springer. [3](#), [5](#), [8](#), [73](#), [139](#)
- SHKLOVSKII, B.I. & POLLAK, M. (1991). *Hopping Transport in Solids (Modern Problems in Condensed Matter Sciences)*. North Holland. [4](#)
- SHKLOVSKII, B.I. & SPIVAK, B.Z. (1991). *Scattering and Interference Effects in Variable Range Hopping Conduction*, chap. 9, 271–348. Elsevier Science Publishers B.V. [36](#), [139](#)
- SHKLOVSKII, B.I., SHAPIRO, B., SEARS, B.R., LAMBRIANIDES, P. & SHORE, H.B. (1993). Statistics of spectra of disordered systems near the metal-insulator transition. *Physical Review B*, **47**, 11487–11490. [14](#)
- SIMMONS, M.Y., HAMILTON, A.R., PEPPER, M., LINFIELD, E.H., ROSE, P.D. & RITCHIE, D.A. (2000). Weak localization, hole-hole interactions, and the metal-insulator transition in two dimensions. *Physical Review Letters*, **84**, 2489–2492. [5](#), [160](#)
- SINGH, A.K., JANOTTI, A., SCHEFFLER, M. & VAN DE WALLE, C.G. (2008). Sources of electrical conductivity in SnO_2 . *Physical Review Letters*, **101**, 055502+. [9](#), [99](#), [102](#)
- SLEVIN, K. & OHTSUKI, T. (1997). The anderson transition : Time reversal symmetry and universality. *Physical Review Letters*, **78**, 4083–4086. [53](#)
- SMART, L.E. & MOORE, E.A. (2005). *Solid State Chemistry : An Introduction, Third Edition*. CRC Press, 3rd edn. [95](#)
- SOMMERFELD, A. (1928). Zur elektronentheorie der metalle auf grund der fermischen statistik. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, **47**, 1–32. [1](#)
- STUDENIKIN (2003). Anomalous spin-orbit effects in a strained ingaas/inp quantum well structure. *JETP Letters*, **77**, 362–367. [5](#)
- TAN, E.T.H., HO, G.W., WONG, A.S.W., KAWI, S. & WEE, A.T.S. (2008). Gas sensing properties of tin oxide nanostructures synthesized via a solid-state reaction method. *Nanotechnology*, **19**, 255706+. [95](#)

RÉFÉRENCES

- TANATAR, B. & CEPERLEY, D.M. (1989). Ground state of the two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, **39**, 5005–5016. [5](#), [73](#)
- THOMPSON, R.S. (1970). Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors. *Physical Review B*, **1**, 327–333. [87](#)
- TOSI, M.P. (2000). “*Many-body effects in jellium*”, chap. 1, 1–46. World Scientific Publishing Company. [16](#)
- TRANI, F., CAUSÀ, M., NINNO, D., CANTELE, G. & BARONE, V. (2008). Density functional study of oxygen vacancies at the SnO_2 surface and subsurface sites. *Physical Review B*, **77**, 245410+. [97](#), [99](#), [100](#), [101](#)
- UREN, M.J., DAVIES, R.A., KAVEH, M. & PEPPER, M. (1981). Logarithmic corrections to two-dimensional transport in silicon inversion layers. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, **14**, 5737–5762. [160](#)
- VAN DEN DRIES, L., VAN HAESSENDONCK, C., BRUYNSERAEDE, Y. & DEUTSCHER, G. (1981). Two-dimensional localization in thin copper films. *Physical Review Letters*, **46**, 565–568. [5](#)
- VIGNOLLES, D., SMIRNOV, D., RIKKEN, G., RAQUET, B., RAKOTO, H., PROUST, C., NARDONE, M., LÉOTIN, J., LECOUTURIER, F., GOIRAN, M., DRACHENKO, O., BROTO, J.M., BROSSARD, L. & AUDOUARD, A. (2003). Low Temperature Physics at the Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés in Toulouse. *Journal of Low Temperature Physics*, **133**, 97–120. [118](#)
- VOLLHARDT, D. & WÖLFLE, P. (1980a). Anderson localization in $d=2$ dimensions : A self-consistent diagrammatic theory. *Physical Review Letters*, **45**, 1370+. [161](#), [163](#)
- VOLLHARDT, D. & WÖLFLE, P. (1980b). Diagrammatic, self-consistent treatment of the anderson localization problem in $d=2$ dimensions. *Physical Review B*, **22**, 4666–4679. [161](#), [163](#)
- WATSON, J. (2006). *The Stannic oxide semiconductor gas sensor. in Sensors, Nanoscience, Biomedical Engineering, and Instruments : Sensors Nanoscience Biomedical Engineering (The Electrical Engineering Handbook Third Edition)*, 1–18–1–24. CRC Press, 3rd edn. [97](#)
- WEGNER, F. (1979). The mobility edge problem : Continuous symmetry and a conjecture. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **35**, 207–210. [19](#), [20](#), [22](#), [23](#), [133](#)
- WEGNER, F. (1981). Bounds on the density of states in disordered systems. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **44**, 9–15. [22](#)
- WEGNER, F. (1989). Four-loop-order β -function of nonlinear ϕ^4 -models in symmetric spaces. *Nuclear Physics B*, **316**, 663–678. [22](#), [23](#)
- WEGNER, F.J. (1976). Electrons in disordered systems. Scaling near the mobility edge. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **25**, 327–337. [19](#)

- (Y.) BOGOLIUBOV, N.N. & SADOVNIKOV, B.I. (1975). *Some questions of statistical mechanics*. Moscow. “Vysshaya Shkola”. 15
- YADAVA, Y., DENICOLO, G., ARIAS, A., ROMAN, L. & HUMMELGEN, I. (1997). Preparation and characterization of transparent conducting tin oxide thin film electrodes by chemical vapour deposition from reactive thermal evaporation of SnCl_4 . *Materials Chemistry and Physics*, **48**, 263–267. 103
- ZALA, G., NAROZHNY, B.N. & ALEINER, I.L. (2001a). Interaction corrections at intermediate temperatures : Longitudinal conductivity and kinetic equation. *Physical Review B*, **64**, 214204+. 63
- ZALA, G., NAROZHNY, B.N. & ALEINER, I.L. (2001b). Interaction corrections at intermediate temperatures : Longitudinal conductivity and kinetic equation. *Physical Review B*, **64**, 214204+. 68, 69, 71, 82, 91, 92, 93, 94, 132, 135
- ZDUNIAK, A., DYAKONOV, M.I. & KNAP, W. (1997). Universal behavior of magnetoconductance due to weak localization in two dimensions. *Physical Review B*, **56**, 1996–2003. 150, 151, 164
- ZHANG, D.H. & MA, H.L. (1996). Scattering mechanisms of charge carriers in transparent conducting oxide films. *Applied Physics A : Materials Science & Processing*, **62**, 487–492. 99, 100, 102, 105
- ZHAO, H.L., SPIVAK, B.Z., GELFAND, M.P. & FENG, S. (1991). Negative magnetoresistance in variable-range-hopping conduction. *Physical Review B*, **44**, 10760–10767. 49

Declaration

I herewith declare that I have produced this paper without the prohibited assistance of third parties and without making use of aids other than those specified; notions taken over directly or indirectly from other sources have been identified as such. This paper has not previously been presented in identical or similar form to any other French or foreign examination board. The thesis work was conducted from november 2008 to january 2011 under the supervision of Dr. Vitaly Ksenevich and Dr. Hab. Jean Galibert at LPhEM (Minsk) and LNCMI (Toulouse).

Toulouse,