



HAL
open science

Cohérence Quantique et Effet Kondo dans les Nanostructures

Félicien Schopfer

► **To cite this version:**

Félicien Schopfer. Cohérence Quantique et Effet Kondo dans les Nanostructures. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00011250

HAL Id: tel-00011250

<https://theses.hal.science/tel-00011250>

Submitted on 8 Aug 2012

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

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

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
SCIENCES ET GÉOGRAPHIE

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Spécialité : Physique

Présentée et soutenue publiquement par :

FÉLICIEN SCHOPFER

le 3 juin 2005

COHÉRENCE QUANTIQUE ET EFFET KONDO
DANS LES NANOSTRUCTURES

Composition du Jury :	MM.	Christopher Bäuerle	(Invité)
		Alain Benoît	
		Christian Glattli	(Rapporteur)
		Laurent Lévy	
		Dominique Mailly	(Président)
		Gilles Montambaux	(Rapporteur)
		Laurent Saminadayar	

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
Unité Propre de Recherche 5001 - CNRS
Laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier
25 avenue des Martyrs, B.P. 166 X, 38042 Grenoble Cedex 09 - France

Table des matières

Introduction générale	1
1 Généralités sur la physique des systèmes mésoscopiques	3
1.1 La physique mésoscopique	3
1.2 Transport électronique cohérent dans les métaux	5
1.2.1 Échelles de longueur	5
1.2.2 Transport dans un conducteur faiblement désordonné	9
1.2.3 Propriétés spectrales et échelles d'énergie	12
1.2.4 Moyennes des propriétés mésoscopiques	13
1.3 Transport quantique	14
1.3.1 Non-localité : mise en défaut du modèle de Drude	15
1.3.2 Canaux de conduction	16
1.3.3 Approche de Landauer-Büttiker	17
1.4 Décohérence	20
1.4.1 Problématique générale	20
1.4.2 Comment mesurer la décohérence ?	23
2 Cohérence quantique et effet Kondo	25
2.1 Saturation de τ_ϕ à basse température dans les métaux	25
2.1.1 Historique	25
2.1.2 Débat et situation expérimentale	28
2.1.3 Du rôle des impuretés magnétiques	28
2.2 Introduction à la physique des impuretés magnétiques dans les métaux	30
2.2.1 Moments magnétiques locaux dans les métaux	30
2.2.2 Effet Kondo	31
2.2.3 Interaction RKKY et verre de spins	37
2.2.4 Effet Kondo dans un système d'impuretés en interaction	40
2.3 Propriétés de transport d'un alliage magnétique dilué	41
2.3.1 Processus de diffusion électronique par des impuretés Kondo	41
2.3.2 Résistivité	43
2.3.3 Temps de cohérence de phase	44
2.4 Mesure de τ_ϕ dans des fils métalliques avec impuretés magnétiques	49
2.4.1 Introduction	49
2.4.2 Principe de la mesure : la localisation faible	49
2.4.3 Échantillons	56
2.4.4 Techniques expérimentales	60
2.4.5 Résultats expérimentaux	61
2.4.6 Interprétation	81
2.5 Conclusions et perspectives	99
3 Interférences quantiques dans les réseaux métalliques	103
3.1 Introduction	103
3.2 Généralités sur les oscillations de magnétoconductance	104
3.2.1 Interférences électroniques et effet Aharonov-Bohm	104

3.2.2	Corrections de conductance résultant des interférences électroniques en présence d'un flux Aharonov-Bohm	105
3.2.3	Interférences électroniques et corrections de magnétoconductance dans un réseau de boucles	114
3.2.4	Effets de la topologie : l'exemple des interférences électroniques dans le réseau \mathcal{T}_3 et de l'effet de « cages Aharonov-Bohm »	116
3.3	Mesure des corrections quantiques à la conductance dans les réseaux	119
3.3.1	Échantillons	119
3.3.2	Techniques expérimentales	127
3.3.3	Magnétorésistance typique d'un réseau	127
3.4	Étude des oscillations Altshuler-Aronov-Spivak : détermination de τ_ϕ	128
3.4.1	Principe de l'extraction de L_ϕ à partir du rapport des harmoniques des oscillations AAS . .	130
3.4.2	Résultats expérimentaux	134
3.4.3	Conclusions	148
3.5	Étude expérimentale des oscillations Aharonov-Bohm	149
3.5.1	Mise en évidence préliminaire des oscillations h/e périodiques au voisinage du champ magnétique nul	149
3.5.2	Mesure des oscillations AB à fort champ magnétique	149
3.5.3	Spectres de Fourier et évaluation de l'amplitude des oscillations	150
3.5.4	Dépendance en température de l'oscillation AB h/e périodique	153
3.5.5	Sensibilité au désordre de l'oscillations AB h/e périodique	155
3.6	Effets topologiques dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3	157
3.6.1	Signatures de la topologie sur les harmoniques des oscillations de magnétoconductance : réseaux carré vs. \mathcal{T}_3	158
3.6.2	Effet de la topologie sur le déphasage de la localisation faible : réseaux d'anneaux vs. fil . .	163
3.6.3	Conclusions	165
3.7	Moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de conductance	166
3.7.1	Problématique	166
3.7.2	Étude expérimentale	167
3.7.3	Interprétation	173
3.7.4	Conclusions	179
3.8	Conclusions et perspectives	180
	Conclusion générale	183
	A Formules de Landauer-Büttiker : conductances 2 et 4 points	187
	B Relaxation de Korringa et déphasage de la localisation faible	189
	C Effets de la taille et du désordre sur la diffusion Kondo	191
	D Champ magnétique et diffusion par des impuretés magnétiques	195
	E Calcul de la correction de localisation faible à la conductance	199
	F Calcul de la magnétoconductance de localisation faible	203
	G Couplage spin-orbite et localisation faible	205
	H Publications	209
	Bibliographie	211

Introduction générale

LES EFFETS DE COHÉRENCE QUANTIQUE sont au cœur de la physique mésoscopique. Ils déterminent le comportement des conducteurs dont la taille devient comparable à la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ . Notamment, à cette échelle, les interférences électroniques, permises fondamentalement par la nature ondulatoire des électrons, affectent, de manière significative et parfois spectaculaire, les propriétés de transport des conducteurs.

Les travaux expérimentaux présentés dans ce manuscrit s'articulent autour du thème très général de la cohérence quantique. Plus spécifiquement, ils s'intéressent aux effets de la cohérence de phase des électrons sur le transport électronique dans des nanostructures métalliques.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ en fonction de la température dans des fils métalliques. L'évolution de τ_ϕ , à très basse température, dans les métaux, constitue une question fondamentale de la physique mésoscopique, puisque le temps de cohérence de phase électronique fixe l'échelle sur laquelle la nature quantique et ondulatoire des électrons gouverne le comportement du conducteur. Mais plus généralement, cette question intéresse la communauté de la physique du solide toute entière puisqu'il renvoie au problème historique de l'état fondamental d'un gaz d'électrons à température nulle. Récemment, plusieurs expériences ont rendu compte d'une saturation universelle du temps de cohérence de phase dans les métaux à très basse température, initiant ainsi un débat très polémique. Dans ce contexte, nous avons entrepris une étude du temps de cohérence de phase à très basse température dans des fils d'Or quasi-unidimensionnels contenant des impuretés magnétiques de Fer, dans le but de comprendre le rôle des impuretés magnétiques dans les mécanismes de déphasage électronique. En nous appuyant sur une étude de la résistivité en fonction de la température, nous avons montré que le comportement de τ_ϕ extrait de mesures de magnétorésistance de localisation faible à basse température s'explique bien dans le cadre de la physique de l'effet Kondo. En particulier, nous avons mis en évidence que la transition du système d'impuretés magnétiques dans un état de verre de spins, qui a lieu à très basse température, est responsable de la saturation du temps de cohérence de phase électronique observé dans nos échantillons. Cette étude sera présentée dans la seconde partie de ce manuscrit, après une introduction aux concepts essentiels de la physique mésoscopique.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes consacrés à une étude très complète des interférences électroniques dans des réseaux bidimensionnels de boucles métalliques diffusives de taille nanométrique. Lorsque chacune des boucles est transpercée par un flux magnétique Φ , ces interférences donnent lieu à des corrections quantiques à la conductance très spectaculaires : les oscillations Altshuler-Aronov-Spivak (AAS), $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques et les oscillations Aronov-Bohm (AB) $\Phi_0 = h/e$ périodiques. Nous avons mesuré et étudié ces oscillations quantiques de magnétoconductance dans des réseaux en Argent constitués de nombres de boucles élémentaires variés, allant de 10 à 10^6 et présentant deux géométries différentes : la géométrie carré et une géométrie non-triviale appelée \mathcal{T}_3 .

Récemment, une technique très directe a été proposée pour estimer la longueur de cohérence de phase électronique à partir du contenu harmonique de l'oscillation AAS. En l'utilisant, nous avons extrait des oscillations AAS mesurées à différentes températures une dépendance en température de τ_ϕ dans plusieurs réseaux de topologies différentes. Les résultats obtenus sont tous en accord, tendant ainsi à démontrer la validité, ou au moins la consistance, de la technique utilisée pour extraire τ_ϕ . La saturation à basse température du temps de cohérence de phase électronique extrait à partir des oscillations AAS des réseaux d'anneaux, contradictoire au comportement en température du temps de cohérence de phase extrait des mesures de la magnétorésistance de localisation faible d'un fil quasi-1D fabriqué en même temps que les réseaux et avec le même matériau, conforme aux prédictions d'Altshuler *et al.* jusqu'à $T = 20 \text{ mK}$, pourrait être interprétée comme un effet de la topologie sur le déphasage des électrons par l'interaction électron-électron.

Par ailleurs, en comparant les résultats obtenus dans les réseaux métalliques carré et \mathcal{T}_3 , nous avons mis en évidence des effets topologiques triviaux sur le contenu harmonique des oscillations AB et surtout AAS. Nous avons ainsi pu démontrer la sensibilité exacerbée des électrons cohérents aux conditions de bord qui permet à certains effets topologiques simples de résister à un désordre métallique et de se manifester sur les propriétés de transport même en régime diffusif.

Enfin, nous avons étudié la dépendance en taille des amplitudes des oscillations AB et AAS dans des réseaux contenant de $N = 10$ à $N = 10^6$ cellules élémentaires. Dans les grands réseaux, les amplitudes des deux oscillations quantiques en fonction du nombre N de cellules élémentaires peuvent être décrites grâce aux prédictions courantes réalisées pour la moyenne d'ensemble de ces quantités en considérant les contributions incohérentes de régions indépendantes de taille L_ϕ . Lorsque la largeur totale du réseau devient plus petite que la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ , le réseau devient un objet complètement cohérent dans au moins une des directions suivant lesquelles il s'étend et il apparaît que les oscillations AB et AAS présentent une nouvelle dépendance en taille, non triviale, complètement originale et encore jamais observée. Nous attribuons ce changement dans la dépendance en taille des oscillations quantiques à une transition dimensionnelle, déterminée par L_ϕ , entre les réseaux macroscopiques dans lesquels la diffusion électronique est bidimensionnelle et les réseaux complètement cohérents dans lesquels la diffusion électronique devient quasi-unidimensionnelle, bien que ces réseaux restent géométriquement bidimensionnels. Les résultats obtenus sur la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques dans les réseaux d'anneaux portent la signature de la transition dimensionnelle de la physique macroscopique vers la physique mésoscopique. Enfin, les dépendances en taille inattendues des oscillations AB et AAS observées dans le cas des petits réseaux démontrent la subtilité des mécanismes de moyenne d'ensemble des corrections quantiques de conductance, et plus généralement des effets de cohérence de phase électronique dans les conducteurs complètement cohérents.

Les résultats concernant les oscillations quantiques de magnétoconductance dans les réseaux métalliques feront l'objet de la troisième et dernière partie de ce manuscrit.

Chapitre 1

Généralités sur la physique des systèmes mésoscopiques

1.1 La physique mésoscopique

LA PHYSIQUE MÉSCOPIQUE est consacrée aux systèmes électroniques dont les échelles de taille et d'énergies caractéristiques sont *intermédiaires* entre celles de l'atome dont les propriétés sont gouvernées par la mécanique quantique et celles du monde macroscopique étudié dans la limite thermodynamique et qui obéit aux lois de la physique classique.

Véritable *intermédiaire*, le système mésoscopique est un moyen d'accéder, depuis notre monde ordinaire, aux propriétés les plus fondamentales de la matière condensée. Du point de vue opposé, il permet aussi de comprendre la transition d'une propriété purement quantique vers un comportement classique observable. En d'autres termes il permet d'étudier la manière dont les lois de la physique classique se construisent à partir des concepts beaucoup plus généraux de la mécanique quantique. En particulier, le système mésoscopique est le support idéal pour l'étude des mécanismes de décohérence qui, d'un objet quantiquement cohérent, conduisent à un objet au comportement classique.

Le système mésoscopique doit la spectaculaire richesse physique de ses comportements à des caractères dont il hérite respectivement du monde microscopique et du monde macroscopique. Ainsi, d'une part il est quantiquement cohérent, c'est-à-dire que les fonctions d'onde électroniques conservent une phase bien définie sur l'ensemble du système donnant alors un sens à une description ondulatoire du transport électronique et d'autre part, il est possible d'en donner une description statistique pertinente en terme de température électronique, d'énergie de Fermi ou encore de vitesse de Fermi.

Mais, c'est la propriété de cohérence quantique qui est la plus emblématique et la plus intéressante du système mésoscopique. Ainsi, on qualifie volontiers de « mésoscopiques » des systèmes de taille subnanométrique (molécules, contacts atomiques), mais aussi des systèmes de taille millimétrique (réseaux de fils), du moment qu'ils exhibent des comportements dominés par la nature quantique des électrons. La longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ , longueur sur laquelle la phase de la fonction d'onde électronique conserve une évolution déterministe, apparaît donc comme l'échelle caractéristique de la physique mésoscopique.

Dans un métal, à température ambiante, la longueur de cohérence de phase est comparable aux dimensions

microscopiques du système, valant quelques longueurs inter-atomiques, L_ϕ est de l'ordre de quelques angströms. Mais lorsque la température diminue, les mécanismes de couplage du système à son environnement à l'origine de la décohérence s'affaiblissent et L_ϕ augmente. À basse température L_ϕ atteint typiquement quelques microns et devient ainsi de l'ordre des dimensions expérimentalement accessibles. Il apparaît ici clairement que la physique mésoscopique se pratique à basse température ($\approx 100\text{ mK}$) sur des petits échantillons ($\approx 1\ \mu\text{m}$), ce qui en fait un domaine d'accès expérimental ardu. D'ailleurs, il a fallu attendre les années 1980, et les progrès réalisés dans les techniques de fabrication d'échantillons (lithographie électronique et épitaxie) et de cryogénie pour que la physique mésoscopique connaisse un véritable essor expérimental.

Un système mésoscopique est un conducteur *quantiquement cohérent* dans lequel la nature quantique et ondulatoire des électrons se manifeste fortement. En effet, à l'échelle de la longueur de cohérence de phase L_ϕ , les électrons de conduction se comportent comme des ondes, puisque leur fonction d'onde présente alors une phase bien déterminée. Ils sont donc susceptibles d'interférer, tout comme le font les ondes lumineuses en optique. Ces interférences quantiques électroniques gouvernent le comportement des conducteurs mésoscopiques et en particulier leurs propriétés de transport¹. Une approche, centrale en physique mésoscopique, et due à Landauer [1], consiste à décrire la conduction dans un système quantiquement cohérent, en termes de diffusion des ondes électroniques au niveau de Fermi. Notons au passage que si l'analogie entre les effets d'interférences optiques et les effets quantiques d'interférences électroniques est séduisante et facilite parfois la compréhension des effets quantiques en leur offrant une représentation concrète et matérielle, elle est néanmoins limitée : ces deux types d'effets diffèrent par la nature des particules qu'ils mettent en jeu. À la différence des photons, les électrons sont des fermions massiques et chargés électriquement. Il en résulte, en particulier, que la longueur de cohérence de phase pour un photon dans le vide est beaucoup plus grande que pour un électron dans un métal. Les effets d'interférences électroniques sont donc beaucoup plus difficiles à observer dans un métal. Ces derniers présentent néanmoins l'avantage d'offrir des paramètres de contrôle et de modulation beaucoup plus puissants, comme par exemple le couplage de la charge électronique au potentiel vecteur d'un champ électromagnétique.

Une autre conséquence très importante de la cohérence quantique d'un échantillon mésoscopique est la sensibilité de ses propriétés au désordre microscopique, désordre qui est essentiellement lié au procédé de fabrication et au matériau utilisés. La phase des fonctions d'ondes cohérentes garde la mémoire des chocs élastiques subis sur les défauts cristallins, les joints de grains, les impuretés, ou encore les bords de l'échantillon. En conséquence, les figures d'interférences portent l'*empreinte* de la configuration de désordre explorée. Deux échantillons mésoscopiques, qui présentent les mêmes caractéristiques macroscopiques (géométrie, dimensions, résistance de Drude), ont des propriétés de transport différentes, qui portent respectivement la signature de l'unicité microscopique de l'échantillon. Enfin, c'est cette sensibilité des effets d'interférences électroniques au désordre, mais aussi plus généralement leur sensibilité indirecte, *via* L_ϕ , à la température et à la taille du système qui rendent la notion statistique de *moyenne* primordiale. En effet, les corrections quantiques mesurables dans des échantillons de taille finie et à température finie résultent, non pas de l'unique interférence d'une fonction d'onde électronique, mais d'un grand nombre d'interférences mettant en jeu plusieurs fonctions d'ondes qui explorent différentes configurations de désordre, à des énergies différentes. C'est donc en réalité une « propriété moyenne » que l'on mesure. Un point fondamental de la Physique Mésoscopique est de comprendre comment cette moyenne se réalise.

Si la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ s'impose comme LA longueur caractéristique de la phy-

1. Les propriétés thermodynamiques sont aussi affectées : le phénomène des courants permanents, qui lui est un effet de cohérence purement quantique et non une correction à une grandeur classique, en est le meilleur exemple.

sique mésoscopique, d'autres échelles de longueur, et d'énergies permettent de décrire plus précisément le transport électronique dans un conducteur mésoscopique.

1.2 Transport électronique cohérent dans les métaux

1.2.1 Échelles de longueur

1.2.1.1 La longueur d'onde de Fermi

Les systèmes mésoscopiques, assez petits pour être quantiquement cohérents, contiennent cependant suffisamment d'électrons pour bénéficier d'une description statistique dans le cadre de la théorie des liquides de Fermi. Ainsi, dans un conducteur mésoscopique à l'équilibre, les états électroniques sont remplis conformément à la distribution de Fermi-Dirac [2].

À température nulle, tous les états électroniques sont uniformément occupés jusqu'à l'énergie de Fermi E_F et il n'existe aucun état supplémentaire disponible et accessible. Il est alors possible de calculer très simplement la densité électronique n_e au niveau de Fermi : il s'agit de compter, dans l'espace des phases, le nombre d'états caractérisés par le vecteur d'onde de norme $|\vec{k}|$ contenus dans la sphère de Fermi. Ainsi, à trois dimensions, sachant que chaque état $|\vec{k}|$ occupe le volume élémentaire $(2\pi)^3$ et que la sphère de Fermi est une sphère de rayon k_F et de volume $\frac{4}{3}\pi k_F^3$, la densité d'électrons de conduction par unité de volume s'écrit [2] :

$$n_e = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4\pi}{3} k_F^3 \quad (1.1)$$

Le facteur 2 provient de la dégénérescence en spin de l'état de vecteur d'onde \vec{k} .

À température finie, seuls les états électroniques dont l'énergie est comprise dans une bande de largeur $k_B T$ centrée sur l'énergie de Fermi E_F ont la possibilité de modifier leur occupation, et sont donc accessibles pour la diffusion électronique. À basse température, les propriétés de transport des conducteurs à l'équilibre, mettent donc seulement en jeu les électrons qui ont une énergie voisine de E_F . La longueur d'onde pertinente est donc la longueur d'onde de Fermi λ_F : $\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}$. Les électrons de cœur, de longueur d'onde plus grande, ne participent pas à la conduction.

Dans les métaux, la longueur d'onde de Fermi λ_F est de l'ordre de quelques angströms.

1.2.1.2 Longueurs de diffusion

Un échantillon mésoscopique est un système désordonné couplé à son environnement. Dans un tel système, les électrons diffusent et échangent de l'énergie. Selon la nature des centres diffuseurs, on peut distinguer deux longueurs caractéristiques des mécanismes de diffusion électronique : il s'agit du libre parcours moyen élastique et du libre parcours moyen inélastique.

1.2.1.2.1 Le libre parcours moyen élastique Le libre parcours moyen élastique l_e permet une estimation moyenne du désordre du système mésoscopique. Par le terme désordre, on désigne ici les défauts du réseau cristallin (joints de grains, dislocations, ...) et autres impuretés, ainsi que les bords, et les parois de l'échantillon qui est de taille finie. Il s'agit donc du désordre étroitement lié au matériau, et aux procédés de fabrication d'un échantillon bien réel destiné à subir une étude expérimentale.

Ce désordre est un désordre statique à l'origine de diffusions électroniques qui subsistent même à température nulle. D'une part, les électrons sont diffusés par ces défauts au cours de collisions purement élastiques, c'est-à-dire au cours desquelles les électrons conservent leur énergie. D'autre part, deux électrons dans le même état sont diffusés exactement de la même manière à deux instants différents. Les diffusions électroniques sur ces défauts statiques sont donc élastiques, reproductibles et déterministes. Elles sont caractérisées par le libre parcours moyen qui représente la distance moyenne parcourue par l'électron entre deux chocs successifs sur ces défauts. A cette longueur on peut associer un temps caractéristique τ_e défini par la relation suivante :

$$l_e = v_F \tau_e \quad (1.2)$$

où v_F est la vitesse de Fermi.

En d'autres termes, ce désordre microscopique agit comme un potentiel statique et non périodique qui s'ajouterait au potentiel périodique du réseau cristallin. Certes dans un système présentant un tel désordre, les états de Bloch ne sont plus états propres du système, comme c'est le cas pour un cristal parfait, mais il est toujours possible de décrire le système par un hamiltonien dont on peut calculer les états propres, bien qu'ils soient spatialement très complexes. À l'échelle de l_e , les électrons peuvent donc être associés à des ondes planes¹. La brisure de l'invariance par translation propre au réseau cristallin, ne modifie donc pas fondamentalement la plupart des propriétés électroniques du système.

Enfin, le libre parcours moyen élastique l_e est une longueur de toute première importance lorsque l'on s'intéresse aux propriétés de transport d'un solide. C'est en le comparant à la taille L du conducteur et à la longueur d'onde de Fermi λ_F que l'on détermine la limite de validité de la théorie classique du transport électronique. Par ailleurs, comme le mécanisme de diffusion des électrons sur les impuretés et les défauts du réseau cristallin est un des concepts fondamentaux de la théorie de Drude, c'est aussi, le libre parcours moyen élastique qui permet de définir les grandeurs macroscopiques caractéristiques du transport classique. Ainsi, la conductivité de Drude σ_D , est définie à partir de τ_e dans l'équation de Boltzmann [2] :

$$\sigma_D = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m} \quad (1.3)$$

n_e est la densité d'électrons au niveau de Fermi, e la charge de l'électron et m la masse de l'électron. Le coefficient de diffusion D , qui caractérise le mouvement diffusif des électrons dans un conducteur de dimension d , quant à lui est donné par :

$$D = \frac{1}{d} v_F^2 \tau_e = \frac{1}{d} v_F l_e \quad (1.4)$$

C'est aussi le désordre statique et élastique lié à la présence des défauts cristallins qui limite la conductivité classique d'un conducteur métallique macroscopique à très basse température.

1.2.1.2.2 Le libre parcours moyen inélastique Contrairement au cas précédent de la diffusion sur les défauts cristallographiques et sur les impuretés, certaines collisions sont inélastiques : les électrons échangent de l'énergie lors du choc avec les diffuseurs. Ces diffusions inélastiques sont irréversibles et sont reliées au couplage de l'échantillon mésoscopique avec le monde extérieur. Les mécanismes de diffusion inélastique sont les mécanismes d'in-

1. Cette description n'est correcte que dans le cas où $l_e \gg \lambda_F$. Lorsque $l_e \leq \lambda_F$, des phénomènes de diffraction de la fonction d'onde par le potentiel de désordre conduisent à un confinement de la fonction d'onde : c'est la localisation forte d'Anderson.

teraction des électrons avec leur environnement. On en distingue principalement trois types : l'interaction électron-phonon, l'interaction électron-électron et l'interaction électron-photon. Le mécanisme de diffusion des électrons sur les phonons (vibrations du réseau cristallin) est dominant à haute température, typiquement au dessus de 1 Kelvin, tandis qu'à très basse température c'est l'interaction electron-electron qui se manifeste très fortement par des effets plus complexes. Quant au couplage électron-photon, il est particulièrement efficace dans le cas d'expériences réalisées sur des échantillons micrométriques et à basse température, puisqu'il peut conduire, par exemple à un chauffage important des électrons de conduction. Chacun de ces mécanismes de couplage inélastique de l'électron à son environnement est caractérisé par une longueur caractéristique : l_{e-ph} , l_{e-e} , et $l_{e-photon}$. Le libre parcours moyen inélastique, défini comme la longueur moyenne parcourue par l'électron avant de changer d'énergie, apparaît donc comme le minimum de ces trois longueurs :

$$l_{in} = \min(l_{e-e}, l_{e-photon}, l_{e-ph}) \quad (1.5)$$

À cette longueur on peut associer un temps caractéristique par la relation $l_{in} = \sqrt{D\tau_{in}}$. Il représente un temps de relaxation de l'électron excité par l'interaction dominante, parmi les trois interactions considérées. Enfin, notons que ces processus de diffusion inélastique mettent en jeu des diffuseurs que l'on qualifie de dynamique puisque leur état fluctue dans le temps. Les collisions inélastiques des électrons sur ces centres diffuseurs, sont des événements clairement irréversibles, aléatoires et non reproductibles : l'état de l'électron diffusé dépend de l'état du diffuseur, c'est-à-dire de l'environnement à l'instant de l'interaction. Ce sont ces diffusions inélastiques qui sont principalement et nécessairement responsables de la perte de cohérence de phase des fonctions d'onde électroniques.

1.2.1.3 La longueur de cohérence de phase

La longueur de cohérence de phase L_ϕ est la longueur typique sur laquelle les paquets d'ondes qui décrivent les électrons se propagent dans le système avec une phase bien définie, c'est-à-dire présentant une évolution déterministe. À cette longueur on associe le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ . Dans le cas particulier du régime diffusif ($L_\phi > l_e$) τ_ϕ est défini par la relation :

$$L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \quad (1.6)$$

Naturellement et intuitivement, la longueur de cohérence de phase apparaît bornée par les deux longueurs caractéristiques de la diffusion électronique que nous venons de définir, à savoir le libre parcours moyen élastique l_e et le libre parcours moyen inélastique l_{in} :

$$l_e \leq L_\phi \leq l_{in} \quad (1.7)$$

Elle est limitée par les collisions qui conduisent à une redistribution aléatoire de la phase des fonctions d'onde électroniques entre 0 et 2π [3, 4].

Ainsi, les mécanismes de diffusion inélastique des électrons, associés aux interactions avec les excitations de l'environnement (phonons, photons, électrons, ou tout autre excitation), qui s'accompagnent d'un échange d'énergie irréversible et aléatoire, brisent nécessairement la cohérence de phase électronique, et ce à double titre. D'une part, au cours de ces processus l'électron change d'énergie donc d'état propre, et d'autre part l'état de la particule diffusée dépend de l'état de l'environnement à l'instant de la collision, et présente donc une indétermination importante. Si la première origine, « énergétique », de la perte de cohérence quantique lors d'une diffusion inélastique est simple à comprendre et particulièrement efficace, la seconde, qui introduit la notion de diffuseur dynamique ou

fluctuant, est plus subtile mais aussi plus générale. En effet, très généralement, la perte de cohérence de phase résulte du couplage de l'électron avec un degré de liberté de l'environnement dont l'état fluctue aléatoirement au cours du temps. Elle n'implique pas nécessairement un échange d'énergie. L'exemple le plus représentatif d'un tel mécanisme de décohérence élastique est le couplage de l'électron avec une impureté magnétique qui conduit à une diffusion de l'électron par un processus de retournement de spin. À champ magnétique nul, ce processus présente une indétermination importante puisqu'il met en jeu le spin de l'impureté qui est dégénéré en énergie et présente des fluctuations. Il participe donc efficacement à la perte de cohérence de phase de l'électron.

Il faut, à cette occasion, préciser un point important : toute diffusion élastique conduit à un déphasage, c'est-à-dire à une modification de la phase des fonctions d'onde électroniques. Dans le cas où un électron de vecteur d'onde \vec{k} acquiert un vecteur d'onde \vec{k}' lors de la diffusion, si la condition de conservation d'énergie implique que $|\vec{k}| = |\vec{k}'|$, il n'existe, a priori, aucune condition sur les directions respectives de ces vecteurs d'ondes. Cependant, dans le cas le plus courant de diffuseurs statiques, ce déphasage, alors totalement déterministe et reproductible, ne s'accompagne pas d'une perte de cohérence quantique. La raison en est fondamentalement qu'il existe une relation entre les directions de \vec{k} et \vec{k}' bien déterminée par le potentiel de diffusion statique et qu'il est même possible de calculer. Il n'existe donc aucune indétermination concernant l'état de la particule diffusée. En d'autres termes, à deux instants distincts, deux électrons de même vecteur d'onde \vec{k} sont diffusés de la même manière par un diffuseur statique et acquièrent ainsi le même déphasage. Il existe une *relation de phase* entre les électrons diffusés par un désordre fixe. C'est encore une fois, ici, une manifestation évidente de la sensibilité des électrons cohérents de phase au désordre microscopique.

1.2.1.4 Taille du système et dimensionnalité

Considérons un échantillon présentant une géométrie simple, typiquement celle d'un parallélépipède de longueur L , largeur w , et hauteur t . On suppose de plus que $t \prec w \prec L$. La dimension du système dépend de la propriété étudiée. Lorsque l'on s'intéresse aux propriétés électroniques, d'un point de vue microscopique, la dimension est déterminée en comparant la taille de l'échantillon à la longueur d'onde de Fermi λ_F . On définit ainsi la dimension (1D, 2D ou 3D), grâce aux relations suivantes :

$$\lambda_F \ll t \prec w \prec L \quad : \quad 3\text{D (matériaux massifs)}$$

$$t \leq \lambda_F \ll w \prec L \quad : \quad 2\text{D (films)}$$

$$t \prec w \leq \lambda_F \ll L \quad : \quad 1\text{D (fils quantiques)}$$

$$t \prec w \prec L \leq \lambda_F \quad : \quad 0\text{D (boîtes quantiques)}$$

Cependant, si on considère les propriétés de transport d'un conducteur mésoscopique quantiquement cohérent, il est d'usage de définir la dimension de l'échantillon à l'aide de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ :

$$L_\phi \ll t \prec w \prec L \quad : \quad 3\text{D}$$

$$t \leq L_\phi \ll w \prec L \quad : \quad \text{quasi-2D}$$

$$t \prec w \leq L_\phi \ll L \quad : \quad \text{quasi-1D}$$

1.2.2 Transport dans un conducteur faiblement désordonné

1.2.2.1 Définition

Dans un conducteur désordonné, la force du désordre est déterminée par le rapport entre la longueur d'onde de Fermi λ_F et le libre parcours moyen élastique l_e . Le désordre est dit « faible », lorsque l'extension spatiale du paquet d'onde au niveau de Fermi est très petite devant la distance moyenne parcourue entre deux collisions élastiques. On en déduit les inégalités caractéristiques [5] :

$$l_e \gg \lambda_F \quad \Leftrightarrow \quad k_F l_e \gg 1 \quad (1.8)$$

Dans le régime faiblement désordonné, les collisions élastiques successives subies par l'électron sont décorréelées et le mouvement de l'électron entre deux collisions est correctement décrit par la propagation d'une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} . Il s'agit donc d'un régime semi-classique dans lequel la notion de trajectoire électronique a un sens.

En référence et en opposition à l'effet de « localisation forte » d'Anderson [6] qui intervient en présence d'un désordre fort ($l_e \leq \lambda_F$), le régime de transport faiblement désordonné est parfois appelé régime de « localisation faible ». Si dans le cas du désordre fort les interférences quantiques entre fonctions d'onde électroniques font transiter un conducteur dans un état isolant purement quantique, dans le cas du désordre faible, elles sont seulement responsables de petites corrections aux grandeurs classiques du transport appelées corrections de localisation faible [7, 8, 9, 10, 11].

Bien que les échantillons que nous avons mesurés au cours de nos expériences présentent un désordre relativement important lié à leur nature métallique, ils sont parfaitement bien décrits dans le régime faiblement localisé ($k_F l_e \gg 1$)².

Dans le régime faiblement désordonné, la comparaison de la taille L caractéristique du conducteur au libre parcours moyen élastique l_e permet de définir différents régimes de transport mésoscopique [12].

1.2.2.2 Régime balistique

Dans le régime balistique, les électrons voyagent dans l'échantillon en ne subissant en moyenne aucune autre collision que celles sur les bords. Les trajectoires électroniques sont définies par les réflexions spéculaires sur les parois de l'échantillon. Les propriétés électroniques du système balistique portent donc une signature forte de la géométrie de l'échantillon. Ce régime caractéristique d'un très faible désordre existe lorsque les longueurs caractéristiques du système s'ordonnent suivant cette inégalité :

$$\lambda_F \ll L_\phi \preceq L \leq l_e \quad (1.9)$$

1.2.2.3 Régime diffusif

Dans le cas du transport en régime diffusif, les électrons subissent un grand nombre de collisions élastiques sur les impuretés statiques. Le mouvement de l'électron s'apparente à une marche au hasard, ou encore un mouvement brownien, caractérisée par une constante de diffusion D : $D = v_F l_e / d$ où d est la dimension microscopique du

2. C'est aussi leur taille micrométrique qui permet d'exclure tout effet de localisation des fonctions d'ondes (effet de localisation forte).

système. Le régime diffusif est propre aux systèmes dans lesquels le libre parcours moyen élastique est très petit devant la taille du système :

$$\lambda_F \ll l_e \leq L_\phi \preceq L \quad (1.10)$$

Dans ce régime de transport, les trajectoires ne sont pas affectées par la topologie de l'échantillon. En d'autres termes, les corrections de conductance qui résultent des effets d'interférences quantiques ne portent pas la signature de la forme de l'échantillon, par contre elles portent l'empreinte de la configuration microscopique du désordre (*fingerprints*).

Le régime diffusif est typiquement le régime de transport des échantillons métalliques, auxquels nous nous intéressons dans cette thèse.

Notons enfin qu'il existe un régime de transport intermédiaire entre le cas diffusif et le cas balistique, appelé quasi-balistique, dans lequel l'échantillon est plus petit que le libre parcours moyen élastique l_e dans, au plus, deux directions (w et t), tandis qu'il est beaucoup plus grand que l_e dans la troisième direction L :

$$\lambda_F \ll w, t \leq l_e \leq L_\phi \preceq L \quad (1.11)$$

Dans ce régime de transport intermédiaire, qui apparaît dans le cas de fils métalliques quasi-unidimensionnels très fins, par exemple, l'échantillon exhibe des comportements complexes, qui résultent du mélange des deux cas limites.

1.2.2.4 Approche semi-classique

Le transport dans le régime diffusif faiblement désordonné se prête particulièrement bien à une description en termes de chemins électroniques. L'analyse semi-classique [8, 13] permet une approche théorique accessible et intuitive de la conductance d'un système mésoscopique et en particulier des effets d'interférences quantiques électroniques. Comme nous allons le voir, elle permet de décrire le comportement quantique d'un conducteur en terme de trajectoires classiques, simplement grâce à l'utilisation d'un propagateur classique corrigé avec des termes quantiques.

La conductance d'un échantillon métallique peut être reliée à la probabilité $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ ³ pour un électron initialement au point \vec{r}_1 d'aller au point \vec{r}_2 . Dans le cadre de l'approximation semi-classique, l'amplitude de probabilité $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ d'aller du point \vec{r}_1 au point \vec{r}_2 , encore appelée propagateur, s'écrit comme la somme des amplitudes de probabilité de tous les chemins possibles :

$$A(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_p A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (1.12)$$

où $A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ est l'amplitude de probabilité qui caractérise le chemin p qui relie le point \vec{r}_1 au point \vec{r}_2 :

$$A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = |A_p| e^{i \frac{S_p}{\hbar}} \quad (1.13)$$

S_p est l'intégrale d'action semi-classique le long du chemin p considéré. À condition que la longueur L du chemin p soit plus petite que L_ϕ ($L \leq L_\phi$)⁴, en présence d'un champ électromagnétique de potentiel vecteur \vec{A} , elle s'écrit :

$$S_p = \int_p (\hbar \vec{k}(\vec{r}) - e \vec{A}(\vec{r})) d\vec{r} - E dt \quad (1.14)$$

3. On s'intéresse aux propriétés de transport à l'équilibre (au voisinage de E_F) : les mécanismes de diffusion sont supposés stationnaires et ainsi on considère que la probabilité de transmission $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ est indépendante de t

4. Si $L \geq L_\phi$, la notion de phase n'a pas de sens !

où \vec{k} le vecteur d'onde électronique, et E_p l'énergie de l'électron sur le chemin p , voisine de l'énergie de Fermi E_F .

Dans la somme qui donne l'amplitude de probabilité $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, seules les trajectoires classiques le long desquelles le principe de moindre action est vérifié dominant. Les contributions des autres chemins, qui présentent des fluctuations de forte amplitude, puisqu'elles sont proportionnelles à $e^{i\frac{S_p}{\hbar}}$ où $S_p \gg \hbar$, se moyennent rapidement à zéro.

Cependant, selon le principe de superposition, la probabilité $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ ne résulte pas de la somme « incohérente » des probabilités de tous les chemins mais de la somme des amplitudes de probabilité des ces différents chemins. En termes techniques, $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ se calcule en prenant le carré du module de la somme $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ des amplitudes de probabilités des chemins :

$$\begin{aligned}
P(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \left| \sum_p A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 \\
&= \sum_p |A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2 + \left[\sum_{p \neq q} A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \overline{A_q(\vec{r}_1, \vec{r}_2)} + \overline{A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2)} A_q(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right] \\
&= \sum_p |A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2 + 2 \sum_{p \neq q} |A_p| |A_q| \cos\left(\frac{1}{\hbar}(S_p - S_q)\right) \\
&= P_{classique}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + P_{quantique}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)
\end{aligned} \tag{1.15}$$

On voit ici apparaître deux termes. Le premier est purement classique : il correspond à la somme « incohérente » des probabilités de tous les chemins. Il correspond à la conductance classique de Drude. Le second terme, quant à lui, est de nature quantique. Il est non nul lorsqu'il existe des *relations de phase* dans les paires de chemins, c'est-à-dire lorsqu'il existe des interférences entre chemins électroniques. Ce terme représente les corrections quantiques à la conductance classique de Drude. Il dépend de la différence de phase $\delta\phi$ entre deux chemins p et q :

$$\begin{aligned}
\delta\phi &= \frac{1}{\hbar}(S_p - S_q) = \left[\int_p \vec{k}_p(\vec{r}) d\vec{r} - \int_q \vec{k}_q(\vec{r}) d\vec{r} \right] + \frac{e}{\hbar} \left[\int_q \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r} - \int_p \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r} \right] + \frac{1}{\hbar} [E_q t_q - E_p t_p] \\
&= \delta\phi_{desordre} + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + \frac{1}{\hbar} [E_q(t_q - t_p) - t_p(E_p - E_q)]
\end{aligned} \tag{1.16}$$

où E_p et E_q , sont les énergies de l'électron sur les chemins p et q , t_p et t_q sont les durées de transit de l'électron sur ces chemins, Φ représente le flux magnétique encerclé par les deux trajectoires p et q qui relient les points \vec{r}_1 et \vec{r}_2 et $\Phi_0 = h/e$ est le quantum de flux magnétique. Enfin, puisque E_p comme E_q sont voisines de l'énergie de Fermi, $E_p, E_q \approx E_F$, le dernier terme est très petit et souvent négligeable.

Cette différence de phase entre deux chemins quelconques est donc principalement la somme de trois termes.

- Le premier terme de déphasage est essentiellement la différence de longueur entre les chemins p et q . Il dépend des collisions élastiques subies par l'électron sur les impuretés statiques de l'échantillon lorsqu'il voyage sur les chemins p et q : il dépend donc de la configuration microscopique du désordre⁵.
- Le second terme révèle le couplage de la charge de l'électron au potentiel vecteur \vec{A} . C'est ce terme qui est à l'origine, par exemple, de l'effet Aharonov-Bohm [14], et des oscillations de conductance $\Phi_0 = h/e$ périodiques associées que l'on peut mesurer dans un anneau conducteur transpercé par un flux magnétique Φ ,

5. $\delta\phi_{desordre}$ est l'analogie électronique de la différence de chemin optique qui module les interférences optiques.

et suffisamment fin pour sélectionner un petit nombre de chemin afin de limiter l'effet de la moyenne sur le désordre [15].

– Enfin le troisième terme dépend de l'énergie des électrons.

C'est cette différence de phase qui pilote les effets d'interférences quantiques. Dans cette approche semi-classique, on comprend clairement la très grande sensibilité des propriétés des systèmes mésoscopiques d'une part à la configuration microscopique du désordre et d'autre part au flux magnétique. Elle n'a d'autre origine que la nature quantiquement cohérente du mouvement des électrons. En conséquence, d'une part, les interférences quantiques se révèlent être un outil très puissant pour sonder, à l'impureté près, le désordre microscopique d'un échantillon. D'autre part, le flux magnétique apparaît comme un paramètre de contrôle et de modulation de ces effets très efficace et privilégié, surtout dans le cas d'échantillons métalliques où il est expérimentalement impossible de faire varier le niveau de Fermi.

Partant du principe que la cohérence de phase est brisée lorsque la différence de phase est redistribuée aléatoirement entre 0 et 2π [3, 4], l'expression du déphasage obtenue dans cette approche théorique permet aussi de fixer les échelles de champ magnétique et d'énergie sur lesquelles les effets d'interférences quantiques se manifestent, et au delà desquelles ils se brouillent en se moyennant.

1.2.3 Propriétés spectrales et échelles d'énergie

Le conducteur mésoscopique, en tant que système de dimensions géométriques réduites, présente un spectre d'énergies électroniques discret : l'énergie des électrons est quantifiée. Ce dernier est caractérisé par : le nombre d'états d'énergie, qui dépend de l'énergie de Fermi E_F , l'espacement Δ entre niveaux d'énergie et la largeur de ces niveaux γ . L'espacement Δ , est inversement proportionnel à la taille du système, c'est-à-dire au confinement de la fonction d'onde électronique : plus le système est petit, plus Δ est grand. À trois dimensions, $\Delta = \frac{8\pi^2\hbar^3}{(2m)^{3/2}V\sqrt{E_F}}$, où V est le volume du système, et m la masse de l'électron. C'est la plus petite énergie pertinente en physique mésoscopique, mais elle est difficilement accessible expérimentalement. En effet, la longueur associée est inversement proportionnelle à Δ , et le plus souvent très grande devant L_ϕ . L'élargissement γ des niveaux d'énergie est relié à la durée de vie de la quasi-particule au niveau d'énergie considéré, c'est le taux de relaxation en énergie de l'état : $\gamma = \sqrt{\frac{\hbar D}{l_{in}}}$, où l_{in} est la longueur inélastique. Dans un échantillon diffusif métallique, la largeur des niveaux γ est grande mais surtout leur espacement Δ est très petit, puisque à la fois E_F et V sont grands. En conséquence, $\Delta \ll \gamma$ et il est impossible de discerner les niveaux de son spectre en énergie. Dans le cas d'un tel échantillon, les énergies Δ et γ n'ont donc pas de sens.

Du point de vue des propriétés de transport et plus largement de celui des interférences quantiques, l'échelle d'énergie caractéristique des conducteurs quantiques est l'énergie de Thouless E_c . Ce sont Stone et Imry [16, 17, 18] qui ont démontré que la différence d'énergie entre deux électrons au delà de laquelle les effets d'interférences électroniques se brouillent est l'énergie que Thouless a introduit dans sa théorie d'échelle [19, 20]. Fondamentalement, l'énergie de Thouless est étroitement liée à la sensibilité des niveaux d'énergie électronique à la taille L de l'échantillon : on peut la considérer comme l'élargissement des niveaux d'énergie dû au temps fini τ_D que prennent les électrons pour reconnaître les conditions de bords. Ainsi, puisque, dans un système diffusif caractérisé par la constante de diffusion D , τ_D le temps que prennent les électrons pour diffuser au travers de l'échantillon est égal à $\tau_D = L^2/D$, l'énergie de Thouless s'écrit :

$$E_c = \frac{\hbar}{\tau_D} = \frac{\hbar D}{L^2} \quad (1.17)$$

Deux électrons dont l'énergie diffère d'une quantité supérieure à l'énergie de Thouless E_c sont impliqués dans des effets d'interférence décorrelés : en d'autres termes, leur figure d'interférence sont distinctes et se brouillent mutuellement. L'énergie de Thouless apparaît comme une énergie de corrélation.

On peut aisément retrouver cette expression de l'énergie de corrélation des effets d'interférence quantique grâce aux résultats obtenus dans le cadre de l'approximation semi-classique. Deux figures d'interférence sont incohérentes et décorrelées lorsque les différences de phase électronique entre les deux chemins qu'elles impliquent respectivement différent de plus de 2π . Or nous avons vu que la différence de phase entre deux chemins diffusifs, p et q (1.16) s'écrit comme la somme de plusieurs termes dont l'un $\frac{1}{\hbar}t_p(E_p - E_q)$ dépend de la différence entre l'énergie de l'électron sur le chemin p et l'énergie de l'électron sur le chemin q . Il apparaît alors clairement que les interférences impliquant respectivement deux électrons de même vecteur d'onde \vec{k} ne seront brouillées que si la différence entre les deux termes de déphasage énergétiques définis pour chacune des figures d'interférence est supérieure à 2π . La condition de corrélation en énergie s'écrit donc $\frac{1}{\hbar}t_p(E_p - E_q) \leq 2\pi$. Cette relation permet de définir une énergie caractéristique de corrélation égale à \hbar/t_p . Puisque typiquement le temps de diffusion sur le chemin p est $t_p = \tau_D = L^2/D$, on retrouve l'expression de l'énergie de corrélation : $E_c = \hbar D/L^2$.

Une autre échelle d'énergie, même si elle n'est pas intrinsèquement liée aux propriétés de cohérence de phase, est très importante lorsque l'on s'intéresse aux propriétés de transport d'un échantillon mésoscopique à température finie T : il s'agit de l'élargissement thermique $k_B T$ de la distribution de Fermi-Dirac autour de l'énergie de Fermi E_F . En effet, conformément à la théorie du liquide de Fermi, c'est l'intervalle d'énergie centré sur l'énergie de Fermi dans lequel se répartissent les énergies des électrons qui participent au transport dans un conducteur à l'équilibre et à température T . Naturellement, il est important de comparer $k_B T$ à E_c .

Lorsque $k_B T \leq E_c$, les effets d'interférence s'ajoutent de manière cohérente. Par contre dans le cas contraire où $k_B T \geq E_c$, les électrons susceptibles d'interférer ont des énergies qui peuvent différer au maximum d'une quantité $k_B T$, supérieure à E_c . Les figures d'interférence électroniques se brouillent et les corrections quantiques de conductance associées se moyennent. Pour caractériser cet effet de moyenne en énergie dû à la température finie T des électrons, on définit une longueur caractéristique notée L_T , appelée longueur de diffusion thermique. L_T est la distance maximale au delà de laquelle la différence entre les déphasages énergétiques (cf 1.16) qui déterminent respectivement deux figures d'interférence impliquant des électrons dont l'énergie diffère d'une quantité $k_B T$ excède 2π . L'approche semi-classique permet une définition simple du temps de diffusion τ associé à L_T : $\frac{k_B T \tau}{\hbar} \leq 2\pi$. Puisqu'en régime diffusif $L_T = \sqrt{D\tau}$, on en déduit l'expression de la longueur de diffusion thermique suivante :

$$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}} \quad (1.18)$$

où D est la constante de diffusion électronique. L_T apparaît comme l'échelle de longueur sur laquelle les effets d'interférence restent corrélés, et au delà de laquelle les fluctuations thermiques les brouillent.

1.2.4 Moyennes des propriétés mésoscopiques

Dans ce paragraphe, nous allons rapidement passer en revue les principaux mécanismes de moyenne subis par les effets de cohérence quantique dans un échantillon mésoscopique et qui brouillent leur signature dans les propriétés de transport de l'échantillon.

L'échelle de longueur sur laquelle les effets d'interférence quantiques se manifestent est la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ . L'effet de moyenne des propriétés quantiques le plus violent, est celui qui se produit

dans des conducteurs de taille L très supérieure à L_ϕ . Il s'agit de la *moyenne d'ensemble*. Pour comprendre cet effet il suffit de considérer l'échantillon « incohérent » de taille typique L et de dimension d , comme un ensemble de $N = (L/L_\phi)^d$ morceaux respectivement quantiquement cohérents de taille typique L_ϕ . Les effets d'interférence qui ont lieu dans chaque morceau sont décorrélés. Statistiquement indépendantes, les corrections de conductance résultantes se moyennent à zéro rapidement comme $1/\sqrt{N}$ [21]. C'est cette moyenne d'ensemble qui transforme irrémédiablement un système quantiquement cohérent en un système classique ordinaire lorsque sa taille grandit.

Dans un échantillon de taille typique L_ϕ , il existe encore des effets de moyenne, moins violents mais plus subtils. Ils mettent en jeu différents mécanismes.

- Dans un système diffusif, on peut définir un très grand nombre de chemins susceptibles d'interférer. Le premier effet de brouillage que les interférences subissent est celui de la moyenne sur les différentes configurations de désordre visitées par les différents chemins. Dans ce cas c'est la nature aléatoire du terme $\delta\phi_{désordre}$ qui domine la moyenne. Ce premier processus de moyenne particulièrement efficace dans les métaux, est appelé *moyenne sur le désordre*. Il est fondamentalement lié à la sensibilité de la phase électronique au désordre.
- D'autre part, en présence d'un flux magnétique, lorsque le désordre et la géométrie de l'échantillon ne permettent pas de sélectionner des trajectoires privilégiées, les paires de chemins enserrant du flux magnétique et interférant ont une distribution de taille aléatoire répartie entre 0 et L_ϕ . La période en champ magnétique des interférences, proportionnelle à $B = \Phi_0/S$, est aléatoire puisque la surface des boucles formées par les chemins interférant l'est. Ainsi les effets d'interférence sont encore moyennés. C'est ce type de moyenne sur les tailles de boucles qui, par exemple, est à l'origine de la destruction de l'effet de localisation faible avec un champ magnétique croissant. D'ailleurs, pour cet effet, le brouillage complet des interférences a lieu sur une échelle de champ $B_c = \Phi_0/L_\phi^2$, qui correspond à une redistribution aléatoire du terme de déphasage $2\pi\Delta\Phi/\Phi_0$ entre 0 et 2π . Ce type de moyenne, lié au couplage de la charge électronique au potentiel vecteur \vec{A} , peut être considéré comme une *moyenne en champ magnétique*.

Enfin, comme nous venons de l'évoquer, les effets d'interférence impliquant des électrons dont les énergies diffèrent d'une quantité supérieure à l'énergie de Thouless E_c , sont décorrélés et sont donc soumis à un effet de moyenne que l'on qualifie de *moyenne en énergie*. Cet effet est d'autant plus efficace que la température est élevée. Ce processus de moyenne en énergie participe à la transition d'un régime de transport quantiquement cohérent à un régime classique lorsque la température augmente.

La force de ces effets de moyenne, de natures différentes, et le processus exact selon lequel ils se réalisent est étroitement lié à l'effet de cohérence quantique qui les subit [22, 23]. Ainsi, les cas des oscillations Aharonov-Bohm [21, 24, 25] et des fluctuations universelles de conductance [26], plus sensibles que les effets de localisation faible qui sont des effets « automoyennés », ont-ils fait l'objet d'études exhaustives.

Pour finir, il faut souligner un point important : si les effets de moyenne brouillent les interférences quantiques si bien qu'elle ne se manifestent plus et ne sont plus observables, en aucun cas ils ne les détruisent. Moyenne et décohérence sont deux processus différents.

1.3 Transport quantique

D'une part, les conducteurs mésoscopiques sont des systèmes de petite taille. D'autre part, ils sont quantiquement cohérents, si bien que leurs propriétés de transport électronique sont dominées par des effets quantiques d'interférences électroniques, et c'est d'ailleurs en cela que réside leur principale originalité. Pour ces deux rai-

sons au moins, les modèles classiques de Drude ou même de Sommerfeld, essentiellement construits autour d'une théorie cinétique des gaz d'électrons libres et indépendants, et qui permettent une description simple, rapide et très pratique de la plupart des propriétés des métaux à l'échelle macroscopique, ne sont pas adaptés à l'étude du transport dans les systèmes mésoscopiques. C'est Landauer qui, le premier, proposa une approche théorique du transport quantiquement cohérent [1].

1.3.1 Non-localité : mise en défaut du modèle de Drude

Pour estimer la plupart des propriétés des conducteurs métalliques ordinaires on utilise la théorie des métaux de Sommerfeld [2]. Cette théorie est basée sur le *modèle de Drude* de la conduction électrique, modèle cinétique classique qui, malgré les interactions électromagnétiques fortes qui existent entre les électrons, et entre les électrons et les ions, décrit le conducteur métallique comme un gaz d'électrons de conduction libres et indépendants. Par ailleurs, elle utilise la statistique quantique de Fermi-Dirac pour décrire la distribution des énergies des électrons de conduction. Ce modèle classique de la conduction électrique dans les métaux est basé sur un mécanisme de diffusion des électrons de conduction, considérés comme des particules chargées, ponctuelles et indéformables et soumises à une force extérieure. Il repose sur deux hypothèses principales :

- Entre deux collisions, les électrons se déplacent sans aucune interaction, ni entre eux, ni avec les ions du réseau. C'est l'hypothèse d'*électrons indépendants et libres*. Leur mouvement est déterminé par la mécanique newtonienne, de telle sorte que, en l'absence de champ électromagnétique externe, leur mouvement est uniforme et rectiligne.
- Les collisions sont instantanées et redistribuent la vitesse des électrons de manière *aléatoire*. D'ailleurs, ce sont ces collisions qui assurent la thermalisation des électrons et qui maintiennent l'équilibre thermodynamique.

Fondamentalement, le modèle classique de Drude de la conduction électrique est un modèle de diffusion électronique. Dans les conducteurs métalliques désordonnés, les mécanismes de diffusion sont dominés par les collisions sur le désordre statique de l'échantillon (impuretés, défauts cristallins et bords), ils sont caractérisés par le temps de libre parcours moyen élastique τ_e .

Le temps τ_e est donc la grandeur fondamentale de la théorie cinétique classique de la conduction. D'ailleurs, il permet de définir la *conductivité de Drude* : $\sigma_D = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m}$ avec m la masse de l'électron et n_e la densité électronique.

Dans le cadre du modèle de Sommerfeld qui utilise la théorie quantique du gaz d'électrons, on peut donner une autre expression de la conductivité de Drude, qui souligne tout aussi bien le rôle fondamental du mécanisme de diffusion électronique dans la théorie classique de la conduction [27] :

$$\sigma_D = e^2 \rho_0 D \quad (1.19)$$

avec ρ_0 , densité de niveaux d'énergies électroniques à l'énergie de Fermi E_F et par unité de volume¹ : $\rho_0 = \frac{3}{2} \frac{n_e}{E_F}$. Cette expression, connue sous le nom de relation d'Einstein, est établie à l'équilibre thermodynamique, et montre que la conductivité est proportionnelle au coefficient de diffusion électronique D .

Notons que la conductivité de Drude est une *grandeur locale* : elle est définie à l'échelle du libre parcours moyen élastique l_e . La description du transport électronique dans le modèle de Drude suppose implicitement que la taille L du conducteur étudié est très grande devant le libre parcours moyen $L \gg l_e$, pour qu'il soit possible de découper

1. Cette expression tient compte de la dégénérescence en énergie des états de spin. La densité d'états par degré de liberté de spin est $\rho_0/2$

le système en morceaux, chacun régi par les lois classiques et en particulier sur chacun desquels il est possible de définir une conductivité classique. Lorsque $L \approx l_e$, cette description basée sur une théorie d'échelle n'a plus de sens.

De surcroît, dans les conducteurs dont la taille typique est le libre parcours moyen élastique l_e , la nature quantique et le comportement ondulatoire des électrons se manifeste. Conformément au principe d'incertitude d'Heisenberg, il devient alors impossible de connaître précisément la position d'un électron, et de plus, ce dernier est susceptible d'être impliqué dans des interférences. L'électron ne peut plus être considéré comme une particule ponctuelle et indéformable dont le mouvement est déterminé par les lois de la mécanique classique. La théorie cinétique des gaz d'électrons libres et indépendants sur laquelle le modèle de Drude est construit n'est plus valable.

En conclusion, c'est la non-localité des propriétés des systèmes quantiquement cohérents qui met en défaut la validité du modèle de Drude pour décrire le transport électronique dans ces conducteurs. Seule une approche quantique, ondulatoire et globale permet d'appréhender les propriétés de transport des systèmes mésoscopiques.

1.3.2 Canaux de conduction

Avant de présenter la théorie du transport électronique quantiquement cohérent développée par Landauer, nous allons introduire, dans ce paragraphe, le concept de *canal de conduction*.

Un conducteur mésoscopique présente des tailles réduites dans au moins une des directions de l'espace. Le confinement des fonctions d'onde électroniques dans une direction de l'espace conduit à la quantification de l'énergie dans cette direction. Considérons le cas d'un fil quasi-unidimensionnel : sa largeur w et son épaisseur t , respectivement dans les directions \vec{y} et \vec{z} , sont plus petites que L_ϕ , tandis que sa longueur L dans la direction \vec{x} est grande ($t \prec w \leq L_\phi \ll L$). Dans ce cas, l'énergie des électrons dans les directions transverses \vec{y} et \vec{z} est quantifiée aux valeurs discrètes E_m et E_n , alors que la relation de dispersion dans la direction \vec{x} est celle d'une particule libre :

$$E = \frac{\hbar^2 \vec{k}_x^2}{2m} + E_m + E_n \quad (1.20)$$

À température nulle, on peut alors décomposer les états électroniques au niveau de Fermi en modes transverses d'énergie respectivement caractérisés par un couple de nombres d'ondes discrets $|\vec{k}_y|$ et $|\vec{k}_z|$ qui correspondent aux énergies quantifiées E_m et E_n . Ces modes transverses d'énergie sont appelés « canaux de conduction ». Ils peuvent être considérés comme des conducteurs strictement unidimensionnels, c'est-à-dire de section inférieure à $\lambda_F \times \lambda_F$. Dans un fil mésoscopique quasi-1D le nombre de canaux de conduction (dégénérés en spin), s'écrit donc :

$$M = \frac{\pi S}{\lambda_F^2} \quad (1.21)$$

où $S = w \times t$ est la section du fil. On peut donc considérer un conducteur mésoscopique parfait comme l'association en parallèle de M canaux de conduction unidimensionnels, qui participent tous au transport électronique.

Le concept de canaux de conduction permet de construire une représentation énergétique du transport électronique dans un conducteur mésoscopique. Lors de sa diffusion dans l'échantillon, l'électron est transféré d'un canal de conduction dans un autre, lorsque les normes quantifiées $|\vec{k}_y|$ et $|\vec{k}_z|$ des composantes de son vecteur d'onde changent.

Il est possible de faire une analogie entre l'optique et la physique mésoscopique : on peut considérer les canaux de conduction comme les modes transverses d'un guide d'ondes électromagnétiques. Le conducteur mésoscopique apparaît alors comme un véritable *guide d'ondes électroniques*. Dans le cas idéal où tous les canaux de conduction transmettent parfaitement les ondes électroniques, le nombre de modes électroniques (dégénérés en spin) transmis

correspond à la partie entière du nombre de canaux : $\text{Int}[M]$. Nous démontrerons dans la suite que la contribution de chacun de ces modes à la conduction correspond à $2e^2/h$ quantité égale au *quantum de conductance*. Dans le cas idéal, la conductance d'un conducteur mésoscopique s'écrit donc : $2\frac{e^2}{h}\text{Int}[M] = 2\frac{e^2}{h}\text{Int}[\frac{S}{\lambda_F^2}]$. Elle est proportionnelle au nombre de modes transverses transmis par le guide d'onde électronique.

1.3.3 Approche de Landauer-Büttiker

La description du transport électronique dans un conducteur quantiquement cohérent nécessite une approche *globale*. Celle de Landauer relie la *conductance* du système à la *probabilité de transmission* des fonctions d'onde électroniques au niveau de Fermi.

Dans son modèle original [1, 28, 29], Landauer considère un conducteur quantique connecté à chacune de ses extrémités à un réservoir d'électrons par des fils parfaits (c'est-à-dire de conductance infinie). Nous allons maintenant détailler les hypothèses effectuées pour chacun des éléments de ce modèle de transport.

Le rôle des deux réservoirs est d'injecter et de récupérer les électrons qui traversent le système. Les réservoirs sont suffisamment grands pour que l'on puisse considérer qu'ils restent chacun à l'équilibre thermodynamique, à un potentiel chimique constant qui vaut μ_1 pour l'un et μ_2 pour l'autre, malgré l'absorption et l'émission des électrons qu'ils réalisent. De plus, on suppose qu'ils sont capables d'absorber tous les électrons incidents quelles que soient leur énergie et leur phase. En particulier, la probabilité qu'un électron incident quittant le système quantique soit réfléchi par un réservoir est négligeable. D'autre part, un réservoir injecte des électrons dans le conducteur quantique à des potentiels chimiques inférieurs au sien. On suppose que les électrons émis par un même réservoir sont incohérents de phase, et de plus que les deux réservoirs sont deux sources d'électrons incohérentes et décorréelées. Enfin, Landauer fait l'hypothèse que l'énergie et la phase des électrons émis par un réservoir sont totalement indépendantes et décorréelées de celles des électrons absorbés par ce même réservoir. Il considère donc que les réservoirs sont le siège de phénomènes dissipatifs : un électron qui pénètre dans un réservoir perd nécessairement toute mémoire de phase. Les réservoirs apparaissent comme des « corps noirs électroniques » parfaits.

Les fils qui relient l'échantillon cohérent aux réservoirs permettent simplement de conduire les électrons incidents depuis les réservoirs jusqu'à l'échantillon et les électrons réfléchis ou transmis par l'échantillon jusqu'aux réservoirs. Ce sont de simples fils d'amenée. On les suppose conducteurs parfaits, sans dissipation ni diffusion.

Landauer considère que le conducteur quantique est complètement cohérent ($L \leq L_\phi$) : aucun événement dissipatif n'y a lieu. Enfin cet échantillon est modélisé par une barrière caractérisée par les probabilités de transmission T et de réflexion $R = (1 - T)$ des ondes électroniques. C'est ce point qui est au cœur de l'approche du transport quantique développée par Landauer.

Il s'agit à présent de voir comment le transport électronique a lieu dans ce modèle. Nous allons nous intéresser au cas simple d'un conducteur strictement unidimensionnel, donc de section inférieure à $\lambda_F \times \lambda_F$. La température est supposée nulle, ainsi seuls les électrons au niveau de Fermi E_F participent à la conduction. Pour imposer le passage du courant dans une direction privilégiée, on applique une différence de potentiel $eV = \mu_1 - \mu_2$ entre les deux réservoirs. On la suppose suffisamment faible. Ainsi, d'une part cette hypothèse permet de respecter le caractère unidimensionnel et mono-canal du conducteur considéré puisqu'elle garantit que les électrons peuvent être transmis dans le système en empruntant un seul et même canal de conduction à l'énergie de Fermi. D'autre part, on peut surtout supposer, dans ces conditions, que la transmission T ne varie pas dans la gamme d'énergie eV et que la densité d'état du système est constante, égale à la densité d'états au niveau de Fermi, qui, rappelons-le,

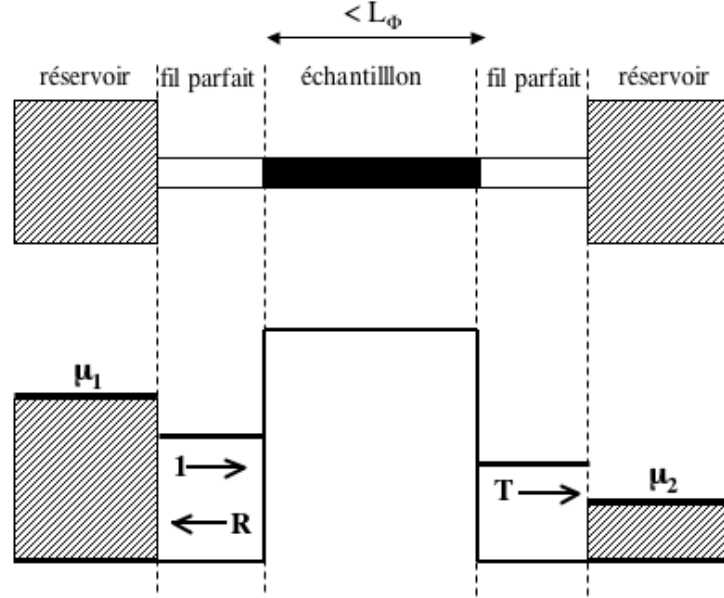


FIGURE 1.1: Schéma du modèle utilisé par Landauer pour décrire le transport électronique dans un conducteur quantiquement cohérent ($L \leq L_\Phi$) monocanal. L'échantillon caractérisé par une probabilité de transmission des fonctions d'onde électroniques T est connecté à deux réservoirs de potentiels chimiques μ_1 et $\mu_2 = \mu_1 - eV$. Sa conductance est proportionnelle à T : $G = 2e^2/h.T$.

dans un système 1D s'écrit : $\rho_0 = \left(\frac{\partial n_e}{\partial E}\right)_{E_F} = \frac{1}{\pi v_F \hbar}$. À température nulle, seuls les états électroniques compris entre μ_1 et μ_2 portent le courant de dérive du réservoir 1 de potentiel μ_1 , le plus grand, vers le réservoir 2 de potentiel μ_2 , le plus petit, puisque les courants qui impliquent les états inférieurs à μ_2 et qui vont du réservoir 1 vers le réservoir 2 sont compensés par les courants qui impliquent les mêmes états mais qui vont dans l'autre direction (du réservoir 2 vers le réservoir 1). Comme chaque état a la même probabilité T d'être transmis, on en déduit que le courant de dérive de 1 vers 2 s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I &= (\mu_1 - \mu_2) \rho_0 e v_F T \\
 &= eV \frac{1}{\pi v_F \hbar} e v_F T \\
 &= 2 \frac{e^2}{h} T V = G V
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

On en déduit la formule de Landauer pour la conductance d'un conducteur quantique cohérent mono-canal :

$$G = 2 \frac{e^2}{h} T \tag{1.23}$$

Cette formule montre que dans le modèle de Landauer, la conductance d'un échantillon est proportionnelle à la probabilité de transmission des électrons dans le conducteur².

Il est possible d'étendre le résultat précédent au cas idéal d'un conducteur constitué de N canaux de conduction indépendants et décorrélés. On peut alors simplement écrire la conductance comme la somme des contributions de

2. La conductance calculée ici est dite « deux points ». Nous renvoyons aux annexes pour une description plus détaillée de la signification physique de cette quantité.

tous les canaux :

$$G = 2 \frac{e^2}{h} \sum_n^N T_n \quad (1.24)$$

Dans ce cas on retrouve encore que la conductance est proportionnelle aux probabilités de transmission des fonctions d'onde électroniques caractéristiques du conducteur. Dans le cas parfait où chaque canal transmet tous les modes électroniques avec une probabilité égale à 1, la conductance devient : $G = 2 \frac{e^2}{h} N$.

Intéressons-nous maintenant au cas plus réaliste mais aussi plus complexe d'un conducteur quantique tridimensionnel désordonné contenant un grand nombre de canaux : il s'agit typiquement d'un échantillon mésoscopique métallique. Dans ce cas, les canaux de conduction ne sont pas indépendants et leur transmission respective n'est pas la même et n'est pas égale à 1. On peut démontrer que la statistique des transmissions d'un système contenant un très grand nombre de canaux présente un caractère bimodal : les transmissions sont proches de 0 ou de 1. Naturellement, seuls les canaux de transmission voisine de l'unité vont contribuer au transport. Il a été démontré [30] que le nombre de canaux effectifs N_{eff} est réduit par rapport au nombre total N de canaux par le facteur l_e/L : $N_{eff} = \frac{l_e}{L} N$, où l_e est le libre parcours moyen élastique qui rend compte du désordre dans l'échantillon. On retrouve bien que plus le conducteur est désordonné ($l_e \ll L$) plus la résistance est grande.

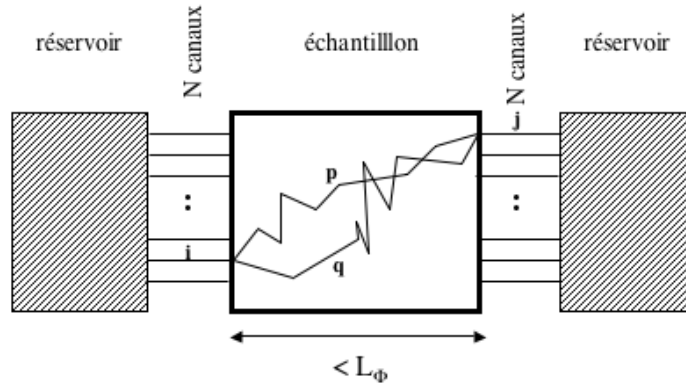


FIGURE 1.2: Schéma du modèle utilisé par Landauer et Büttiker pour décrire le transport électronique dans un conducteur quantiquement cohérent ($L \leq L_\phi$) multi-canaux et désordonné. La probabilité de transmission des fonctions d'onde électronique T s'exprime à l'aide d'une matrice de diffusion dont les éléments t_{ij} représentent les amplitudes de probabilité qu'un électron incident dans le canal i soit diffusé dans le canal j et sont calculés à l'aide de propagateurs exprimés sur les chemins p et q définis dans le conducteur. La conductance de l'échantillon est proportionnelle à T : $G = e^2/h \sum_{i,j} |t_{ij}|^2$.

Plus rigoureusement, on peut décrire la transmission T d'un tel système multi-canaux désordonné grâce à une matrice de diffusion : c'est l'approche de Landauer-Büttiker [31]. Les $2N \times 2N$ éléments³ t_{ij} qui représentent les amplitudes de probabilité qu'un électron incident dans le canal i avec le vecteur d'onde \vec{k}_i soit diffusé (c'est-à-dire transmis ou réfléchi) dans le canal j avec le vecteur d'onde \vec{k}_j . Il en résulte l'expression suivante de la conductance :

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{i,j} |t_{ij}|^2 \quad (1.25)$$

Dans le cas d'un conducteur diffusif faiblement désordonné, et dans le cadre de l'approximation semi-classique,

3. On considère dans ce cas que les N canaux de conduction sont dégénérés en spin. Ce qui explique le facteur 2

l'amplitude de probabilité t_{ij} s'exprime sous la forme d'une fonction de Green retardée :

$$t_{ij} \propto \sum_p A_{ij, p} \quad (1.26)$$

C'est la somme des amplitudes de probabilité $A_{ij, p}$ de tous les chemins de diffusion que l'électron de vecteur d'onde initial \vec{k}_i peut suivre dans l'échantillon pour en ressortir avec le vecteur d'onde \vec{k}_j . Nous avons précédemment (formule 1.13) introduit la quantité $A_{ij, p} : A_{ij, p} = |A_{ij, p}| e^{i\frac{S}{\hbar}}$ avec S l'action semi-classique le long du chemin p qui s'écrit (formule 1.14) : $S = \int_p (\hbar\vec{k}(\vec{r}) - e\vec{A}(\vec{r}))d\vec{r} - E dt$ en présence du potentiel vecteur \vec{A} .

Ainsi, la transmission d'un échantillon mésoscopique métallique peut s'exprimer de manière intuitive :

$$\begin{aligned} T = \sum_{i,j} |t_{ij}|^2 &\propto \sum_{\text{canaux } i,j} \left| \sum_{\text{chemins } p} A_{ij, p} \right|^2 \\ &\propto \sum_{\text{canaux } i,j} P_{\text{classique}}(i, j) + P_{\text{quantique}}(i, j) \end{aligned} \quad (1.27)$$

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe 1.2.2.4 (formule 1.15), le carré du module de la somme des amplitudes de probabilité des chemins semi-classiques, qui est la probabilité de transfert de l'électron du canal i au canal j , contient un terme d'interférence entre fonctions d'ondes électroniques $P_{\text{quantique}}(i, j)$. Ici, on constate clairement que, dans le modèle de Landauer, c'est dans la transmission T du conducteur quantique, à laquelle la conductance du système est proportionnelle, que les effets d'interférences électroniques sont pris en compte.

Enfin, il convient de rappeler que la température est supposée nulle dans le modèle décrit. La température finie a pour principale conséquence d'affecter les probabilités de transmission des canaux.

1.4 Décohérence

1.4.1 Problématique générale

La décohérence désigne le processus qui conduit un système quantiquement cohérent dans lequel les électrons sont dans des états quantiques bien définis vers un système dont le comportement est régi par les lois de la physique classique.

La décohérence a des implications très concrètes. Par exemple, elle limite le développement et la réalisation des dispositifs qui exploitent les états quantiques cohérents des électrons, comme les bits quantiques.

Plus fondamentalement, la compréhension des mécanismes qui détruisent la cohérence quantique d'un système électronique est cruciale dans le domaine spécifique de la physique mésoscopique qui, précisément, étudie les effets de la cohérence quantique des électrons sur les propriétés thermodynamiques et les propriétés de transport d'un conducteur : c'est la décohérence qui fixe les échelles de longueur, de temps, et de température sur lesquelles la physique mésoscopique se pratique. Ainsi le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ caractéristique des corrections quantiques aux propriétés de transports des systèmes mésoscopiques résultant des interférences électroniques est-il caractéristique de la décohérence.

Mais enfin et surtout, d'un point de vue plus général et beaucoup plus fondamental, le problème de la décohérence à très basse température intéresse la communauté de la physique du solide toute entière puisqu'il renvoie à la question historique de l'état fondamental d'un système électronique à température nulle. En effet l'état fondamental d'un gaz d'électrons est déterminé par les excitations de basse énergie du système.

Le modèle de liquide de Fermi donne une description simple de l'état fondamental d'un gaz d'électrons à température nulle : les électrons remplissent tous les états quantiques jusqu'au niveau de Fermi en respectant le principe d'exclusion de Pauli, si bien qu'il ne subsiste aucun état supplémentaire disponible et accessible. Toute excitation est impossible. Le système électronique, gelé dans son minimum d'énergie, est infiniment cohérent. Ce modèle a été démontré valable dans de nombreux systèmes électroniques, et même dans les métaux désordonnés [32, 9, 10, 33].

Évoquons les principaux développements qui ont permis de construire le modèle de liquide de Fermi du métal désordonné à partir du modèle élémentaire et rudimentaire de Sommerfeld qui date des années 1920. C'est seulement en 1957 que Landau [34, 35, 36] introduisit l'interaction coulombienne entre électrons dans le modèle de gaz d'électrons libres et indépendants, pour décrire les propriétés électroniques de l'Hélium 3. Quelques années plus tard, en 1966, Nozières [37, 38] résolut le problème de la description d'un gaz d'électrons en interaction, et en présence du potentiel périodique du réseau cristallin. Tous deux démontrèrent que le modèle de Sommerfeld reste valable, au moins pour décrire les propriétés de transport du système au voisinage de l'énergie de Fermi E_F , et surtout, moyennant l'introduction d'un nouveau concept : celui de *quasi-particule* au niveau de Fermi, caractérisée par une *masse effective* qui tient compte du potentiel du réseau cristallin, et « habillée » par l'interaction coulombienne. Il a été prédit que la durée de vie de ces quasi-particules au niveau de Fermi est infinie à température nulle, conformément à la théorie originale du gaz dégénéré d'électrons libres et indépendants. Le modèle de Nozières constitue la première théorie de liquide de Fermi élaborée pour un métal. Le dernier raffinement de la théorie des liquides de Fermi est dû à Altshuler *et al.* [32, 9] qui ont ajouté le désordre. Ils ont démontré, dans les métaux désordonnés, que malgré la présence d'interactions électron-électron renforcées, la durée de vie d'une quasi-particule reste bien infinie à température nulle, en accord avec la théorie du liquide de Fermi. En particulier, ils ont démontré que le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ , dominé par les interactions électron-électron à basse température, diverge à température nulle.

Finalement, le modèle du liquide de Fermi apparaît donc particulièrement robuste. La validité de ce modèle dans les métaux permet de prédire l'absence de décohérence dans ces systèmes à température nulle. Mais la mise en évidence d'une forme de décohérence à température nulle serait de nature à remettre en cause la validité de ce modèle dans le système considéré.

Nous allons maintenant décrire les principaux mécanismes qui limitent la cohérence quantique d'un échantillon métallique. La décohérence est le résultat du couplage de l'électron avec son environnement [39]. Plus exactement, ce sont les degrés de liberté de l'environnement électronique présentant des fluctuations temporelles aléatoires qui jouent ici un rôle important. Le couplage de l'électron à une excitation qui fluctue conduit à une indétermination de l'état de l'électron et donc à une perte de cohérence du système électronique puisque l'état d'un électron en interaction avec ce degré de liberté dépend de l'état de l'environnement à l'instant de l'interaction.

Les mécanismes de décohérence les plus courants se distinguent selon qu'ils sont inélastiques, c'est-à-dire qu'ils s'accompagnent d'échanges d'énergie, ou bien selon qu'ils sont élastiques. Les interactions élastiques les plus souvent évoquées sont celles qui impliquent le spin de l'électron. Il s'agit du couplage spin-orbite dans lequel le spin de l'électron se couple avec le degré de liberté orbital de l'électron [40, 41], ou bien, lorsque le système contient des impuretés magnétiques, il s'agit du couplage du spin de l'électron avec le spin des impuretés [42]. Si l'effet du couplage spin-orbite sur les effets de cohérence mésoscopiques semble être aujourd'hui bien compris, ce n'est pas le cas de l'interaction des électrons de conduction avec des impuretés magnétiques. Les interactions inélastiques dominantes sont les collisions des électrons avec les vibrations thermiques du réseau cristallin, c'est-à-dire avec

les phonons [43, 44], ou encore les interactions électron-électron. Mais, l'interaction électron-électron occupe une place particulière parmi les mécanismes de décohérence : elle est la seule dont on ne puisse pas s'affranchir par le choix de conditions d'étude (température, champ magnétique) ou de matériaux. On peut la qualifier de source de décohérence intrinsèque, en opposition à l'ensemble des autres mécanismes qui apparaissent extrinsèques. On peut enfin envisager d'autres sources de décohérence extrinsèques plus exotiques, comme des impuretés se comportant comme des systèmes à deux niveaux [45, 46, 47], ou comme le couplage des électrons avec un champ électromagnétique externe [48, 49]. À ce titre, le bruit électromagnétique radio-fréquence est très efficace, mais on peut en protéger le système électronique quantiquement cohérent par un blindage adapté [50, 51].

Généralement, il est possible de s'affranchir des mécanismes de décohérence extrinsèques en bloquant les fluctuations des degrés de liberté de l'environnement impliqués. L'abaissement de la température est très efficace dans le cas des mécanismes inélastiques. Ainsi le couplage électron-phonon dominant à température ambiante devient complètement négligeable lorsque la température diminue en dessous de 1 kelvin. Dans le cas d'un fil quasi-1D, le temps moyen entre deux collisions successives subies par un électron sur deux phonons augmente proportionnellement à T^{-3} [2, 52]. Par contre, les mécanismes de décohérence élastiques sont indépendants de la température. Mais il est toujours possible de geler le degré de liberté responsable de la perte de cohérence. Par exemple, dans le cas d'un système contenant des impuretés magnétiques, l'application d'un champ magnétique suffisant permet de bloquer les fluctuations des spins des impuretés qui, se couplant avec le spin des électrons, constituent une source de décohérence très efficace [53]. Plus radicalement, on peut s'affranchir de certains mécanismes par le choix même du système étudié, c'est à dire du matériau utilisé (métaux lourds, légers, semi-conducteurs, pureté des matériaux, etc).

Intrinsèquement, la cohérence quantique d'un système électronique est limitée par l'interaction électron-électron. C'est le mécanisme dominant à basse température, lorsque l'on peut exclure toute autre source de décohérence. Dans le cas complexe d'un métal désordonné, Altshuler, Aronov et Khmel'nitzkii (AAK), en traitant l'interaction électron-électron comme un champ électromagnétique fluctuant, ont démontré que le temps de cohérence de phase électronique limité par les seules interactions électron-électron doit diverger à température nulle, comme $T^{-2/3}$, dans le cas d'un fil quasi-1D [32, 9]. Ce résultat est en accord avec le modèle du liquide de Fermi.

Pourtant, récemment, plusieurs résultats expérimentaux obtenus dans des systèmes électroniques très différents ont apporté les preuves d'une saturation du temps de cohérence quantique à très basse température.

Des expérimentateurs ont mesuré une saturation du coefficient de relaxation transverse des ondes de spins dans l'Hélium 3 polarisé à basse température [54]. Cette observation, qui démontre l'existence d'un mécanisme d'échange d'énergie important à très basse température, éveille un doute d'autant plus fort sur la validité des théories de liquides de Fermi, que l'Hélium 3 est le système modèle par excellence, qui vérifie les concepts les plus fondamentaux de la physique du solide.

Une autre expérience, qui a été réalisée dans le domaine de la physique mésoscopique en 1997, a montré une saturation du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ dans des fils d'or [55]. Leurs auteurs Mohanty, Jariwala et Webb, ont avancé, considérant leurs propres résultats et ceux d'observations antérieures, que cette saturation est une propriété universelle des fils métalliques désordonnés et qu'elle est la preuve de l'existence d'un mécanisme de décohérence intrinsèque de l'interaction électron-électron. Ces résultats ont remis en cause la théorie de liquide de Fermi d'un métal désordonné développée par Altshuler *et al.*. Ils sont à l'origine d'une controverse d'ampleur sur la décohérence dans les systèmes métalliques, et surtout ils ont motivé une grande activité tant expérimentale que théorique sur cette question. Ce problème de la saturation du temps de cohérence de phase électronique dans les

métaux à très basse température, ainsi que les réponses que l'on peut y apporter, sont au centre du travail de thèse présenté ici.

1.4.2 Comment mesurer la décohérence ?

La cohérence quantique d'un système électronique n'est pas une quantité qu'il est possible de mesurer directement. Parmi les grandeurs qui la caractérisent, on peut citer le temps de vie de la quasi-particule τ_{qp} défini dans la théorie du liquide de Fermi de Landau, dominé par les processus de relaxation d'énergie et qui dépend de l'énergie ϵ de la quasi-particule, mais aussi le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ , échelle de temps sur laquelle les effets d'interférence quantique électronique caractéristiques du transport cohérent se manifestent, c'est-à-dire le temps au bout duquel la phase de la fonction d'onde électronique au niveau de Fermi est redistribuée aléatoirement entre 0 et 2π [3, 4]. Mais c'est sans doute τ_ϕ , qui est *stricto sensu* un temps caractéristique du déphasage de la fonction d'onde électronique au niveau de Fermi, qui permet l'estimation quantitative la plus aisée de la décohérence, comme nous allons le voir. Notons d'ailleurs, que ce temps de cohérence permet de remonter à la durée de vie de l'état d'une quasi-particule τ_{qp} : on a au moins l'inégalité $\tau_\phi \leq \tau_{qp}$, puisque les interférences entre quasi-particules ne peuvent pas avoir lieu sur une durée supérieure à τ_{qp} . Dans le cas où l'interaction électron-électron est le mécanisme dominant la décohérence, il a même été démontré que $\tau_\phi = \tau_{qp}(\epsilon = E_F)$ [3].

Ainsi, pratiquement, pour mesurer la cohérence quantique d'un conducteur, on peut mesurer le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ . Comment réaliser une mesure de τ_ϕ ? L'ordre de grandeur de τ_ϕ , souvent inférieur à la nanoseconde, ne permet pas d'envisager une mesure directe par une expérience de temps de vol par exemple. On préfère mesurer des quantités qui sont très sensibles à la cohérence de phase du système électronique. Les corrections de conductance qui résultent des interférences quantiques qui ont lieu dans les conducteurs mésoscopiques sont, à ce titre, privilégiées. Ainsi pour mesurer le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ , il suffit de mesurer des corrections quantiques aux propriétés de transport. En choisissant τ_ϕ comme grandeur caractéristique des mécanismes de décohérence, la mesure de la cohérence quantique se résume à une simple mesure de transport électronique. Ici réside toute la force de cette technique de mesure. Pour évaluer la cohérence quantique d'un conducteur, on peut réaliser une mesure de la localisation faible, des oscillations Altshuler-Aronov-Spivak, des oscillations Aharonov-Bohm, ou encore, par exemple, des fluctuations de conductance. La technique la plus utilisée est la mesure de la correction de conductance de localisation faible dans des fils quasi-1D. Contrairement aux autres effets d'interférences, comme par exemple les fluctuations de conductance qui dépendent à la fois de la longueur de diffusion thermique L_T et de la longueur de cohérence de phase L_ϕ , la localisation faible, qui implique des trajectoires électroniques à la même énergie dépend très directement et uniquement de L_ϕ . En outre, elle résulte elle-même d'un automoyennage sur le désordre de l'échantillon, ce qui lui assure d'être insensible et robuste aux effets du désordre.

Néanmoins, il convient de garder à l'esprit que la quantité τ_ϕ , extraite d'une correction au transport classique résultant d'un effet d'interférence électronique, reste, en toute rigueur et avant tout, un temps caractéristique du déphasage de la fonction d'onde électronique au niveau de Fermi, c'est-à-dire un temps caractéristique de la cohérence de phase des électrons impliqués dans le transport, et non de la cohérence quantique des électrons en général. Rappelons, au passage, que le déphasage, qui est le terme générique qui désigne tous les mécanismes qui conduisent à une modification de la phase de la fonction d'onde électronique (champ magnétique, couplage spin-orbite, interaction coulombienne entre électrons, interaction électron-phonon, couplage à des impuretés magnétiques, par

exemple), est une notion plus large et plus générale que la décohérence. Le déphasage se confond avec la décohérence lorsque l'interaction qui aboutit à la modification de la phase est une interaction de l'électron avec un degré de liberté externe et surtout lorsque le déphasage est *irréversible*¹. On peut donc parler de décohérence lorsque l'on évoque le déphasage électronique par l'interaction électron-électron, par l'interaction électron-phonon, ou par le couplage de l'électron à des impuretés magnétiques. Dans ce manuscrit, pour évoquer la limitation du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ , nous utilisons indifféremment les termes décohérence ou déphasage, puisque fondamentalement la décohérence est avant tout un déphasage. *Nous utilisons de manière privilégiée le terme « décohérence » dans le contexte spécifique du débat sur la saturation de τ_ϕ à très basse température, tandis que l'utilisation du terme « déphasage » traduit une volonté de coserver au propos un caractère plus général.*

Enfin, il apparaît légitime de se poser la question de savoir si le temps caractéristique du déphasage extrait d'expériences de transport dépend de la correction de conductance mesurée, c'est-à-dire du type de l'interférence électronique en jeu. À ce titre, récemment, des travaux théoriques et expérimentaux ont comparé les longueurs caractéristiques du déphasage électronique extraites de la localisation faible, des fluctuations de conductance et des oscillations de magnétoconductance (Aharonov-Bohm ou Altshuler-Aronov-Spivak) dans des anneaux conducteurs. Il a été démontré [56], en théorie, et vérifié expérimentalement dans au moins une expérience [57] que les fluctuations de conductance dépendent bien du temps de cohérence de phase calculé dans la théorie d'Altshuler *et al.* et qui est aussi caractéristique de la localisation faible. Par contre, des prédictions théoriques [58] ont établi que le temps de déphasage extrait des oscillations de conductance d'un anneau conducteur transpercé par un flux magnétique dépend de la géométrie du système, mais l'observation expérimentale de cet effet n'a pas encore été réalisée [59]. Le bon accord entre les grandeurs caractéristiques du déphasage extraites de corrections quantique à la conductance classique résultant d'interférences de natures différentes est une condition nécessaire à la reconnaissance des mesures de transport cohérent de phase comme sonde fiable de la cohérence quantique d'un conducteur. C'est le pré-requis nécessaire pour pouvoir considérer les propriétés de cohérence de phase électronique comme de véritables estimateurs de la cohérence quantique électronique.

1. L'irréversibilité qui résulte d'une moyenne sur le désordre, *i.e.* sur l'ensemble de configurations aléatoires du degré de liberté externe couplé à l'électron est suffisante pour faire d'un mécanisme de déphasage un processus de décohérence. C'est le cas de la rotation du spin de l'électron induite par le couplage avec des impuretés magnétiques : la configuration des spins des impuretés magnétiques étant aléatoire, en moyenne, sur une trajectoire de diffusion électronique, la rotation du spin de l'électron est aléatoire et irréversible et donc source de décohérence.

Chapitre 2

Cohérence quantique et effet Kondo

2.1 Saturation du temps de cohérence de phase électronique à basse température dans les métaux

2.1.1 Historique

La mesure de l'évolution du temps de cohérence de phase électronique en température est une étape essentielle de la compréhension de la nature des conducteurs désordonnés.

Le temps de cohérence de phase des fonctions d'ondes électroniques τ_ϕ est le temps caractéristique des interférences électroniques qui se manifestent dans les conducteurs quantiquement cohérents. Il est possible de l'extraire de la mesure des corrections de conductance associées à ces effets quantiques, comme par exemple les corrections de « localisation faible ». Comme Bergmann l'a montré [60], la localisation faible correspond à une véritable expérience de « temps de vol » réalisée avec les électrons de conduction et permet ainsi de mesurer les temps caractéristiques du transport électronique.

Historiquement, les premières mesures de τ_ϕ datent du début des années 1980, alors que la théorie de la localisation faible se construit et résout un problème historique et tenace de la matière condensée : celui de la magnétorésistance anormale des conducteurs désordonnés. À cette époque, l'enjeu principal de ces mesures de magnétorésistance est de tester la validité de cette théorie, émergeant de la théorie de la localisation forte d'Anderson [6, 61, 62]. Mais rapidement, après qu'Altshuler eût démontré que les interactions électron-électron dominent le régime de localisation faible [63, 64, 65, 66] puis qu'il eût élaboré son modèle de liquide de Fermi d'un métal désordonné en considérant ces interactions électron-électron renforcées comme un champ électromagnétique fluctuant [32, 9], il s'agit de vérifier ces prédictions théoriques. En particulier, les expérimentateurs cherchent alors à mesurer la dépendance en température de la contribution des interactions électron-électron au temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ prédite par Altshuler pour un conducteur de dimension d : $\tau_{e-e} \propto T^{\frac{2}{d-4}}$ pour $d \leq 2$, et $\tau_{e-e} \propto T^{d/2}$ pour $d \geq 3$. Dès lors, c'est la nature de l'interaction électron-électron dans les conducteurs désordonnés et par conséquent la validité de la théorie de liquide de Fermi d'Altshuler qui devient l'enjeu des mesures de localisation faible à basse température.

Lorsque l'on parcourt la littérature, on constate que, dans la quasi totalité des expériences de localisation faible réalisées dans les métaux, le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ extrait de la magnétorésistance de loca-

lisation faible sature systématiquement à très basse température, typiquement en dessous de quelques Kelvin et ce, quelle que soit la dimension des échantillons. La saturation de τ_ϕ dans les métaux à très basse température est donc un vieux problème unanimement reconnu par les expérimentateurs.

Les premières mesures de localisation faible ont été réalisées dans des films minces 2D. Par exemple, Gershenson *et al.* [67] en 1982 mesurent τ_ϕ dans des films d'Argent jusqu'à 2 K : à haute température, ils observent une dépendance en température suivant une loi de puissance T^p caractéristique du couplage électron-phonon, puis en dessous de 4 K, ou 10 K, dans ces différents échantillons, τ_ϕ devient indépendant de la température. Abraham *et al.* [68] obtiennent des résultats complètement analogues dans des films de Cuivre, puis quelques années plus tard Lin *et al.* [69] reproduisent ces observations dans des films d'Or/Paladium : τ_ϕ sature en dessous de quelques Kelvin. Il faut attendre 1986 pour que des mesures de localisation faible soient réalisées dans des fils quasi-1D. Dans ce cas encore, le temps de cohérence de phase électronique devient indépendant de la température, à basse température, par exemple, en dessous de 5 K dans les fils d'Or/Paladium mesurés par Lin *et al.* [70]. Dans tous ces travaux, les expérimentateurs, unanimes, ont attribué ces saturations, sans le démontrer rigoureusement, à l'interaction des électrons avec des impuretés magnétiques résiduelles [7]. Chacun conservait la certitude que s'affranchir de la diffusion sur les spins magnétiques permettrait d'observer la dépendance en température théorique du temps de cohérence de phase électronique, même jusqu'à basse température. Cette prédiction était renforcée par l'observation de comportements tout à fait conformes à la théorie d'Altshuler à haute température ($T > 2 K$), comme par exemple dans les films d'Aluminium (à l'état de métal normal à ces températures) mesurés par Gershenson *et al.* [71], ou par Santhanam *et al.* [72], et dans les fils quasi-1D d'Argent et d'Aluminium étudiés par Wind *et al.* [73]. Mais seule une exploration du régime des très basses températures, typiquement inférieures à 1 K, dans lequel les interactions électron-électron deviennent dominantes aurait permis une compréhension des mécanismes à l'origine des saturations de τ_ϕ observées ainsi qu'un véritable test de la validité du modèle de liquide de Fermi développé par Altshuler *et al.* pour les métaux désordonnés.

C'est seulement en 1993, que des mesures de localisation faible sont réalisées jusqu'à 100 mK dans des fils d'Or quasi-1D, par Echernach *et al.* [74]. Dans ces travaux, τ_ϕ suit la loi théorique en $T^{-2/3}$ jusqu'à la plus basse température atteinte. Une année plus tard, Mueller *et al.* [75] font des mesures de localisation faible et de résistivité dans des films d'Or 2D jusqu'à 20 mK. Ils observent une dépendance en température de τ_ϕ en $T^{-1/2}$ plus faible que celle prédite par Altshuler *et al.* . Les auteurs, comme bon nombre de leurs prédécesseurs, tentent d'expliquer le comportement observé par la présence d'impuretés magnétiques de Fer. Ils s'appuient à cette occasion sur les travaux réalisés dans le groupe de Bergmann [76] qui visent à comprendre le rôle des impuretés magnétiques sur les mécanismes de déphasage dans le cadre de l'effet Kondo. L'expérience de Mueller *et al.* a aussi le mérite de souligner, explicitement et pour la première fois, la difficulté de refroidir des électrons à très basse température dans des mesures de transport. Les auteurs pointent l'effet du chauffage par le courant de mesure, par simple effet Joule, et l'effet du rayonnement radio-fréquence ambiant. Il faut noter, que par le passé, la plupart des expérimentateurs n'avait pas pris conscience de ces effets, malgré l'existence de résultats théoriques montrant en particulier l'effet des fluctuations électromagnétiques hyperfréquences ambiantes sur le déphasage électronique [48, 49]. La plupart des expérimentateurs négligeaient ainsi les précautions expérimentales assurant le refroidissement correcte des électrons jusqu'aux plus basses températures ($T < 1 K$). En conséquence, les résultats antérieurs montrant une saturation de τ_ϕ à basse température doivent être considérés avec discernement et esprit critique : il se peut que la saturation observée soit simplement la conséquence d'une absence de refroidissement des électrons en dessous de la température à partir de laquelle τ_ϕ sature, ou à un déphasage par le rayonnement radio-fréquence ambiant, tous

deux dus à un blindage déficient du dispositif expérimental contre les hyperfréquences, elle peut aussi résulter de l'utilisation d'un courant de mesure trop élevé.

En conclusion, à la fin des années 1990, chacun admet et reconnaît la saturation quasi systématique à très basse température du temps de cohérence de phase électronique mesuré dans les métaux. La validité du modèle du liquide de Fermi élaboré par Altshuler *et al.* n'est pas remise en question : à l'unanimité, les expérimentateurs attribuent cette déviation de comportement à la présence des impuretés magnétiques, ou à des mesures peu soigneuses. La plupart d'entre eux [69, 52] soulignent néanmoins l'impérieuse nécessité d'une étude des effets des impuretés magnétiques sur la localisation faible et plus généralement sur le temps de cohérence de phase électronique.

Ce sont principalement les résultats et les conclusions de Mohanty, Jariwala et Webb publiés en 1997 [55] qui sont à l'origine du regain d'intérêt pour le problème de la saturation de τ_ϕ dans les métaux à très basse température. Les auteurs ont mesuré le temps de cohérence de phase électronique dans des fils d'Or très purs (contenant moins de 1 ppm d'impuretés) quasi-1D par des expériences de magnétorésistance de localisation faible. Dans tous leurs échantillons, ils ont observé une saturation de τ_ϕ en dessous de 100 mK. En complément, ils ont procédé à des mesures supplémentaires destinées à démontrer l'absence d'un déphasage par des impuretés magnétiques et l'inexistence d'un éventuel chauffage des électrons par le courant de mesure ou le rayonnement radio-fréquence. En s'appuyant, par ailleurs, sur les résultats d'expériences de localisation faible antérieures montrant une saturation de τ_ϕ , ils ont conclu que la saturation du temps de cohérence de phase électronique dans les métaux à très basse température est *universelle et intrinsèque*, c'est-à-dire résultant de la nature même de l'interaction électron-électron. Plus exactement, ils affirment que τ_ϕ sature à une valeur finie, à température nulle, à cause de fluctuations quantiques de point zéro du champ électromagnétique propres aux systèmes électroniques métalliques désordonnés. Cette affirmation, pour la première fois, remet en cause explicitement la théorie de liquide de Fermi développée par Altshuler *et al.* pour les métaux désordonnés.

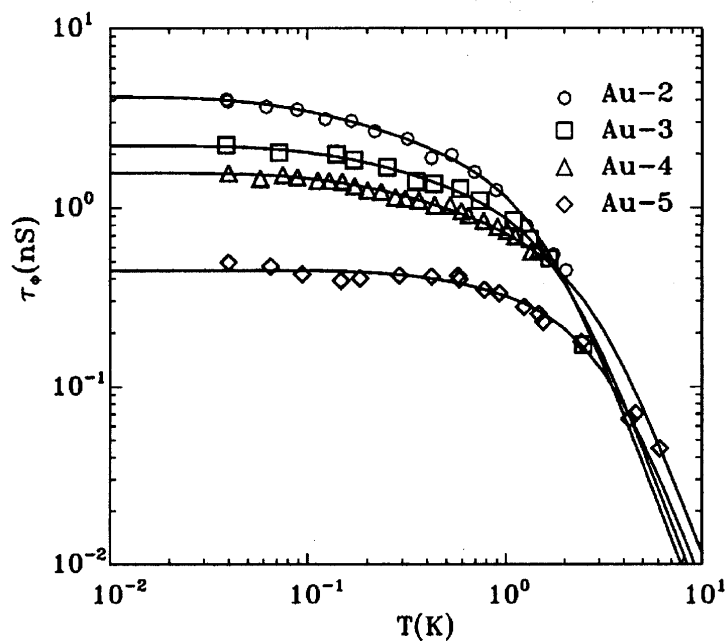


FIGURE 2.1: Dépendance en température du temps de cohérence de phase électronique extrait des mesures de localisation faible dans des fils quasi-1D en Or réalisées par Mohanty *et al.* [55].

2.1.2 Débat et situation expérimentale

À l'issue des travaux de Mohanty *et al.* réalisés en 1997, deux interprétations opposées de la saturation du temps de cohérence de phase électronique dans les métaux se sont construites. La première, avancée par les auteurs [55, 77] considère ce comportement *intrinsèque* et *universel*, *i.e.* dû à la nature spéciale de l'interaction électron-électron dans les métaux désordonnés, et remet donc en cause la théorie de liquide de Fermi. Au contraire, la seconde, naturellement soutenue par Altshuler [49], et par le plus grand nombre, suppose que la saturation est *extrinsèque*, conséquence du couplage des électrons avec des degrés de liberté du système jusqu'alors négligées. Le débat, très polémique, entre les partisans respectifs de ces deux approches est soutenu par des développements théoriques. Nous n'exposerons pas ici en détails les arguments théoriques avancés par les deux camps. Mentionnons simplement que, en accord avec les conclusions de Mohanty *et al.*, Golubev et Zaikin ont élaboré un modèle prédisant une saturation du temps de cohérence de phase des électrons, basé fondamentalement sur des fluctuations quantiques de point zéro du champ électromagnétique [78, 79, 80, 81, 82, 83]. Opposées à cette théorie, des prédictions, en accord avec le modèle de l'interaction électron-électron développé par Altshuler *et al.* [32, 9], interprètent la saturation de τ_ϕ comme le résultat du couplage des électrons à des systèmes à deux niveaux (TLS) [45, 84, 85, 86, 46].

En marge de ce débat, des expérimentateurs ont récemment réalisé des mesures de localisation faible dans des fils quasi-1D en Argent dans lesquels le temps de cohérence de phase électronique suivait une dépendance en température en accord avec la théorie standard d'Altshuler *et al.* jusqu'à 40 mK [87, 88]. Par ailleurs, dans un autre groupe, il a été observé que le comportement du temps de cohérence de phase à basse température dépendait des dimensions géométriques des échantillons [89].

Dans le cadre de l'interprétation du comportement du temps de cohérence de phase électronique à basse température mesuré dans les métaux, on ne peut ignorer un problème systématiquement soulevé depuis les premières expériences de localisation faible [7] et pourtant encore non élucidé : celui de l'effet des impuretés magnétiques sur la cohérence de phase d'un conducteur métallique.

2.1.3 Du rôle des impuretés magnétiques

Dès les premières expériences de mésophysique, les impuretés magnétiques ont été évoquées pour rendre compte de la réduction des effets de cohérence de phase électronique observés expérimentalement ou encore, plus généralement pour expliquer le désaccord observé entre des résultats et les principales prédictions théoriques qui négligent alors les impuretés magnétiques. Ainsi, par exemple, en 1984, alors qu'ils cherchaient à mesurer les oscillations de conductance Aharonov-Bohm dans des anneaux mésoscopiques en Or, Webb *et al.* attribuent à la présence d'impuretés magnétiques leur échec de l'évaluation de τ_ϕ à partir de la magnétorésistance de localisation faible en utilisant des prédictions théoriques standards. Ils le justifient en mettant en évidence la présence d'atomes magnétiques de Fer et de Chrome dans le matériau constitutif de leurs échantillons au cours d'une analyse spectroscopique (SIMS) et, par ailleurs en mesurant une remontée logarithmique de la résistivité à basse température, remontée caractéristique de l'effet Kondo qui implique des impuretés magnétiques.

Mais les expériences qui apportent une preuve plus convaincante de l'effet des impuretés magnétiques sur la cohérence de phase sont peu nombreuses.

L'une d'entre elles est due à Pannetier *et al.* [90, 91]. Dans cette expérience, les auteurs ont mesuré la magnétorésistance de réseaux de fils d'Au très purs. La longueur de cohérence de phase L_ϕ extraite de ces mesures atteint plusieurs microns à des températures de l'ordre de quelques Kelvins. Pourtant, comme dans la quasi-totalité des tra-

vaux, L_ϕ devient indépendant de la température en dessous de $2 K$. Ils notent que la résistivité de leurs échantillons présente une remontée logarithmique de très forte amplitude à basse température. Cette remontée qu'ils attribuent, très justement, à l'effet Kondo démontre la présence d'impuretés magnétiques. Ils constatent, par ailleurs, que le recuit de leurs échantillons permet d'augmenter d'un facteur 2 le temps de cohérence de phase électronique et d'en changer qualitativement la dépendance en température. Ces deux observations prouvent que le transport électronique dans les échantillons mesurés est affecté par la présence d'impuretés magnétiques. Les mesures de résistivité permettent d'interpréter la restauration de la cohérence de phase électronique à l'issue du recuit des échantillons de la manière suivante : le procédé de recuit utilisé permet vraisemblablement l'oxydation des impuretés magnétiques, qui dès lors sont passivées et ne participent plus au déphasage. Ces résultats établissent la preuve, que les impuretés magnétiques, en quantité si petite soit-elle (même inférieure à $1 ppm$), peuvent être responsables d'une décohérence significative du système.

La seconde expérience qui démontre le rôle prédominant des impuretés magnétiques dans les mécanismes de décohérence à basse température a été réalisée par Benoît *et al.* [53]. Dans cette étude, les auteurs ont mis en évidence l'effet des impuretés magnétiques de Manganèse (en quantité allant de $40 ppm$ à $120 ppm$) sur la cohérence de phase d'anneaux mésoscopiques d'Or en mesurant les oscillations Aharonov-Bohm à différents champs magnétiques. Ils ont observé que l'amplitude des oscillations Aharonov-Bohm augmentait d'un facteur 30 lorsque le champ magnétique appliqué était suffisamment fort. De plus, la valeur du champ à appliquer pour observer la même augmentation d'amplitude des oscillations de conductance était d'autant plus élevée que la quantité de Manganèse contenu dans l'échantillon était grande. Les auteurs ont interprété ces résultats par la polarisation du spin des impuretés de Manganèse par le champ magnétique : cette polarisation qui supprime les fluctuations des spins des impuretés magnétiques, qui comme nous le verrons sont à l'origine de la perte de cohérence de phase des électrons. C'est une nouvelle preuve que les impuretés magnétiques sont susceptibles d'affecter significativement la cohérence de phase d'un conducteur métallique.

Concernant le problème de l'effet des impuretés magnétiques sur le transport électronique cohérent, il est important de rappeler que Bergmann, dans les années 1980, a mené une étude assez complète du temps de renversement du spin électronique par les impuretés magnétiques par des mesures de localisation faible [92, 93, 42, 94, 76, 95]. Mais son objectif d'alors n'était pas de comprendre spécifiquement l'effet des impuretés magnétiques sur la cohérence quantique. Il s'agissait de mettre en évidence l'état fondamental d'un système d'impuretés magnétiques Kondo. Les résultats obtenus n'ont donc pas été interprétés dans le cadre de la décohérence.

Au delà de ces expériences pionnières, des études plus systématiques sont nécessaires à la compréhension des mécanismes de déphasage électronique par les impuretés magnétiques. Récemment, de telles expériences ont été entreprises [96, 97].

L'étude que nous avons réalisée vise à mesurer l'effet des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase. Dans ce travail, nous analysons le comportement du temps de cohérence de phase mesuré dans des expériences de localisation faible, dans le cadre de la physique de l'effet Kondo. Nous montrons que les impuretés magnétiques affectent fortement la cohérence quantique des électrons au voisinage de la température de Kondo T_K , puis que le temps de cohérence de phase augmente lorsque la température devient inférieure à T_K grâce à l'écrantage des impuretés magnétiques par les électrons de conduction. Par contre, à très basse température, alors que la théorie de Nozières [98] prévoit une restauration complète d'un comportement de liquide de Fermi grâce à l'écrantage total des impuretés magnétiques, nous observons, dans notre cas, que le temps de cohérence de phase électronique devient indépendant de la température. Nous montrons que ce sont les interactions RKKY entre

impuretés magnétiques, qui conduisent le système à transiter dans un état de verre de spins, qui sont responsables de la saturation de τ_ϕ observée [99, 100].

2.2 Introduction à la physique des impuretés magnétiques dans les métaux

Dans ce chapitre, nous allons décrire les principaux effets physiques qui ont lieu dans les alliages magnétiques dilués et qui résultent d'une part de l'interaction entre une impureté magnétique localisée et les électrons de conduction du métal hôte et d'autre part des interactions entre plusieurs impuretés magnétiques : à savoir l'effet Kondo et les interactions RKKY. Notre but, n'est pas d'exposer les détails techniques et calculatoires des théories décrivant ces effets, mais plutôt d'expliquer qualitativement les mécanismes physiques en jeu et de préciser leurs conséquences sur les propriétés de transport électronique.

2.2.1 Moments magnétiques locaux dans les métaux

2.2.1.1 Formation des moments locaux

Les études théoriques et expérimentales des moments localisés dans les métaux ont connu leur essor à partir de la moitié du siècle dernier. Leur but original était de comprendre les mécanismes de formation de ces moments locaux. Les premiers travaux [101, 102], dus à Friedel ont introduit les concepts fondamentaux d'*état lié virtuel* et de *diffusion résonante* des électrons de conduction sur une impureté, pour décrire les états électroniques localisés qui se créent lorsque l'on introduit une impureté dans un métal. Nous ne reviendrons pas, ici, sur le formalisme des *règles de somme de Friedel* qui permettent de rendre compte de l'écrantage de la charge d'une impureté non-magnétique [103]. Rappelons simplement que cet écrantage conduit à la formation d'un nuage électronique autour de l'impureté présentant des oscillations de densité de charge, les *oscillations de Friedel* [104]. Ces oscillations se manifestent à l'échelle de la longueur de Thomas-Fermi et s'amortissent lorsque la distance à l'impureté augmente. Plus tard, Anderson a développé une théorie concurrente pour expliquer les mécanismes de formation de ces moments locaux, basée sur un hamiltonien d'interaction d'échange entre les électrons de l'atome « impureté » et les électrons du métal « hôte » [105].

Mentionnons un point important que l'introduction d'une impureté dans un métal ne conduit pas nécessairement à la formation d'un moment localisé. Tout dépend de la structure électronique de l'atome implanté, mais aussi de celle du métal « hôte ». Seuls les éléments dont les fonctions d'ondes atomiques sont fortement localisées ou faiblement délocalisées sont susceptibles de former des moments locaux, citons par exemple les terres rares dont la couche $4f$ n'est que partiellement remplie, les actinides dont les niveaux $5f$ sont localisés, ou les métaux de transition et leurs niveaux $3d$ délocalisés. Dans notre cas, nous nous intéressons en particulier aux moments locaux qui portent un spin, et qui présentent donc un caractère magnétique. Les métaux de transition $3d$, comme par exemple le Fer, constituent de bons candidats à la formation de moments localisés magnétiques. Leur configuration électronique, dans laquelle les électrons $3d$ légèrement délocalisés sur une orbitale de large rayon ne sont donc écrantés par les électrons $4s$, leur confère des propriétés magnétiques particulières assez complexes, mais ils présentent l'intérêt d'avoir été largement étudiés. L'alliage dilué Or/Fer, constitué de plusieurs dizaines de *ppm* (parties par millions) d'atomes magnétiques de Fer dans une matrice d'Or a ainsi été le support de nombreuses études de l'effet Kondo, ou de la transition dans un état de verre de spins. Pour cette raison, c'est le système magnétique que nous avons choisi pour mesurer l'effet des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase des électrons. Dans la

suite de ce chapitre, nous nous intéresserons donc en particulier aux effets impliquant les impuretés magnétiques formées par des atomes de transition $3d$.

Après avoir démontré qu'un moment magnétique localisé est susceptible de survivre et d'exister dans un environnement métallique, il s'agit de comprendre comment il affecte les propriétés électroniques du métal dans lequel il se forme.

2.2.1.2 Effet des moments magnétiques locaux sur les propriétés électroniques

Depuis les années 1930 [106], on sait, pour l'avoir mesuré, que la présence d'impuretés magnétiques modifie fortement les propriétés électroniques d'un métal, que ce soit ses propriétés de transport, ou bien ses propriétés thermodynamiques. Les alliages, contenant même une petite quantité (quelques *ppm*) d'atomes magnétiques, présentent des anomalies de résistivité, de pouvoir thermoélectrique, mais aussi de susceptibilité magnétique.

C'est sans doute l'anomalie de résistivité observée dans les alliages magnétiques dilués qui est la plus emblématique de toutes : contrairement à la résistivité d'un métal pur qui diminue de manière monotone lorsque la température diminue du fait de la disparition des vibrations du réseau cristallin (les phonons) pour atteindre une valeur finie et indépendante de la température à très basse température, la résistivité d'un métal contenant des impuretés magnétiques présente un minimum à basse température suivi d'une remontée substantielle lorsque la température est réduite davantage. Historiquement, c'est d'ailleurs cette propriété qui a motivé les développements théoriques qui ont permis de comprendre une partie des effets des impuretés magnétiques sur les propriétés électroniques des alliages magnétiques. Il fallut attendre 1964, et le résultat des calculs de Kondo pour qu'une explication satisfaisante soit apportée au minimum de résistivité mesuré à basse température dans ces alliages et pour comprendre l'effet d'interaction entre une impureté magnétique localisée et les électrons de conduction du métal, désormais connu sous le nom d'*effet Kondo* à l'origine de cette propriété.

Parallèlement, pour expliquer les propriétés d'aimantation d'alliages métalliques très concentrés, d'autres travaux ont eu pour objet l'étude des interactions entre plusieurs impuretés magnétiques et en particulier des mécanismes qui conduisent à une mise en ordre magnétique à longue distance, *i.e.* à ce que l'on appelle un *verre de spins*.

Dans les paragraphes suivants, nous décrirons tour à tour l'effet Kondo puis les interactions entre impuretés magnétiques dont résulte la formation d'un verre de spins.

2.2.2 Effet Kondo

L'effet Kondo [107] résulte essentiellement de l'interaction antiferromagnétique entre un moment magnétique localisé et isolé, porteur d'un spin \vec{S} et les électrons de conduction d'un métal, de spin \vec{s} . Celle-ci conduit l'impureté magnétique qui se comporte comme un spin libre à haute température, à perdre progressivement son caractère magnétique, lorsque la température décroît en dessous d'une température caractéristique de l'alliage, appelée température de Kondo T_K , pour former une impureté statique complètement non-magnétique à très basse température. L'image communément utilisée pour rendre compte de cette transition est celle de la formation d'un nuage d'écranage du moment magnétique local par les électrons de conduction. Cette transition lente et élargie de l'impureté, d'un état magnétique vers un état non-magnétique, qui a lieu lorsque la température décroît sur une échelle de température logarithmique caractérisée par T_K , se manifeste par une modification radicale des contributions de l'impureté à la plupart des propriétés électroniques de l'alliage et en particulier par une modification importante de

la diffusion électronique.

2.2.2.1 Minimum de résistivité : régime de couplage faible

2.2.2.1.1 Modèle de Kondo Décrivons à présent plus précisément les mécanismes en jeu dans cet effet ainsi que le modèle théorique, initié par Kondo en 1964 [108], qui permet de le décrire. Dans son modèle, Kondo considère une impureté magnétique unique et isolée. On néglige donc, dans ce cas, les interactions spin-spin entre plusieurs moments locaux, à l'origine d'effets encore plus complexes que nous évoquerons plus tard. Le moment magnétique local considéré porte un spin \vec{S} et éventuellement une charge électrique excédentaire. Il est couplé aux électrons de conduction du métal de spin \vec{s} . Kondo modélise ce couplage par une interaction d'échange, caractérisée par une constante de couplage J . On s'intéresse aux alliages dans lesquels le couplage est antiferromagnétique ($J > 0$)¹. Le hamiltonien de cette interaction d'échange s'écrit :

$$\mathcal{H}_{sd} = -J\vec{S}\vec{\sigma}(\vec{r} = \vec{0}) \quad (2.1)$$

$\vec{\sigma}$ est l'opérateur spin, dont les composantes sont les matrices de Pauli, $\vec{\sigma}(\vec{r} = \vec{0})$ est la densité électronique de spin locale au point $\vec{r} = \vec{0}$, site où l'impureté est localisée. Ce modèle d'interaction d'échange est connu sous le nom de modèle $s-d$. On peut noter qu'il est semblable au modèle d'Anderson, utilisé pour décrire la formation du moment local. D'ailleurs, moyennant un reparamétrage, il est possible de déduire le modèle $s-d$ à partir du modèle d'Anderson. En effet, ce sont essentiellement des interactions du même type qui sont à l'origine de la formation d'un moment magnétique local et qui sont responsables de l'effet Kondo. L'interaction des électrons de conduction du métal avec le moment local, c'est-à-dire plus exactement avec les électrons d paramagnétiques localisés sur le site de l'impureté, qui est à l'origine de l'effet Kondo est supposée implicitement suffisamment faible pour être traitée séparément de l'interaction entre les électrons de l'impureté et ceux du métal « hôte » responsable de la formation du moment magnétique local et pour supposer qu'elle ne remet pas en cause la formation du moment. En conclusion, le modèle de Kondo est relativement simple, sa richesse se révèle dans le calcul de la diffusion électronique.

2.2.2.1.2 Diffusions électroniques avec retournements de spins : rotation de spins et « spin flip Kondo »

L'impureté magnétique, comme tout autre impureté porteuse d'un spin ou non, constitue un nouveau centre de diffusion pour les électrons de conduction du métal dans lequel elle est implantée. Elle offre de nouveaux états électroniques voisins du niveau de Fermi accessibles à la diffusion électronique. En d'autres termes, elle forme une résonance étroite voisine du niveau de Fermi E_F dans la densité d'états électroniques. La largeur de cette résonance est reliée à la force du couplage antiferromagnétique entre le moment magnétique local et les électrons de conduction, *i.e.* à la valeur de la constante J . Notons que dans le cas particulier d'une impureté magnétique, l'interaction d'échange entre les spins électroniques localisés du moment local qui forment le spin \vec{S} et les spins des électrons de conduction du métal autorise des processus de diffusion des électrons de conduction très particuliers dans lesquels les spins sont renversés. Grâce à la dégénérescence énergétique des états de spins, ces diffusions sont élastiques.

On distingue principalement deux mécanismes de diffusion de spins électroniques par une impureté magnétique qui donne lieu à l'effet Kondo, dite impureté Kondo. Ces deux mécanismes se manifestent dans des gammes de

1. Dans le cas d'un couplage ferromagnétique du spin de l'impureté avec les spins des électrons, l'effet Kondo n'a pas lieu : le moment local conserve son caractère magnétique et se comporte comme un spin libre à toute température.

températures distinctes. Quoique tous deux aboutissent à un changement de l'état de spin électronique, ils sont de natures fondamentalement différentes.

À haute température, lorsque $T \gg T_K$, l'impureté Kondo est un spin libre présentant un caractère magnétique comme tout autre impureté magnétique. Par couplage d'échange du spin de l'impureté avec le spin des électrons de conduction du métal, la diffusion d'un électron par cette impureté s'accompagne d'une rotation du spin électronique. Ce mécanisme de diffusion de spin électronique avec simple transfert de spins n'est pas caractéristique d'une impureté Kondo, il a lieu avec quelqu'un impureté magnétique que ce soit, couplée aux électrons de conduction par échange antiferromagnétique ou ferromagnétique².

Au voisinage de la température de Kondo T_K de l'impureté Kondo, un mécanisme, très particulier, de diffusion de spin électronique par l'impureté Kondo apparaît. En voici les principales étapes : considérons un électron de conduction initialement de spin "down" interagissant avec l'impureté de spin "up". Un électron d (de spin "up") quitte l'état localisé au niveau de l'impureté pour occuper pendant un temps très court un état à la surface de la mer de Fermi (l'énergie nécessaire pour qu'un tel processus ait lieu est très grande, de l'ordre de 1 à 10 eV). Durant ce temps, l'électron de spin "down" passe directement par effet tunnel de la mer de Fermi à l'impureté. Ce processus est autorisé grâce à la dégénérescence énergétique des états de spin électronique. Le spin de l'impureté est alors changé, il devient "down", tandis que, par ailleurs, l'électron qui a gagné la mer de Fermi est de spin "up". Finalement, le spin de l'électron de conduction au niveau de Fermi initialement "down" est devenu "up" et le spin de l'impureté initialement "up" est devenu "down" : les spins de l'électron de conduction et de l'impureté ont été interchangés et le spin total est ainsi conservé. Ce mécanisme de diffusion avec renversement du spin est connu sous le nom de « spin flip » ou plus précisément de « spin flip Kondo »³. Contrairement à la simple rotation de spin, ce mécanisme virtuel, « dynamique » et subtil, basé sur un processus tunnel, est caractéristique de l'impureté magnétique de type Kondo et plus généralement de l'effet Kondo. La figure 2.2 montre un schéma résumant ce mécanisme.

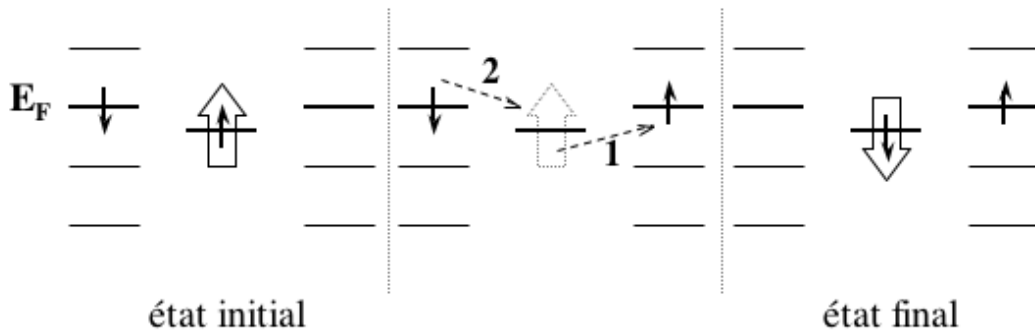


FIGURE 2.2: Schéma du mécanisme de spin flip Kondo : les spins de l'électron et de l'impureté magnétique s'échangent au cours d'un processus de diffusion élastique.

2.2.2.1.3 Calcul du minimum de résistivité et interprétation Après cette description des processus de diffusion électronique résultant de l'interaction d'échange entre les électrons de conduction d'un métal et une impureté

2. Le mécanisme de rotation du spin de l'électron évoqué ici est comparable à celui associé au couplage spin-orbite décrit en annexe.

3. Dans la suite du manuscrit, c'est bien ce mécanisme, propre à l'effet Kondo, que nous appellerons spin flip, et non celui de simple rotation de spin électronique par échange avec une impureté magnétique quelconque.

magnétique, revenons à la description du modèle $s - d$ de cette interaction. Avec l'intention de rendre compte du minimum de résistivité mesuré à basse température dans les alliages magnétiques dilués ainsi que de la remontée logarithmique observée lorsque la température est réduite davantage, Kondo calcule la diffusion électronique dans le modèle $s - d$. Il procède à un calcul selon la théorie des perturbations. Dans un développement perturbatif, jusqu'à l'ordre deux, en la constante de couplage J , les résultats ne diffèrent pas, qualitativement, de ceux obtenus dans le cas d'une diffusion non-magnétique par un simple potentiel statique. Mais Kondo montre que, au troisième ordre, l'interaction d'échange entre le spin du moment localisé et le spin des électrons de conduction conduisent à une diffusion très singulière au voisinage du niveau de Fermi. Dans son modèle $s - d$, qui prend en compte explicitement les degrés de liberté de spin du moment local et des électrons de conduction, contrairement au cas d'un modèle de diffusion par un pur potentiel, il montre qu'au troisième ordre les mécanismes de diffusion de type spin flip deviennent dominants. Ce calcul révèle que la dégénérescence du spin du moment magnétique local a des effets très sensibles sur les mécanismes de diffusion électronique de basse énergie. Le processus de spin flip qui devient dominant à basse énergie, c'est-à-dire à basse température, donne lieu à une correction de résistivité qui présente une dépendance en température significative de la forme $-\ln(T)$. Dans le cas d'une impureté magnétique de spin S , Kondo obtient l'expression suivante pour la résistivité :

$$\rho_{imp}(T) = \frac{3\pi m J^2 S(S+1)}{2e^2 \hbar E_F} \left(1 - 2J\rho_0 \ln\left(\frac{k_B T}{D}\right) \right) \quad (2.2)$$

avec m la masse de l'électron, e sa charge, $\rho_0/2$ la densité d'états au niveau de Fermi par degré de liberté de spin, D la largeur de bande de la densité d'états de conduction. On constate que dans le cas antiferromagnétique où $J > 0$, le terme logarithmique de troisième ordre en J , est une contribution qui croît lorsque la température diminue⁴. En ajoutant aux contributions des impuretés magnétiques celle des phonons, il est possible d'écrire la résistivité d'un alliage dilué contenant des impuretés magnétiques en concentration c_{imp} , sous la forme suivante :

$$\rho(T) \sim \alpha T^5 + c_{imp} \rho_\alpha - c_{imp} \rho_\beta \ln\left(\frac{k_B T}{D}\right) \quad (2.3)$$

Dans cette expression, le premier terme correspond à la contribution des phonons, les autres termes sont les contributions des impuretés magnétiques. Cette expression est valable uniquement dans le cas où c_{imp} la concentration en impureté magnétique est suffisamment faible pour pouvoir négliger les interactions spin-spin entre impuretés. On constate que la contribution des impuretés est linéaire avec leur concentration c_{imp} . Cette expression obtenue par Kondo possède bien un minimum puisqu'elle est la somme d'un terme qui décroît de manière monotone, celui induit par les phonons, et du terme en J^3 qui croît logarithmiquement lorsque la température diminue. Elle permet d'expliquer de manière satisfaisante le minimum de résistivité mesuré dans les alliages magnétiques dilués. Il est aussi possible de calculer la température de ce minimum et de montrer qu'elle varie comme $c_{imp}^{1/5}$.

Le calcul perturbatif de Kondo permet aussi de définir l'échelle de température T_K caractéristique de la diffusion spin flip des électrons par les impuretés magnétiques à l'origine des anomalies observées dans les propriétés électroniques :

$$k_B T_K = D e^{-\frac{1}{\rho_0 J}} \quad (2.4)$$

On constate que cette température dépend exponentiellement de l'inverse de la constante de couplage J : elle est d'autant plus grande que l'interaction entre les électrons de conduction du métal et l'impureté magnétique

4. Dans le cas ferromagnétique où $J < 0$, le terme d'interaction logarithmique décroît asymptotiquement vers 0, et la diffusion n'est pas modifiée par rapport au cas d'un potentiel statique non-magnétique

est forte. Notons qu'elle apparaît donc caractéristique de l'alliage magnétique considéré, c'est-à-dire du couple métal/impureté. En termes techniques, c'est la température en dessous de laquelle le terme en J^3 , résultant de l'interaction d'échange entre le spin de l'impureté et le spin des électrons de conduction du métal, devient dominant. La température de Kondo T_K définit la largeur de la résonance qui apparaît dans la densité d'état au voisinage du niveau de Fermi, connue sous le nom de résonance Kondo. La représentation du processus de spin flip résultant de l'interaction d'échange entre les spins des électrons et de l'impureté à l'aide de cette résonance dans la densité d'état permet aussi de mieux comprendre la signification physique de la température de Kondo. À haute température, lorsque $T \geq T_K$, la résonance Kondo de largeur $k_B T_K$ est noyée dans l'élargissement thermique de la densité d'état de conduction de largeur $k_B T$ autour de l'énergie de Fermi E_F : la diffusion spin flip n'est pas dominante, et les propriétés de transport ne présentent pas un comportement anormal. Par contre, lorsque la température devient plus petite que T_K , le spin des impuretés magnétiques commence à jouer un rôle significatif dans les processus de diffusion, et les propriétés de transport s'en trouvent fortement modifiées.

Si la description théorique réalisée par Kondo a le mérite de rendre compte des observations expérimentales des anomalies les plus marquantes des propriétés électroniques des métaux contenant des impuretés magnétiques, et en particulier du minimum de résistivité et de la remontée logarithmique mesurés lorsque la température est abaissée, elle atteint ses limites à basse température. Lorsque $T \ll T_K$, le calcul perturbatif de Kondo diverge : la diffusion électronique induite par l'interaction d'échange entre le spin \vec{S} du moment magnétique localisé et du spin \vec{s} des électrons de conduction du métal devient infinie à tous les ordres en la constante de couplage J supérieur à trois. À basse énergie ($T \ll T_K$), l'approche perturbative est mise en défaut et ne permet plus de calculer les propriétés électroniques du système Kondo : une autre approche est nécessaire.

2.2.2.2 Le problème Kondo : régime de couplage fort

À basse température, lorsque $T \ll T_K$, la divergence du calcul perturbatif, calcul qui suppose un *couplage faible* entre l'impureté et les électrons, peut être interprétée comme une divergence de la constante de couplage $J \rightarrow \infty$, c'est-à-dire par l'existence d'une limite de *couplage fort* : l'état fondamental d'un moment magnétique localisé dans un métal serait un état dans lequel le moment est lié à un électron de conduction du métal pour former un état singulet. Cette hypothèse est confirmée par la théorie d'échelle développée par Anderson *et al.* à la fin des années 1960 [109, 110, 111], dans laquelle une constante de couplage effective, « renormalisée » à mesure que la température est abaissée, tend vers l'infinie. Néanmoins, si le problème est reconnu, la solution n'en est pas encore trouvée. Il s'agit de développer des techniques permettant de calculer le comportement du système Kondo, métal/impureté magnétique, dans cette limite de couplage fort. Ce fut alors la méthode sophistiquée de *groupe de renormalisation numérique* développée par Wilson qui permit de surmonter cette difficulté [112, 113]. Par cette méthode, Wilson montre que l'on peut calculer numériquement les propriétés du système Kondo à toutes échelles d'énergies, et y compris à basse température, lorsque $T \ll T_K$. Il calcule en particulier l'état fondamental d'une impureté de spin $S = 1/2$ dans le modèle $s - d$. Nozières donna une interprétation très élégante, et riche de sens physique, des résultats numériques obtenus par Wilson à basse température, dans le cas d'une impureté de spin $S = 1/2$ [98, 114, 115, 116] : il montra que les excitations de basse énergie du système Kondo se décrivent bien dans un formalisme de liquide de Fermi.

Grâce à ces résultats, l'état fondamental et plus généralement le comportement à basse température d'une impureté dans un métal sont désormais bien compris, au moins dans le cas d'une impureté de spin $S = 1/2$: à très

basse température, $T \ll T_K$, le système Kondo se comporte simplement comme un liquide de Fermi.

Il est aussi possible de donner une description plus précise de cet état fondamental : un électron de conduction du métal appartenant à un ensemble d'électrons corrélés entre eux dans un état complexe à N-corps forme un singulet avec l'impureté. L'image communément utilisée pour décrire cet état multi-électronique corrélé qui se développe autour de l'impureté magnétique est celle d'un nuage d'écrantage appelé « nuage Kondo » [117, 118]. Les électrons corrélés dans cet état écrantent le spin, mais aussi éventuellement l'excès de charge électrique portés par le moment magnétique localisé. On peut montrer que l'écrantage du spin donne lieu à des oscillations de la densité électronique, et notamment de la densité de spins autour de l'impureté. Ces oscillations s'amortissent à mesure que la distance à l'impureté augmente, suivant une loi en $1/r^3$. Elles sont complètement analogues aux oscillations de densité de charge électronique, dite de Friedel, consécutives à l'introduction d'une simple charge électrique excédentaire dans un gaz d'électrons métallique. Il résulte de ces effets d'écrantage que le nuage électronique entourant l'impureté est polarisé en spin, exhibant un spin total de direction opposée à celui de l'impureté magnétique et éventuellement polarisé électriquement. À très basse température, un état singulet de spin se forme entre l'impureté et un électron de conduction du nuage. On dit alors que la *limite unitaire* de l'effet Kondo est atteinte. Le système Kondo est dans son état fondamental. L'impureté magnétique est *totalemt écrantée*. Dans cette limite, elle a perdu son degré de liberté de spin, et se comporte dès lors comme un simple potentiel de diffusion non-magnétique pour les électrons de conduction du métal non corrélés, *i.e.* en dehors du nuage d'écran. Ces électrons ne peuvent pas briser l'état singulet formé par l'impureté dans le nuage, car l'énergie nécessaire, de l'ordre de J est très grande. La section efficace de diffusion électronique de ce complexe est reliée à la taille du nuage d'écrantage. Il a été démontré [117, 118] que cette longueur caractéristique notée ξ_K , est de l'ordre de : $\xi_K \approx \frac{\hbar v_F}{k_B T_K}$, avec v_F la vitesse de Fermi⁵. ξ_K , taille du nuage Kondo, correspond à l'extension spatiale de la fonction d'onde multi-électronique corrélée qui se développe autour de l'impureté magnétique. Pour une impureté magnétique dans un métal, typiquement un atome de Fer dans l'Or, dont la température de Kondo est $T_K = 300 \text{ mK}$ [119], la taille du nuage Kondo est de l'ordre de $\xi_K \simeq 20 \mu\text{m}$.

2.2.2.3 Régime intermédiaire

La limite haute énergie, caractérisée par $T \gg T_K$, et dans laquelle le couplage est faible, d'une part, et la limite basse énergie où $T \ll T_K$, dite de couplage fort, encore désignée sous le nom de limite unitaire, d'autre part, sont désormais bien décrites. Dans le régime d'énergie intermédiaire dans lequel la température est de l'ordre de T_K , l'état du système Kondo défie toute description. Il est très difficile de comprendre comment l'état multi-électronique corrélé autour du moment magnétique localisé se construit. Très qualitativement, pour décrire l'évolution du système Kondo entre ces deux limites de couplage, on peut utiliser l'image suivante : lorsque la température devient inférieure à T_K , le spin de l'impureté magnétique commence à être écranté, un nuage d'électrons de conduction commence à se former autour de l'impureté, puis au fur et à mesure que la température diminue, les corrélations électroniques dans le nuage d'écrantage se développent, en termes imagés, la taille du nuage d'écrantage grandit. Le nuage atteint sa taille maximale ξ_K , à très basse température, dans la limite unitaire, lorsque l'impureté perd son degré de liberté de spin en formant un état singulet avec un électron du nuage. Lorsque les corrélations électroniques se développent dans le nuage d'écrantage de l'impureté magnétique par les électrons de conduction, le spin

5. On pourrait aussi imaginer que dans un alliage désordonné, la taille du nuage Kondo soit donnée par $\xi_K \approx \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T_K}}$ avec D le coefficient de diffusion électronique.

flip est progressivement supprimé, tandis que la section efficace de diffusion électronique non-magnétique offerte par le complexe que forment l'impureté magnétique et les électrons de conduction qui l'écrantent, *i.e.* par le nuage Kondo, augmente. Dans cette approche très intuitive, on peut interpréter l'augmentation de résistance observée à très basse température comme une augmentation de la section efficace de diffusion électronique de l'impureté écrantée, consécutive à l'extension progressive du nuage Kondo. C'est aussi le développement de l'écrantage qui conduit à l'apparition des anomalies logarithmiques de susceptibilité magnétique observées en dessous de T_K , puisque le nuage Kondo réduit la réponse du moment local à un champ magnétique extérieur.

Il est important de remarquer que les modèles très simples que nous venons de décrire, et notamment celui de liquide de Fermi développé dans la limite de couplage fort, sont valables dans la limite d'une impureté de spin $1/2$. Lorsque le spin est plus grand, ces modèles doivent être revus, mais qualitativement le comportement du système Kondo reste semblable, sauf peut-être à très basse température lorsque $T \ll T_K$. En effet, dans le cas où l'impureté Kondo possède un spin $S > 1/2$, il est probable que le spin ne serait jamais complètement écranté, même à très basse température, et en conséquence que le système électronique ne retrouverait jamais un comportement de liquide de Fermi.

En conclusion, le comportement d'un moment magnétique local isolé couplé antiferromagnétiquement à un métal, constituant un système Kondo idéal est désormais bien compris dans les deux limites extrêmes des très basses températures $T \ll T_K$ et des hautes températures $T \gg T_K$. Dans le régime intermédiaire, la description de l'état du système Kondo s'avère plus délicate. Notons que ces résultats ne sont valables que dans la limite idéale d'une impureté magnétique de spin $1/2$, unique et isolée, c'est-à-dire qui n'est pas en interaction avec d'autres impuretés. Or dans les alliages magnétiques, même très dilués, il existe des interactions entre les impuretés magnétiques. Celles-ci deviennent dominantes à basse température. Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire ces interactions et montrer comment elles modifient le comportement du système Kondo dilué à basse température.

2.2.3 Interaction RKKY et verre de spins

2.2.3.1 Interaction RKKY

Dans un alliage magnétique dilué, les spins des moments magnétiques locaux sont couplés entre eux par l'interaction Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida (RKKY) [120, 121, 122]. Cette interaction est une *interaction d'échange indirecte* entre les spins de deux impuretés magnétiques, réalisée par l'intermédiaire des électrons de conduction du métal dans lequel les impuretés sont placées. C'est une interaction très forte et à longue distance. Contrairement à l'*interaction d'échange directe* qui nécessite le recouvrement des fonctions d'ondes électroniques des deux moments magnétiques locaux, l'interaction RKKY ne requiert pas ce recouvrement. C'est parce qu'elle utilise la médiation des électrons de conduction qu'elle est susceptible de s'opérer entre deux spins même très éloignés et qu'elle est dominante dans les alliages magnétiques dilués. En effet, dans le cas de métaux contenant des impuretés magnétiques de transition d en concentration très faibles (de l'ordre de $10ppm$), le recouvrement des fonctions d'ondes électronique des impuretés qui décroissent exponentiellement avec la distance au noyau et très peu probable, voire impossible et le couplage réalisé par l'interaction d'échange directe entre deux impuretés est négligeable. Le hamiltonien de l'interaction RKKY est un hamiltonien d'échange entre le spin \vec{S} d'un premier moment magnétique local et le spin \vec{S}' d'un second moment magnétique local :

$$\mathcal{H}_{RKKY} = J_{RKKY}(r)\vec{S}\vec{S}' \quad (2.5)$$

J_{RKKY} est la constante de couplage de l'interaction RKKY. Elle dépend de la distance séparant les deux moments magnétiques locaux.

Lorsque l'on introduit une impureté magnétique dans un métal, il se forme un moment magnétique local de spin \vec{S} . Celui-ci est en interaction d'échange avec les électrons de conduction du métal, qui à la distance r présentent une densité de spin locale $\vec{\sigma}(\vec{r})$. On peut montrer en effectuant un simple développement perturbatif du hamiltonien d'échange $s-d$, $\mathcal{H}_{sd} = -J\vec{S}\vec{\sigma}(\vec{r} = \vec{0})$, que, au premier ordre en la constante de couplage J , la densité de spins des électrons de conduction oscille au voisinage de l'impureté. Cette oscillation proportionnelle à $\frac{\cos(2k_F r)}{r^3}$ s'amortit lentement lorsque la distance à l'impureté augmente. Elle est complètement analogue à l'oscillation de Friedel. On peut voir cette oscillation de densité de spins des électrons de conduction, comme une oscillation de la susceptibilité de Pauli des électrons de conduction : c'est une oscillation de la polarisation en spin de la mer de Fermi au voisinage de l'impureté. Cette oscillation se manifeste à suffisamment longue portée pour conduire au couplage du spin \vec{S} avec le spin \vec{S}' d'un second moment magnétique local présent dans l'alliage dilué à une distance r . C'est ce couplage entre \vec{S} et \vec{S}' via la densité de spins des électrons de conduction fluctuante qui est connu sous le nom d'interaction RKKY. La constante de couplage de cette interaction est de la forme :

$$J_{RKKY}(r) = 3\pi Z J^2 \rho_0 \left(\frac{\sin(2k_F r)}{(2k_F r)^4} - \frac{\cos(2k_F r)}{(2k_F r)^3} \right) \quad (2.6)$$

avec Z le nombre d'électrons de conduction par atome, J la constante de couplage du hamiltonien d'échange $s-d$ entre le moment local et les électrons de conduction du métal, $\rho_0/2$ la densité d'état au niveau de Fermi par degré de liberté de spin, k_F le nombre d'onde de Fermi. À longue distance, la constante de couplage peut se mettre sous une forme plus simple, et le hamiltonien de l'interaction RKKY s'écrit alors :

$$\mathcal{H}_{RKKY} \sim \frac{J^2 \rho_0 \vec{S} \vec{S}' \cos(2k_F r + \phi)}{r^3} \quad (2.7)$$

où ϕ est un facteur de phase supplémentaire ajouté pour rendre compte d'une éventuelle différence de charge entre l'impureté et le métal. Comme l'oscillation de la densité de spin des électrons de conduction dont elle résulte, l'interaction RKKY s'atténue en $1/r^3$, et constitue donc une interaction à longue portée. En résumé, l'interaction RKKY est une interaction d'échange indirecte entre les spins \vec{S} et \vec{S}' de deux impuretés magnétiques localisées permise par le recouvrement des « nuages » d'électrons de conduction polarisés en spin qui entourent respectivement chacune des deux impuretés. Il apparaît que l'origine la plus profonde de l'interaction RKKY est l'échange $s-d$ entre une impureté et les électrons de conduction du métal.

Notons enfin un point très important : le signe du couplage des deux spins, positif (+) (resp. négatif (-)), c'est à dire l'alignement des spins parallèle ($\uparrow\uparrow$) (resp. antiparallèle ($\uparrow\downarrow$)), dépend de la distance entre les deux spins. L'alternance spatiale du signe de l'interaction RKKY est la conséquence des fluctuations spatiales de la polarisation en spin des électrons de conduction au voisinage des impuretés magnétiques.

2.2.3.2 Formation d'un verre de spins

Dans un alliage magnétique dilué, les interactions spin-spin de type RKKY conduisent à une mise en ordre magnétique spatiale, à longue distance, des spins des impuretés magnétiques. Dans le cas où les interactions entre deux spins seraient toutes de même signe, les interactions conduiraient à l'établissement d'un ordre spatial ferromagnétique ou antiferromagnétique, selon le signe positif (+) ou négatif (-) de l'interaction. Mais, dans le cas d'un alliage dilué, les interactions RKKY, qui dominent l'interaction entre moments magnétiques, présentent un signe

aléatoire. Ceci résulte simplement de la combinaison de deux propriétés caractéristiques essentielles d'un alliage dilué et de l'interaction RKKY : la première est la fluctuation du signe de l'interaction RKKY avec la distance entre les moments magnétiques locaux couplés et la seconde est le caractère désordonné de la distribution spatiale des moments magnétiques localisés. On comprend bien que dans un alliage magnétique où la distance entre deux impuretés est aléatoire, le signe de l'interaction, qui dépend précisément de la distance entre les deux impuretés couplées, est aléatoire. Le système de spins gèle dans un état dans lequel les spins se figent dans des orientations relatives fixes mais aléatoires. Cet état magnétique est connu sous le nom de *verre de spins* [123]. En résumé, dans un alliage magnétique désordonné, les interactions RKKY conduisent à une mise en « ordre » des spins des moments locaux dans un état magnétique complexe, éventuellement frustré, bien connu sous le nom de verre de spins, où les orientations relatives des spins sont fixes mais aléatoires. Un point mérite d'être souligné : l'interaction RKKY est complètement isotrope, et en conséquence, le verre de spins résultant est lui-même isotrope. Ce type de verre de spins isotrope est bien décrit dans le modèle d'Heisenberg, et est donc connu sous le nom de « verre de spins d'Heisenberg ».

La description que nous venons d'effectuer de l'interaction RKKY et de l'état de verre de spins auquel elle conduit dans un alliage magnétique désordonné, s'entend à température nulle, ou du moins à une température suffisamment faible pour que l'interaction RKKY se manifeste. En réalité, cette interaction se manifeste lorsque l'énergie du couplage J_{RKKY} devient plus grande que celle des fluctuations thermiques d'ordre $k_B T$. À haute température les fluctuations thermiques subies par les moments magnétiques locaux détruisent les corrélations entre eux : les moments fluctuent librement. La température caractéristique de l'alliage au dessous de laquelle se manifeste l'interaction d'échange entre les moments magnétiques locaux correspond à la température au dessous de laquelle le système gèle dans un état de verre de spins. On la note T_g . On peut en donner une expression dans un modèle très simple. En considérant l'enveloppe du nuage électronique de polarisation environnant un moment magnétique local, on peut déduire la force de l'interaction RKKY en fonction de la distance à l'impureté : $J_{RKKY}(r) \sim J^2 \rho_0 / r^3$, avec J la constante de couplage du hamiltonien d'échange $s - d$ entre l'impureté et les électrons de conduction du métal. Dans un alliage dilué de concentration volumique c_{imp} , la distance moyenne entre deux impuretés est de l'ordre de $\bar{r} \sim (c_{imp})^{-\frac{1}{3}}$. À titre d'exemple, dans un alliage constitué d'impuretés de Fer dans de l'Or présentes à une concentration de $c_{imp} = 1 \text{ ppm}$, la distance moyenne entre deux atomes de Fer est égale à $\bar{r} = 26 \text{ nm}$. En moyenne, la force de l'interaction entre deux moments magnétiques locaux s'écrit donc : $J_{RKKY}(r) \sim c_{imp} J^2 \rho_0$. Comme, nous l'avons mentionné précédemment, on peut considérer que le système se gèle dans un état de verre de spins, lorsque l'énergie d'échange de l'interaction RKKY entre deux spins distants de \bar{r} devient supérieure à l'énergie d'activation thermique $k_B T$. On en déduit que la température de gel est de la forme :

$$T_g \sim c_{imp} J^2 \rho_0 S(S+1) / k_B \quad (2.8)$$

où S est la taille des spins des deux impuretés, supposées de même nature. On constate immédiatement, dans ce modèle simple, que la température de « transition » dans l'état de verre de spins dépend de J , donc de la nature de l'alliage, mais surtout qu'elle est proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques de l'alliage. Notons que ce résultat constitue simplement un ordre de grandeur, obtenu dans une approximation très grossière : celle d'une distribution spatiale uniforme des impuretés magnétiques. Néanmoins, il a été vérifié expérimentalement, par exemple dans l'alliage Au[Fe] que la température de transition verre de spins extraite de mesures de susceptibilité magnétique suivait une loi du type $T_g \approx 1 \text{ mK/ppm} \times c_{imp} [\text{ppm}]$ dans des alliages contenant 300 ppm à 10^4 ppm

([124] et références incluses). Dans le cas des alliages très dilués, la dépendance de la température de gel T_g avec la concentration peut changer et être moins simple : d'autres mécanismes magnétiques peuvent entrer en jeu, comme la formation des clusters, ou de paires magnétiques. Dans l'alliage Au[Fe], à des concentrations en impuretés magnétiques inférieures $\lesssim 100 \text{ ppm}$, il a été mis en évidence par des mesures de susceptibilité magnétique que la température T_g varie comme $\sqrt{c_{imp}}$ [124]. L'expression obtenue montre que même dans un alliage très dilué, où la concentration en impuretés magnétiques est de l'ordre du ppm , il existe une température, certes très basse, de l'ordre de $\sim 1 \text{ mK}$ où l'interaction RKKY se manifeste.

Enfin, notons que, bien que le moteur du gel d'un système dilué de moments magnétiques locaux dans un état de verre de spins soit identifié et bien compris puisqu'il s'agit de l'interaction RKKY, les processus microscopiques par lesquels le système accède à cette configuration de spin figée et aléatoire échappe encore à toute description théorique ou phénoménologique.

2.2.4 Effet Kondo dans un système d'impuretés en interaction

Comme nous venons de le voir, dans un alliage magnétique dilué, l'interaction d'échange entre les électrons de conduction du métal et un moment magnétique local est à l'origine de deux types d'effets : d'une part, l'effet Kondo, effet à une impureté, et d'autre part, l'interaction RKKY qui couple plusieurs impuretés entre elles. Dans certaines conditions de température et de concentration, ces deux effets entrent en compétition.

C'est dans la limite de couplage faible des impuretés magnétiques avec les électrons de conduction, *i.e.* lorsque $T \simeq T_K$, que l'effet Kondo et l'interaction RKKY se contrarient le plus : le premier favorise alors les fluctuations de spin des impuretés tandis que le second tend à les supprimer par le couplage des spins des impuretés entre eux. Dans cette limite, en conséquence, l'effet Kondo renforce la diffusion des électrons par les impuretés au cours des processus résonants de spin flip, tandis que l'interaction RKKY en gelant le degré de liberté de spin des impuretés réduit cette diffusion spin flip. Mais on constate aussi que dans la limite du couplage fort, lorsque $T \leq T_K$, l'effet Kondo conduit à l'affaiblissement du moment magnétique local, voire même, à sa suppression définitive dans la limite unitaire, et empêche ainsi les interactions RKKY spin-spin de se manifester. Pour finir, notons que, même si les mécanismes des deux effets sont antagonistes, à très basse température, l'effet Kondo, tout comme l'interaction RKKY, conduisent à la suppression des fluctuations de spins : le premier y parvient par l'affaiblissement et l'écrantage total du moment magnétique local et le second en couplant des moments magnétiques entre eux.

Pour prédire lequel de l'effet Kondo, ou de l'interaction RKKY, antagonistes et concurrents, domine le comportement d'un alliage magnétique dilué, on peut comparer les énergies et les longueurs caractéristiques des deux effets.

La température caractéristique de l'effet Kondo s'écrit $T_K = \frac{D e^{-\frac{1}{\rho_0 J}}}{k_B}$. Elle varie comme l'exponentielle de la constante du couplage d'échange $s - d$, et dépend de la nature de l'atome de transition qui constitue le moment magnétique local et de la nature du métal noble qui constitue la matrice. Quant à la température caractéristique de l'interaction RKKY, nous avons montré qu'elle peut se mettre sous la forme $T_g \sim c_{imp} J^2 \rho_0 S(S+1)/k_B$. Elle représente l'énergie moyenne du couplage entre deux spins du système magnétique. Contrairement à la température de Kondo, elle est proportionnelle à la concentration en impureté magnétique de l'alliage. Elle dépend aussi de la nature de l'alliage, et ce, à double titre : elle varie comme J^2 et dépend du spin S des impuretés magnétiques. On constate donc que pour un alliage dont la nature est donnée, il est possible de contrôler le poids relatif de la contribution des deux effets, en ajustant la concentration d'impuretés magnétiques pour faire varier la température T_g .

Les longueurs caractéristiques de l'effet Kondo et de l'interaction RKKY sont respectivement : la taille du nuage d'écrantage Kondo $\xi_K \sim \frac{\hbar v_F}{k_B T_K}$ et la distance moyenne entre deux impuretés magnétiques $\bar{r} \sim (c_{imp})^{-\frac{1}{3}}$.

Dans un alliage magnétique dilué dont la température de Kondo est supérieure à quelques centaines de millikelvins, comme $Au[Fe]$, et dans lequel les impuretés magnétiques sont dans des concentrations de l'ordre de 10 ppm à 100 ppm, les impuretés magnétiques peuvent être considérées comme indépendantes jusqu'à des températures inférieures à T_K et en conséquence le comportement du système est dominé par les effets à une impureté, *i.e.* par l'effet Kondo. Par contre, à très basse température, lorsque $T \simeq T_g$, et lorsque les impuretés Kondo ne sont pas encore complètement écrantées, les interactions RKKY entre les spins des impuretés magnétiques se manifestent. L'état du système est vraisemblablement alors beaucoup plus difficile à décrire : on peut imaginer qu'il s'agit d'un système d'impuretés partiellement écrantées en interaction, interaction caractérisée par une constante de couplage renormalisée par l'effet Kondo.

L'état du système d'impuretés Kondo en interaction peut aussi être rendu plus complexe par la formation de paires ou de multiplets magnétiques, qui peuvent à leur tour donner lieu à un effet Kondo, dont la température de Kondo T'_K est inférieure à T_K température de Kondo d'une impureté unique ($T'_K \leq T_K$).

Notons que par le passé, l'effet des interactions RKKY qui se manifestent dans la plupart des systèmes Kondo même très dilués à très basse température ont souvent été négligés. Cette simplification abusive est à l'origine d'erreurs d'interprétation de mesures effectuées sur des alliages magnétiques dilués.

En conclusion, le comportement d'un alliage magnétique, même très dilué, est gouverné conjointement par l'effet Kondo et les interactions RKKY. Sa description nécessite la prise en compte de deux échelles d'énergie : la température Kondo T_K et la température de transition dans l'état de verre de spins T_g . Ceci est d'autant plus important lorsque l'on s'intéresse aux propriétés du système à très basse température, où l'on s'attend à ce que les interactions RKKY se manifestent.

Après avoir présenté les effets impliquant les moments magnétiques locaux présents dans les alliages magnétiques dilués, nous allons décrire comment ils modifient les propriétés de transport.

2.3 Propriétés de transport d'un alliage magnétique dilué

Dans certains alliages magnétiques dilués, comme nous venons de le décrire, les impuretés magnétiques se couplent antiferromagnétiquement aux électrons de conduction du métal : c'est l'effet Kondo. En conséquence, elles modifient les propriétés électroniques du système et plus particulièrement, ses propriétés de transport. C'est principalement par les processus de diffusion des électrons auxquelles elles participent que les impuretés magnétiques affectent le transport électronique.

2.3.1 Processus de diffusion électronique par des impuretés Kondo

On distingue deux types de mécanismes de diffusion : d'une part les processus dans lesquels le degré de liberté de spin de l'impureté n'intervient pas, et où l'impureté agit comme un pur potentiel de diffusion statique, et d'autre part ceux qui au contraire mettent en jeu le spin. Ces deux processus sont élastiques : ils ne s'accompagnent pas d'échange d'énergie entre l'impureté et l'électron diffusé. La diffusion des électrons de conduction par une impureté magnétique notée $\gamma_{mag} = 1/\tau_{mag}$, où τ_{mag} est le temps de diffusion par l'impureté magnétique, défini comme le

temps moyen avant la collision de l'électron sur l'impureté, s'écrit comme la somme de deux contributions :

$$\gamma_{mag} = \gamma_{pot} + \gamma_s \quad (2.9)$$

où $\gamma_{pot} = 1/\tau_{pot}$ est la diffusion potentielle et $\gamma_s = 1/\tau_s$ la diffusion mettant en jeu les spins de l'impureté et des électrons.

Lorsque l'impureté magnétique donne lieu à l'effet Kondo, ces contributions sont modifiées. En particulier, au voisinage de la température de Kondo, les processus de diffusion des électrons par les impuretés accompagnés de simples rotations des spins électroniques disparaissent au profit des processus de spin flip Kondo, si bien que dans ce régime, $\gamma_s = 1/\tau_s$ représente essentiellement la contribution de la diffusion spin flip. L'évolution des diffusions potentielle γ_{pot} et de spins γ_s dans le régime Kondo est schématisée sur la figure 2.3 extraite de la référence [47].

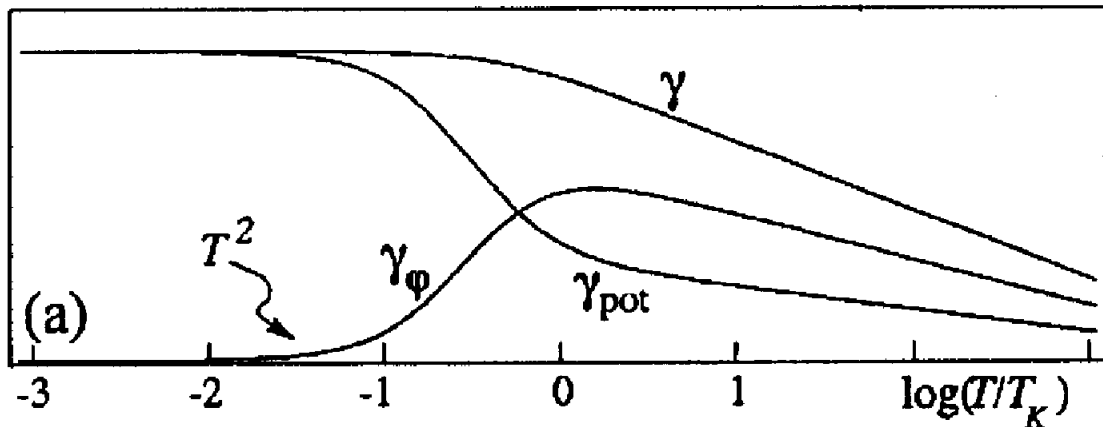


FIGURE 2.3: Schéma des contributions d'une impureté Kondo à la diffusion électronique (en unités arbitraires) en fonction de la température, extrait de la référence [47]. γ_{pot} est la diffusion par le potentiel statique associé à l'impureté, γ_ϕ est la diffusion spin flip, et γ est la somme de ces deux contributions, soit la diffusion par l'impureté magnétique Kondo. Le cas traité est celui d'une impureté de spin 1/2.

- Lorsque la température décroît et approche la température Kondo ($T \geq T_K$), les électrons de conduction se couplent faiblement à l'impureté magnétique, γ_{pot} et γ_s augmentent tous les deux en suivant une dépendance en température logarithmique. En conséquence, la diffusion électronique sur l'impureté magnétique augmente logarithmiquement.
- Lorsque la température continue de diminuer au dessous de T_K ($T \leq T_K$), l'écrantage du spin de l'impureté magnétique par les électrons de conduction du métal se met en place : la corrélation du spin de l'impureté avec les spins des électrons de conduction interdit progressivement les processus de spin flip tandis que le complexe multi-électronique corrélé par lequel l'écrantage se réalise s'étend spatialement, augmentant considérablement sa section efficace de diffusion potentielle. En conséquence, la diffusion spin flip γ_s diminue brutalement, tandis que la diffusion potentielle γ_{pot} continue d'augmenter. Globalement, la diffusion électronique sur l'impureté Kondo γ_{mag} continue de croître de manière monotone.
- Lorsque $T \ll T_K$, l'état singulet achève sa formation. Dans la limite unitaire, l'impureté écrantée par le nuage Kondo perd son degré de liberté de spin et devient statique, la diffusion γ_s disparaît complètement¹. La diffusion par l'impureté magnétique devient purement potentielle : $\gamma_{mag} = \gamma_{pot}$, et elle sature à une valeur constante finie à température nulle.

1. Au moins dans le cas d'un spin 1/2.

Lorsque les interactions RKKY entre impuretés se manifestent au voisinage de T_K , elles modifient les contributions des impuretés Kondo à la diffusion électronique : elles réduisent principalement les processus de spin flip en couplant entre eux les spins des impuretés.

2.3.2 Résistivité

La contribution des impuretés magnétiques à la résistivité d'un alliage magnétique $\Delta\rho_{mag}$ est déterminée à la fois par les processus de diffusion potentielle γ_{pot} et par les processus de diffusion de spins γ_s :

$$\Delta\rho_{mag} \propto \gamma_{mag} = \gamma_{pot} + \gamma_s \quad (2.10)$$

Le comportement en température de la contribution d'impuretés Kondo à la résistivité $\Delta\rho_{mag}$ est semblable à celui prédit précédemment pour la quantité γ_{mag} qui représente le taux de diffusion des électrons par les impuretés magnétiques.

2.3.2.1 Contribution d'une impureté Kondo dans la limite de couplage faible $T \gtrsim T_K$

Dans la limite où $T \gtrsim T_K$ la contribution des impuretés Kondo à la résistivité augmente lorsque la température est abaissée en suivant une loi logarithmique. Elle est bien décrite par la loi de Hamann [125] :

$$\Delta\rho_{mag}(T) = c_{imp} \times \left\{ \tilde{\rho}_{min} + \frac{\tilde{\rho}_{mag0}}{2} \left[1 - \frac{\ln\left(\frac{T}{T_K}\right)}{\sqrt{\ln^2\left(\frac{T}{T_K}\right) + \pi^2 S(S+1)}} \right] \right\} \quad (2.11)$$

avec S le spin du moment local, c_{imp} la concentration en impuretés en *ppm*. $\tilde{\rho}_{min}$ est une constante définie pour 1 *ppm* d'impuretés $\tilde{\rho}_{mag0}$ apparaît comme une contribution résiduelle des impuretés magnétiques à la résistivité à température nulle calculée elle aussi pour 1 *ppm* d'impuretés. Dans cette expression, la remontée de résistivité associée aux impuretés Kondo apparaît bien proportionnelle à la concentration en impuretés.

Cette loi a été obtenue à partir de l'approche perturbative de Nagaoka et Suhl [126]. Elle n'est valable que dans la limite où $T \gtrsim T_K$. Dans cette limite, sa validité a été vérifiée dans de nombreuses expériences [127, 128, 129].

2.3.2.2 Contribution d'une impureté Kondo dans la limite de couplage fort $T \ll T_K$

Dans ce régime de température, lorsque les impuretés Kondo sont totalement écrantées, comme dans le cas d'impuretés de spin 1/2, il a été prédit dans le cadre de la théorie de liquide de Fermi de Nozières [98], que la contribution des impuretés à la résistivité présente une dépendance en température de la forme $\Delta\rho_{mag} \propto (1 - cste \times T^2)$. À $T = 0$, lorsque la limite unitaire est atteinte, $\Delta\rho_{mag} = Cste = c_{imp} \times \tilde{\rho}_{mag0}$, valeur proportionnelle à la concentration en impuretés qu'il est possible de calculer grâce aux règles de somme de Friedel.

Dans le cas où la limite unitaire de l'effet Kondo n'est pas atteinte, c'est à dire lorsque l'écrantage du spin est incomplet, le comportement de $\Delta\rho_{mag}$ à basse température est plus difficile à prédire. Néanmoins, dans le cas d'un spin $S > 1/2$, des travaux [130, 131] ont réussi à établir un comportement de la forme $\Delta\rho_{mag} \propto \left(1 - cste \times \ln^{-2}\left(\frac{T_K}{T}\right)\right)$.

Expérimentalement, la limite unitaire est très difficilement accessible : d'une part, elle est atteinte lorsque $T \ll T_K$, c'est-à-dire généralement à des températures de l'ordre de quelques dizaines de millikelvins, d'accès expérimental difficile, et d'autre part, même dans un alliage très dilué, à ces températures, les interactions RKKY spin-spin entre moments locaux se manifestent, empêchant le développement de l'effet Kondo, qui rappelons-le

est un effet à une impureté. Elle n'a été observée que très rarement, par exemple dans des échantillons massifs d'Aluminium contenant quelques millièmes de *ppm* de Manganèse ou de Chrome, de température de Kondo très élevées [132].

2.3.2.3 Effet des interactions RKKY

Dans un alliage magnétique dilué, les interactions RKKY qui se manifestent à basse température, au voisinage de la température de Kondo, sont à l'origine d'un *maximum de résistivité*. Ce maximum large et bien marqué a été étudié expérimentalement dans de nombreux alliages magnétiques [133, 134, 135, 136, 129] et en particulier dans Au[Fe] [133, 134, 129] où il a été mesuré jusqu'à une température voisine de 40 *mK* dans des échantillons contenant, au moins, 100 *ppm* de Fer. La température T_{max} à laquelle le maximum se forme est d'autant plus petite que la concentration en impuretés est faible [134].

En corrélant les mesures de résistivité à des mesures de susceptibilité magnétique et d'aimantation [137, 138, 124, 139, 140], il a été démontré [134, 136, 141, 142] que ce maximum de résistivité est un précurseur de la transition du système d'impuretés magnétiques dans un état de verre de spins, mise en évidence par un pic de susceptibilité magnétique. En particulier, la température du maximum de résistivité T_{max} est plus grande que la température T_g caractéristique de la formation d'un verre de spins $T_{max} \geq T_g$. Dans la limite où $T_g \gg T_K$, il a même été prédit [141, 143] que T_{max} est donné par :

$$T_{max} \simeq \frac{\alpha_S}{2} T_g \ln \left(\frac{T_g}{T_K} \right) \quad (2.12)$$

avec α_S une constante qui dépend du spin des impuretés magnétiques. Dans cette expression, puisque T_g est proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques c_{imp} , il apparaît, qu'au première ordre, la température du maximum de résistivité est proportionnelle à c_{imp} .

On peut comprendre très simplement l'apparition du maximum de résistivité lorsque les interactions RKKY deviennent dominantes au voisinage de T_K : elle résulte essentiellement de la suppression des processus de spin flip γ_s par le couplage des spins des impuretés entre eux, dans la gamme de température voisine de T_K , où précisément ces processus dominent la diffusion électronique dans le système Kondo. Ce maximum de résistivité est une expression très directe de la compétition entre l'effet Kondo et les interactions RKKY. Dans cette interprétation simple, on comprend aussi que le maximum soit d'amplitude d'autant plus petite et apparaisse à une température d'autant plus faible que le système d'impuretés est dilué : dans ce cas, la température à laquelle les interactions RKKY se manifestent est faible, $\lesssim T_K$, et la contribution γ_s à la diffusion électronique affectée par les interactions est moins grande, déjà diminuée par l'écrantage Kondo.

Les prédictions théoriques sur les systèmes d'impuretés Kondo en interaction sont très peu nombreuses. Malgré tout, très récemment, un travail théorique complet a été réalisé concernant les propriétés de transport des alliages magnétiques dilués combinant effet Kondo et interactions RKKY [144]. Entre autre quantités, les auteurs ont calculé la dépendance en température de la résistivité. Ils prédisent bien l'existence d'un maximum de résistivité à basse température.

2.3.3 Temps de cohérence de phase

En présence d'impuretés magnétiques, le temps de cohérence de phase électronique est principalement affecté par les processus de diffusion de spins. En effet, les simples processus de diffusion des électrons par les impuretés

magnétiques qui conduisent à une rotation du spin électronique par transfert de spin et qui se manifestent à haute température, tout comme l'effet plus subtil et plus complexe de spin flip Kondo caractéristique du régime de couplage Kondo des électrons de conduction avec les impuretés magnétiques, conduisent à un changement de l'état de spin de l'électron. Ces événements modifient donc la phase de la fonction d'onde électronique. En outre dans les deux cas, le déphasage résultant sur une trajectoire de diffusion est aléatoire. Dans le cas de la simple rotation du spin de l'électron lors de la diffusion sur une impureté magnétique, certes il est possible de déterminer l'état du spin de l'électron à l'issue d'une collision connaissant les états de spin initiaux de l'électron et de l'impureté et donc le déphasage induit, mais, en moyenne, sur une séquence de collision, compte tenu de la distribution spatiale aléatoire des spins des impuretés, le déphasage est aléatoire. Dans le cas du spin flip Kondo, le caractère aléatoire du déphasage induit résulte des fluctuations temporelles du degré de liberté de spin de l'impureté auquel le spin électronique se couple ; ici le déphasage n'est pas aléatoire en moyenne sur une trajectoire de diffusion mais instantanément et fondamentalement non déterministe. C'est par cette redistribution aléatoire de la phase de la fonction d'onde électronique, qu'elle qu'en soit le mécanisme exacte, que les processus de diffusion de spins électronique par les impuretés magnétiques contribuent au déphasage, c'est-à-dire à la réduction du temps de cohérence de phase électronique. La contribution $1/\tau_\phi^{mag}$ des impuretés magnétiques au déphasage, quantité définie comme l'inverse du temps de cohérence de phase τ_ϕ , est donc directement proportionnelle au taux de diffusion de spin $\gamma_s = 1/\tau_s$:

$$\frac{1}{\tau_\phi^{mag}} \propto \frac{1}{\tau_s} \quad (2.13)$$

Contribution des impuretés magnétiques au déphasage de la localisation faible Pour estimer le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ nous avons mesuré les corrections de conductance résultant de la localisation faible. La quantité extraite de ces mesures est très exactement le temps caractéristique du déphasage de la localisation faible, c'est-à-dire le temps caractéristique des interférences entre les chemins de diffusion électronique symétriques par renversement du sens du temps (voir le paragraphe 2.4.2).

En présence d'impuretés magnétiques, le temps au bout duquel les interférences entre les trajectoires symétriques par renversement du sens du temps sont détruites dépend de l'état de spin de l'électron sur ces trajectoires. Les états à deux spins d'une paire d'électrons diffusant sur des trajectoires conjuguées par renversement du sens du temps peuvent être décrits dans la base des états singulet et triplets. Ainsi, les impuretés magnétiques affectent de manières différentes la contribution à la localisation des paires cohérentes dans l'état triplet et dans l'état singulet. La contribution des impuretés magnétiques à la destruction de la superposition cohérente des fonctions d'ondes électroniques diffusant sur deux trajectoires symétriques par renversement du sens du temps, superposition appelée *cooperon*, est notée $1/\tau_\phi^{mag,sg}$ lorsque les électrons sont dans l'état singulet. La contribution des impuretés magnétiques à la destruction du cooperon dans un état triplet est $1/\tau_\phi^{mag,tr}$. Autrement dit, la contribution à la localisation faible du cooperon dans l'état singulet est affectée par les impuretés magnétiques avec le temps caractéristique $\tau_\phi^{mag,sg}$ et celle du cooperon dans un état triplet avec le temps caractéristique $\tau_\phi^{mag,tr}$.

À basse température, typiquement dans l'alliage Au[Fe] lorsque $T \lesssim 10 K$, lorsque l'effet de la dynamique du spin des impuretés magnétiques, associé à la thermalisation par les électrons de conduction, appelé relaxation de Korringa (voir en annexe) est négligeable, on peut démontrer que [145] :

$$\begin{cases} \frac{1}{\tau_\phi^{mag,sg}} = \frac{2}{\tau_s} & \text{dans le canal singulet} \\ \frac{1}{\tau_\phi^{mag,tr}} = \frac{2}{3\tau_s} & \text{dans le canal triplet} \end{cases} \quad (2.14)$$

Par exemple, lorsque la correction de localisation faible à la conductance est dominée par la contribution singulet, comme c'est le cas en présence d'un fort couplage spin-orbite, on peut estimer la contribution des impuretés magnétiques au temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ^{mag} à partir du temps caractéristique du déphasage du cooperon dans le canal singulet extrait de la correction de localisation faible :

$$\frac{1}{\tau_\phi^{mag}} \approx \frac{1}{\tau_\phi^{mag,sg}} = \frac{2}{\tau_s} \quad (2.15)$$

À partir du hamiltonien d'échange entre les spins d'un électron et d'une impureté (2.1) caractérisé par la constante de couplage J , en utilisant la règle d'Or de Fermi et en effectuant une moyenne sur les états de spin des impuretés, on peut calculer le temps τ_s caractéristique de la diffusion de spins et montrer que la contribution de ces mécanismes au déphasage s'écrit [144] :

$$\frac{1}{\tau_s} = \pi \rho_0 c_{imp} J^2 S(S+1)/\hbar \quad (2.16)$$

avec $\rho_0/2$ la densité d'état au niveau de Fermi par degré de liberté de spin, c_{imp} la concentration en impuretés magnétiques de spin S dans l'alliage. Notons que c'est à partir de cette seule et même expression que l'on peut calculer le déphasage électronique moyen résultant des rotation du spin électronique lors de la diffusion dans un système d'impuretés magnétiques libres à haute température ou encore la contribution du spin flip Kondo au déphasage dans le régime de couplage Kondo. Dans ce dernier cas, comme nous allons le voir dans la suite, une solution consiste à renormaliser la constante de couplage J .

Dans le régime de couplage Kondo qui nous intéresse plus particulièrement ici, il n'existe pas d'expression analytique de la contribution $1/\tau_s$ du spin flip des spins électroniques par les impuretés magnétiques au déphasage qui soit valable à toute température. Dans un alliage dilué de température de Kondo caractéristique T_K , cette quantité peut être calculée relativement simplement et de manière analytique, d'une part, dans la gamme de température $T \gtrsim T_K$, lorsque le couplage d'échange entre les impuretés magnétiques et les électrons de conduction est faible mais aussi, d'autre part, dans la limite de fort couplage, lorsque $T \ll T_K$, à condition que les effets d'interaction impureté-impureté soient négligeables, lorsque le système électronique retrouve un comportement de liquide de Fermi. Dans le régime de température intermédiaire, et en particulier au voisinage de T_K , seule une solution numérique relativement lourde et sophistiquée utilisant les méthodes du groupe de renormalisation numérique peut être apportée.

2.3.3.1 Contribution $1/\tau_s$ d'une impureté Kondo dans la limite de couplage faible $T \gtrsim T_K$

Lorsque la température diminue, en approchant T_K , les impuretés magnétiques Kondo se couplent faiblement aux électrons de conduction du métal : le spin flip $1/\tau_s$ augmente, et atteint un maximum à T_K . En conséquence, dans cette gamme de température, la contribution des impuretés magnétiques au déphasage $1/\tau_\phi^{mag}$ augmente et présente un maximum à T_K .

Lorsque $T \gtrsim T_K$, la renormalisation de J sous la forme :

$$J \propto \frac{1}{\rho_0 \ln(T/T_K)} \quad (2.17)$$

où $\rho_0/2$ est la densité d'état au niveau de Fermi par degré de liberté de spin, permet de calculer la contribution d'une impureté Kondo à la diffusion électronique par les processus de spin flip [144]. On utilise souvent la formule

obtenue dans l'approche perturbative de Nagaoka-Suhl [94] pour exprimer cette contribution :

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{c_{imp}}{\pi \hbar \rho_0} \frac{\pi^2 S(S+1)}{\pi^2 S(S+1) + \ln^2\left(\frac{T}{T_K}\right)} \quad (2.18)$$

Cette expression obtenue initialement établie pour exprimer la durée de vie d'une paire de Cooper limitée par le spin flip dépendant de la température associé à l'effet Kondo [146] n'est valable, en toute rigueur, que dans la limite $T \gg T_K$.

Le maximum de la diffusion spin flip $1/\tau_s$ par des impuretés Kondo au voisinage de la température de Kondo T_K a été mesuré dans des films bidimensionnels de l'alliage Au[Fe] contenant quelques dizaines de *ppm* de Fer [42] ainsi que dans des films 2D constitué de l'alliage Cu[Cr] contenant moins de 100 *ppm* de Chrome [94] par des expériences de localisation faible.

Ajouté aux autres contributions au déphasage de la localisation faible, le maximum de diffusion spin flip par des impuretés Kondo se manifeste dans le comportement du temps de cohérence de phase électronique en température sous la forme d'un plateau au voisinage de la température de Kondo T_K . Ce « plateau Kondo » a aussi été observé dans des fils quasi-1D en Au[Fe] contenant moins de l'ordre de 10 *ppm* d'atomes magnétiques de Fer [147].

2.3.3.2 Contribution $1/\tau_s$ d'une impureté Kondo dans la limite de couplage fort $T \ll T_K$

Dans le cadre de l'effet Kondo, à basse température, lorsque $T \lesssim T_K$, à cause de l'écrantage des impuretés magnétiques par les électrons de conduction, on s'attend à ce que le spin flip, et avec lui, la contribution des impuretés magnétiques au déphasage, diminue lorsque la température diminue pour disparaître complètement lorsque $T \ll T_K$ et que la limite unitaire est atteinte.

Dans ce régime de température, où le couplage de l'impureté Kondo aux électrons devient fort, une approche perturbative n'est plus permise, et les prédictions théoriques concernant la contribution d'une impureté Kondo isolée au déphasage deviennent très difficiles.

Lorsque $T \ll T_K$, la théorie de liquide de Fermi développée par Nozières [98], prédit que la relaxation de la phase électronique par la diffusion spin flip des électrons sur une impureté magnétique de spin 1/2 se met sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_s} \propto \frac{c_{imp}}{\hbar \rho_0} \left(\frac{T}{T_K}\right)^2 \quad (2.19)$$

Dans le cas plus compliqué d'un spin $S \geq 1$, même à très basse température, l'écrantage est incomplet, et l'impureté conserve un caractère magnétique. La théorie du liquide de Fermi de Nozières n'est plus valable mais il est encore possible de calculer le déphasage magnétique dans la limite $T \ll T_K$ par une méthode de renormalisation [130, 131] :

$$\frac{1}{\tau_s} \propto \frac{c_{imp}}{\hbar \rho_0} \frac{S^2 - \frac{1}{4}}{\ln^2\left(\frac{T_K}{T}\right)} \quad (2.20)$$

Récemment, la contribution τ_ϕ^{mag} d'impuretés Kondo isolées au temps de cohérence de phase électronique a été calculée en utilisant la méthode du groupe de renormalisation numérique, et ce à toute température et en particulier à $T \leq T_K$ [148]. Pour une impureté de spin 1/2, les résultats obtenus sont en accord, à haute température à ceux obtenus dans l'approximation de Nagaoka-Suhl, à basse température à ceux obtenus dans le cadre de la théorie de liquide de Fermi de Nozières. L'originalité de ce travail est de fournir pour la première fois des prédictions

concernant le déphasage électronique par une impureté Kondo dans le régime de température intermédiaire $T \lesssim T_K$: dans ce régime de température une variation *linéaire* de $1/\tau_s$ avec la température a été prédite.

Expérimentalement, les rares résultats obtenus sur la contribution d'impuretés magnétiques de type Kondo au déphasage $1/\tau_s$ à très basse température sont en désaccord avec les prédictions de liquide de Fermi de Nozières [93, 76, 149].

2.3.3.3 Effet des interactions RKKY

Il n'existe que de très rares prédictions théoriques sur les propriétés de transport cohérent, et en particulier sur la contribution des impuretés magnétiques au déphasage électronique dans un système d'impuretés magnétiques en interaction RKKY. Celles-ci sont en effet très difficiles.

Les interactions impureté-impureté couplent entre eux les spins des impuretés, et figent les impuretés dans une configuration de spins fixe. Rappelons, au passage, que dans un alliage magnétique, faiblement désordonné, dans lequel la position des impuretés magnétiques est aléatoire, cette configuration de spins est aléatoire puisque le signe de l'interaction RKKY dépend de la distance entre impuretés. Ces interactions, en bloquant les fluctuations de spin des impuretés, empêchent le couplage Kondo et l'écrantage associé, le détruisent ou au mieux en stoppent le développement lorsque celui-ci a déjà débuté à la température où les interactions RKKY se manifestent. Dans tous les cas, elles garantissent la conservation du caractère magnétique des impuretés, affaibli par un écrantage Kondo partiel dans le cas d'une combinaison du couplage Kondo et des interactions RKKY ou non - la question fait toujours débat -, et ce jusqu'aux plus basses températures, voire jusqu'à $T = 0$.

Certes les interactions impureté-impureté de type RKKY réduisent ou suppriment le spin flip Kondo lorsqu'elles se manifestent au voisinage de T_K , en altérant le couplage Kondo, et sont ainsi susceptibles de contribuer à une diminution de $1/\tau_s$, mais cette contribution n'est pas la principale. C'est surtout parce qu'elles permettent l'expression du spin des impuretés jusqu'à très basse température, que ces interactions affectent la cohérence de phase du système électronique : en présence des interactions RKKY, on peut s'attendre à une contribution constante et irréductible des impuretés magnétiques au déphasage par les mécanismes de diffusion de spins électroniques au cours desquels il y a simple rotation du spin électronique par transfert du spin des impuretés, rotation en moyenne aléatoire sur une trajectoire de diffusion dans une configuration de spins figée et aléatoire. Une prédiction théorique [150] a d'ailleurs confirmé cette hypothèse en calculant la contribution des impuretés magnétiques au déphasage de la localisation faible dans un verre de spins d'Heisenberg, verre de spins résultant d'interactions impuretés-impuretés isotropes, comme l'est le couplage RKKY et dans lequel les orientations des spins sont aléatoires. Dans ce travail il a bien été prédit une destruction de la localisation faible et ce, même à $T = 0$. Cet effet a été interprété comme le résultat de la brisure de la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps, symétrie nécessaire aux interférences constructives à l'origine de la localisation faible, dans un tel système d'impuretés magnétiques. En outre, dans cette même étude, une expression exacte de la contribution moyenne des diffusions de spins au déphasage a été calculée dans un système d'impuretés magnétiques en interaction RKKY. Le résultat obtenu est réduit d'un facteur $S/(S + 1)$, où S est le spin des impuretés magnétiques, par rapport à la contribution des diffusions de spins au déphasage dans un système d'impuretés indépendantes et libres de fluctuer, à haute température, c'est-à-dire à $T \gg T_K$, en l'absence de couplage Kondo : $1/\tau_s = \pi \rho_0 c_{imp} J^2 S(S + 1)/\hbar$.

Plus récemment, ces prédictions ont été confirmées par des travaux théoriques sur les propriétés de transport d'un métal contenant des impuretés magnétiques de type Kondo en interaction RKKY dans lesquels en particulier

les auteurs ont prédit une saturation du temps de cohérence de phase extrait de la localisation faible à très basse température [144].

En conclusion, dans un système d'impuretés Kondo, les interactions RKKY en empêchant l'écrantage total du spin des impuretés magnétique par couplage Kondo, permettent l'expression du spin des impuretés jusqu'aux plus basses températures. En corollaire on s'attend à ce qu'elles assurent une contribution constante et irréductible des impuretés magnétiques au déphasage, contrariant ainsi le retour d'un comportement de liquide de Fermi du système électronique à très basse température, prédit dans un pur système Kondo par Nozières.

Expérimentalement, le régime de déphasage induit par les interactions RKKY n'a encore jamais été mis en évidence dans un alliage magnétique dilué.

2.4 Mesure du temps de cohérence de phase τ_ϕ dans des fils métalliques mésoscopiques en présence d'impuretés magnétiques

2.4.1 Introduction

L'étude que nous avons réalisée s'intéresse au comportement du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ à très basse température dans des fils mésoscopiques métalliques contenant des impuretés magnétiques. Quoiqu'elle soit très spécifiquement focalisée sur le problème des alliages magnétiques dilués, il est indéniable qu'elle s'inscrit dans le débat plus général sur la décohérence électronique dans les métaux à température nulle, puisque, comme nous l'avons déjà mentionné, la présence d'impuretés magnétiques est une raison communément évoquée et admise, sans jamais avoir été clairement démontrée, pour expliquer la saturation de τ_ϕ observée à basse température.

L'originalité de notre expérience réside dans la corrélation établie entre les mesures de résistivité et les mesures de localisation faible. L'analyse des mesures de résistivité nous a permis d'identifier les effets spécifiques des impuretés magnétiques, puisque la résistivité est la propriété de transport qui jusqu'alors a été la plus étudiée dans les alliages magnétiques dilués et dans laquelle les signatures des impuretés magnétiques sont désormais bien connues. C'est, dans un deuxième temps, principalement à partir de cette analyse, et en nous appuyant sur des prédictions théoriques ou des résultats antérieurs que nous avons interprété et expliqué l'évolution du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ que nous avons extrait de mesures de localisation faible jusqu'à très basse température grâce à la présence des impuretés magnétiques.

2.4.2 Principe de la mesure : la localisation faible

Pour étudier le rôle des impuretés magnétiques dans les mécanismes de déphasage électronique, nous avons choisi de mesurer spécifiquement les corrections quantiques à la conductance classique de Drude associées à la localisation faible, et plus exactement la dépendance en champ magnétique de ces corrections, en fonction de la température, dans un alliage magnétique dilué. La longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ est l'un des paramètres caractéristiques du système mésoscopique dépendant de la température qui déterminent cet effet de cohérence de phase. C'est pourquoi la mesure de la dépendance en température de la magnétorésistance de localisation faible est utilisée de manière privilégiée, et consensuelle pour extraire la dépendance en température de L_ϕ . Cette technique est tout à fait standard : elle est simple et robuste. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que la longueur extraite de ces mesures est bien la longueur électronique caractéristique de l'effet d'interférence à

l'origine de la localisation faible et non la véritable longueur de cohérence de phase, dont la valeur est plus générale. Si cet effet nécessite absolument la cohérence de phase des fonctions électroniques en jeu, il peut être limité par des mécanismes supplémentaires qui n'affectent pas la cohérence de phase mais spécifiquement les interférences très particulières à l'origine de la localisation faible, comme par exemple les mécanismes qui brisent la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps. En toute rigueur, la longueur de déphasage extraite des mesures de localisation faible L_ϕ^{wl} est donc une borne inférieure de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ : $L_\phi^{wl} \leq L_\phi$. Puisqu'en général, $L_\phi^{wl} = L_\phi$, dans la suite du manuscrit, nous continuerons d'appeler longueur de cohérence de phase et de noter L_ϕ la longueur extraite de nos mesures de localisation faible. Nous préciserons la différence entre la longueur L_ϕ^{wl} mesurée et L_ϕ uniquement dans les cas qui l'exigent.

Après avoir décrit en détail l'effet d'interférences entre fonctions d'ondes électroniques cohérentes à l'origine de la localisation faible, nous présenterons le modèle théorique utilisé pour calculer la correction de conductance associé à cet effet et sa dépendance en champ magnétique. En effet, en pratique, l'extraction de la longueur de cohérence de phase est réalisée grâce à l'ajustement des données expérimentales de magnétorésistance en champ magnétique faible à température connue avec ce modèle théorique dont le seul paramètre variable est L_ϕ .

2.4.2.1 Interférences entre les chemins renversés dans le temps

Dans un conducteur diffusif faiblement désordonné, il est possible de relier la conductance moyenne à la probabilité $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ pour un électron à l'énergie E_F de diffuser d'un point \vec{r}_1 à un point \vec{r}_2 (1.15) (voir le paragraphe 1.2.2.4). Celle-ci peut s'exprimer sous la forme très générale du carré du module de la somme des amplitudes de probabilité A_p de l'ensemble des chemins de diffusion p reliant le point \vec{r}_1 au point \vec{r}_2 :

$$P(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{p,q} A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \overline{A_q(\vec{r}_1, \vec{r}_2)} + \overline{A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2)} A_q(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (2.21)$$

Cette probabilité de diffusion quantique apparaît comme la somme des contributions de paires de chemins p et q . En général, dans le cas de systèmes diffusifs, $k_F l_e \gg 1$, et le nombre de chemins de diffusion possibles est très grand. La conductance moyenne est donc définie par une somme sur un grand nombre de termes. Statistiquement, elle est équivalente à une valeur moyenne sur les différentes configurations d'impuretés, encore appelées configurations du désordre, visitées par les électrons :

$$G \propto \langle P(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rangle_{desordre} \quad (2.22)$$

L'amplitude de probabilité de chaque chemin de diffusion p se comporte comme l'exponentielle complexe de la phase accumulée par la fonction d'onde électronique le long du chemin au cours des diffusions multiples (1.14). En l'absence de champ magnétique, la phase électronique est purement géométrique et l'amplitude de probabilité du chemin p varie comme : $A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \sim e^{ik_F l_p}$ où l_p est la longueur de la trajectoire de diffusion p .

Considérons tout d'abord le cas simple de la diffusion le long d'un couple unique de deux chemins distincts p et q . En l'absence de champ magnétique, la probabilité P de diffusion associée à ce couple de trajectoires diffusives ne dépend que de la différence de phase géométrique entre les deux trajectoires, *i.e.* essentiellement de leur différence de longueur. Plus exactement, elle se comporte comme le cosinus de $k_F(l_p - l_q) = \delta\phi_{desordre}$. Si les chemins p et q sont distincts, la différence de leur longueur est, en moyenne, au moins égale au libre parcours moyen élastique l_e : distance moyenne qui sépare deux collisions et, puisque par hypothèse dans un conducteur faiblement désordonné $k_F l_e \gg 1$, la différence de phase est grande. En outre, puisqu'elle dépend de la longueur des trajectoires de diffusion sur les impuretés statiques, elle dépend de la séquence de collisions subies par l'électron, et donc de la configuration

particulière du désordre visitée par l'électron dans le conducteur : elle est donc aléatoire, puisque le mouvement de l'électron dans un conducteur diffusif est une marche aléatoire. En conséquence, la probabilité de diffusion associée à un couple de chemins est aléatoire et varie rapidement d'un couple de chemin à un autre, même si ceux-ci diffèrent seulement de quelques diffuseurs.

Le calcul de la conductance nécessite de prendre en compte l'ensemble des paires de chemins de diffusion qu'il est possible de définir dans le conducteur. La somme du grand nombre des termes aléatoires associés aux paires de chemins distincts se réduit à zéro. Seules les paires de chemins de diffusion de même phase, ou de phases très proches, associées chacune à un terme non aléatoire, résistent à cette moyenne sur le désordre et apportent une contribution non nulle à la conductance. Il existe seulement deux types de paires de trajectoires entre lesquelles la différence de phase géométrique est nulle.

- Le premier type est celui des paires de trajectoires définies par la même séquence de collisions et subies par l'électron dans le même ordre. Il s'agit des paires de trajectoires strictement identiques et parcourues dans le même sens. Avec les notations introduites, si p et q désignent deux trajectoires de diffusion, les paires de trajectoires considérées ici sont telles que $p = q$. Leur contribution à la probabilité de diffusion $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ est notée $P_D(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ et appelée « diffuson ». La contribution du diffuson à la conductance est incohérente : elle ne résulte d'aucun effet de phase : $P_D(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_p |A_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2 \simeq P_{classique}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$. Elle permet de calculer la conductance de Drude.
- La seconde famille de trajectoires de même phase est constituée des paires de trajectoires symétriques par renversement du sens du temps. Ce sont les chemins définis par les mêmes diffuseurs mais parcourus en sens inverses, *i.e.* sur lesquels l'électron subit exactement les mêmes collisions mais dans des ordres inverses. Si p désigne un chemin de diffusion, les paires de trajectoires considérées sont constituées des trajectoires p et $-p$, le signe de la trajectoire rendant compte de son sens de parcours. Toute brisure de la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps du milieu de diffusion, associée à la nature inélastique ou dynamique du potentiel de diffusion ou à une perturbation extérieure comme un champ magnétique induit un déphasage entre les trajectoires renversées dans le temps et annule leur contribution à la diffusion moyenne.

La contribution des paires de trajectoires conjuguées par renversement du sens du temps à la conductance est appelée « cooperon », et notée P_C .

Deux trajectoires de diffusion électronique symétriques par renversement du sens du temps décrivent, au moins, une boucle dans l'espace : l'une des deux trajectoires parcourt la boucle dans un sens en restant une trajectoire ouverte, tandis que la deuxième trajectoire pour parcourir la même boucle mais dans le sens opposé doit contenir un croisement en un point \vec{r}_0 qui en fait une trajectoire fermée (voir figure 2.4). Il faut noter qu'il s'agit, ici, plus que d'un simple croisement de trajectoires qui a lieu dans une marche au hasard classique, c'est un véritable croisement quantique au cours duquel les amplitudes de probabilité de diffusion sont échangées et mélangées. Le cooperon résultant de ce croisement apparaît bien comme un véritable effet d'interférences entre fonctions d'ondes cohérentes de phase, comme un véritable effet de phase. Il ne résulte d'autre chose que du croisement quantique d'un diffuson avec lui-même.

L'interférence constructive entre deux trajectoires symétriques par renversement du temps, qui forment une boucle, augmente la probabilité de retour à l'origine de l'électron au point \vec{r}_0 , puisqu'elle augmente la probabilité de la boucle au point de croisement \vec{r}_0 . On peut démontrer que cette contribution vaut :

$$P_C(\vec{r}_0, \vec{r}_0) = P_D(\vec{r}_0, \vec{r}_0) \quad (2.23)$$

Finalement, il vient alors :

$$P(\vec{r}_0, \vec{r}_0) = P_{classique}(\vec{r}_0, \vec{r}_0) + P_{quantique}(\vec{r}_0, \vec{r}_0) = P_D(\vec{r}_0, \vec{r}_0) + P_C(\vec{r}_0, \vec{r}_0) = 2 \times P_{classique}(\vec{r}_0, \vec{r}_0) \quad (2.24)$$

L'interférence constructive entre chemins électroniques symétriques par renversement du sens du temps double la probabilité de retour à l'origine de l'électron, on dit qu'elle est à l'origine de la *localisation faible* de l'électron¹.

Cet effet d'interférence affecte également la conductance moyenne d'un conducteur cohérent faiblement désordonné : $G \propto \langle P(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rangle_{desordre}$. Pour évaluer la correction de conductance associée, il suffit de calculer la probabilité du croisement quantique d'un diffuson avec lui-même à l'origine d'un cooperon au cours de la diffusion dans le conducteur. On peut démontrer que cette probabilité est proportionnelle au rapport entre le volume d'un diffuson pendant l'intervalle de temps τ_D typique de la diffusion dans le conducteur, $\lambda_F^2 v_F \tau_D$ et le volume du conducteur $Vol \sim L \times w \times t$: elle est donc de l'ordre de $1/g$ où g est la conductance de Drude adimensionnée, en unité du quantum de conductance $G_q = \frac{e^2}{h}$, telle que la conductance de Drude G_D s'exprime sous la forme : $G_D = g \frac{e^2}{h}^2$. On peut alors en déduire : $P_C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{P_D(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{g}$. En conséquence la correction relative à la conductance moyenne robuste à la moyenne d'ensemble associée au cooperon, encore appelée correction de localisation faible est de l'ordre de $1/g$: $\Delta G_{wl}/G_D = 1/g$. Cette réduction de la contribution du cooperon à la conductance moyenne est une conséquence de l'extension spatiale du croisement quantique à l'origine du cooperon. À cause de la réalité spatiale de ce croisement l'interférence constructive entre deux chemins de diffusion symétriques par renversement du sens du temps a lieu au prix d'un petit déphasage géométrique résultant de la violation locale et mineure de la condition d'équidistance des trajectoires symétriques par renversement du sens du temps ($l_p = l_{-p}$) au voisinage du croisement. Seuls les croisements très localisés, c'est-à-dire réalisés sur une longueur inférieure au libre parcours moyen élastique l_e , induisant un déphasage géométrique inférieur à 2π entre les paires de trajectoires symétriques par renversement du sens du temps, donnent lieu à des contributions quantiques qui résistent à la moyenne sur l'ensemble des configurations de désordre. En conséquence, leur nombre étant petit - d'autant plus, d'ailleurs, que le conducteur est désordonné -, la correction du cooperon à la conductance moyenne est réduite.

Finalement, dans un conducteur diffusif, faiblement désordonné, la seule contribution quantique cohérente à la conductance qui subsiste à la moyenne sur le désordre, outre la contribution incohérente du diffuson, est celle du cooperon, qui résulte de l'interférence constructive des chemins de diffusion renversés dans le temps. Cette contribution est appelée correction de *localisation faible*. Quantitativement,

$$\begin{aligned} \langle P_{quantique}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rangle_{desordre} &= P_C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{P_D(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{g} = \frac{P_{classique}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{g} \\ \Leftrightarrow \Delta G_{wl} &= \frac{G_D}{g} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Enfin, il faut souligner que le cooperon est une contribution quantique *cohérente* au transport électronique résultant d'un effet de phase : seules les trajectoires symétriques par renversement du sens du temps sur lesquelles

1. Cet effet d'interférence électronique, par analogie avec l'effet de rétrodiffusion cohérente de la lumière, est appelé, communément mais abusivement, *rétrodiffusion cohérente de l'électron*.

2. À l'échelle du temps caractéristique de la diffusion cohérente τ_ϕ , la probabilité de croisement est proportionnelle à $\frac{1}{g} \frac{\tau_\phi}{\tau_D}$ et reste de l'ordre de $1/g$.

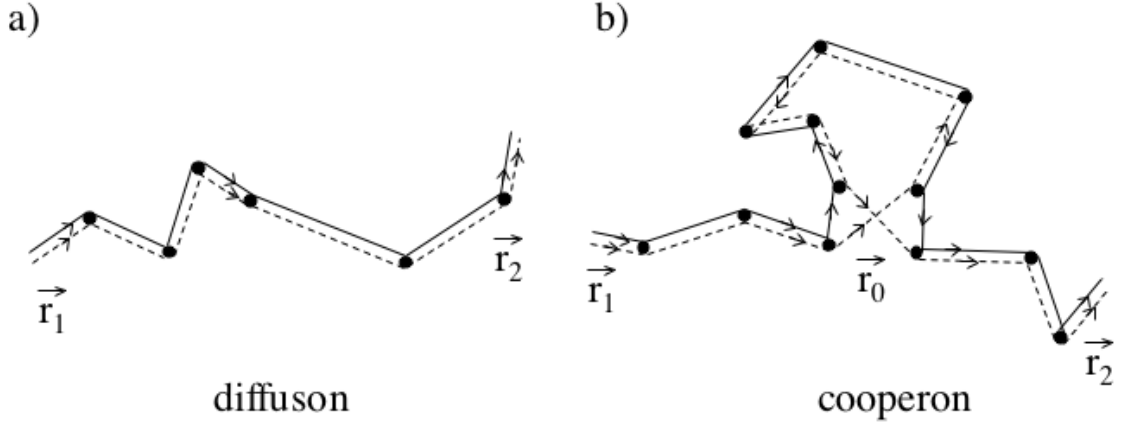


FIGURE 2.4: a) Schéma du *diffuson* : paire de trajectoires de diffusion classique de même phase et parcourues dans le même sens. b) Schéma du *cooperon* : la boucle est décrite par une paire de trajectoires de diffusion de même phase et conjuguées par renversement du sens du temps.

l'électron conserve sa cohérence de phase sur une longueur au moins égale à celle de la boucle interfèrent constructivement. En conséquence, seules les boucles de taille inférieure à longueur de cohérence de phase L_ϕ participent à la rétrodiffusion cohérente de l'électron. On comprend dès lors que la correction de conductance associée à la localisation faible est d'autant plus grande que L_ϕ est grand, puisqu'alors le nombre de boucles cohérentes susceptibles de rétrodiffuser l'électron dans le conducteur est plus grand et que la taille des boucles à parcourir pour être rétrodiffusé est elle-même plus grande.

2.4.2.2 Correction de conductance de localisation faible

Le principe du calcul de la correction de localisation faible à la conductance est détaillé en annexe. Dans le cas d'un fil quasi-1D de longueur $L \gg L_\phi$, la correction relative de localisation faible à la conductance s'écrit :

$$\frac{\Delta R_{wl}}{R_D} = \frac{R - R_D}{R_D} = +2 \frac{R_D}{R_q} \frac{L_\phi}{L} \quad (2.26)$$

avec $R_D = 1/G_D$ la résistance classique de Drude, et $R_q = 1/G_q = h/e^2$ le quantum de résistance. Cette correction vaut au maximum 1 quantum de conductance par direction de spin (lorsque $L = L_\phi$), elle est négative, correspondant à une diminution de la conductance classique. Mais surtout, on constate qu'elle est directement proportionnelle à L_ϕ .

Comment mesurer ΔR_{wl} ? Il est difficile de mesurer directement la correction de localisation faible à la résistance de Drude et encore plus de la séparer de la contribution de l'interaction coulombienne dont la valeur relative dans un fil quasi-1D s'écrit $\Delta R_{e-e}/R_D = 2 \frac{R_D}{R_q} \frac{L_T}{L}$, où $L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}}$ est la longueur thermique. En effet, ces deux contributions sont petites devant la résistance classique de Drude et sont toutes les deux de l'ordre de 1 quantum de conductance. Elles diffèrent seulement par les longueurs qui les gouvernent : la longueur de cohérence de phase L_ϕ pour la correction de localisation faible, et la longueur thermique L_T pour la correction due à l'interaction électron-électron. Une solution pour les mettre en évidence consiste à faire varier un paramètre physique extérieur auquel elles sont sensibles, *i.e.* qui modifie leur longueur caractéristique. Cette technique s'avère aussi très efficace pour les séparer, à condition de choisir un paramètre qui affecte sélectivement l'un ou l'autre des effets. La

température apparaît comme un paramètre de modulation évident de la contribution de l'interaction coulombienne à la résistance, qui est directement proportionnelle à L_T . Bien que la correction de localisation faible qui résulte des interférences entre trajectoires à la même énergie sélectionnées par la moyenne sur le désordre ne dépende pas directement de la température, elle en dépend indirectement par l'intermédiaire de certains mécanismes, comme l'interaction électron-électron ou l'interaction électron-phonon qui limitent L_ϕ et qui, quant à eux, dépendent de la température. Ainsi la température modifie tout autant ΔR_{wl} que ΔR_{e-e} et les dépendances de ces quantités en température peuvent être voisines et empêcher toute distinction claire.

Par contre, le comportement des corrections de localisation faible et de l'interaction coulombienne écrantée en présence d'un champ magnétique est discriminant. Alors que la localisation faible est détruite par l'application d'un champ magnétique en présentant une dépendance en champ magnétique très caractéristique, la correction de résistance due à l'interaction entre électrons, quant à elle, reste inchangée et en conséquence des mesures de magnétorésistance s'avèrent être la technique la plus efficace pour extraire la correction de localisation faible à la résistance. Quant à la contribution d'impuretés Kondo à la résistance ΔR_{mag} , il est aisé de l'identifier et de la séparer ΔR_{wl} de par sa dépendance en température, au moins dans un fil quasi-1D, puisqu'elle est alors la seule à dépendre logarithmiquement de la température, dans la limite où l'on néglige les interactions impureté-impureté et au voisinage de la température Kondo T_K .

Finalement, la magnétorésistance de localisation faible apparaît comme la signature la plus caractéristique de cet effet de cohérence de phase.

2.4.2.3 Effet du champ magnétique : magnétoconductance

L'application d'un champ magnétique dans un conducteur diffusif brise la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps du hamiltonien décrivant l'électron de conduction, à cause du couplage de la charge de l'électron au potentiel vecteur \vec{A} . En conséquence, les interférences entre chemins de diffusion conjugués par renversement du sens du temps, à l'origine de la localisation faible lorsqu'elles sont constructives, sont détruites et la localisation faible disparaît. Comme la localisation faible se traduit par une correction négative à la conductance et que cette correction s'annule en champ magnétique fort, on dit que la localisation faible est associée à une *magnétoconductance positive* (la conductance augmente avec le champ magnétique), équivalente à une *magnétorésistance négative* (la résistance diminue avec la champ magnétique). Expliquons plus en détail l'effet de la pénétration d'un champ magnétique transverse dans un conducteur diffusif quasi 1-D sur la correction de localisation faible. À cause du couplage de la charge de l'électron au potentiel vecteur \vec{A} , une fonction d'onde diffusant le long d'une trajectoire p accumule une phase proportionnelle à la circulation du potentiel vecteur le long de la trajectoire $\frac{1}{\hbar} \int_p e \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r}$. Si cette trajectoire est fermée, ce terme de phase est proportionnelle au flux Φ du champ magnétique au travers de la boucle et vaut plus exactement $2\pi\Phi/\Phi_0$ où $\Phi_0 = h/e$ est le quantum de flux non-supraconducteur. La phase accumulée par une fonction d'onde sur la même trajectoire fermée mais parcourue en sens inverse, que l'on note $-p$, en présence du même potentiel vecteur, est exactement égale à l'opposé soit $-2\pi\Phi/\Phi_0$. En conséquence, le déphasage entre les trajectoires p et $-p$ qui forment le cooperon est égal à $4\pi\Phi/\Phi_0$. La contribution de chaque boucle à la probabilité de retour à l'origine, proportionnelle à $\cos(4\pi\Phi/\Phi_0)$ selon 1.15, oscille périodiquement avec le flux magnétique avec une période égale à $\Phi_0/2$ et est maximale en champ magnétique nul. Mais la période en champ magnétique de l'oscillation de conductance associée dépend de la surface de la boucle puisque $B = \frac{\Phi_0/2}{S}$. Les contributions des grandes boucles de surface maximale $w \times L_\phi$, dans le cas d'un fil quasi-1D dont la largeur

w est petite devant L_ϕ , oscillent avec une petite période en champ magnétique, tandis que les contributions des petites boucles oscillent avec une large période. Les contributions de toutes les boucles de diffusion cohérentes de différentes tailles qu'il est possible de définir dans le conducteur, maximales en champ magnétique nul pour donner la correction de localisation faible, oscillent avec le champ magnétique avec une période qui dépend de leur surface et leur est propre. La correction de localisation faible à la conductance, comme on l'a vu, s'obtient en sommant les contributions de toutes les boucles de diffusion à la probabilité de retour à l'origine. Seules les contributions des boucles dans lesquelles le déphasage de la fonction d'onde électronique est inférieur à 2π résistent à la moyenne. Cette condition $4\pi\Phi/\Phi_0 \leq 2\pi$ permet de définir, à un champ magnétique donné B , une taille de boucle critique L_B , ou de manière équivalente un temps de diffusion caractéristique $\tau_B = L_B^2/D$, tels que les contributions des boucles de taille supérieure à L_B se moyennent à 0. Naturellement, comme le déphasage des trajectoires fermées associées au cooperon est proportionnel au flux encerclé par les boucles, à champ fixé, il est d'autant plus grand que la taille des boucles est grande. On s'attend donc à ce que L_B soit inversement proportionnel au champ B : plus le champ magnétique appliqué est grand plus les boucles qui contribuent de manière cohérente à la localisation faible sont petites, et en conséquence plus la correction négative de la localisation faible à la conductance est petite.

Évaluons l'ordre de grandeur du temps τ_B caractéristique du déphasage du cooperon par le champ magnétique, à partir de la condition $4\pi\Phi/\Phi_0 \leq 2\pi \Leftrightarrow BS \leq \frac{h}{e}$ où S est la surface définie par une trajectoire de diffusion fermée pendant le temps t .

Dans un fil quasi-1D dont la largeur w est petite devant L_ϕ , la diffusion est unidimensionnelle. La longueur parcourue pendant le temps t dans la direction de diffusion est de l'ordre de \sqrt{Dt} , tandis que la trajectoire est limitée transversalement par la largeur w du fil. La surface de la trajectoire fermée est donc $S \sim w\sqrt{Dt}$ ce qui conduit à une expression du temps caractéristique pour un fil quasi-1D :

$$\tau_B = \frac{1}{D} \left(\frac{\Phi_0}{wB} \right)^2 \quad (2.27)$$

Comme prédit, ce temps caractéristique dépend de l'inverse du champ magnétique.

En comparant ce temps à τ_ϕ , il est possible de définir le champ magnétique caractéristique de la localisation faible, champ au-delà duquel la localisation faible est détruite : $B_{wl} = \Phi_0/(w \times L_\phi)$. Il correspond au champ qu'il faut appliquer pour introduire un quantum de flux Φ_0 dans une boucle de surface typique $w \times L_\phi$.

Le principe du calcul de la correction de la localisation faible à la conductance en fonction du champ magnétique est détaillé en annexe. Dans le cas d'un fil quasi-1D, on peut démontrer que la correction relative de la localisation faible à la résistance en fonction du champ magnétique s'écrit :

$$\frac{\Delta R_{wl}}{R_D} = 2 \frac{R_D}{R_q} \frac{1}{L} \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{Bwe}{h} \right)^2 \right]}} \quad (2.28)$$

où l'on retrouve la quantité $\frac{1}{3} \left(\frac{Bwe}{h} \right)^2 = \frac{4\pi^2}{3} \frac{1}{L_B^2}$ qui dépend de la longueur caractéristique de l'effet du champ magnétique L_B . Lorsque $B = 0$, on retrouve bien l'expression E.7. La magnétorésistance de localisation faible est négative : la correction de résistance, positive, diminue lorsque le champ magnétique appliqué augmente.

2.4.2.4 Effet du couplage spin-orbite : antilocalisation

L'interaction du degré de liberté de spin de l'électron avec son degré de liberté cinétique orbital, communément appelé couplage spin-orbite, constitue un potentiel de diffusion électronique dépendante du spin dont on peut dé-

montrer qu'il est à l'origine d'un déphasage réversible [40]. Ce déphasage modifie la correction de localisation faible.

La manière dont le déphasage induit par le couplage spin-orbite, dépendant du spin, affecte le cooperon dépend naturellement de l'état de spins de celui-ci. Lorsque l'on décrit les états de spins du cooperon dans la base des états singulet et triplets, la contribution du cooperon à la conductivité s'écrit comme la somme d'une contribution des états triplets et d'une contribution de l'état singulet sous la forme : $\Delta\sigma_{wl} = \frac{3}{2}\Delta\sigma_{wl,tr} - \frac{1}{2}\Delta\sigma_{wl,sg}$. Il a été démontré que seule la contribution triplet est affectée par le couplage spin orbite : elle l'est par un facteur de phase exponentiel du type $e^{-\frac{4t}{3\tau_{so}}}$, qui rend compte d'une relaxation de la phase à l'échelle du temps caractéristique τ_{so} d'autant plus court que l'interaction est forte.

Une description plus détaillée du mécanisme microscopique du couplage spin-orbite ainsi que du principe du calcul de la correction de localisation faible à la conductance en présence de cet effet est disponible en annexe.

2.4.2.5 Expression de la magnétorésistance positive d'antilocalisation faible d'un fil quasi-1D

Pour un fil diffusif quasi-1D, l'expression de la correction de localisation faible à la résistance, en fonction du champ magnétique, et en présence d'un couplage spin-orbite s'écrit :

$$\frac{\Delta R_{wl}}{R_D} = \frac{R - R_D}{R_D} = 2 \frac{R_D}{R_q} \frac{1}{L} \left\{ \frac{3/2}{\sqrt{\left[\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{4}{3L_{so}^2} + \frac{1}{3}\left(\frac{Bwe}{\hbar}\right)^2\right]}} - \frac{1/2}{\sqrt{\left[\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3}\left(\frac{Bwe}{\hbar}\right)^2\right]}} \right\} \quad (2.29)$$

avec R est la résistance moyenne d'un conducteur diffusif faiblement désordonné de longueur L , de largeur w , de résistance classique de Drude R_D . $R_q = h/e^2$ est le quantum de résistance. L_ϕ est la longueur de cohérence de phase, et L_{so} la longueur caractéristique du couplage spin-orbite. Cette formule est valable uniquement dans la limite $L \gg L_\phi$. Le premier terme de la somme est la contribution du cooperon dans le canal triplet, et le second est celle de l'état singulet. En l'absence de couplage spin-orbite, $L_{so} \gg 1$, on retrouve l'expression F.5 : la correction de résistance est *positive* et la magnétorésistance *négative*. Dans le cas d'une forte interaction spin-orbite, $L_{so} \ll 1$, on retrouve bien que le premier terme, associé au cooperon dans le canal triplet, s'annule. Dans ce cas, la correction de localisation faible à la résistance change de signe et devient *négative* : $\frac{\Delta R_{wl}}{R_D} = -\frac{R_D}{R_q} \frac{L_\phi}{L}$ et la magnétorésistance devient *positive*.

2.4.3 Échantillons

Nous avons étudié l'effet des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase électronique d'un métal à très basses températures dans des fils mésoscopiques quasi-unidimensionnels en Or contenant des impuretés magnétiques de Fer.

2.4.3.1 Choix du système Kondo

Du point de vue de la mise en œuvre, l'Or est un métal couramment disponible au laboratoire et les procédés de fabrication d'échantillons nanométriques à partir de ce métal sont relativement simples et très bien maîtrisés. Expérimentalement, en tant que métal noble, il présente l'avantage d'être moins sensible à l'oxydation à l'air ambiant que d'autres matériaux comme l'Argent ou le Cuivre. En l'utilisant, on peut ainsi exclure de l'interprétation des mesures de transport les effets subtils associés à l'oxydation de surface du conducteur. D'ailleurs, nous avons pu vérifier l'absence d'oxydation de nos échantillons, ou plus exactement l'absence d'effet d'une éventuelle oxydation

sur les propriétés de nos échantillons en mesurant deux fois à six mois d'intervalle, les mêmes caractéristiques électroniques (résistivité, longueur de cohérence de phase) dans un même échantillon conservé entre temps dans l'atmosphère ambiante.

De l'expérience des physiciens des matériaux, l'Or est un métal facilement et préférentiellement contaminé par des atomes de Fer puisque le Fer y est soluble. En conséquence, un morceau d'Or, au cours de l'élaboration duquel aucune précaution particulière visant à améliorer sa pureté n'a été prise, est naturellement pollué par des atomes de Fer résiduels en faible quantité. Notamment, dans les sources d'Or standard, de pureté $4N$, *i.e.* contenant 99.99 % d'Or, destinées à la fabrication de films métalliques, couramment disponibles au laboratoire on s'attend à trouver jusqu'à 100 ppm d'atomes de Fer. Nous avons d'ailleurs vérifié que les sources $4N$ utilisées pour la fabrication de nos fils contenaient bien du Fer en procédant à leur analyse par spectroscopie de masse des ions secondaires (SIMS). Une charge d'Or ordinaire quelconque peut donc être considérée comme un alliage magnétique dilué Au[Fe], c'est-à-dire un système Kondo « naturel », puisque, rappelons-le des atomes de Fer en solution dans l'Or ont la propriété de former des moments magnétiques locaux qui se couplent antiferromagnétiquement aux électrons de conduction. L'alliage magnétique Au[Fe] est un système Kondo qui présente l'avantage d'avoir été largement étudié expérimentalement sous la forme d'échantillons massifs et d'être ainsi désormais très bien connu. Naturellement, comme nous l'avons déjà mentionné dans les paragraphes dédiés aux effets des impuretés magnétiques sur les propriétés électroniques des métaux, il a fait l'objet de mesures d'aimantation et de susceptibilité magnétique, tant dans la limite de couplage faible de l'effet Kondo à une impureté, que dans le régime verre de spins où les interactions impureté-impureté se manifestent [137, 138, 124, 139, 140]. Il a aussi bénéficié de mesures très complètes de résistivité [133, 134, 129], et constitue un des rares systèmes dans lesquels des mesures de transport ont été effectuées dans le régime de localisation faible [42, 147]. En ayant choisit d'étudier le système Au[Fe], nous disposons donc, dans la littérature, de mesures de référence très précises qui peuvent être confrontées à nos propres résultats pour en permettre une meilleure interprétation.

La température de Kondo de l'alliage Au[Fe] de 300 mK [119] en fait un système particulièrement bien adapté à l'étude des effets des impuretés magnétiques Kondo sur les propriétés de cohérence de phase électronique puisque cette température est suffisamment faible pour que les effets de cohérence de phase deviennent mesurables. Plus exactement, sa température Kondo est suffisamment faible pour que le mécanismes de décohérence électronique ne soient plus dominés par le couplage très destructeur des électrons aux phonons et garantit ainsi que d'éventuels effets des impuretés magnétiques sur la cohérence de phase du système électronique attendu au voisinage de T_K ne soient pas masqués. Par ailleurs cette température de Kondo est suffisamment élevée pour permettre d'explorer les propriétés du transport électronique cohérent de phase d'un alliage magnétique très dilué dans le régime des températures inférieures à T_K sur plus d'une décade avec une bonne sensibilité expérimentale.

2.4.3.2 Choix de la technique d'élaboration de l'alliage Au[Fe]

Nous avons fabriqué nos échantillons d'Au[Fe] à partir de sources d'Or de pureté $4N$ (99.99 %). En utilisant cette technique de fabrication, nous avons donc exploité judicieusement la propriété bien connue de pollution naturelle de l'Or par des atomes de Fer, résultant fondamentalement de la solubilité de ces éléments magnétiques dans l'Or. Cette technique a le mérite d'être très simple et ne nécessite pas de procédés d'implantations sophistiqués. Elle se résume à un simple dépôt métallique en film mince. Pour nous assurer que les deux échantillons en Or que nous avons fabriqués présentent des concentrations en impuretés magnétiques différentes, nous avons utilisé deux

sources d'Or 4 *N* différentes et réalisé les dépôts métalliques dans deux bâtis d'évaporation différents : un bâti d'évaporation par effet Joule et un bâti d'évaporation par faisceau d'électrons sous ultra-vide (UHV) .

Une difficulté qui apparaît dans la caractérisation des conducteurs mésoscopiques constitués d'alliages magnétiques très dilués est l'évaluation de la quantité d'impuretés magnétiques contenue dans l'échantillon. En effet, la quantité de matière constitutive de l'échantillon est insuffisante pour espérer pratiquer une analyse chimique ou spectroscopique précise. En outre il faut bien noter que la concentration en impuretés de la source utilisée est souvent très différente de celle de l'échantillon à l'issue des étapes de fabrication : en effet l'étape de dépôt du film métallique mince dans lequel le fil mésoscopique est fabriqué à partir de la source est souvent à l'origine d'une pollution importante. Ce sont donc les conditions de dépôts (température et pression, en particulier), la propreté du bâti utilisé, associée à la nature des métaux déposés auparavant, qui déterminent la qualité et la pureté du matériau constitutif de l'échantillon.

Pour évaluer très précisément et *in situ* la concentration finale de nos fils en impuretés magnétiques, nous avons mesuré la contribution Kondo des impuretés magnétiques à la résistivité. Cette mesure nous permet aussi d'identifier clairement la nature des impuretés magnétiques présentes dans nos échantillons. Nous l'expliquerons plus en détail dans la suite du manuscrit. Nous avons choisi volontairement des sources d'Or de pureté relativement sale (4 *N*) qui garantissent la présence d'une quantité d'impuretés magnétiques relativement importante afin d'évaluer leur quantité avec une meilleure précision.

2.4.3.3 Fabrication

Les fils quasi-1D d'Or/Fer que nous avons étudiés ont été fabriqués au laboratoire (CRTBT), par nos soins et avec l'aide de Thierry Fournier et Thierry Crozes, grâce aux moyens de nano-fabrication de la plateforme « NanoFab ». Ils ont été réalisés selon les techniques de lithographie électronique et lift-off. Le substrat utilisé est une plaque de Silicium dont la surface a été oxydée par recuit thermique sous oxygène sur une épaisseur de 500 *nm*. Le masque nécessaire à la réalisation des fils nanométriques a été fabriqué dans une double couche de résines négatives électrosensibles en PMMA/MAA constituée d'une couche du polymère PMMA (PolyMethyl-Meta-Acrylate) superposée à une couche inférieure du co-polymère MAA (Meta-Acrylate Acid). Il a été réalisé par lithographie électronique à l'aide d'un microscope électronique à balayage. Les films minces d'Au[Fe] constituant les fils A et B que nous avons fabriqués ont été déposés à travers les masques en résine à partir de deux sources d'Or 4 *N* dans deux bâtis d'évaporation différents : le film constituant le fil A a été déposé par évaporation par effet Joule à partir d'une source d'Or sous une pression relative de l'ordre de 10^{-5} *mbar*, et le film constituant le fil B a été déposé par évaporation d'une seconde charge d'Or à l'aide du faisceau d'un canon à électron, sous vide (de l'ordre de 10^{-6} *mbar*). Selon une technique usuelle, pour favoriser l'adhésion de la fine couche d'Or de 45 *nm* d'épaisseur sur le substrat d'oxyde de Silicium, nous avons procédé au dépôt préalable d'une « couche d'accrochage » de Titane de 10 *nm* d'épaisseur. L'ultime étape de fabrication, le « lift-off », qui consiste à dissoudre le masque en résine à l'aide d'un solvant puissant pour ne laisser sur le substrat que le fil métallique déposé à travers le masque, a été réalisée dans l'acétone chauffé à 60 °C en présence d'ultrasons.

La figure 2.5 présente une photographie de l'un des échantillons fabriqués.

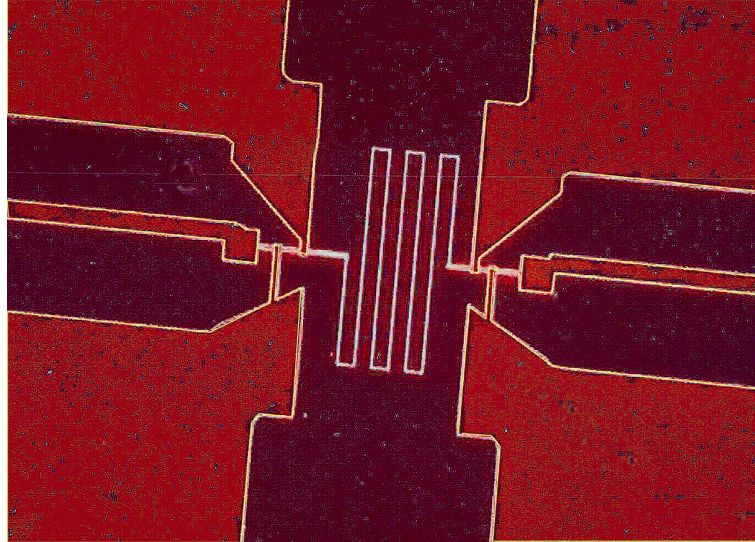


FIGURE 2.5: Photographie par microscopie optique en lumière polarisée d'un des échantillons en Or mesurés. Le fil de longueur $L = 450 \mu m$, largeur $w = 150 nm$ et épaisseur $t = 45 nm$ est connecté à 6 plots de contacts.

2.4.3.4 Caractéristiques

Les fils d'Or obtenus présentent des dimensions nanométriques : longueur $L = 450 \mu m$; largeur $w = 150 nm$, épaisseur $t = 45 nm$. La longueur et la largeur des fils ont été estimées par imagerie avec un microscope électronique à balayage. À chacune des deux extrémités de ces fils sont connectés trois plots de contacts de grande taille. Quatre de ces plots sont utilisés pour réaliser les mesures de transport électronique au travers du fil dans une configuration standard dite « quatre points ».

À basse température, typiquement à des températures inférieures à celle de l'Hélium liquide $4.2 K$, alors que, comme dans tout métal désordonné la longueur de cohérence de phase L_ϕ est alors de l'ordre de $\sim 1 \mu m$, les dimensions caractéristiques de la section de ces échantillons, w et t , sont toutes les deux inférieures à L_ϕ , tandis que leur longueur L est très grande devant L_ϕ : $t \leq w \leq L_\phi \ll L$. Ces échantillons constituent donc bien des fils mésoscopiques quasi-1D (voir paragraphe 1.2.1.4).

Refroidis à une température de $15 mK$ dans un réfrigérateur à dilution, les caractéristiques électroniques des fils A et B sont résumées dans le tableau suivant Tab. 2.1 :

Fil	L (μm)	w (nm)	t (nm)	R (Ω)	ρ ($n\Omega.cm$)	l_e (nm)	D ($cm^2.s^{-1}$)	L_T (μm)
A	450	150	45	4662	6993	12.0	55.6	1.68
B	450	150	45	2236	3354	25.0	116	2.42

TABLE 2.1: Caractéristiques géométriques et électriques des fils d'Au[Fe] à la température $T = 15 mK$.

La résistivité de Drude ρ est calculée à partir de la résistance classique R par la formule $\rho = R.w \times t/L$. Le libre parcours moyen élastique l_e est déduit du temps de libre parcours moyen élastique τ_e par 1.2 : $l_e = v_F \tau_e$, où la vitesse de Fermi dans l'Or est prise égale à $v_F = 1.392 \cdot 10^6 m.s^{-1}$ et τ_e est obtenu à partir de la résistivité ρ par l'équation 1.3 : $\frac{1}{\rho} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m}$. La densité volumique d'électrons de conduction dans l'Or est $n_e = 5.899 \cdot 10^{28} m^{-3}$,

calculée à partir de la formule 1.1. La constante de diffusion D est déduite de l_e par 1.4 : $D = \frac{1}{d}v_F l_e$, avec $d = 3$ puisque dans les fils A et B les mécanismes microscopiques de la diffusion sont tridimensionnels ($\lambda_F = 2\pi/k_F = 0.5218 \text{ nm}$, $k_F = mv_F/\hbar = 1.204 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$). En comparant l_e à λ_F , ou de manière équivalente en calculant le produit $k_F l_e$, on peut vérifier que le transport électronique dans les conducteurs que nous considérons s'effectue bien dans le régime faiblement désordonné, puisque selon le critère 1.8, $k_F l_e = 145 \gg 1$ pour le fil A et $k_F l_e = 300 \gg 1$ pour le fil B. La longueur thermique $L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}}$ est définie dans l'équation 1.18. Elle est égale à $L_T = 205 \text{ nm} \times 1/\sqrt{T[K]}$ pour A, et $L_T = 297 \text{ nm} \times 1/\sqrt{T[K]}$ pour B.

2.4.4 Techniques expérimentales

Les échantillons ont été refroidis dans un réfrigérateur à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ dont la température de base est voisine de $\sim 5 \text{ mK}$.

Les mesures de résistance ont été réalisées sur chacun des échantillons à l'aide de quatre fils de mesures. Pour ces mesures de résistance nous avons utilisé un pont de résistance de type « pont Barras[©] », conçu au CRTBT. Le principe de cette technique de mesure consiste à mesurer les variations de résistance de l'échantillon $R_{ech.}$ par rapport à une résistance de référence $R_{ref.}$ très stable et dont on peut ajuster la valeur à celle de l'échantillon avec une précision pouvant atteindre $(R_{ech.} - R_{ref.})/R_{ref.} \leq 10^{-5}$. Les mesures de résistance sont effectuées en mode alternatif AC, à basse fréquence. Les amplificateurs du signal de tension mesuré aux bornes de l'échantillon ont un bruit de l'ordre de $\sim 1 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$.

Aux températures inférieures typiquement à 1 K , le couplage électron-phonon, principal mécanisme de thermalisation des électrons de conduction à la température du réseau cristallin, devient négligeable. On peut estimer la longueur caractéristique de ce couplage l_{e-ph} , égale à la longueur moyenne entre deux collisions d'un électron avec un mode de vibration du réseau, de l'ordre de $\sim 1 \text{ mm}$ à $T \sim 10 \text{ mK}$. Dans nos fils de longueur $L = 450 \mu\text{m}$, en dessous de 1 K , il est donc très difficile et très long de refroidir les électrons de conduction à la température du réseau cristallin, que l'on estime être de l'ordre de celle atteinte par le cryostat, et ceci devient d'autant plus difficile que la température est basse. En conséquence, à ces températures, toute excitation électronique qui s'accompagne d'un apport de chaleur conduit à une élévation de la température électronique. À ce titre, le chauffage par les rayonnements électromagnétiques radio-fréquence parasites ambiants et le chauffage par le courant de mesure par effet Joule sont particulièrement efficaces et redoutables.

D'une part, pour éviter et atténuer la première source d'échauffement notre cryostat est soigneusement blindé : les traversées étanches des fils de mesures du cryostat vers l'extérieur sont protégées par des boîtes métalliques hermétiques. Mais surtout, les fils de mesures que nous utilisons sont des câbles coaxiaux à pertes de type « Thermocoax[©] » qui fournissent, sur leur longueur totale de 3.5 m une atténuation de 420 dB du rayonnement à 20 GHz . Ces fils spéciaux sont complétés par des filtres capacitifs, dits « en π », commerciaux placés à la tête du cryostat.

D'autre part, pour éviter de créer des excitations thermiques dans le fluide électronique par l'effet Joule associé au transport du courant de mesure, il faut veiller à ce que la différence de potentiel imposée aux électrons de part et d'autre de l'échantillon eV soit inférieure à l'élargissement thermique de la distribution de Fermi $k_B T$. Cette condition garantit aussi que les électrons de conduction sont à l'équilibre thermodynamique. À la température T , elle s'écrit sous la forme :

$$eV \leq k_B T \quad (2.30)$$

Elle signifie qu'à une température de $T = 10 \text{ mK}$, la tension maximale que l'on peut appliquer aux bornes du

conducteur pour rester à l'équilibre thermodynamique est $0.86 \mu V$.

En pratique, pour déterminer la température des électrons de conduction dans un échantillon traversé par un courant de mesure donné, nous effectuons une mesure de la résistance de l'échantillon en fonction de la température : $R(T)$. La température des électrons mesurée correspond à la température en dessous de laquelle nous observons que la résistance dévie du comportement prédit par les théories standard et plus simplement cesse de varier, puisque dans des fils mésoscopiques quasi-1D aucun des mécanismes d'interaction courants n'induit de saturation de la résistance à basse température. Si la résistance mesurée ne présente pas de saturation jusqu'à la plus basse température mesurée, c'est que les électrons sont bien refroidis à cette température. Nous utilisons aussi cette technique de mesure de la température électronique, inversement, pour ajuster à sa valeur maximale le courant de mesure qui permet d'effectuer des mesures de transport à une température donnée sans surchauffer les électrons. À basse température, la valeur du courant déterminée correspond à celle calculée par le critère 2.30, mais, à plus haute température ($T \approx 1 K$), la présence de quelques phonons résiduels permet souvent d'utiliser des courants supérieurs à ceux prédits par le critère 2.30.

La figure 2.6 illustre notre technique expérimentale de détermination de la température électronique à courant de mesure fixé. Elle présente des mesures de la résistance d'un fil d'Or quasi-1D, de résistance $\approx 1.2 k\Omega$, dont les dimensions sont comparables à celles des fils A et B, en fonction de la température et réalisées avec différents courants de mesures. Dans ce fil d'Or très pur, à basse température, la contribution dominante à la résistivité est celle de l'interaction électron-électron dont la dépendance en température est de la forme $1/\sqrt{T}$. Pour un courant de mesure donné, la température la plus basse à laquelle on puisse espérer refroidir les électrons sans surchauffage correspond à la température à laquelle la résistance dévie du comportement en $1/\sqrt{T}$ prédit par la théorie de l'interaction électron-électron. Par exemple, lorsque le courant de mesure I_{inj} vaut $10 nA$, les électrons peuvent être refroidis jusqu'à $40 mK$. Lorsque $I_{inj} = 500 pA$, la température minimale à laquelle il est possible de refroidir les électrons est $T = 10 mK$. D'ailleurs, on constate qu'en dessous de cette température d'autres mécanismes différents du chauffage par le courant de mesure, comme peut-être les perturbations électromagnétiques par exemple, empêchent la thermalisation des électrons à la température du cryostat, puisque en abaissant le courant en dessous de $500 pA$, on n'observe pas de déplacement proportionnel de la température à laquelle la température dévie du comportement théorique attendu.

Notre méthode de détermination de la température électronique est donc purement expérimentale, elle apparaît très fiable et préférable à des calculs théoriques, qui néanmoins nous ont permis de la valider. Dans le cas des fils A et B, nous avons pu observer que la résistance continue de varier à basse température lorsque les courants d'injection sont égaux à $I_{inj.} = 1 nA$ pour l'échantillon A, et $I_{inj.} = 4 nA$ pour l'échantillon B (voir Fig. 2.7). Nous pouvons donc affirmer que les électrons dans les fils A et B sont bien refroidis jusqu'à $13 mK$, température la plus basse à laquelle nous ayons travaillé. Nous pouvons ainsi exclure d'éventuels échauffements par des courants de mesures trop élevés ou par un rayonnement électromagnétique parasite jusqu'à la plus basse température à laquelle nous avons mesuré les échantillons A et B.

2.4.5 Résultats expérimentaux

Les mesures de transport électronique à très basse température que nous avons réalisées dans les fils d'Or A et B sont de deux types : mesures de résistance en fonction de la température et mesures de la magnétorésistance associée à la localisation faible. Les secondes nous ont permis d'extraire le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ .

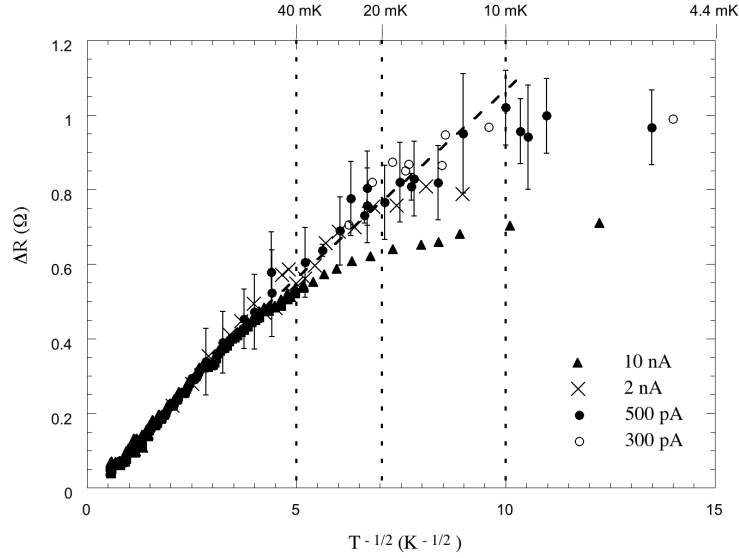


FIGURE 2.6: Résistance d'un fil d'Or très pur, quasi-1D, en fonction de la température mesurée avec différents courants de mesures $I_{inj} = 500 pA$. Elle est dominée par la contribution de l'interaction électron-électron en $1/\sqrt{T}$. Pour $I_{inj} = 500 pA$, la température minimale à laquelle les électrons sont correctement refroidis est $T_{emin} = 10 mK$, pour $I_{inj} = 2 nA$, $T_{emin} = 20 mK$, pour $I_{inj} = 10 nA$, $T_{emin} = 40 mK$.

2.4.5.1 Résistivité

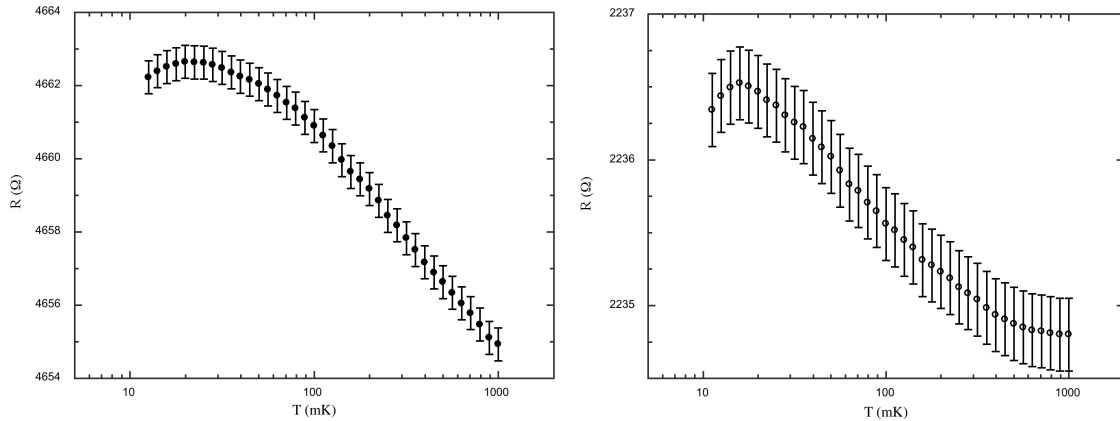


FIGURE 2.7: Résistance des fils A et B en fonction de la température, sous champ magnétique nul ($B = 0 G$).

La figure Fig. 2.8 montre une représentation semi-logarithmique de la résistivité des fils A et B en fonction de la température, entre $1 K$ et $15 mK$, sous champ magnétique nul ($B = 0 G$), déduite des mesures de résistance dont les résultats bruts sont présentés sur la figure 2.7.

Dans les deux échantillons, on constate que la résistivité ρ augmente significativement à basse température entre $1 K$ et $15 mK$. Pour chacun des deux échantillons, la résistivité présente deux comportements : à relativement haute température, elle varie de manière monotone ; et à plus basse température, elle cesse d'augmenter et présente un maximum. Dans le régime de température $1 K - 100 mK$, la dépendance en température de la résistivité du fil A apparaît parfaitement logarithmique. Pour cet échantillon, ρ cesse de varier logarithmiquement en dessous de $100 mK$ pour présenter un maximum à la température $T_{max} = 25 mK$. Pour l'échantillon B, la dépendance en température monotone exhibée par la résistivité est moins remarquable mais comme pour l'échantillon A, elle

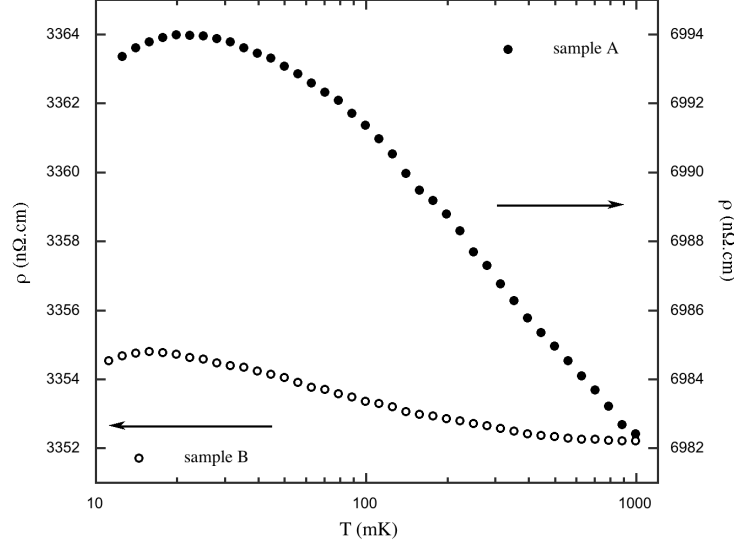


FIGURE 2.8: Résistivité des fils A et B en fonction de la température, sans champ magnétique ($B = 0 G$). Le courant de mesure est $I_{inj.} = 1 nA$ pour A, et $I_{inj.} = 4 nA$ pour B.

change à basse température, au voisinage de $30 mK$ et un maximum apparaît à $T_{max} = 15 mK$.

2.4.5.1.1 Analyse qualitative : mise en évidence des impuretés magnétiques Dans les échantillons A et B, la résistivité est la somme de plusieurs contributions indépendantes. On compte tout d'abord, une contribution des impuretés statiques ρ_0 , indépendante de la température, caractéristique du désordre du matériau, encore appelée résistivité résiduelle et une contribution $\Delta\rho_{e-ph}$ qui résulte du couplage des électrons aux phonons. D'autre part, puisque ces échantillons sont des fils désordonnés, et de dimensions réduites (quasi-1D), s'ajoute, à basse température, une contribution importante de l'interaction coulombienne écranté entre électrons, $\Delta\rho_{e-e}$. Si la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ est suffisamment grande, ce qui est, en général, le cas à basse température, les interférences quantiques électroniques conduisent à une correction quantique à la résistivité significative : la correction de localisation faible $\Delta\rho_{wl}$. Enfin, les échantillons A et B ont été fabriqués à partir de sources d'Or contenant des impuretés magnétiques. On s'attend donc à une contribution des impuretés magnétiques à la résistivité $\Delta\rho_{mag}$. À basse température, en dessous de $1 K$, comme les vibrations du réseau cristallin disparaissent, $\Delta\rho_{e-ph}$ devient négligeable et la résistivité des fils A et B peut se mettre sous la forme :

$$\rho(T) \propto \Delta\rho_{e-e}(T) + \Delta\rho_{wl}(T) + \Delta\rho_{mag}(T) + \rho_0 \quad (2.31)$$

Ainsi, on s'attend à ce que le comportement de la résistivité observé à basse température dans les fils A et B soit déterminé par les trois contributions $\Delta\rho_{e-e}$, $\Delta\rho_{wl}$ et $\Delta\rho_{mag}$.

Livrons nous tout d'abord à une analyse très qualitative des mesures de la résistivité des fils A et B.

La correction de localisation faible à la résistivité d'un fil quasi-1D en Or, où le couplage spin-orbite est très fort, est une quantité *négative* qui est proportionnelle à la longueur de cohérence de phase L_ϕ . Comme L_ϕ , on s'attend donc à ce que $|\Delta\rho_{wl}|$, en valeur absolue, augmente de manière monotone lorsque la température diminue. Cette contribution ne peut donc pas être à l'origine de la remontée de résistivité observée dans les échantillons en champ magnétique nul, ni même du maximum. Combinée à d'autres contributions, elle peut tout au plus atténuer de manière monotone une remontée de résistivité à basse température.

La contribution à la résistivité de l'interaction coulombienne écrantée entre électrons a été calculée par Altshuler *et al.* [9]. Dans un fil quasi-1D, elle augmente de manière monotone lorsque la température diminue, en suivant une loi en $\propto 1/\sqrt{T}$. Si cette contribution participe bien à l'augmentation de la résistivité observée dans les deux échantillons lorsque la température diminue, elle n'explique pas le comportement parfaitement logarithmique présenté par la résistivité de l'échantillon A entre 1 K et 100 mK. En outre, il est impossible d'attribuer au mécanisme d'interaction entre les électrons le maximum de résistivité observé dans les deux échantillons à très basse température, puisque leur contribution diverge à température nulle. Il apparaît donc que le comportement singulier de la résistivité de nos échantillons en fonction de la température, caractérisé par une augmentation logarithmique sensible et un maximum à très basse température, est dominé ni par la localisation faible, ni par les interactions électron-électron, mais bien par le troisième mécanisme qu'il convient d'évoquer a priori, à savoir le couplage à des électrons à des impuretés magnétiques.

D'ailleurs, le comportement de $\rho(T)$ mesuré est conforme à celui prédit dans un alliage magnétique dilué dans lequel la résistivité croît logarithmiquement lorsque la température diminue révélant le couplage des impuretés magnétiques aux électrons du métal par effet Kondo et présente un maximum à très basse température lorsque les interactions impureté-impureté de type RKKY se manifestent.

2.4.5.1.2 Analyse quantitative L'objet de cette analyse est d'identifier et de quantifier les effets des impuretés magnétiques sur les propriétés de transport de nos échantillons. Il nécessite de séparer les trois contributions à la résistivité $\Delta\rho_{e-e}$, $\Delta\rho_{wl}$ et $\Delta\rho_{mag}$ pour mieux extraire la contribution des impuretés magnétiques $\Delta\rho_{mag}$.

Correction de localisation faible $\Delta\rho_{wl}$ Il est possible d'extraire de la résistivité la correction de la localisation faible $\Delta\rho_{wl}$ assez simplement, et de s'en affranchir pour étudier avec une plus grande précision les deux autres contributions. En effet, la correction de localisation faible est détruite par un champ magnétique suffisamment fort. Pour supprimer la contribution de la localisation faible $\Delta\rho_{wl}$ il suffit donc de réaliser des mesures de résistivité sous champ magnétique. La soustraction de cette contribution, expérimentale, est donc simple et très élégante. Néanmoins, il faut veiller à ce que les mesures sous champ magnétique réalisées pour annuler $\Delta\rho_{wl}$ soient réalisées à des champs magnétiques qui soient suffisamment forts pour détruire complètement les effets de cohérence de phase mais qui n'affectent pas les autres contributions à la résistivité, sans quoi leur interprétation pourrait être source d'erreur. Des deux autres contributions à la résistivité significatives à basse température dans nos échantillons, $\Delta\rho_{e-e}$ et $\Delta\rho_{mag}$, la seule qui soit sensible au champ magnétique est la contribution des impuretés magnétiques : le champ magnétique est susceptible de polariser les impuretés magnétiques et de modifier leurs effets sur les propriétés de transport³. Afin de vérifier la validité de la technique de soustraction de la correction de localisation faible par des mesures sous champ magnétique, il convient de comparer les échelles de champ magnétique caractéristiques d'une part de la localisation faible et d'autre part de la polarisation des impuretés magnétiques Kondo que constituent des atomes de Fer dans l'Or. La première, dans le cas des fils quasi-1D que constituent les échantillons A et B, est donnée par le champ magnétique nécessaire à l'introduction d'un quantum de flux $\Phi_0 = h/e$ dans une boucle de surface typique $w \times L_\phi$, soit $B_{wl} \approx \frac{h/e}{w \times L_\phi}$. Dans les fils A et B, de largeur $w = 150 \text{ nm}$ et dans lesquels la longueur de cohérence de phase électronique vaut typiquement $L_\phi \sim 300 \text{ nm} - 1 \mu\text{m}$ à basse température ($T \sim 300 \text{ mK}$), cette échelle de champ est de l'ordre $B_{wl} \sim 300 - 1000 \text{ G}$. Ces valeurs sont confirmées par les mesures de magnétorésistance que nous avons réalisées et dont les résultats sont présentés sur les figures

3. voir en annexe

Fig. 2.14 et Fig. 2.15 : pour le fil A, on retrouve bien que le pic de magnétorésistance signature de la localisation faible disparaît pour $B_{wl} \sim 1000 G$, et pour le fil B, au champ $B_{wl} \sim 200 G$. Par ailleurs, on peut considérer que le champ magnétique typique au-delà de l'application duquel des impuretés Kondo de température caractéristique T_K , et de facteur gyromagnétique g sont affectées par polarisation est $B_{Kondo} = \frac{k_B T_K}{g \mu_B}$, où μ_B est le magnéton de Bohr. Dans le cas du Fer dans l'Or, si $g = 2$ et $T_K = 300 mK$, $B_{Kondo} = 2234 G$. Dans les échantillons A et B, on constate donc que $B_{wl} < B_{Kondo}$: le champ magnétique appliqué pour détruire la localisation faible n'affecte pas, ou que très peu, la contribution des impuretés Kondo à la résistivité. Il est légitime d'utiliser des mesures sous champ magnétiques, réalisées au voisinage de B_{wl} , pour soustraire $\Delta\rho_{wl}$ et extraire ainsi $\Delta\rho_{e-e} + \Delta\rho_{mag}$.

En pratique, pour soustraire la correction de localisation faible à la résistivité, nous avons utilisé les mesures de magnétorésistance $R(B)$ effectuées dans chacun des échantillons dont certaines sont présentées sur les figures Fig. 2.14 et Fig. 2.15. Nous avons estimé la correction de localisation faible à la résistance, sensiblement égale à l'amplitude du pic de magnétorésistance observé au voisinage du champ nul, par la quantité suivante : $\Delta R_{wl} = R(B = 0) - R(B_{wl})$, où $R(B_{wl})$ est la résistance mesurée au voisinage du champ magnétique où le pic de magnétorésistance disparaît pour présenter une aile sensiblement plate. Pour le fil A, $B_{wl} \sim 1000 G$ et pour le fil B $B_{wl} \sim 200 G$. Il vient ensuite naturellement, $\Delta\rho_{wl} = \Delta R_{wl} \cdot w \times t/L$. À noter que, telle que nous la définissons, cette quantité est négative ; c'est la signature du fort couplage spin-orbite qui existe dans l'Or. Nous avons estimé la correction $\Delta\rho_{wl}$ par cette technique à différentes températures pour connaître sa dépendance en température et la quantité $\Delta\rho_{wl}(T)$. Finalement, à partir des mesures de la résistivité en fonction de la température $\rho^0(T)$ réalisées sous champ magnétique nul, nous avons calculé la quantité $\rho^{B_{wl}}(T) = \rho^0(T) - \Delta\rho_{wl}(T)$. Les résultats que nous avons obtenus pour les fils A et B sont représentés respectivement sur les figures Fig. 2.9 et Fig. 2.10. En particulier, sur ces figures, on retrouve bien que, $\rho^{B_{wl}} > \rho^0$, consécutivement au signe négatif de $\Delta\rho_{wl}$.

Nous avons vérifié expérimentalement que les champs magnétiques appliqués dans les mesures utilisées pour soustraire $\Delta\rho_{wl}$, $B_{wl} \sim 1000 G$ pour le fil A et $B_{wl} \sim 200 G$ pour le fil B, n'affectent pas significativement la contribution des impuretés magnétiques, comme nous l'avons prédit précédemment. Pour cela nous avons réalisé des mesures de la dépendance en température de la résistivité sous des champs B_{HF} plus élevés. Il est apparu que l'effet de tels champs est qualitativement très différent de celui résultant de l'application des champs de l'ordre de B_{wl} (en particulier, $\rho^{B_{HF}}(T) < \rho^0(T)$, alors que $\rho^{B_{wl}}(T) > \rho^0(T)$)⁴. Nous considérons cette observation comme une preuve suffisante de l'absence d'une affectation notable de la contribution des impuretés magnétiques par les champs B_{wl} . Cette condition étant vérifiée, nous considérons la quantité $\rho^{B_{wl}}(T)$ comme un bon estimateur de la contribution des interactions électron-électron $\Delta\rho_{e-e}(T)$ et des impuretés magnétiques $\Delta\rho_{mag}(T)$: $\rho^{B_{wl}}(T) \propto \Delta\rho_{e-e}(T) + \Delta\rho_{mag}(T)$.

Contribution des impuretés magnétiques à « haute température » : remontée logarithmique et effet Kondo

On cherche tout d'abord à séparer les contributions de l'interaction électron-électron et des impuretés magnétiques et notamment à évaluer avec précision $\Delta\rho_{mag}(T)$, dans le régime de températures où la résistivité croît de manière monotone lorsque la température diminue. On s'intéresse donc au comportement de $\rho^{B_{wl}}(T)$ dans l'intervalle de températures $1 K - 100 mK$ pour l'échantillon A, et $650 mK - 40 mK$ pour B.

Selon les prédictions théoriques d'Altshuler [9], dans un fil quasi-1D de longueur L et de résistance classique R , la contribution de l'interaction électron-électron à la résistance est de la forme $\frac{\Delta R_{e-e}}{R} = 2 \frac{R}{R_q} \frac{L_T}{L}$, avec $R_q = h/e^2$

4. En annexe, nous montrons le résultat de ces mesures à plus fort champ, qui démontrent probablement l'effet de la polarisation des impuretés magnétiques.

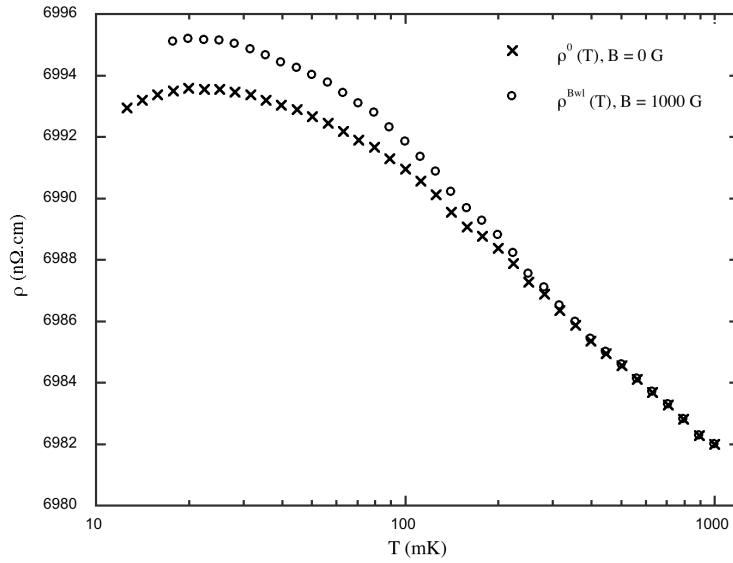


FIGURE 2.9: Résistivité de l'échantillon A en fonction de la température. Les symboles en croix sont le résultat des mesures sans champ magnétique ($B = 0 \text{ G}$). Les symboles ouverts représentent la quantité $\rho^{B_{wl}}(T)$ égale à la résistivité en champ magnétique nul à laquelle on a soustrait la correction de localisation faible extraite des mesures de magnétorésistance. Au champ magnétique $B_{wl} = 1000 \text{ G}$, on peut considérer que $\rho^{B_{wl}}(T) \propto \Delta\rho_{e-e}(T) + \Delta\rho_{mag}(T)$. Les différentes courbes ont été superposées, à 1 K , sur la courbe de résistivité en champ magnétique nul pour faciliter leur comparaison.

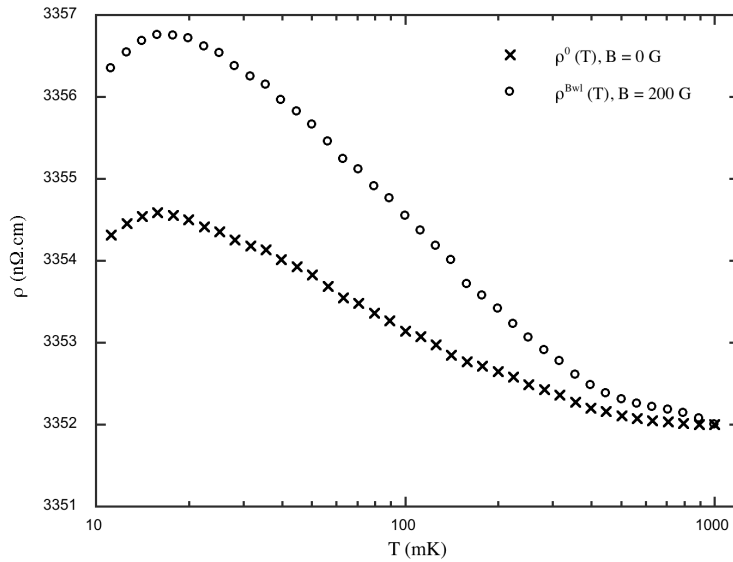


FIGURE 2.10: Résistivité de l'échantillon B en fonction de la température. Les symboles en croix sont le résultat des mesures sans champ magnétique ($B = 0 \text{ G}$). Les symboles ouverts représentent la quantité $\rho^{B_{wl}}(T)$ égale à la résistivité en champ magnétique nul à laquelle on a soustrait la correction de localisation faible extraite des mesures de magnétorésistance. Au champ magnétique $B_{wl} = 200 \text{ G}$, on peut considérer que $\rho^{B_{wl}}(T) \propto \Delta\rho_{e-e}(T) + \Delta\rho_{mag}(T)$. Les différentes courbes ont été superposées, à 1 K , sur la courbe de résistivité en champ magnétique nul pour faciliter leur comparaison.

le quantum de résistance, et $L_T = \sqrt{\hbar D / (k_B T)}$ la longueur thermique définie dans l'équation 1.18 à partir de la constante de diffusion D . On en déduit pour le fil de longueur L et de section $w \times t$:

$$\Delta\rho_{e-e}(T) = 2 \frac{R}{(h/e^2)} \frac{R \cdot w \times t}{L} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B}} \cdot \frac{1}{\sqrt{T}} \quad (2.32)$$

Plus généralement, on peut donc exprimer cette contribution sous la forme $\Delta\rho_{e-e}(T) = \frac{\alpha}{\sqrt{T}}$.

Dans le régime de température auquel nous nous intéressons ici, la contribution des impuretés magnétiques à la résistivité présente une dépendance en température logarithmique, comme le montre, notamment et de manière particulièrement convaincante, la résistivité du fil A. Ce comportement est caractéristique de la contribution à la résistivité d'impuretés magnétiques faiblement couplées aux électrons de conduction de l'Or par effet Kondo au voisinage de la température de Kondo T_K .

Au passage, notons que le comportement mesuré permet d'estimer la température de Kondo des impuretés magnétiques contenues dans nos échantillons à une valeur comprise entre 100 mK et 1 K. Cette valeur de T_K confirme la nature de ces impuretés magnétiques : il s'agit bien d'atomes de Fer, dont la température de Kondo est effectivement de l'ordre de $T_K \approx 300$ mK [119].

Dans le régime de couplage faible de l'effet Kondo ($T \gtrsim T_K$), $\Delta\rho_{mag}(T)$ est bien décrite par la loi de Hamann 2.11. Dans un modèle d'électrons libres, Laborde [129], donne les préfacteurs de cette loi et la met sous la forme :

$$\Delta\rho_{mag}(T)[n\Omega.cm] = c_{imp}[ppm] \times \left\{ 0.743 + 0.332 \left[1 - \frac{\ln\left(\frac{T}{T_K}\right)}{\sqrt{\ln^2\left(\frac{T}{T_K}\right) + \pi^2 S(S+1)}} \right] \right\} \quad (2.33)$$

Dans cette expression, la résistivité est exprimée en $n\Omega.cm$, la concentration en impuretés magnétiques c_{imp} en ppm. S est le spin des impuretés magnétiques dans le métal. Dans le modèle théorique d'électrons libres, $S = 3/2$ pour des atomes de Fer dans l'Or.

La contribution des impuretés magnétiques dans ce régime de température est directement proportionnelle à leur concentration c_{imp} . Il est donc possible d'estimer facilement c_{imp} à partir de $\Delta\rho_{mag}(T)$. Cette opportunité est appréciable dans le cas d'échantillons mésoscopiques dont le faible volume interdit toute analyse chimique et rend impossible toute mesure d'aimantation. Nous l'avons exploitée pour caractériser nos échantillons.

Pour évaluer les contributions à la résistivité de l'interaction électron-électron $\Delta\rho_{e-e}(T)$ et des impuretés magnétiques $\Delta\rho_{mag}(T)$, nous avons ajusté numériquement la quantité $\rho^{Bwl}(T) \propto \Delta\rho_{e-e}(T) + \Delta\rho_{mag}(T)$, dans la gamme de température voisine de 300 mK avec un modèle théorique constitué de la somme des expressions 2.32 et 2.33. Le modèle utilisé pour ajuster la quantité $\rho^{Bwl}(T)$ de chacun des deux fils A et B s'écrit :

$$\frac{\alpha}{\sqrt{T}} + c_{imp}[ppm] \times \left\{ 0.743 + 0.332 \left[1 - \frac{\ln\left(\frac{T}{T_K}\right)}{\sqrt{\ln^2\left(\frac{T}{T_K}\right) + \pi^2 S(S+1)}} \right] \right\} + Cste \quad (2.34)$$

La constante correspond essentiellement à la résistivité résiduelle, notée précédemment ρ_0 .

La difficulté de séparer et d'évaluer respectivement les deux contributions $\Delta\rho_{e-e}(T)$ et $\Delta\rho_{mag}(T)$ dans ce régime de température par cette procédure d'ajustement résulte du fait que ces deux contributions présentent des dépendances en température très semblables, l'une en $1/\sqrt{T}$, et l'autre en $-\ln(T)$, et ce sur un intervalle de température qui ne s'étend pas sur plus d'une décade.

En effet, dans nos échantillons, l'intervalle de température dans lequel la contribution logarithmique des atomes de Fer à la résistivité est mesurable s'étend typiquement de 1 K à 100 mK. À haute température, comme la contribution électron-électron $\Delta\rho_{e-e}$, $\Delta\rho_{mag}$ est dominée par la contribution du couplage électron-phonon. À basse

température, lorsque $T \leq T_K$, dans un alliage Au[Fe] ordinaire, contenant de l'ordre de ~ 10 ppm d'impuretés, on s'attend à ce que les interactions impureté-impureté se manifestent et que la résistivité dévie du comportement logarithmique prédit dans le cadre de l'effet Kondo.

Lors de la procédure d'ajustement, nous avons fixé $T_K = 300$ mK, valeur de la température de Kondo du Fer disponible dans la littérature [119], $S = 3/2$ valeur du spin d'un atome de Fer, et pour les déterminer numériquement, nous avons laissé libres de varier c_{imp} et α .

Voici les résultats obtenus pour l'échantillon A. Nous avons tout d'abord ajusté les données expérimentales, sur l'intervalle $[1$ K, 100 mK], où $\rho^{B_{wt}}(T)$ semble présenter une dépendance en température logarithmique évidente. Nous avons obtenu $c_{imp} = 61.21$ ppm et $\alpha = 36.24$ n Ω .cm.mK $^{1/2}$. L'ordre de grandeur de la concentration en impuretés est celle à laquelle on s'attend. En effet, comme on l'avait déjà remarqué, l'amplitude relativement importante et la dépendance en température parfaitement logarithmique de la remontée de $\rho^{B_{wt}}(T)$ dans l'échantillon A laissent supposer une contribution des impuretés Kondo relativement importante et donc une forte concentration en impuretés magnétiques. Il est possible de comparer la valeur obtenue pour α avec la valeur théorique, calculée à partir de l'expression 2.32 $\alpha = 2 \frac{R}{(h/e^2)} \frac{R \cdot w \times t}{L^2} \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B}}$. Dans le cas du fil quasi-1D A, dont les paramètres sont résumés dans le tableau Tab. 2.1, $\alpha_{th} = 37.81$ n Ω .cm.mK $^{1/2}$. On constate que la valeur obtenue par ajustement de $\rho^{B_{wt}}(T)$ sur l'intervalle $[1$ K, 100 mK] est en bon accord avec la valeur théorique attendue. Afin de vérifier que les valeurs extraites de l'ajustement des données ne dépendent pas de l'intervalle de température sur lequel nous avons réalisé ce premier ajustement, mais aussi, par la même occasion pour évaluer l'incertitude sur les valeurs extraites nous avons procédé à un nouvel ajustement des données sur un intervalle de températures réduit à $[1$ K, 300 mK]. Sur cet intervalle, les résultats obtenus sont $c_{imp} = 54.45$ ppm et $\alpha = 46.87$ n Ω .cm.mK $^{1/2}$. Les valeurs extraites restent voisines des valeurs précédentes et α est toujours en bon accord avec les prédictions théoriques. L'incertitude sur la valeur de c_{imp} extraite est faible. L'ensemble des résultats obtenus grâce à ces ajustements pour le coefficient α caractéristique de la contribution de l'interaction électron-électron à la résistivité, et surtout pour la concentration en impuretés magnétiques c_{imp} dans le fil A est résumé dans le tableau Tab. 2.2, où l'on rappelle également la valeur théorique α_{th} . La figure Fig. 2.11 présente un ajustement de la courbe de résistivité $\rho^{B_{wt}}(T)$ en fonction de la température mesurée pour l'échantillon A. Finalement, la concentration en impuretés magnétiques de Fer de l'échantillon A déterminée dans cette étude numérique est évaluée à $c_{imp} = 60$ ppm.

Intervalle de températures [T_{max} (mK), T_{min} (mK)]	c_{imp} (ppm)	α (n Ω .cm.mK $^{1/2}$)	α_{th} (n Ω .cm.mK $^{1/2}$)
[1000, 100]	61.2	36.2	37.8
[1000, 300]	54.5	46.9	37.8

TABLE 2.2: Valeurs de la concentration en impuretés magnétiques c_{imp} et du coefficient de la contribution électron-électron à la résistivité en $1/\sqrt{T}$ α déduite de l'ajustement de la résistivité à laquelle la correction de localisation faible a été soustraite $\rho^{B_{wt}}(T)$, sur l'intervalle de température $[T_{max}, T_{min}]$ avec le modèle 2.34, pour le fil A. α_{th} est la valeur théorique calculée à partir de 2.32.

Présentons maintenant les résultats obtenus pour le fil B. De l'ajustement des données expérimentales $\rho^{B_{wt}}(T)$ sur l'intervalle $[650$ mK, 40 mK], nous avons déduit les valeurs $c_{imp} = 15.16$ ppm et $\alpha = 15.74$ n Ω .cm.mK $^{1/2}$.

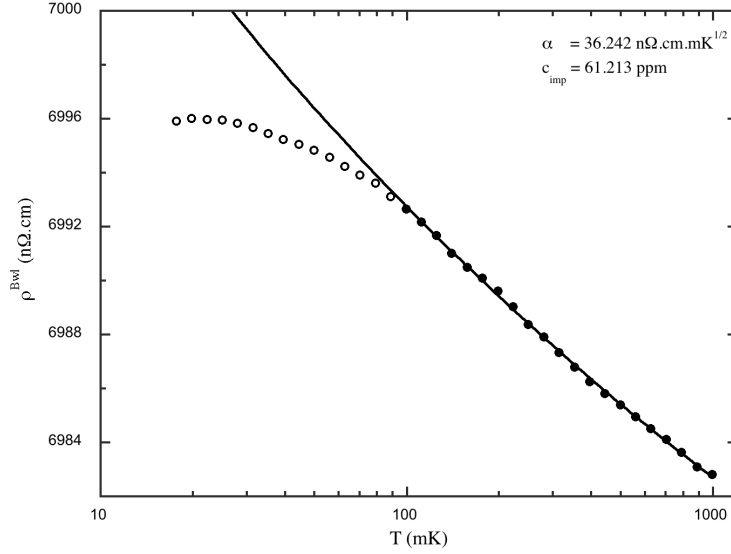


FIGURE 2.11: Ajustement numérique de la résistivité $\rho^{Bwl}(T)$ du fil A, dans laquelle la contribution de la localisation faible a été soustraite, en fonction de la température par le modèle théorique 2.34 sur l'intervalle de température $[1 K, 100 mK]$. Les paramètres déduits de cet ajustement sont la concentration en impuretés magnétiques de Fer $c_{imp} = 61.21 ppm$ et le coefficient de la contribution électron-électron à la résistivité en $1/\sqrt{T}$ $\alpha = 36.24 n\Omega.cm.mK^{1/2}$, en bon accord avec la valeur théorique.

Le résultat obtenu pour c_{imp} très inférieur à la concentration en impuretés magnétiques de l'échantillon A est conforme à celui auquel on pouvait s'attendre après avoir examiné et comparé les courbes de résistivité de A et de B. En effet, la dépendance en température de la résistivité de B moins clairement logarithmique que celle de A et la remontée de résistivité de B de moins grande amplitude que celle de A, démontraient que la contribution logarithmique des impuretés Kondo à la résistivité de B est plus petite que celle de A, preuve que B contient moins d'impuretés magnétiques que l'échantillon A. D'autre part, la valeur du coefficient α est en bon accord avec les prédictions théoriques. À titre de comparaison, la valeur théorique calculée à partir de l'expression 2.32 avec les paramètres caractéristiques du fil B rassemblés dans le tableau Tab. 2.1 est $\alpha_{th} = 12.51 n\Omega.cm.mK^{1/2}$. La figure Fig. 2.12 montre le résultat de l'ajustement de la courbe de la résistivité $\rho^{Bwl}(T)$ de l'échantillon B en fonction de la température avec le modèle 2.34 sur l'intervalle de température $[650 mK, 40 mK]$. Sur cet intervalle, l'accord entre les données expérimentales et l'ajustement numérique est satisfaisant. Afin de confirmer les valeurs de c_{imp} et de α extraites au cours de cet ajustement, nous avons procédé à un nouvel ajustement sur un intervalle de température différent. La comparaison des résultats obtenus au cours de ces deux procédures permet d'évaluer l'incertitude sur les quantités physiques extraites des ajustements et en particulier sur c_{imp} , liée à la taille réduite de l'intervalle de températures sur lequel les calculs sont effectués. Sur l'intervalle $[450 mK, 100 mK]$, les valeurs des paramètres c_{imp} et α qui permettent un ajustement correcte des données expérimentales sont $c_{imp} = 3.56 ppm$ et $\alpha = 37.32 n\Omega.cm.mK^{1/2}$. Ces valeurs sont en bon accord avec les précédentes. Ces résultats confirment en particulier la validité du modèle théorique utilisé pour ajuster les données expérimentales jusqu'à $40 mK$. L'incertitude sur la valeur de la concentration déduite des deux ajustements numériques est, en valeur relative, plus importante que celle sur la concentration en impuretés magnétiques de l'échantillon A. Elle est essentiellement reliée à la faible valeur de la contribution à la résistivité des impuretés magnétiques, du même

ordre que la contribution électron-électron, dans cet échantillon⁵. Les résultats obtenus pour l'échantillon B au cours des différents ajustements numériques de la résistivité sont résumés dans le tableau Tab. 2.3. À l'issue de l'analyse numérique de la résistivité de l'échantillon B, nous estimons la concentration en impuretés magnétiques de cet échantillon à $c_{imp} = 15 \text{ ppm}$.

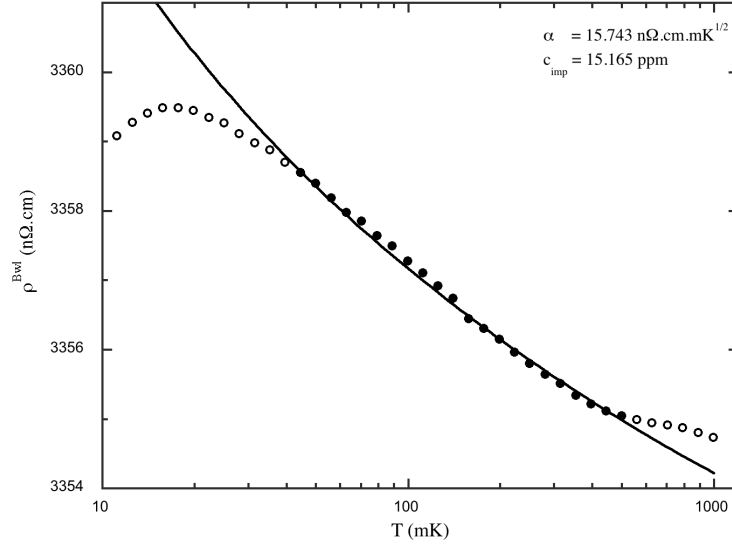


FIGURE 2.12: Ajustement numérique de la résistivité $\rho^{Bwl}(T)$ du fil B, dans laquelle la contribution de la localisation faible a été soustraite, en fonction de la température par le modèle théorique 2.34 sur l'intervalle de température $[650 \text{ mK}, 40 \text{ mK}]$. Les paramètres déduits de cet ajustement sont la concentration en impuretés magnétiques de Fer $c_{imp} = 15.16 \text{ ppm}$ et le coefficient de la contribution électron-électron à la résistivité en $1/\sqrt{T}$ $\alpha = 15.74 \text{ n}\Omega.\text{cm}.\text{mK}^{1/2}$, en bon accord avec la valeur théorique.

Intervalle de températures [T_{max} (mK), T_{min} (mK)]	c_{imp} (ppm)	α ($\text{n}\Omega.\text{cm}.\text{mK}^{1/2}$)	α_{th} ($\text{n}\Omega.\text{cm}.\text{mK}^{1/2}$)
[650, 40]	15.2	15.7	12.5
[450, 100]	3.56	37.3	12.5

TABLE 2.3: Valeurs de la concentration en impuretés magnétiques c_{imp} et du coefficient de la contribution électron-électron à la résistivité en $1/\sqrt{T}$ α déduite de l'ajustement de la résistivité à laquelle la correction de localisation faible a été soustraite, sur l'intervalle de température $[T_{max}, T_{min}]$ avec le modèle 2.34, pour le fil B. α_{th} est la valeur théorique calculée à partir de 2.32.

Après cette analyse, on peut vérifier que la température en dessous de laquelle la contribution des impuretés magnétiques devient dominante, supérieure à la contribution du couplage électron-phonon et donc mesurable, est d'autant plus petite que la concentration en impuretés magnétiques est faible : elle est égale à 1 K dans l'échantillon A, où $c_{imp} = 60 \text{ ppm}$, et elle vaut 650 mK dans l'échantillon B, où $c_{imp} = 15 \text{ ppm}$. Il est aussi intéressant de souligner la corrélation qui existe entre l'intervalle sur lequel la contribution des impuretés magnétiques à la résistivité suit le comportement logarithmique en température prédit dans le cadre de l'effet Kondo au voisinage de T_K et

5. On voit apparaître ici une limite de la technique d'extraction de la concentration en impuretés magnétiques d'un fil mésoscopique métallique à partir de la remontée logarithmique de résistivité résultant de l'effet Kondo : il est impossible de détecter des petites quantités d'impuretés magnétiques avec précision, puisque leur contribution à la résistivité est dominée par d'autres contributions.

la concentration en impuretés magnétiques dans les échantillons en Au[Fe] que nous avons mesurés. Dans le fil A contenant 60 *ppm* de Fer le modèle de Hamann est valable jusqu'à 100 *mK*, dans le fil B contenant 15 *ppm* de Fer, il s'applique jusqu'à 40 *mK*. La déviation du comportement des systèmes étudiés au comportement standard d'un système d'impuretés Kondo sans interaction a lieu à une température d'autant plus élevée que la concentration en impuretés magnétiques est grande. Il faut y voir une manifestation précurseur des interactions impureté-impureté de type RKKY, dont la température à laquelle elles entrent en jeu est effectivement proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques.

En conclusion, notre analyse quantitative de la résistivité mesurée dans les fils A et B à basse température nous a permis d'extraire la contribution des impuretés magnétiques à la résistivité. La figure 2.13 présente, pour l'échantillon A et pour l'échantillon B, la contribution des impuretés magnétiques à la résistivité obtenue en soustrayant à la résistivité mesurée en champ magnétique nul, la correction de localisation faible (négative) extraite par ailleurs de mesures de magnétorésistance de localisation faible et la contribution électron-électron calculée.

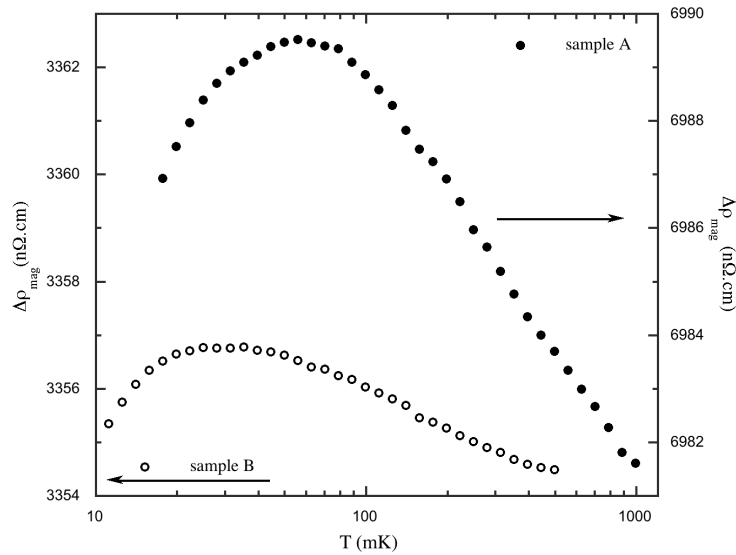


FIGURE 2.13: Contributions des impuretés magnétiques à la résistivité en fonction de la température dans les échantillons A et B. Cette contribution est déduite de la résistivité en champ magnétique nul à laquelle on a soustrait la correction de localisation faible (négative) extraite des mesures de magnétorésistance et la contribution électron-électron calculée avec le modèle théorique 2.32.

Cette étude nous a permis d'identifier le mécanisme par lequel les impuretés magnétiques affectent les propriétés de transport électronique de nos échantillons dans la gamme de température s'étendant de 1 *K* à 100 *mK* comme étant l'effet Kondo. Par ailleurs, grâce à la contribution logarithmique des impuretés Kondo de Fer à la résistivité au voisinage de leur température caractéristique $T_K = 300 \text{ mK}$, nous avons évalué directement, et par une technique encore jamais utilisée en mésophysique, la concentration de ces impuretés dans nos échantillons d'Or : dans l'échantillon A, $c_{imp} = 60 \text{ ppm}$, dans l'échantillon B, $c_{imp} = 15 \text{ ppm}$.

Contribution des impuretés magnétiques à « basse température » : maximum de résistivité et interaction RKKY Sur la figure 2.8 qui montre la résistivité des échantillons A et B en fonction de la température et en l'absence de champ magnétique, on peut observer clairement que la résistivité de chacun des échantillons présente un maximum marqué à très basse température. Dans le fil A, ce maximum apparaît à une température voisine de

25 mK , tandis que dans B, il se forme au voisinage de 15 mK . Ces deux maxima sont suivis, à plus basse température, d'une redescente significative de la résistivité. On peut achever leur description en notant que le maximum de la résistivité de l'échantillon A est plus large en température, que celui de l'échantillon B beaucoup plus piqué.

Ce maximum de résistivité résulte d'un effet des impuretés magnétiques. Notamment, il apparaît très clairement dans la contribution des impuretés magnétiques à la résistivité extraite de nos échantillons et présentée sur la figure 2.13. Il s'agit d'identifier, avec la plus grande certitude possible, le mécanisme magnétique qui en est à l'origine.

Tout d'abord, nous noterons que ce maximum de résistivité, suivi d'une redescente significative à plus basse température, n'est pas comparable à la saturation de la résistivité à une valeur constante finie attendue à très basse température dans la limite unitaire de l'effet Kondo. En outre, la température du maximum que nous avons mesuré dépend de la concentration en impuretés magnétiques, à la différence de la température à laquelle la limite unitaire de l'effet Kondo est atteinte qui ne dépend que de la nature du système Kondo, notamment de la température de Kondo T_K , et qui est indépendante de la quantité d'impuretés.

Le seul effet, bien connu, impliquant des impuretés magnétiques, à l'origine d'un maximum de la résistivité d'un alliage magnétique dilué, à basse température et sous champ magnétique nul, est celui des interactions impureté-impureté de type RKKY⁶.

Ce maximum a été mis en évidence et étudié dans de nombreuses expériences, principalement dans des alliages massifs, comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe 2.3.2.3. Notamment, il a été beaucoup étudié dans l'alliage Au[Fe]. Ce sont des mesures d'aimantation et de susceptibilité complémentaires qui ont permis d'attribuer clairement et irréfutablement l'existence de ce maximum de résistivité à la présence des interactions entre impuretés de type RKKY qui conduisent à la formation d'un verre de spins à plus basse température : notamment, ces mesures ont mis en évidence à des températures inférieures à celle du maximum de résistivité un pic de susceptibilité caractéristique d'une transition dans un état de verre de spins. Grâce à ces expériences, il a donc été démontré que le maximum de résistivité qui se manifeste dans un alliage magnétique à basse température est un précurseur de la transition dans un état de verre de spins qui a lieu à plus basse température : c'est la signature des interactions RKKY.

Les caractéristiques de ce maximum de résistivité ont été identifiées : il s'agit d'un maximum relativement large en température et dont la position en température dépend de la concentration en impuretés magnétiques de l'alliage : il apparaît à d'autant plus basse température que les impuretés magnétiques sont moins nombreuses. Ces caractéristiques correspondent bien à celles des maxima que l'on mesure dans la résistivité de nos échantillons à basse température. Sur la figure 2.13 qui présente la contribution spécifique des impuretés magnétiques en fonction de la température, on peut voir que le maximum apparaît à une température voisine de 60 mK dans le fil A qui contient 60 *ppm* d'impuretés de Fer, et qu'il se forme au voisinage de 30 mK dans le fil B qui contient 15 *ppm* de Fer. Les maxima de résistivité mesurés à basse température sont la preuve que les interactions RKKY se manifestent de manière dominante en affectant les propriétés de transport électronique dans nos échantillons.

Si la présence du maximum de résistivité à basse température constitue la preuve claire de l'existence d'interactions RKKY dans nos systèmes, celles-ci peuvent commencer à se manifester sur la diffusion électronique à des températures bien supérieures à celle du maximum. La température à laquelle les interactions impureté-impureté commencent à se manifester correspond à celle à partir de laquelle la résistivité dévie du comportement logarith-

6. La polarisation des impuretés Kondo est aussi à l'origine de l'apparition d'un maximum dans la résistivité d'un alliage magnétique dilué à basse température, lorsque $T < T_K$ [151] (voir en annexe). Mais contrairement aux maxima mesurés dans les fils A et B, qui sont présents à champ nul, ce maximum n'apparaît qu'à fort champ magnétique.

mique en température prédit dans la théorie de l'effet Kondo à un impureté. Dans l'échantillon A, il est possible de la déterminer avec une précision relative satisfaisante : elle est voisine de quelques centaines de millikelvins. La déviation progressive du comportement de la résistivité au modèle Kondo à une impureté qui précède la formation du maximum, observée, en particulier dans l'échantillon A, confirme l'interprétation que nous faisons de ce maximum de résistivité à l'aide des interactions RKKY, puisqu'il est bien connu que ces interactions sont à l'origine de transitions lentes, comme en particulier la formation d'un état de verre de spins.

Ce maximum de résistivité a été l'objet de nombreuses études expérimentales (voir paragraphe 2.3.2.3). On peut en avoir une compréhension intuitive relativement simple : les interactions RKKY, en couplant les spins des impuretés magnétiques entre eux, bloquent le degré de liberté de spin de chacune des impuretés. Elles interdisent les processus de spin flip qui dominent la diffusion électronique jusqu'à T_K et en conséquence sont à l'origine d'une diminution de la résistivité lorsqu'elles se manifestent au voisinage de T_K . Lorsqu'elles se manifestent à des températures bien inférieures à la température de Kondo, leur effet est moins bien compris. Finalement, la compréhension de ce maximum de résistivité demeure encore incomplète et en particulier il n'existe pas de prédiction théorique bien établie le concernant. Il nous est donc impossible d'extraire des informations quantitatives sur l'alliage Au[Fe] considéré et en particulier sur sa concentration en impuretés magnétiques.

D'ailleurs, si la présence d'un maximum à basse température dans la résistivité de nos échantillons est incontestable, nous ne sommes pas en mesure d'en extraire de manière quantitative les caractéristiques exactes. En particulier, la position de ce maximum de la contribution des impuretés magnétiques à la résistivité ne peut être déterminé avec précision. En effet pour extraire la contribution magnétique à la résistivité, il est nécessaire de soustraire la contribution électron-électron. Comme celle-ci est déterminée avec une incertitude relativement large, la contribution magnétique extraite peut être entachée d'une erreur tout aussi importante, est en particulier la température du maximum de cette contribution magnétique, extrêmement sensible à la quantité soustraite, peut être fautive, au moins d'un facteur 2. Ainsi, les positions des maxima de la contribution des impuretés magnétiques dans les échantillons A et B que l'on peut relever sur la figure 2.13 doivent être considérées avec prudence.

Seule une confrontation très qualitative de nos résultats avec ceux obtenus dans des expériences antérieures réalisées dans les alliages Au[Fe] peut être tentée.

Notons tout d'abord que les valeurs des températures des maxima observées dans nos échantillons, à savoir $T_{max} = 60 \text{ mK}$ dans A où $c_{imp} = 60 \text{ ppm}$, et $T_{max} = 30 \text{ mK}$ dans B où $c_{imp} = 15 \text{ ppm}$ ne sont pas incompatibles avec les températures de transition verre de spins T_g extraites de mesures de susceptibilité magnétique dans Au[Fe] qui valent $T_g = 5.2 \text{ mK}$ dans un alliage de concentration $c_{imp} = 34 \text{ ppm}$ et $T_g = 19.5 \text{ mK}$ dans un alliage de concentration $c_{imp} = 59 \text{ ppm}$ [139, 140], puisque l'on s'attend à ce que la température du maximum de résistivité, précurseur de la transition verre de spins, soit tel que $T_{max} \geq T_g$. Les valeurs des températures du maximum de résistivité associé aux interactions RKKY que nous observons dans nos échantillons, aux incertitudes d'extraction près, sont aussi compatibles avec les seules mesures effectuées dans le régime des alliages très dilués [134]. En particulier, ces résultats peuvent suggérer que la température du maximum de résistivité dépend de la concentration, aux concentrations $\geq 100 \text{ ppm}$, selon une loi du type $\propto \sqrt{c_{imp}}$, comparable à celle suivie par T_g , dépendance en concentration que les températures des maxima mesurés dans nos échantillons, T_{max}^A et T_{max}^B , vérifient : leur rapport $T_{max}^A/T_{max}^B = 60/30 = 2$ est égal à celui des racines carrées des concentrations des échantillons dans lesquels elles sont mesurées $\sqrt{c_{imp}^A}/\sqrt{c_{imp}^B} = \sqrt{60}/\sqrt{15} = 2$.

Notons enfin que nos résultats et notre interprétation à l'aide des interactions RKKY des maxima de résistivité mesurés à basse température dans les systèmes Kondo que nous considérons sont globalement en bon accord avec

des prédictions théoriques récentes réalisées concernant les propriétés de transport de systèmes d'impuretés Kondo en interaction RKKY [144].

Finalement, le maximum de résistivité observé à basse température dans nos échantillons est en bon accord qualitatif et descriptif avec les résultats d'expériences antérieures réalisées dans des échantillons massifs en Au[Fe] et qui avaient attribué ce maximum à la manifestation des interactions RKKY entre impuretés magnétiques grâce à la mise en évidence d'une transition verre de spins à plus basse température par des mesures thermodynamiques. Il apparaît donc bien comme la signature de la manifestation des interactions RKKY dans nos échantillons à basse température.

En conclusion à cette analyse détaillée de la résistivité, nous avons mis en évidence la contribution dominante des impuretés magnétiques de Fer aux propriétés de transport électronique de nos échantillons. Nous avons pu identifier les mécanismes impliquant les impuretés magnétiques affectant la diffusion. À haute température, au voisinage de 300 mK , ces impuretés magnétiques affectent le transport électronique par l'intermédiaire de l'effet Kondo. À plus basse température, ce sont les interactions entre impuretés magnétiques de type RKKY, interactions précurseur de la transition de l'alliage magnétique Kondo dans un état de verre de spins à plus basse température, qui se manifestent.

2.4.5.2 Temps de cohérence de phase τ_ϕ

Nous avons extrait le temps de cohérence de phase électronique dans les fils quasi-1D A et B à partir des mesures de magnétorésistance de localisation faible.

2.4.5.2.1 Ajustement des courbes de magnétorésistance Le principe de l'extraction de la longueur de cohérence de phase électronique d'un fil mésoscopique à partir de la magnétorésistance en champ magnétique transverse et voisin de $B = 0$, mesurée à une température donnée, consiste simplement à ajuster numériquement les données expérimentales avec le modèle théorique de la localisation faible 2.29, dans lequel la longueur de cohérence de phase L_ϕ est laissée libre de varier. On déduit la valeur du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ à partir de la valeur de L_ϕ déterminée lors de l'ajustement à partir de la formule $\tau_\phi = L_\phi^2/D$, où D est le coefficient de diffusion. Pour connaître l'évolution du temps de cohérence de phase électronique en fonction de la température dans un échantillon, il est donc nécessaire de réaliser plusieurs mesures de magnétorésistance, à différentes températures, puis d'ajuster chacune d'elles avec le modèle théorique de la localisation faible. La courbe $\tau_\phi(T)$ est donc construite point par point.

Les courbes de magnétorésistance des fils A et B mesurées au voisinage du champ magnétique nul à différentes températures, réparties entre 15 mK et 4.2 K , sont présentées sur les figures 2.14 et 2.15 respectivement. Comme on s'y attend, ces courbes exhibent un pic inversé, symétrique par rapport au champ magnétique nul, et dont l'amplitude diminue lorsque la température augmente. C'est la signature de la localisation faible. Quel que soit l'échantillon et à toute température, la résistance augmente lorsque, à partir de zéro, le champ magnétique appliqué augmente. Le signe *positif* de la magnétorésistance observée dans ces fils d'Or résulte du fort couplage spin-orbite qui existe dans l'Or.

Dans les deux échantillons A et B, on observe que l'amplitude du pic de magnétorésistance $\Delta R/R^* = (R - R^*)/R^*$ (où R^* est la valeur de la résistance mesurée dans un champ magnétique suffisamment fort pour détruire la localisation faible) s'annule lorsque la température augmente : puisque cette amplitude est égale à la correction de localisation faible en champ magnétique nul, elle-même directement proportionnelle à L_ϕ , c'est la preuve que,

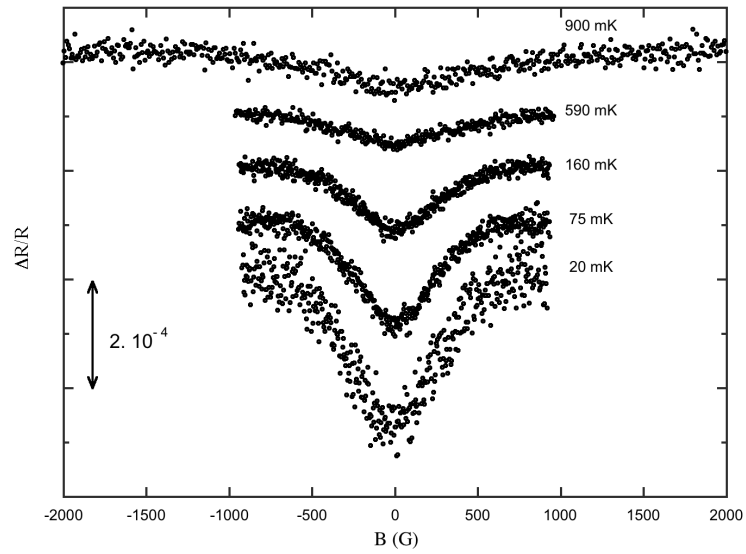


FIGURE 2.14: Magnétorésistance de l'échantillon A à différentes températures. Les courbes ont été décalées pour plus de clarté.

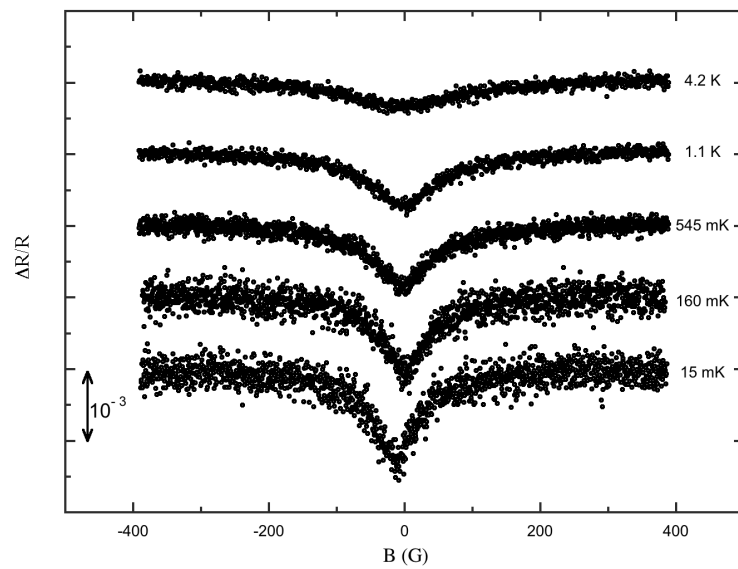


FIGURE 2.15: Magnétorésistance de l'échantillon B à différentes températures. Les courbes ont été décalées pour plus de clarté.

comme on l'attendait, la longueur de cohérence de phase diminue lorsque la température augmente. Au-delà de quelques Kelvins, la magnétorésistance de localisation faible n'est plus mesurable compte tenu de notre résolution expérimentale. D'autre part, aux plus basses températures, respectivement $T = 20 \text{ mK}$ pour le fil A et $T = 15 \text{ mK}$ pour le fil B, on remarque sur les figures 2.14 et 2.15 que la correction $\Delta R/R^*$ est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ pour A et de $1.5 \cdot 10^{-3}$ pour B, soit cinq fois plus petite dans A que dans B. Comme la résistance de A est près du double de celle de B, la quantité $\Delta R/R^{*2} = -\frac{1}{R_q} \frac{L_\phi}{L}$ (en présence d'un fort couplage spin-orbite) est finalement dix fois plus petite dans A que dans B. On en déduit donc immédiatement que la longueur de cohérence de phase L_ϕ est dix fois plus petite dans le fil A que dans le fil B.

Ce résultat est corroboré par les échelles de champ magnétique caractéristiques de la localisation faible des deux échantillons. Rappelons que l'échelle de champ magnétique caractéristique de la localisation faible dans un fil quasi-1D correspond au champ qu'il faut appliquer pour introduire un quantum de flux magnétique $\Phi_0 = h/e$ dans une boucle de surface $w \times L_\phi$. Elle est donc directement inversement proportionnelle à la longueur de cohérence de phase L_ϕ . Elle représente la moitié de la largeur à mi-hauteur du pic de localisation faible. Sur les figures 2.14 et 2.15, pour l'échantillon A, à 20 mK , le champ caractéristique est de l'ordre de 300 G , et pour l'échantillon B, il est de 30 G , soit dix fois plus petit. On retrouve donc bien que la longueur de cohérence de phase L_ϕ est dix fois plus petite dans le fil A que dans le fil B, à la même température. Au-delà, on peut évaluer directement et très rapidement l'ordre de grandeur de la valeur de L_ϕ dans nos échantillons au voisinage de $T = 10 \text{ mK}$ à partir de ces échelles de champ magnétique : dans A, si l'introduction d'un quantum de flux ($4.13 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$) dans la boucle de surface $1.5 \cdot 10^{-7} \text{ m} \times L_\phi \text{ (m)}$ correspond à l'application d'un champ de 300 G , c'est que $L_\phi \approx 1 \mu\text{m}$; dans B, un calcul analogue conduit à $L_\phi \approx 10 \mu\text{m}$.

Afin d'extraire la longueur de cohérence de phase électronique des courbes de magnétorésistance de localisation faible selon une procédure rigoureuse et systématique, nous avons ajusté chacune de ces courbes à l'aide du modèle théorique de la localisation faible 2.29 :

$$\Delta R = R - R^* = 2 \frac{R^{*2}}{R_q} \frac{1}{L} \left\{ \frac{3/2}{\sqrt{\left[\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{4}{3L_{so}^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{Bwe}{\hbar} \right)^2 \right]}} - \frac{1/2}{\sqrt{\left[\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{Bwe}{\hbar} \right)^2 \right]}} \right\} \quad (2.35)$$

Pour chaque échantillon, les paramètres géométriques L et w sont connus grâce à une observation au microscope électronique à balayage, ils sont regroupés dans le tableau 2.1.

Dans le modèle original de la localisation faible, la résistance R^* représente la résistance classique déduite de la conductivité de Drude 1.3. En pratique, lors de la procédure d'ajustement, nous la fixons égale à la résistance mesurée, à chaque température considérée, sous un champ magnétique suffisamment élevé pour que la localisation faible soit détruite. À basse température, la valeur typique de ce champ magnétique, noté précédemment B_{wl} , au voisinage duquel les « ailes » de la courbe de magnétorésistance sont plates, est de l'ordre de 1000 G pour le fil A, et elle vaut 200 G pour B. Notons que ces valeurs de champ magnétique sont toutes les deux inférieures au champ critique de l'alliage Au[Fe], $B_{Kondo} = 2234 \text{ G}$, au-delà duquel on s'attend à ce que la contribution des impuretés Kondo à la résistivité soit affectée de manière sensible. À ces champs, on peut donc considérer comme négligeable la correction associée à l'effet de la polarisation des impuretés magnétiques et dont, en toute rigueur, il faudrait tenir compte pour estimer convenablement la résistance purement classique R^* . Les valeurs du champ magnétique B_{wl} dans nos échantillons, inférieures à B_{Kondo} , permettent donc d'extraire, directement et sans commettre d'erreur majeure, au moins à basse température, l'amplitude de la correction de localisation faible à partir de la dépendance en champ magnétique de la résistance. La résistance R^* mesurée dépend de la température. Les variations de la

résistivité correspondante en fonction de la température sont décrites dans la figure 2.9 pour l'échantillon A et dans la figure 2.10 pour l'échantillon B. On constate que dans l'intervalle de températures que nous considérons, qui s'étend typiquement de 10 mK à 4.2 K , la résistance R^* varie tout au plus de 0.1% .

Enfin deux autres paramètres déterminent la correction de localisation faible et sa dépendance en champ magnétique dans un fil quasi-1D : il s'agit de la longueur caractéristique du couplage spin-orbite L_{so} et de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ . Nous avons déterminé la longueur spin-orbite, L_{so} qui ne dépend pas de la température, une fois pour toute, à partir des mesures de magnétorésistance à haute température. C'est en effet dans cette gamme de température, que L_ϕ devient de l'ordre de L_{so} et que dès lors, la contribution du cooperon dans le canal triplet à la localisation faible, seule contribution qui est affectée par le couplage spin-orbite devient mesurable et peut être évaluée avec une bonne précision. En pratique, pour chacun des échantillons A et B, nous avons ajusté quelques courbes de magnétorésistance de localisation faible acquises à des températures de l'ordre de $\sim qq\text{ K}$ avec le modèle 2.35, dans lequel les deux paramètres L_ϕ et L_{so} sont laissés libres. Quel que soit l'échantillon, les valeurs de L_{so} extraites des ajustements sont de l'ordre de $L_{so} \approx 50\text{ nm}$. Par ailleurs, la valeur de la longueur caractéristique du couplage spin-orbite que nous avons évaluée est en accord avec les données expérimentales antérieures que l'on peut trouver dans la littérature. Notons enfin qu'une erreur importante dans l'évaluation de L_{so} n'est pas rédhibitoire pour la détermination de L_ϕ , même lorsque l'on exige un faible niveau d'incertitude, au moins à basse température. En effet, à basse température, compte tenu de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence de phase électronique $L_\phi \sim qq\ \mu\text{m}$, $L_{so} \ll L_\phi$, et en conséquence, la contribution triplet, seule dépendante de la longueur de couplage spin-orbite, est négligeable devant la contribution singulet, quant à elle indépendante de L_{so} , qui devient la seule contribution déterminant la localisation faible. En d'autres termes, dans les échantillons A et B, à basse température, la correction de localisation faible peut être considérée comme indépendante de L_{so} dans une bonne approximation. Pour l'analyse numérique des courbes de magnétorésistance à basse température, typiquement $T \leq 1\text{ K}$, nous avons donc fixé $L_{so} = 50\text{ nm}$. La longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ reste donc le seul paramètre ajustable du modèle 2.35 lors de l'ajustement des courbes de magnétorésistance de localisation faible à basse température. Les figures 2.16 et 2.17 montrent pour chacun des échantillons un ajustement d'une courbe de magnétorésistance en champ magnétique faible, à une température donnée, avec le modèle théorique de la localisation faible 2.35, avec comme seul paramètre ajustable la longueur de cohérence de phase L_ϕ . On peut remarquer le bon accord des données expérimentales avec le modèle théorique.

Pour le fil A, comme pour le fil B, nous avons ajusté chacune des courbes de magnétorésistance mesurées à différentes températures. À partir de la valeur de L_ϕ extraite de chaque ajustement, nous avons calculé le temps de cohérence de phase électronique correspondant, à cette température, grâce à la relation $\tau_\phi = L_\phi^2/D$, où $D = \frac{1}{3}v_F l_e$ est le coefficient de diffusion électronique. Enfin, à partir des valeurs de τ_ϕ ainsi calculées à différentes températures, nous avons construit point par point la courbe représentant l'évolution du temps de cohérence de phase des électrons en fonction de la température $\tau_\phi(T)$. La figure 2.18 représente le comportement du temps de cohérence de phase à basse température dans les fils A et B sur des échelles de temps et de température logarithmiques.

2.4.5.2.2 $\tau_\phi(T)$: trois régimes à basse température Sur la figure 2.18, il apparaît de manière évidente que le temps de cohérence de phase électronique sature à basse température, typiquement en dessous de quelques centaines de millikelvins, et ce, dans les deux échantillons A et B. Ces résultats sont en accord avec ceux de mesures de localisation faible analogues, réalisées antérieurement par d'autres groupes dans des fils d'Or quasi-1D [55] (voir Fig. 2.1).

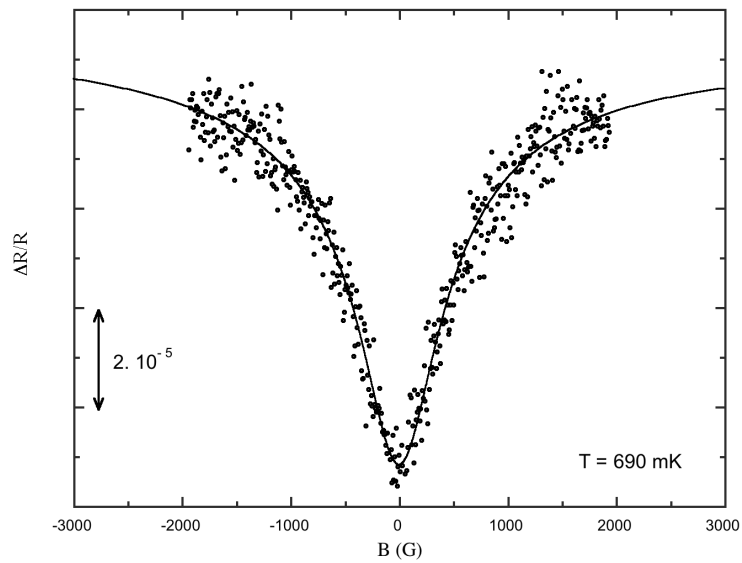


FIGURE 2.16: Ajustement de la courbe de magnétorésistance de l'échantillon A, mesurée à $T = 690$ mK, avec le modèle théorique de la localisation faible 2.35. Le seul paramètre ajustable est la longueur de cohérence de phase.

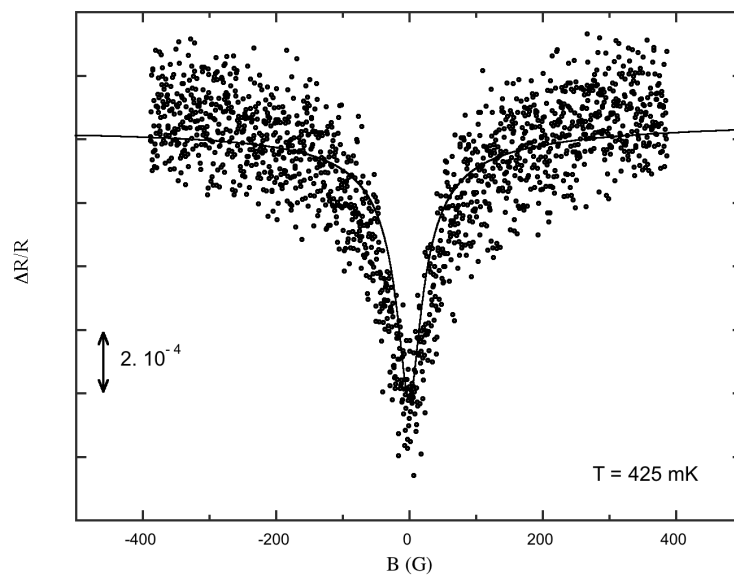


FIGURE 2.17: Ajustement de la courbe de magnétorésistance de l'échantillon B, mesurée à $T = 425$ mK, avec le modèle théorique de la localisation faible 2.35. Le seul paramètre ajustable est la longueur de cohérence de phase.

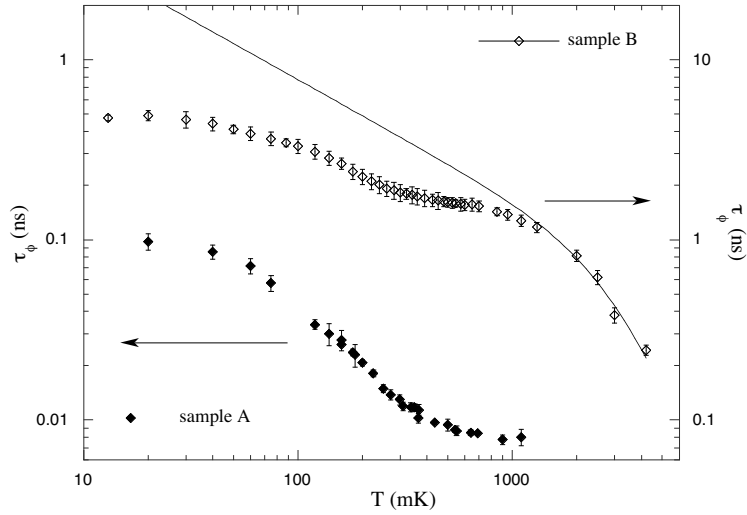


FIGURE 2.18: Temps de cohérence de phase électronique en fonction de la température dans les fils A et B. La courbe en trait plein représente la prédiction théorique pour le fil B, calculée pour les contributions des interactions électron-électron et électron-phonon avec les paramètres du fil considéré.

Le temps de cohérence de phase électronique ne suit pas la loi standard en puissance de la température prédite par Altshuler *et al.* dans le cas où le déphasage est dominé par l'interaction électron-phonon et l'interaction électron-électron, et attendue normalement dans les conducteurs mésoscopiques aux températures inférieures à quelques kelvins. Pour s'en convaincre et estimer l'importance de la déviation du comportement de τ_ϕ observé aux lois de puissance en température résultant notamment des interactions électron-électron, nous avons comparé le comportement mesuré dans nos échantillons, à celui théorique calculé avec les seules contributions des interactions électron-phonon et électron-électron, dans le modèle développé par Altshuler *et al.*, avec les paramètres électriques et géométriques de nos fils.

Voici comment nous avons calculé ce comportement théorique normal.

La dépendance en température de la contribution électron-phonon est prédite de la forme :

$$\frac{1}{\tau_{e-ph}} = B \cdot T^3 \propto T^3 \quad (2.36)$$

Le préfacteur B de cette loi dépend du noyau de l'interaction électron-phonon, difficilement calculable. Cette contribution est très dominante aux températures supérieures à quelques Kelvins. A priori, dans ce régime des hautes températures, on peut supposer négligeable toute autre contribution. Une solution simple pour déterminer le préfacteur de cette contribution dans des échantillons, consiste à ajuster les points décrivant le comportement de τ_ϕ à des températures supérieures à 1 K avec une expression de la forme $1/B \cdot T^{-3}$, où B est le seul paramètre ajustable. Cette procédure n'est pas applicable pour le fil A, puisque nous ne disposons pas de données sur τ_ϕ dans le régime des hautes températures à cause de la faible valeur de la correction de localisation faible. Par contre, nous l'avons appliquée avec succès dans le cas du fil B. Pour ce fil, le coefficient B caractéristique de la contribution électron-phonon au temps de cohérence de phase est évalué à $B = 5 \cdot 10^{-11} \text{ ns}^{-1} \cdot \text{mK}^{-3}$. Cette valeur est en accord avec des résultats obtenus dans des mesures antérieures analogues aux nôtres, réalisées dans des fils métalliques de caractéristiques géométriques et électriques voisines [87]. Pour le fil A, nous fixerons aussi le préfacteur électron-phonon B à la valeur de $5 \cdot 10^{-11} \text{ ns}^{-1} \cdot \text{mK}^{-3}$.

En ce qui concerne la contribution électron-électron, Altshuler *et al.* ont démontré [32, 9, 152] que dans un fil

quasi-1D, elle se met sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_{e-e}} = \left(\frac{e^2 R \sqrt{D} k_B}{2^{3/2} \hbar^2 L} \right)^{2/3} \cdot T^{2/3} = A \cdot T^{2/3} \propto T^{2/3} \quad (2.37)$$

avec R la résistance de classique de Drude, D le coefficient de diffusion électronique, et L la longueur du fil. Nous avons calculé le coefficient A caractéristique de cette contribution dans les fils A et B, à partir des caractéristiques résumées dans le tableau Tab. 2.1. Pour le fil A, le préfacteur A vaut $A = 4.25 \cdot 10^{-3} \text{ ns}^{-1} \cdot \text{mK}^{-2/3}$, pour le fil B, il vaut $A = 3.32 \cdot 10^{-3} \text{ ns}^{-1} \cdot \text{mK}^{-2/3}$.

Le tableau Tab. 2.4 contient les paramètres caractéristiques de la variation avec la température des contributions électron-phonon et électron-électron au temps de cohérence de phase électronique dans nos fils quasi-1D A et B.

Fil	A ($\text{ns}^{-1} \cdot \text{mK}^{-2/3}$)	B ($\text{ns}^{-1} \cdot \text{mK}^{-3}$)
A	$4.25 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-11}$
B	$3.32 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-11}$

TABLE 2.4: Coefficients caractéristiques de la variation avec la température des contributions électron-électron $1/\tau_{e-e} = A \cdot T^{2/3}$ et électron-phonon $1/\tau_{e-ph} = B \cdot T^3$ au temps de cohérence de phase τ_ϕ pour les fils quasi-1D A et B.

D'après la règle de Mathiessen, les contributions électron-électron et électron-phonon, résultant de mécanismes impliquant des degrés de libertés indépendants, sont indépendantes, et s'ajoutent selon la formule :

$$\frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-ph}} = A \cdot T^{2/3} + B \cdot T^3 \quad (2.38)$$

Sur la figure 2.18, nous avons tracé la quantité $(A \cdot T^{2/3} + B \cdot T^3)^{-1}$ calculée pour l'échantillon B. À haute température, lorsque $T \gtrsim 1 \text{ K}$, alors que le temps de cohérence de phase électronique de l'échantillon B augmente fortement lorsque la température diminue, le comportement mesuré est bien décrit par le modèle 2.38, et en particulier par la contribution de l'interaction électron-phonon : τ_ϕ suit la loi en température de la forme $\propto T^{-3}$ caractéristique de cette contribution. Pour $T \leq 1 \text{ K}$, on peut constater que le comportement de τ_ϕ mesuré dévie violemment de la loi issue de la prédiction théorique « standard » et plus particulièrement de la loi de puissance $\propto T^{-2/3}$ caractéristique de la contribution de l'interaction électron-électron. À la plus basse température alors que le temps de cohérence de phase mesuré sature, la valeur prédite est plus de dix fois supérieure à celle à laquelle τ_ϕ sature.

Une observation plus minutieuse des courbes présentant l'évolution de τ_ϕ en fonction de la température dans les échantillons A et B révèle manifestement que, en dessous de 1 K , le temps de cohérence de phase électronique présente un comportement singulier, non conforme à la prédiction théorique standard mais semblable dans les deux échantillons. En particulier, la structure du comportement en température du temps de cohérence de phase mesuré dans nos deux échantillons est plus marquée que celle du comportement de τ_ϕ mesuré dans des expériences analogues antérieures [55] (voir Fig. 2.1). On peut clairement distinguer trois régimes de température différents dans le comportement du temps de cohérence de phase mesuré dans nos fils A et B.

Lorsque $300 \text{ mK} \leq T \leq 1 \text{ K}$ le temps de cohérence de phase électronique présente un plateau bien marqué : il est constant.

Lorsque $T \leq 300 \text{ mK}$, lorsque la température diminue, τ_ϕ augmente de nouveau : le temps de cohérence de phase « désature ».

Lorsque $T \leq 100 \text{ mK}$, à très basse température, τ_ϕ sature à nouveau.

Il s'agit désormais de donner une interprétation au comportement « anormal » du temps de cohérence de phase électronique mesuré dans les fils d'Or quasi-1D A et B à très basse température.

Naturellement, puisque nous avons mis en évidence la présence d'impuretés magnétiques de Fer dans ces échantillons d'Or, une hypothèse consiste à attribuer le comportement original observé à la présence de ces impuretés.

2.4.6 Interprétation

Pour mettre en évidence un éventuel effet des impuretés magnétiques de Fer sur le temps de cohérence de phase électronique des fils d'Or A et B, nous avons comparé l'évolution de τ_ϕ mesurée à basse température avec celle de la résistivité ρ , puisque, comme nous l'avons montré, le comportement de la résistivité de nos échantillons à basse température porte les signatures claires et bien connues des effets des impuretés magnétiques sur le transport électronique.

2.4.6.1 $\tau_\phi(T)$ et $\rho(T)$

Pour chacun des deux fils, nous avons représenté sur le même graphique, à la fois, le temps de cohérence de phase électronique en fonction de la température et la résistivité sur la même échelle de température. Les figures 2.19 et 2.20 montrent ces graphiques pour l'échantillon A et pour l'échantillon B respectivement. Pour τ_ϕ comme pour ρ , nous avons adopté une représentation sur une échelle linéaire, la température, quant à elle est reportée sur une échelle logarithmique. Notons que la description de l'évolution en température du temps de cohérence de phase des électrons $\tau_\phi(T)$ dans un système d'échelles semi-logarithmique est inhabituel. Nous l'avons préférée à la représentation traditionnelle dans le système logarithmique, destinée à mettre en valeur les comportements en lois de puissance, afin de souligner l'existence du plateau présenté par τ_ϕ entre 1 K et 300 mK et surtout de la désaturation qui a lieu en dessous de 300 mK .

De toute évidence, pour chacun des deux échantillons, les comportements du temps de cohérence de phase électronique et de la résistivité sont corrélés à basse température : τ_ϕ et ρ présentent des évolutions avec la température comparables. Cette corrélation indique que ce sont les mêmes effets qui gouvernent à la fois l'évolution du temps de cohérence de phase et de la résistivité à basse température. Puisque, comme nous l'avons montré dans l'analyse de la résistivité, la diffusion électronique est dominée dans les fils A et B par les processus impliquant les impuretés magnétiques, les similarités observées dans les comportements de ρ et τ_ϕ laissent à penser que le temps de cohérence de phase des électrons est lui aussi affecté de manière dominante par les impuretés magnétiques.

2.4.6.2 Plateau et remontée logarithmique

Dans l'échantillon A, comme dans l'échantillon B, le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ présente un plateau entre 1 K et 300 mK . Dans cette même gamme de température, la résistivité augmente lorsque la température diminue en suivant une loi logarithmique caractéristique de l'effet Kondo auquel donnent lieu les impuretés magnétiques de Fer contenues dans nos fils d'Or. Naturellement, nous sommes amenés à tenter de rendre compte du plateau observé dans la courbe $\tau_\phi(T)$ au voisinage de la température de Kondo T_K dans le cadre de la physique

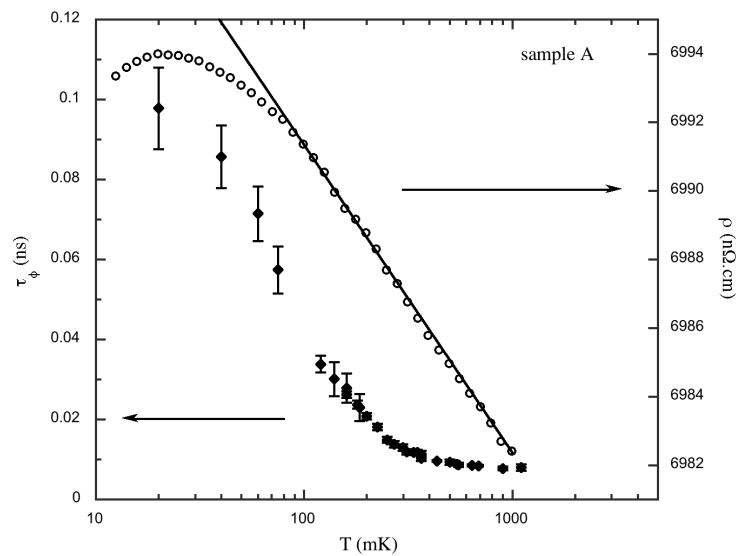


FIGURE 2.19: Résistivité et temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon A, dans un système d'échelles semi-logarithmique.

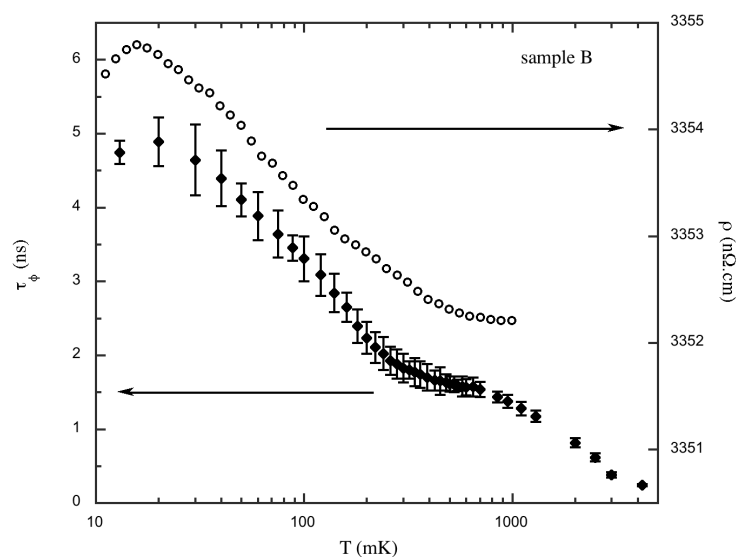


FIGURE 2.20: Résistivité et temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon B, dans un système d'échelles semi-logarithmique.

de l'effet Kondo. La saturation apparente du temps de cohérence de phase électronique dans un alliage magnétique au voisinage de la température de Kondo de ce dernier peut aisément se comprendre. C'est au voisinage de la température Kondo d'un alliage magnétique dilué, compte tenu de l'énergie caractéristique du couplage des électrons de conduction du métal aux moments magnétiques localisés, que la diffusion des électrons de conduction par les impuretés magnétiques au cours de processus de spin flip est maximale : comme les spin flips brisent inévitablement la cohérence de phase des électrons, on s'attend à ce que la contribution des impuretés Kondo au déphasage soit maximale dans cette gamme de température. Dès lors, associée aux autres mécanismes de déphasage, dont l'interaction électron-électron, cette contribution est à l'origine d'un plateau dans le comportement de τ_ϕ au voisinage de T_K . D'ailleurs, comme nous l'avons déjà mentionné, ce plateau dans l'évolution de τ_ϕ à basse température, associé au maximum de la diffusion spin flip des électrons de conduction par les impuretés magnétiques au cours de processus de spin flip, a fait l'objet de prédictions théoriques. Il a aussi été observé expérimentalement à de nombreuses reprises dans des mesures de localisation faible réalisées dans des films 2D en Cu[Cr] [94], en Au[Fe] [42], mais aussi dans des fils quasi-1D en Au[Fe] très comparables aux nôtres [147]. Nous attribuons donc le plateau observé dans la dépendance en température du temps de cohérence de phase des électrons, entre 1 K et 300 mK, dans les fils A et B, à l'effet Kondo auquel les impuretés magnétiques de Fer donnent lieu dans l'Or et dont la température caractéristique est $T_K = 300 \text{ mK}$. Nos mesures confirment donc les résultats obtenus antérieurement pour le temps de cohérence de phase extrait d'expériences de localisation faible dans des alliages magnétiques dilués, au voisinage de la température de Kondo de l'alliage, dans la limite de couplage faible des impuretés avec les électrons de conduction.

Jusqu'au voisinage de T_K , trois mécanismes semblent donc limiter le temps de cohérence de phase électronique dans nos échantillons : le couplage électron-phonon, l'interaction électron-électron et la diffusion spin flip des électrons par les impuretés magnétiques, caractéristique de l'effet Kondo dans la limite de faible couplage entre les impuretés et les électrons, et maximum à T_K . À basse température⁷, en présence d'un fort couplage spin-orbite, le déphasage de la localisation faible qui est dominée par la contribution triplet du cooperon, se met sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_{e-ph}} + \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{2}{\tau_s} \quad (2.39)$$

τ_{e-ph} est la contribution du couplage électron-phonon au temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ . Le préfacteur B de la dépendance en température de $1/\tau_{e-ph}$ de la forme $\propto T^3$ est reporté dans le tableau Tab. 2.4. τ_{e-e} est la contribution du couplage électron-électron à τ_ϕ . Le préfacteur A de la dépendance en température de $1/\tau_{e-e}$ de la forme $\propto T^{2/3}$ est aussi reporté dans le tableau Tab. 2.4. $1/\tau_s$ représente la contribution des processus de spin flip au déphasage.

Lorsque $T \gtrsim T_K$, la formule analytique couramment utilisée pour décrire le temps caractéristique de la diffusion spin flip, dite formule de Nagaoka-Suhl est la suivante :

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{c_{imp}}{\pi \hbar \rho_0} \frac{\pi^2 S(S+1)}{\pi^2 S(S+1) + \ln^2\left(\frac{T}{T_K}\right)} \quad (2.40)$$

La plupart des résultats expérimentaux obtenus pour la contribution des impuretés magnétiques au déphasage dans des expériences de localisation faible a été comparée à ce modèle. Bien qu'en toute rigueur celui-ci ne soit valable que dans la limite de faible couplage où $T \gg T_K$, plusieurs expérimentateurs ont avancé que leurs résultats étaient bien décrits dans ce modèle jusqu'à T_K [94, 42]. Des résultats récents [148] obtenus avec les techniques du groupe

7. lorsque les effets de relaxation du spin des impuretés magnétiques, de type relaxation de Korringa, sont négligeables (voir annexe)

de renormalisation numérique pour la quantité $1/\tau_s$, dévient des prédictions réalisées dans l'approximation de Nagaoka-Suhl dès que $T \leq 10 \times T_K$, et à la température T_K , les prédictions numérique et analytique diffèrent d'un facteur 2. Ces résultats numériques suggèrent que le modèle analytique de Nagaoka-Suhl peut constituer un outil d'estimation simple mais très approximatif de l'ordre de grandeur de $1/\tau_s$ à T_K . Nous avons entrepris d'analyser nos mesures de temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ réalisées dans les fils A et B au voisinage de T_K , à l'aide du modèle 2.43 dans lequel nous avons utilisé la prédiction de Nagaoka-Suhl 2.40 pour la contribution des impuretés magnétiques, malgré son imperfection et sa faible fiabilité.

Nous avons comparé les valeurs auxquelles τ_ϕ sature au voisinage de T_K dans nos deux échantillons à celles prédites pour ces deux échantillons par le modèle utilisant la formule de Nagaoka-Suhl. Pour cette analyse, nous avons calculé les contributions électron-phonon $1/\tau_{e-ph}^{th}$ et électron-électron $1/\tau_{e-e}^{th}$ au déphasage des électrons, à la température de 300 mK , pour les deux échantillons, en utilisant les résultats reportés dans le tableau 2.4. Dans l'Or, à la température de Kondo $T_K = 300 \text{ mK}$, le terme $2/\tau_s^{th}$ représentant la contribution des impuretés magnétiques au déphasage $1/\tau_\phi$, selon l'équation 2.40 est égal à $\frac{2}{\tau_s^{th}} = \frac{1}{0.2824} \text{ ns}^{-1}/\text{ppm}$, pour 1 ppm d'impuretés, et il est proportionnel à la concentration en impuretés magnétiques. La valeur de la contribution des impuretés magnétiques de Fer au déphasage des électrons par spin flip dans chaque échantillon A et B, a été directement déduite de la concentration en impuretés de Fer de chaque échantillon, prise égale à $c_{imp} = 60 \text{ ppm}$ dans A et à $c_{imp} = 15 \text{ ppm}$ dans B. Les résultats calculés pour les différentes contributions sont résumés dans le tableau Tab. 2.5, et la valeur prédite pour τ_ϕ , à la température T_K , dans ce modèle, notée $\tau_\phi^{th}(T_K)$, y est comparée à celle expérimentale mesurée sur le plateau au voisinage de T_K , notée $\tau_\phi^{exp}(T_K)$.

Fil	$1/\tau_{e-e}^{th}(T_K)$ (ns^{-1})	$1/\tau_{e-ph}^{th}(T_K)$ (ns^{-1})	$2/\tau_s^{th}(T_K)$ (ns^{-1})	$1/\tau_\phi^{th}(T_K)$ (ns^{-1})	$\tau_\phi^{th}(T_K)$ (ns)	$\tau_\phi^{exp}(T_K)$ (ns)
A	0.190	$1.35 \cdot 10^{-3}$	212.4	212.6	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$9.5 \cdot 10^{-3}$
B	0.149	$1.35 \cdot 10^{-3}$	53.11	53.26	$1.9 \cdot 10^{-2}$	1.6

TABLE 2.5: Comparaison entre la valeur expérimentale du temps de cohérence de phase au voisinage de la température de Kondo $T_K = 300 \text{ mK}$ de l'alliage Au[Fe] et sa valeur calculée dans le modèle 2.43 en utilisant les prédictions de Nagaoka-Suhl 2.40 pour la contribution des impuretés magnétiques. Les concentrations en impuretés magnétiques des fils A et B sont prises égales à $c_{imp} = 60 \text{ ppm}$, et $c_{imp} = 15 \text{ ppm}$ respectivement.

Les calculs des différentes contributions au déphasage réalisés dans ce modèle et en particulier ceux de la contribution des impuretés magnétiques dans l'approximation de Nagaoka-Suhl, confirment la domination des processus de déphasage des électrons par spin flip sur les impuretés magnétiques au voisinage de la température de Kondo T_K , dans les deux fils A et B : $1/\tau_s \gg 1/\tau_{e-e} \gg 1/\tau_{e-ph}$.

Un examen plus quantitatif des résultats des calculs effectués dans l'approximation de Nagaoka-Suhl montre un relativement bon accord entre les valeurs du temps de cohérence de phase calculée et mesurée dans l'échantillon A : $\tau_\phi^{th}(T_K) \approx \frac{1}{2} \tau_\phi^{exp}(T_K)$. Compte tenu de la fiabilité de la formule de Nagaoka-Suhl au voisinage de T_K , cet accord, à un facteur deux près est très satisfaisant. Le résultat que nous obtenons est même en parfait accord avec les résultats numériques obtenus par Zarand [148] pour τ_s , au voisinage de T_K , qui sont d'un facteur deux supérieurs à ceux prédits dans l'approximation de Nagaoka-Suhl. Puisque, dans le modèle de Nagaoka-Suhl, la contribution $1/\tau_s$ des impuretés Kondo au déphasage est directement proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques à T_K , le bon accord entre d'une part, la valeur de τ_ϕ calculée, essentiellement égale à τ_s à T_K , et d'autre part la

valeur mesurée expérimentalement sur le plateau, démontre que la valeur de la concentration de 60 *ppm* utilisée dans le calcul, et extraite par ailleurs des mesures de résistivité, décrit correctement les données expérimentales de τ_ϕ . Autrement dit, ce résultat confirme la valeur de la concentration en impuretés de Fer de l'échantillon A extraite des mesures de résistivité.

Par contre, dans l'échantillon B, la valeur du temps de cohérence de phase électronique prédite à la température de Kondo dans l'approximation de Nagaoka-Suhl est presque 100 fois plus petite que la valeur mesurée. Ce désaccord est majeur. L'écart constaté entre la valeur de τ_ϕ mesurée sur le plateau Kondo et la valeur calculée $\approx \tau_s$ ne peut pas s'expliquer complètement par un défaut du modèle de Nagaoka-Suhl. On peut expliquer ce désaccord par une erreur dans la valeur de la concentration en impuretés magnétiques de l'échantillon B utilisée dans le calcul. Nous avons utilisé la valeur de 15 *ppm* extraite de la remontée logarithmique de résistivité à basse température résultant de l'effet Kondo. Dans cette hypothèse, ce désaccord remettrait donc en cause la validité de la valeur de la concentration en impuretés extraite des mesures de résistivité. Il est vrai, que compte tenu de la difficulté et du caractère délicat de la procédure d'ajustement numérique de la résistivité utilisée pour estimer la quantité d'impuretés de Fer contenue dans le fil B, cette valeur peut facilement être entachée d'une erreur allant jusqu'à un facteur deux. Néanmoins, l'ordre de grandeur de l'erreur que nous aurions pu commettre en estimant la concentration en Fer à partir des mesures de résistivité reste négligeable et sans commune mesure avec l'écart entre la valeur de concentration utilisée dans notre calcul et la valeur qui permettrait de rendre compte, dans le modèle de Nagaoka-Suhl, de la valeur de τ_ϕ mesurée : puisque $\tau_\phi^{exp}(T_K) \approx 100 \times \tau_\phi^{th}(T_K)$ lorsque nous utilisons $c_{imp} = 15 \text{ ppm}$ pour calculer la contribution des impuretés Kondo au déphasage $2/\tau_s^{th}$ dans le modèle de Nagaoka-Suhl, et puisque $\tau_\phi^{th}(T_K) \approx \tau_s^{th} \propto 1/c_{imp}$, la concentration qui permettrait de rendre compte de la valeur de τ_ϕ doit être cent fois plus petite que 15 *ppm*, soit de l'ordre de 0.1 *ppm*. Manifestement, il existe donc un désaccord majeur entre les concentrations en impuretés magnétiques extraites des mesures de résistivité en utilisant la formule de Hamann et de la valeur du temps de cohérence de phase au voisinage de T_K en utilisant la formule de Nagaoka-Suhl, dans l'échantillon B. La valeur de concentration en impuretés magnétiques extrêmement faible extraite de τ_ϕ grâce au modèle de Nagaoka-Suhl semble relativement peu crédible. D'une part, il serait surprenant que l'Or qui constitue le fil B, obtenu à partir d'une source « sale » titrée à 99.99% (4 N) qui contient donc de l'ordre de 100 *ppm* d'impuretés, de toutes natures confondues, et dont il a été démontré par analyse spectroscopique qu'elle contenait des traces de Fer, ne contienne qu'une si faible proportion de Fer, alors qu'il est par ailleurs bien connu que le Fer est l'impureté qui pollue majoritairement et préférentiellement l'Or. D'autre part, cette valeur de concentration en impuretés magnétiques, inférieure au *ppm*, est du même ordre que celle de matériaux de pureté 6 N. Or dans de tels matériaux, des mesures de temps de cohérence de phase complètement analogues aux nôtres réalisées dans des échantillons de caractéristiques géométriques et électriques comparables à celles de nos échantillons ont montré un comportement de τ_ϕ à basse température très différent de celui que nous avons mis en évidence, en particulier sans plateau, ni désaturation [147]. Enfin, une quantité d'impuretés magnétiques si faible est incompatible avec les interactions RKKY mises en évidence dans le fil B au voisinage de quelques dizaines de millikelvins. Pour toutes ces raisons, nous pensons que l'estimation $c_{imp} \approx 0.1 \text{ ppm}$ réalisée à partir des mesures de τ_ϕ dans l'échantillon B est fautive. Cependant, le désaccord majeur entre les valeurs de la concentration en impuretés magnétiques extraites dans l'échantillon B des mesures de résistivité grâce au modèle de Hamann et des mesures du temps de cohérence de phase électronique grâce au modèle de Nagaoka-Suhl constitue un problème encore irrésolu aujourd'hui. Il semblerait que le modèle de Nagaoka-Suhl soit mis en défaut dans la limite des faibles concentrations en impuretés magnétiques. Compte tenu des résultats dont nous disposons aujourd'hui, nous ne pouvons en donner

aucune explication, ni même avancer une quelconque hypothèse quant à la cause de cette constatation.

Enfin, notons que si nous ne disposions pas de données expérimentales, qu'il s'agisse tant de mesures de résistivité que de mesures de localisation faible, sur un intervalle de températures inférieures à T_K de largeur significative, l'interprétation de la saturation de τ_ϕ observée au voisinage de T_K dans le cadre de l'effet Kondo serait moins évidente qu'elle ne l'est dans notre cas. On comprend, dès lors, que certaines expériences, dans lesquelles la plus basse température à laquelle τ_ϕ ait été mesuré est de l'ordre de la température de Kondo d'éventuelles impuretés magnétiques, aient pu être entachées d'une erreur d'interprétation et que, notamment, le rôle d'éventuelles impuretés magnétiques y ait été négligé pour rendre compte d'une saturation, par exemple. En outre, dans les métaux contenant des impuretés magnétiques en faible concentration, typiquement inférieure à 1 ppm, au voisinage de T_K , la contribution des impuretés magnétiques au déphasage devient du même ordre que la contribution électron-électron dans des fils quasi-1D, et le plateau présenté par τ_ϕ associé au spin flip des électrons par les impuretés Kondo peut devenir indécélable dans des mesures de résolution limitée. En conséquence, on peut imaginer que, dans certaines expériences, la contribution d'impuretés magnétiques, négligée au voisinage de la température de Kondo puisque ne donnant pas lieu à une signature marquée et clairement identifiable, comme l'est le plateau, aient continué, à tort, à être négligées à plus basse température, alors que précisément leur contribution peut devenir dominante, comme nous allons le démontrer.

2.4.6.3 Désaturation

2.4.6.3.1 Désaturation et effet Kondo Sur la figure 2.18 qui présente l'évolution du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ à basse température dans les fils A et B, on peut constater qu'en dessous de 300 mK, température de Kondo des impuretés de Fer contenues dans nos échantillons d'Or, τ_ϕ augmente lorsque la température diminue. Cette augmentation de τ_ϕ faisant suite au plateau présenté par les courbes $\tau_\phi(T)$ lorsque la température diminue, nous l'avons qualifiée de « désaturation ». Ce régime est particulièrement bien mis en valeur sur les figures 2.19 et 2.20, qui représentent le temps de cohérence de phase électronique mesuré dans les échantillons A et B respectivement, sur une échelle linéaire, en fonction de la température. Sur les figures 2.19 et 2.20, où sont aussi représentées les variations de la résistivité des fils en fonction de la température, on constate que dans l'intervalle de température où la désaturation de τ_ϕ a lieu, ρ , et plus exactement la contribution des impuretés magnétiques à la résistivité, continue de varier logarithmiquement avec la température, selon la loi caractéristique de l'effet Kondo. Il est possible de rendre compte de manière très satisfaisante du comportement du temps de cohérence de phase observé dans nos échantillons en dessous de 300 mK dans le cadre de l'effet Kondo. Dans un alliage magnétique dilué dans lequel les impuretés magnétiques donnent lieu à l'effet Kondo, lorsque la température devient inférieure à la température de Kondo, les électrons de conduction se couplent plus fortement aux impuretés magnétiques et écrantent celles-ci. En conséquence, lorsque $T \leq T_K$, les processus de spin flip des électrons par les impuretés Kondo, dominants au voisinage de T_K et qui brisent la cohérence de phase électronique, sont réduits, et la contribution des impuretés magnétiques au déphasage aussi. Lorsque la contribution des impuretés Kondo au déphasage est dominante au voisinage de la température de Kondo, si bien que le temps de cohérence de phase τ_ϕ présente un plateau au voisinage de cette température, on s'attend donc à ce que τ_ϕ augmente de nouveau lorsque $T \leq T_K$. La désaturation du temps de cohérence de phase que nous observons en dessous de 300 mK dans A et B est donc parfaitement conforme aux prédictions établies dans le cadre de l'effet Kondo. Elle résulte de l'écrantage des impuretés magnétiques de Fer par les électrons de conduction de l'Or lorsque la température est réduite en dessous

de la température de Kondo qui conduit à la suppression de la contribution des impuretés Kondo au déphasage par spin flip en dessous de T_K . Par ailleurs, nos résultats sont aussi en accord avec ceux d'expériences antérieures, qui montraient une telle désaturation du temps de cohérence de phase électronique, extrait de mesures de localisation faible analogues aux nôtres, dans des alliages magnétiques lorsque la température était abaissée en dessous de la température de Kondo de cet alliage [42, 94, 76, 149, 147].

Quantitativement, on peut constater que c'est dans l'échantillon A contenant le plus d'impuretés magnétiques que l'augmentation du temps de cohérence de phase en dessous de la température de Kondo est la plus importante en valeur relative (τ_ϕ est multiplié par 3 entre 300 mK et 100 mK dans A, alors qu'il n'est multiplié que par 1.8 dans B dans le même intervalle de température). Ce résultat est en accord avec l'interprétation de la désaturation que nous avons faite dans le cadre de l'effet Kondo et qui considère celle-ci comme résultant de la suppression de la contribution du spin flip des électrons par les impuretés magnétiques, contribution proportionnelle à la concentration en impuretés.

Au voisinage de T_K le déphasage est dominé par la contribution des impuretés Kondo, les résultats calculés pour les différentes contributions et résumés dans le tableau Tab. 2.5 le montre : $1/\tau_s \gg 1/\tau_{e-e} \gg 1/\tau_{e-ph}$. Dans la gamme des températures immédiatement inférieures à T_K $T \lesssim T_K$, le déphasage continue donc d'être dominé par les impuretés magnétiques et $1/\tau_s \approx 1/\tau_\phi$. Dans une bonne approximation, on peut donc considérer que la dépendance en température présentée par τ_ϕ est celle de τ_s . Il s'agit donc de comparer le comportement en température du temps de cohérence de phase électronique mesuré dans nos échantillons entre 300 mK et 100 mK, intervalle de température où la désaturation est observée, avec les prédictions théoriques calculées pour $\tau_s(T)$ dans le cadre de l'effet Kondo dans la limite $T \leq T_K$. Dans un premier temps, nous pouvons comparer les comportements de τ_ϕ observés dans nos échantillons A et B entre 300 mK et 100 mK avec les comportements limites prédits lorsque $T \ll T_K$. Dans le cas où le spin de l'impureté magnétique est complètement écranté par les électrons de conduction, Nozières [98], a prédit un comportement du système Kondo de type liquide de Fermi et une dépendance en température de la forme $\tau_s \propto (T/T_K)^{-2}$ (équation 2.19). Sur la figure 2.18, dont le système d'échelle logarithmique est bien adapté à la comparaison du comportement de $\tau_\phi(T)$ avec une loi de puissance de la température, on voit clairement que les prédictions de Nozières dans la limite liquide de Fermi ne décrivent pas nos données expérimentales. Dans le cas où le spin des moments locaux n'est que partiellement écranté, cas des grands spins, vraisemblablement plus conforme aux atomes de Fer dans l'Or, on s'attend à ce que $\tau_s \propto \ln^{-2} T_K/T$ (équation 2.20) [130, 131]. Cette loi, très proche de la précédente, ne décrit pas non plus convenablement nos résultats expérimentaux. On peut invoquer deux raisons pour expliquer cet échec à décrire la désaturation de τ_ϕ observée dans nos fils à l'aide des lois obtenues dans le modèle du liquide de Fermi entre 300 mK et 100 mK. La première est simplement que les impuretés magnétiques de Fer dans cette gamme de température ne sont pas encore suffisamment écrantées, autrement dit que la température n'est pas encore assez petite devant la température de Kondo du système pour que ce modèle soit valable. La seconde est que, dans les alliages magnétiques qui constituent nos échantillons, contenant de l'ordre de ~ 10 ppm de Fer, dans la gamme de températures considérées, les interactions impureté-impureté commencent à se manifester de manière sensible sur le temps de cohérence de phase électronique et mettent en défaut les modèles précédemment évoqués, valables dans la limite d'un système d'impuretés Kondo non en interaction. Si cette seconde explication est la bonne, elle indiquerait que le temps de cohérence de phase extrait de mesures de localisation faible est plus sensible aux interactions RKKY, que ne l'est la résistivité, puisque, rappelons que dans la gamme de température allant de 300 mK à 100 mK, la résistivité ne semble pas dévier, à la résolution expérimentale de nos mesures près, du modèle Kondo à une impureté.

2.4.6.3.2 Désaturation linéaire Il apparaît de manière très spectaculaire lorsque l'on représente la quantité $1/\tau_\phi$, inverse du temps de cohérence de phase électronique, en fonction de la température dans un système d'échelles linéaires, comme sur les figures 2.21 et 2.22, que l'inverse du temps de cohérence de phase $1/\tau_\phi$ varie **linéairement** avec la température sur près d'une décade, typiquement entre 300 mK et 30 mK , dans nos deux fils A et B, aux incertitudes expérimentales près. Quoique sans doute présent dans les résultats de nombreuses autres expériences analogues aux nôtres, notre expérience est la première à mettre en évidence cette désaturation linéaire de τ_ϕ en dessous de T_K de manière aussi claire et aussi convaincante. Ce comportement linéaire du temps de cohérence de phase électronique à basse température apparaît dans nos données comme un fait expérimental incontestable.

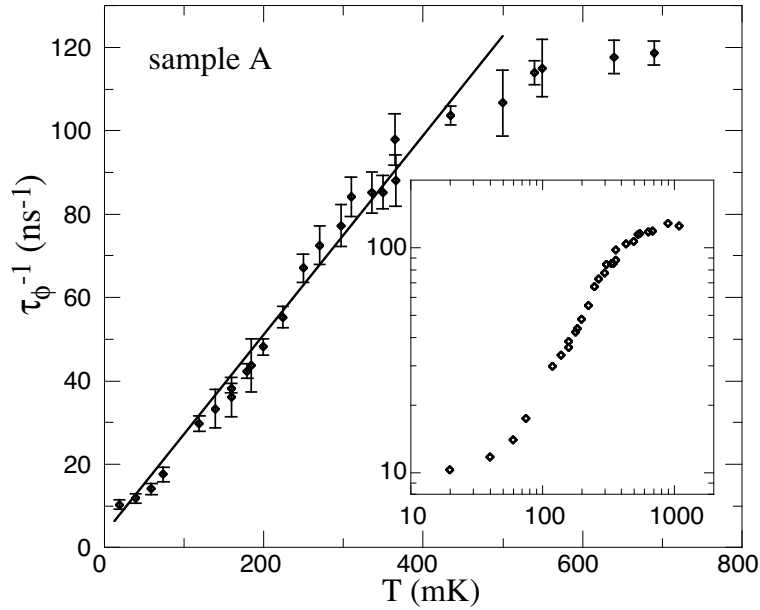


FIGURE 2.21: Déphasage $1/\tau_\phi$, défini comme l'inverse du temps de cohérence de phase, en fonction de la température pour l'échantillon *A*, dans la gamme des basses températures. Le système d'échelle est linéaire. L'encart montre l'ensemble des données dans le système d'échelles logarithmiques conventionnel.

Aujourd'hui les prédictions théoriques supportant cette observation sont très rares. L'une d'entre elle, très récente, rend compte du comportement linéaire de $1/\tau_\phi$ que nous avons observé à basse température dans nos échantillons de manière très satisfaisante dans le cadre de l'effet Kondo : il s'agit des calculs de Zarand *et al.* [148].

Prédiction théorique de Zarand *et al.* établie dans le cadre de l'effet Kondo Récemment, Zarand *et al.* [148] ont calculé la section efficace de diffusion électronique inélastique dans un système d'impuretés Kondo *indépendantes* de concentration c_{imp} et de température caractéristique T_K et de spin $S = 1/2$. La solution, calculée numériquement en utilisant les techniques de groupe de renormalisation numérique (GRN), est exacte, et couvre toutes les énergies. Il est possible d'en déduire la contribution au déphasage de la localisation faible $1/\tau_s$ d'impuretés magnétiques Kondo indépendantes, *i.e.* qui n'interagissent pas entre elles et dans la limite de l'effet Kondo à une impureté, et ce à toutes les températures. Ce travail constitue une réelle avancée dans le sens où il est le premier à fournir la dépendance en température complète de $1/\tau_s$ dans un système d'impuretés magnétiques de type Kondo, et surtout à obtenir des résultats dans le régime des températures intermédiaires $T \lesssim T_K$, jusqu'alors privé de toute prédiction.

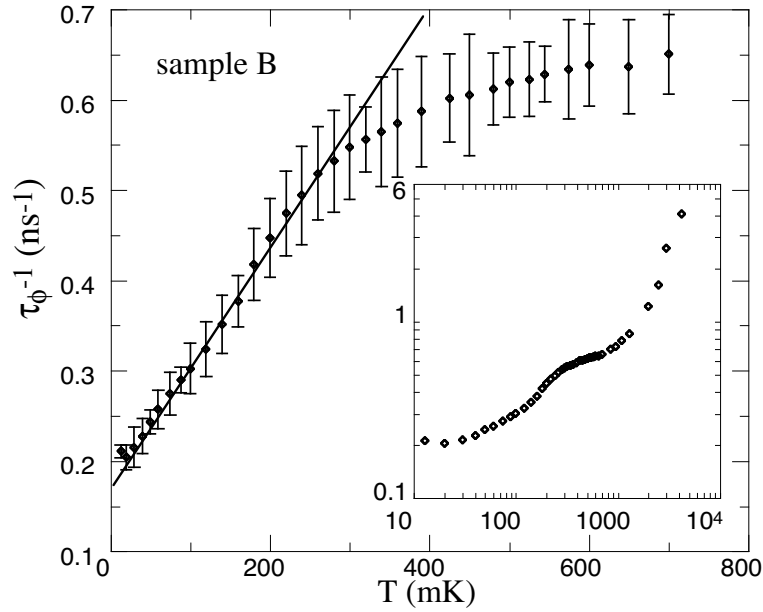


FIGURE 2.22: Déphasage $1/\tau_\phi$, défini comme l'inverse du temps de cohérence de phase, en fonction de la température pour l'échantillon B , dans la gamme des basses températures. Le système d'échelle est linéaire. L'encart montre l'ensemble des données dans le système d'échelles logarithmiques conventionnel.

Le résultat obtenu par Zarand *et al.* confirme le comportement de la contribution des impuretés magnétiques au déphasage prédit à hautes températures ($T \gg T_K$), dans la limite de faible couplage, grâce à l'approche perturbative de Nagaoka-Suhl. Cependant, il s'en écarte assez rapidement lorsque la température diminue et approche T_K : comme on peut le voir sur la figure Fig. 2.23 où, à la contribution de la diffusion de spin $1/\tau_s$, nous avons ajouté les contributions des interactions électron-électron et électron-phonon dans un système électronique de propriétés données, les comportements de $1/\tau_s$ obtenus, d'une part par les techniques de GRN et d'autre part dans l'approximation de Nagaoka-Suhl, dans des systèmes d'impuretés magnétiques de spin, de température Kondo, et de concentration identiques, dévient l'un de l'autre dès que la température devient inférieure à $\approx 10 T_K$, et à T_K , l'écart est significatif, atteignant presque un facteur 2. Cet écart entre les deux modèles est bien visible sur la figure Fig. 2.24. La solution exacte calculée numériquement est également conforme à la seule autre prédiction existante, celle de Nozières, selon laquelle, dans la limite de couplage fort, à très basse température ($T \ll T_K$), le système électronique retrouve un comportement de liquide de Fermi et le taux de diffusion inélastique par les impuretés Kondo de spin $1/2$ diminue lorsque la température diminue en suivant une loi en T^2 . Sur la figure Fig. 2.23, nous avons représenté, pour un seul et même système électronique de propriétés données, d'une part le temps de cohérence de phase τ_ϕ dominé, normalement dominé par les interactions électron-électron et électron-phonon selon le modèle d'Altshuler et d'autre part τ_ϕ mais, cette fois-là en présence d'impuretés Kondo, c'est-à-dire affecté de la contribution supplémentaire $1/\tau_s$ calculée selon la théorie de Zarand *et al.*. Il apparaît que le comportement de liquide de Fermi représenté par le modèle d'Altshuler *et al.* dans le système électronique considéré ne réapparaît, en présence d'impuretés Kondo, qu'à très basse température, typiquement lorsque $T \lesssim 0.001 T_K$. On dit alors que la limite unitaire de l'effet Kondo est atteinte. Dans le régime de températures intermédiaire, jusqu'alors vierge de toute prédiction, et plus précisément dans l'intervalle de températures $0.05 T_K \leq T \leq 0.5 T_K$, la théorie exacte calculée par les techniques de GRN prédit une dépendance en température **linéaire** de la contribution $1/\tau_s$ des impuretés Kondo à la diffusion électronique.

Afin de vérifier l'accord entre nos données expérimentales et cette prédiction théorique, nous avons entrepris d'ajuster les courbes $\tau_\phi(T)$ mesurées dans nos deux échantillons avec les résultats de la théorie exacte de Zarand *et al.* . Plus précisément, nous avons ajusté les données expérimentales avec un modèle du type (2.43) : $1/\tau_\phi(T) = 1/\tau_{e-ph}(T) + 1/\tau_{e-e}(T) + 2/\tau_s(T)$, où les contributions électron-électron $\propto T^{2/3}$ et électron-phonon $\propto T^3$ sont calculées à partir des coefficients caractéristiques de nos échantillons, résumés dans le tableau 2.4 et où la contribution des impuretés magnétiques $2/\tau_s$ modélisée selon la théorie de Zarand *et al.* est ajustée. Dans le modèle de Zarand *et al.* , calculé à l'origine pour un système d'impuretés Kondo de spin $1/2$ de température de Kondo $T_K = 1 K$ et de concentration $c_{imp} = 1 ppm$, les paramètres que nous avons ajustés pour décrire convenablement les résultats expérimentaux sont la température de Kondo T_K et la concentration en impuretés c_{imp} . Le modèle utilisé pour $1/\tau_s(T)$ est essentiellement et approximativement une courbe en cloche dont la position en température dépend logarithmiquement de la température de Kondo et dont la valeur $1/\tau_s(T_K)$ est proportionnelle à c_{imp} . Les figures 2.23 et 2.24 montrent le résultat de cet ajustement pour le fil A et pour le fil B. Qualitativement, jusqu'à $100 mK$, on l'accord est très bon entre les données expérimentales et le modèle, dominé, à ces températures, par la contribution des impuretés Kondo prédite numériquement par Zarand *et al.* , et ce plus particulièrement dans le cas du fil A. Il convient de souligner que le plateau et la désaturation de τ_ϕ mesurée dans nos échantillons présentant une dépendance en température linéaire particulièrement originale sont très bien décrits par la théorie de diffusion par des impuretés Kondo établie numériquement par Zarand *et al.* . Ce résultat constitue un élément supplémentaire permettant d'affirmer que le comportement en température du temps de cohérence de phase électronique mesuré dans les fils A et B porte la signature de l'effet Kondo.

D'un point de vue quantitatif, en ce qui concerne les concentrations en impuretés magnétiques extraites de ces ajustements, en toute logique, on retrouve l'inconsistance apparue lors de l'analyse des données à haute température dans l'approximation de Nagaoka-Suhl et déjà largement soulignée : la concentration extraite pour l'échantillon A est conforme à celle déduite des mesures de résistivité, tandis que celle extraite pour l'échantillon B est largement inférieure à celle déduite de sa résistivité. Les températures de Kondo extraites de cet ajustement sont égales à $950 mK$ pour l'échantillon A, et $300 mK$ pour l'échantillon B. Elles sont toutes les deux de l'ordre de grandeur de la valeur prédite de la température de Kondo du Fer dans l'Or $T_K = 300 mK$, et en accord avec les températures de Kondo observées dans des expériences antérieures réalisées dans cet alliage.

À très basse température, typiquement en dessous de $100 mK$ ($T \leq 100 mK$), le temps de cohérence de phase mesuré dans les fils A et B sature et dévie du modèle construit à partir de la théorie établie par Zarand *et al.* . Avant de remettre en cause la validité de la théorie de diffusion électronique par des impuretés magnétiques Kondo développée par Zarand *et al.* , cette déviation démontre l'incapacité du modèle et de ses hypothèses à décrire les systèmes électroniques contenant des impuretés magnétiques que constituent les échantillons A et B. Rappelons en effet que le modèle considéré par Zarand *et al.* est relativement simple : il s'agit du cas d'un système d'impuretés magnétiques de type Kondo, de spin $S = 1/2$, d'une seule et même nature caractérisée par une température de Kondo T_K unique, dans lequel on suppose que chaque impureté magnétique est écrantée par effet Kondo indépendamment de sa voisine et ce jusqu'à la limite unitaire et l'écrantage complet. C'est donc un système d'impuretés Kondo d'une seule nature dans lequel on néglige les effets d'interactions entre impuretés magnétiques. Il est donc possible d'attribuer le comportement observé dans les fil A et B à différents effets, non pris en compte dans le modèle de Zarand *et al.* , par exemple : celui d'impuretés magnétiques de nature différente du Fer et dont la température de Kondo T'_K serait inférieure à $100 mK$, ou celui d'interactions entre les impuretés magnétiques, interactions fa-

vorisées, par exemple, par la taille du spin du Fer dans l'Or, supérieure à $1/2^8$ qui ne pourrait être que partiellement écranté par effet Kondo même aux plus basses températures sans jamais atteindre l'état d'écrantage total typique de la limite unitaire. Nous allons démontrer dans la suite du manuscrit, en corrélant le comportement de τ_ϕ mesuré à la présence d'un maximum de résistivité dans ce régime de température, que l'on peut effectivement attribuer la saturation observée et la déviation des données expérimentales de la théorie de Zarand *et al.* aux interactions RKKY entre impuretés magnétiques.

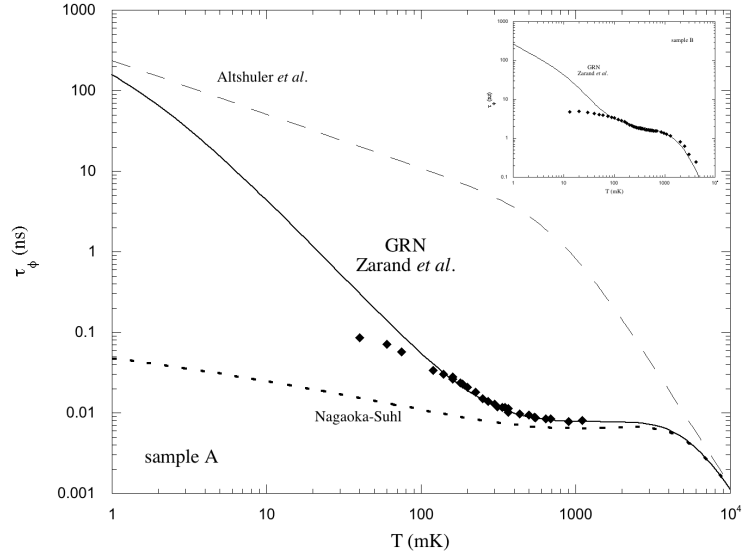


FIGURE 2.23: Ajustement du comportement du temps de cohérence de phase τ_ϕ du fil A, à basse température, avec un modèle constitué des contributions électron-phonon et électron-électron standards, calculées avec la théorie d'Altshuler *et al.*, et de la contribution d'impuretés magnétiques Kondo indépendantes calculée par Zarand *et al.* grâce à des techniques de groupe de renormalisation numérique (GRN). Ce modèle est noté « Zarand *et al.* ». Le comportement mesuré est comparé au modèle d'Altshuler *et al.* qui prend seulement en compte les interactions électron-électron et électron-phonon ainsi qu'à la prédiction de Nagaoka-Suhl qui prend en compte le couplage des électrons aux impuretés Kondo de manière perturbative dans la limite de couplage faible. Dans l'encart, on peut voir l'ajustement du comportement en température de τ_ϕ mesuré dans l'échantillon B réalisé à partir des prédictions de Zarand *et al.*

À noter que l'analyse des données expérimentales par la théorie exacte de diffusion électronique par des impuretés magnétiques de type Kondo établie par Zarand en utilisant les techniques de groupe de renormalisation numérique ainsi que l'interprétation qui en est faite, encore en cours à l'heure de la rédaction du présent manuscrit, seront détaillées dans la référence [153].

Prédiction théorique de Zaïkin *et al.* : saturation intrinsèque de τ_ϕ Le modèle de déphasage développé par Zaïkin *et al.* a pour objectif de rendre compte de la saturation du temps de cohérence des électrons couramment observé à basse température dans les métaux en interprétant celle-ci comme *intrinsèque*, *i.e.* résultant fondamentalement de la nature de l'interaction électron-électron dans cette limite désordonnée [78, 81]. Ce modèle, très controversé, est le seul à remettre en cause les résultats obtenus par Altshuler *et al.* pour l'interaction électron-électron [32, 9]. L'effet des impuretés magnétiques en est complètement exclu. Néanmoins, à la vue des comportements de τ_ϕ mesurés dans nos échantillons à basse température, trois éléments, au moins, pourraient justifier la pertinence d'une comparaison de nos résultats obtenus en dessous de 300 mK avec les prédictions de Zaïkin *et al.* : d'une

8. En théorie, le spin du Fer vaut $3/2$. Des résultats expérimentaux ont montré que dans l'Or, il vaudrait ≈ 0.7 [134, 129].

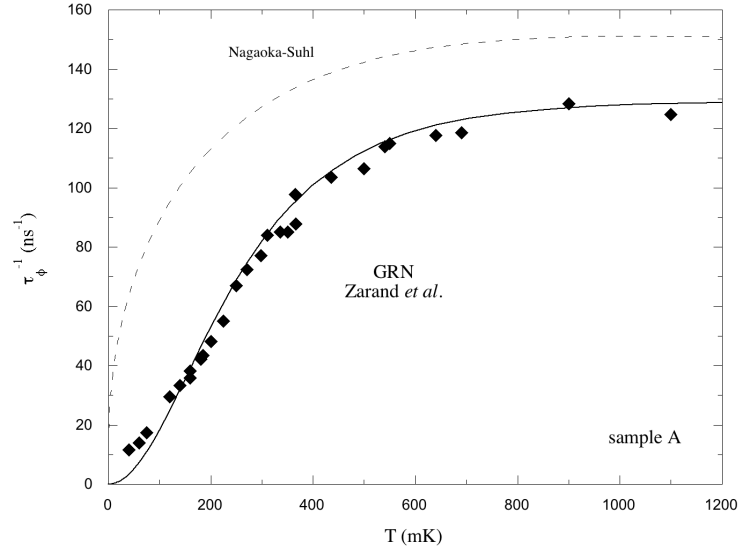


FIGURE 2.24: Comportement en température de l'inverse du temps de cohérence de phase τ_ϕ^{-1} du fil A représenté dans un système d'échelles linéaires pour mettre en évidence la description correcte du comportement linéaire observé en-dessous de T_K dans le modèle de Zarand *et al.*. Le modèle obtenu à partir des prédictions de Zarand *et al.* est sensiblement différent de celui obtenu dans l'approche de Nagaoka-Suhl pour un système d'impuretés Kondo identique.

part, le temps de cohérence de phase électronique sature dans nos fils à très basse température, d'autre part, il présente une dépendance en température linéaire à basse température, comparable à celle prédite par Zaïkin, et enfin, si l'effet des impuretés Kondo sur τ_ϕ au voisinage de $T_K = 300 \text{ mK}$ est indéniable, comme en témoigne le plateau mesuré, à plus basse température, conformément à la théorie de l'effet Kondo, on s'attend à ce que les impuretés magnétiques soient écrantées et que le déphasage soit à nouveau dominé par l'interaction électron-électron.

Dans le contexte du problème de la saturation à basse température du temps de cohérence de phase électronique extrait de mesures de localisation faible dans les métaux, Zaïkin *et al.* ont revisité le problème du déphasage par l'interaction électron-électron [78, 81], déjà traité par Altshuler *et al.* [32, 9]. Dans leur modèle, ils démontrent que le déphasage est dominé, à basse température, par les fluctuations à haute fréquence du champ électromagnétique par lequel l'interaction électron-électron est réalisée dans les conducteurs désordonnés. À température nulle, ces fluctuations quantiques, persistent et le temps de cohérence de phase sature à une valeur finie. Ainsi, cette théorie rend compte de la saturation de τ_ϕ fréquemment observée dans les films métalliques minces, dans le cadre de l'interaction électron-électron : elle considère donc cette saturation comme intrinsèque, c'est-à-dire indépendante du matériau ou du couplage des électrons à un degré de liberté externe (comme une impureté magnétique par exemple). Dans le cas d'un fil quasi-1D, le résultat de Zaïkin *et al.* concernant la dépendance en température du temps de cohérence de phase des électrons peut se mettre sous la forme simple suivante :

$$\frac{1}{\tau_\phi^Z} = \frac{1}{\tau_{\phi 0}^Z} + 2^{5/2} \frac{R}{\hbar/e^2} \frac{\sqrt{D} k_B}{L \hbar} \cdot \sqrt{\tau_\phi} \cdot T \propto \frac{1}{\tau_{\phi 0}^Z} + A^Z(\tau_\phi) \cdot T \quad (2.41)$$

où, R est la résistance classique de Drude, D est la constante de diffusion électronique, L est la longueur du fil, et $w \times t$ sa section. $1/\tau_{\phi 0}^Z$ représente la valeur finie à laquelle sature le déphasage à température nulle. Elle est essentiellement déterminée par les fluctuations quantiques de point zéro du champ électromagnétique associé à

l'interaction électron-électron. Elle se met sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_{\phi 0}^Z} = \frac{\sqrt{2}R.w \times t}{3\pi h/e^2\sqrt{D}.L} \left(\frac{a}{\tau_e}\right)^{3/2} \quad (2.42)$$

avec a , un facteur numérique constant de l'ordre de 1. C'est autour de la valeur non nulle et constante de ce terme à température nulle que la théorie de Zaïkin *et al.* est fondamentalement basée, et c'est en ce point que cette théorie diverge radicalement du modèle d'Altshuler *et al.*. En effet si l'on pose $1/\tau_{\phi 0}^Z = 0$, on retrouve le résultat selon lequel $1/\tau_\phi$, dominé par l'interaction entre électrons, varie avec la température comme une puissance de cette dernière égale à $T^{2/3}$. Il est possible de mettre le résultat 2.41 de Zaïkin sous la forme adimensionnée $\tau_{\phi 0}^Z/\tau_\phi^Z = 1 + T/T_0 \sqrt{\tau_\phi^Z/\tau_{\phi 0}^Z}$ avec $T_0 = h^2 L / (8\pi e^2 R \sqrt{2D} \tau_{\phi 0}^Z)^{3/2} k_B$. T_0 représente l'échelle de température en-dessous de laquelle la contribution des fluctuations quantiques devient dominante et la contribution des fluctuations thermiques bien décrites dans la théorie d'Altshuler *et al.* négligeable. $T_0 = 45 K$ pour A, et $T_0 = 190 mK$ pour B. Lorsque $T \gg T_0$, le comportement de τ_ϕ en température est conforme à celui prédit par Altshuler *et al.*. À basse température, lorsque $T \ll T_0$, $\tau_\phi \approx \tau_{\phi 0}^Z$ et, dans une bonne approximation, l'équation 2.41 permet d'exprimer la dépendance en température de τ_ϕ sous la forme simple $1/\tau_\phi^Z = 1/\tau_{\phi 0}^Z + A^Z(\tau_\phi) \cdot T \approx 1/\tau_{\phi 0}^Z + A^Z(\tau_{\phi 0}^Z) \cdot T$. Dans la limite des basses températures, Zaïkin *et al.* prédisent donc une dépendance en température de l'inverse du temps de cohérence de phase électronique très voisine d'une loi linéaire. $A^Z(\tau_{\phi 0}^Z)$, représente le coefficient directeur de la droite que $1/\tau_\phi$ doit suivre dans ce modèle.

Nous avons analysé les résultats obtenus pour τ_ϕ dans l'intervalle de température où celui-ci présente une dépendance en température linéaire, c'est-à-dire pour $T \lesssim 300 mK$, dans le cadre de la théorie de Zaïkin. Notamment, nous avons calculé pour chacun des échantillons les paramètres caractéristiques de la loi en température prédite par Zaïkin, à savoir, principalement $1/\tau_{\phi 0}^Z$ ⁹, et $A^Z(\tau_{\phi 0}^Z)$. Nous les avons comparés aux paramètres correspondants extraits des données expérimentales : $1/\tau_\phi^{exp}(T_{min})$ est la valeur du déphasage mesurée à la plus basse température ($T_{min} \approx 15 mK$), et A^{exp} est le coefficient directeur de la droite sur laquelle s'alignent les valeurs de $1/\tau_\phi$ mesurées en dessous de T_K et mise en évidence sur les figures 2.21 et 2.22. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2.6.

Fil	$1/\tau_{\phi 0}^Z$ (ns^{-1})	$\tau_{\phi 0}^Z$ (ns)	$1/\tau_\phi^{exp}(T_{min})$ (ns^{-1})	$\tau_\phi^{exp}(T_{min})$ (ns)	$A^Z(\tau_{\phi 0}^Z)$ ($ns^{-1}.mK^{-1}$)	$A^Z(\tau_\phi^{exp}(T_{min}))$ ($ns^{-1}.mK^{-1}$)	A^{exp} ($ns^{-1}.mK^{-1}$)
A	6.859	0.146	10	0.1	$2.6.10^{-4}$	$2.2.10^{-4}$	0.25
B	0.765	1.307	0.20	4.9	$5.5.10^{-4}$	$1.1.10^{-3}$	$1.3.10^{-3}$

TABLE 2.6: Comparaison entre les paramètres caractéristiques du modèle de déphasage prédit par Zaïkin *et al.* de la forme $1/\tau_\phi^Z = 1/\tau_{\phi 0}^Z + A^Z(\tau_\phi) \cdot T$, linéaire en T, à basse température et les paramètres correspondants extraits des mesures de τ_ϕ dans les deux fils A et B. $\tau_\phi^{exp}(T_{min})$ est la valeur du temps de cohérence de phase électronique mesuré à la plus basse température, et A^{exp} et le coefficient directeur de la droite sur laquelle s'alignent les valeurs de $1/\tau_\phi$ mesurées en dessous de $T_K = 300 mK$: $1/\tau_\phi \propto A^{exp} \cdot T$.

On constate que le comportement du déphasage $1/\tau_\phi$ à basse température mesuré dans l'échantillon B est décrit de manière satisfaisante dans le modèle de Zaïkin, aux incertitudes du modèle près. Par contre, pour ce qui est de l'échantillon A, si la valeur de l'inverse du temps de cohérence de phase des électrons mesurée à la plus basse température est en bon accord avec la valeur à saturation prédite dans le modèle de Zaïkin *et al.*, ce n'est pas le cas

9. Pour calculer cette quantité, nous avons fixé arbitrairement le facteur numérique a à 1.

de la pente suivie par $1/\tau_\phi(T)$ qui est 3 ordres de grandeur supérieure à celle prédite. Ce désaccord majeur montre l'inadéquation du modèle de Zaïkin *et al.* à la description du comportement du déphasage à basse température dans le fil A. Celle-ci résulte vraisemblablement du fait que, dans cet échantillon, le déphasage, même à basse température, continue d'être dominé par les impuretés magnétiques, alors que le modèle utilisé prend en compte exclusivement l'interaction électron-électron.

2.4.6.4 Saturation et maximum de résistivité

Sur la figure 2.18 qui représente l'évolution du temps de cohérence de phase des électrons dans les fils A et B en fonction de la température dans un système d'échelles logarithmiques, on peut clairement constater que, à très basse température, typiquement en-dessous de 50 mK , τ_ϕ sature. Dans l'échantillon A, la valeur à laquelle le temps de cohérence de phase sature, au voisinage de 20 mK , est approximativement égale à 0.1 ns . Dans l'échantillon B, τ_ϕ sature à une valeur voisine de 5 ns à 13 mK .

Cette saturation à très basse température ($T \ll T_K$) n'est pas prédite dans la limite unitaire de l'effet Kondo à une impureté. Dans un alliage constitué d'impuretés Kondo indépendantes, on s'attend, en effet, à très basse température, à ce que les impuretés soient complètement écrantées par les électrons de conduction, et que le système électronique recouvre un comportement de liquide de Fermi, et, en particulier, que le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ soit infini à température nulle.

Sur les figures 2.19 et 2.20 qui représentent, pour chacun des deux échantillons, la résistivité et le temps de cohérence de phase électronique en fonction de la température sur le même graphique, on constate, dans nos deux échantillons, que la saturation de τ_ϕ apparaît dans la gamme de température où la résistivité dévie du modèle construit dans le cadre de l'effet Kondo à une impureté pour présenter un maximum. Comme nous l'avons déjà indiqué dans le paragraphe consacré à l'analyse de l'évolution de la résistivité à basse température, ce maximum est la signature caractéristique et bien connue, sur la résistivité, des interactions entre impuretés magnétiques de type RKKY qui conduisent à la transition du système d'impuretés dans un état de verre de spins. En conséquence, en toute logique, nous attribuons la saturation du temps de cohérence de phase électronique extrait de la mesure de la localisation faible observée dans nos échantillons à la présence des interactions impureté-impureté de type RKKY.

Notons que, hormis l'interprétation que nous faisons de la saturation du temps de cohérence de phase mesurée à l'aide des interactions RKKY, deux autres interprétations pourraient être raisonnablement envisagées. La première consisterait à attribuer la saturation observée à la nature propre de l'interaction électron-électron dans les métaux désordonnés, et ainsi à considérer cette saturation comme *intrinsèque*. Notons que cette interprétation ne peut s'envisager que si les impuretés magnétiques sont complètement écrantées et que le déphasage est dominé par l'interaction électron-électron aux températures considérées. La seconde interprétation, réalisée quant à elle dans le cadre de la physique de l'effet Kondo, considérerait la saturation observée au voisinage de la plus basse température expérimentalement atteinte, comme « apparente », de même nature que celle observée dans nos échantillons au voisinage de 300 mK . Elle l'attribuerait donc à la présence d'impuretés magnétiques dont la température de Kondo est voisine de 50 mK , comme le Manganèse par exemple [119]. Elle laisserait donc espérer une nouvelle désaturation aux températures encore inférieures à celle expérimentalement atteintes, voire le retour d'un comportement de liquide de Fermi à plus basse température, à condition, naturellement, que l'alliage magnétique ne comporte pas d'impureté magnétique de température Kondo encore inférieure. Néanmoins, aucune de ces deux in-

interprétations n'est compatible avec la présence du maximum dans la résistivité de nos échantillons, dans la gamme de température où le temps de cohérence de phase électronique sature. Dans le cadre de la première interprétation, on s'attendrait à ce que la résistivité suive à basse température la loi de puissance en $1/\sqrt{T}$ caractéristique de l'interaction électron-électron dans les fils quasi-1D et dans le cadre de la seconde interprétation, on s'attendrait à ce que la résistivité continue de croître de manière monotone lorsque la température diminue en suivant des lois logarithmiques.

Il est possible de donner une image relative simple du mécanisme par lequel les interactions RKKY permettent une contribution irréductible des impuretés magnétiques au déphasage du Cooperon, *i.e.* à la destruction de la localisation faible, et ce jusqu'aux plus basses températures, voire jusqu'à $T = 0$. Nous l'avons déjà exposée dans le paragraphe 2.3.3.3 : les interactions RKKY en couplant les spins des impuretés magnétiques entre eux empêchent l'écrantage Kondo des impuretés par les électrons de conduction et garantissent l'expression du spin des impuretés jusqu'à très basse température et en particulier le déphasage déterministe mais irréversible d'un électron par rotation de son spin lors de la diffusion sur une impureté ; dans un système désordonné d'impuretés magnétiques figées par les interactions RKKY, isotropes, dans une configuration de spins d'orientations aléatoires, ce déphasage est en moyenne aléatoire sur une trajectoire de diffusion électronique ; compte tenu, de surcroît, du caractère non-symétrique par renversement du sens du temps du couplage du spin électronique au spin magnétique, il apparaît donc que la localisation faible est détruite dans un système d'impuretés magnétiques en interactions RKKY.

Dès lors, on peut mieux comprendre la saturation du temps de cohérence de phase extrait de mesures de localisation faible que nous observons dans nos échantillons à très basse température par la présence d'interactions RKKY.

On peut aussi mentionner que la saturation de τ_ϕ que nous observons dans nos deux échantillons à très basse température est en bon accord avec les seules prédictions calculées jusqu'alors dans un système d'impuretés magnétiques de type Kondo en interaction RKKY [144].

Accessoirement, puisqu'il apparaît, de manière assez évidente, que le déphasage du Cooperon et la saturation du temps de cohérence de phase électronique extrait de la localisation faible dans un système d'impuretés magnétiques en interactions RKKY figé dans un état de verre de spins est essentiellement lié à la brisure de la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps dans ce système, on peut se demander si le temps de cohérence de phase caractéristique d'autres effets d'interférence électronique moins sensibles à la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps et extrait en mesurant ces effets sature aussi dans le régime verre de spins. Dans ce contexte, il serait intéressant de comparer les résultats obtenus, dans ce régime très particulier, en utilisant la localisation faible à ceux extraits des oscillations de conductance de type Aharonov-Bohm, ou des fluctuations universelles de conductance, par ailleurs déjà utilisées pour explorer les propriétés de transport électronique dans un verre de spins [154, 155, 156, 157]. Il n'en reste pas moins que cette question est sous-tendue par le problème très fondamental de savoir quelle est la nature de la quantité que l'on extrait d'une mesure spécifique, et en particulier si cette quantité est universelle : la localisation faible est-elle l'effet le plus approprié pour sonder la cohérence de phase électronique dans un verre de spins ?

Dans le contexte de l'interprétation de la saturation du temps de cohérence de phase mesurée dans les fils A et B à l'aide des interactions de type RKKY entre impuretés Kondo, on peut se demander comment dans un système d'impuretés Kondo dont on s'attend à ce qu'elles soient complètement écrantées à très basse température, les interactions peuvent se manifester à ces températures. La réponse à cette question est relativement simple et intuitive : c'est qu'à la température T_g à laquelle les impuretés magnétiques commencent à interagir, les impuretés

magnétiques ne sont que partiellement écrantées. Il est possible d'attribuer ce défaut d'écrantage soit à une température Kondo T_K trop voisine de $T_g \propto c_{imp}$, ou bien à la taille importante du spin de l'impureté Kondo qu'il est difficile d'écranter complètement. Ces deux hypothèses peuvent être évoquées pour expliquer la manifestation des interactions RKKY dans les fils A et B à très basse température, compte tenu d'une part de la concentration de Fer importante mesurée dans le métal qui implique une température critique T_g élevée et d'autre part de la valeur du spin du Fer dans l'Or $S > 1/2$.

2.4.6.5 $1/\tau_s(T)$

Pour comprendre plus précisément l'effet des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase des électrons issu de mesures de localisation faible, *via* l'effet Kondo « conventionnel » à une impureté, puis les interactions entre impuretés de type RKKY, nous avons extrait de nos données expérimentales la contribution des impuretés magnétiques au déphasage, $1/\tau_s$. Comme nous l'avons déjà indiqué, à basse température, dans le cas des fils quasi-1D A et B, le déphasage de la localisation faible se met sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_{e-ph}} + \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{2}{\tau_s} \quad (2.43)$$

Pour extraire la contribution $2/\tau_s$ dans nos échantillons, nous avons soustrait de nos données expérimentales $1/\tau_\phi$, les contributions électron-phonon $1/\tau_{e-ph}$ et électron-électron $1/\tau_{e-e}$ que nous avons respectivement calculées selon les prédictions théoriques d'Altshuler *et al.* : $1/\tau_{e-ph} = B \cdot T^3$ et $1/\tau_{e-e} = A \cdot T^{2/3}$. Les valeurs des préfacteurs A et B de chacun des deux fils A et B sont résumées dans le tableau Tab. 2.4. La figure 2.25 présente l'inverse du temps caractéristique de la diffusion spin flip des électrons par les impuretés magnétiques $1/\tau_s$, c'est à dire la contribution des impuretés magnétiques au déphasage, en fonction de la température, et ce pour les deux échantillons A et B.

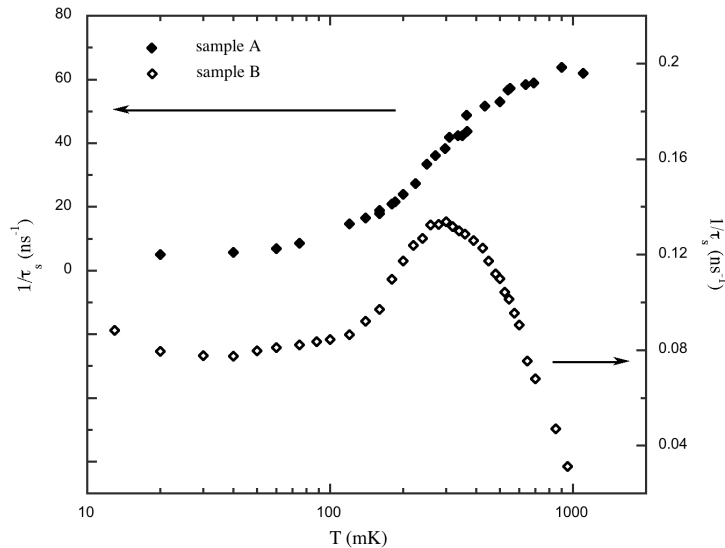


FIGURE 2.25: Évolution à basse température de l'inverse du temps de diffusion spin flip des électrons par les impuretés magnétiques, proportionnel à la contribution des impuretés magnétiques au déphasage de la localisation faible. Celle-ci est donnée pour les deux fils A et B. Elle est obtenue par soustraction des contributions électron-électron et électron-phonon calculées selon la théorie d'Altshuler *et al.* aux données expérimentales représentées sur les figures 2.21 et 2.22.

Dans le comportement en température de la contribution des impuretés magnétiques au déphasage déterminé

pour les deux échantillons, on retrouve les trois régimes que nous avons évoqués pour caractériser l'évolution à basse température du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ .

Au voisinage de la température de Kondo T_K : le taux de diffusion par spin flip présente un maximum bien marqué. Ce maximum est attendu dans le cadre de la théorie de l'effet Kondo : à plus haute température que T_K , les états électroniques supplémentaires offerts par les impuretés Kondo au voisinage du niveau de Fermi et accessibles à la diffusion par des processus de spin flip sont noyés dans l'élargissement thermique de la distribution de Fermi, et à plus basse température, ces états ne sont plus accessibles puisque l'impureté se couple fortement aux électrons de conduction. Il a déjà été mis en évidence à plusieurs reprises par des expériences de localisation faible comparables aux nôtres et réalisées dans des films minces de Au[Fe], et dans la même gamme de températures que celle où nous l'observons [42]. D'ailleurs, on peut constater que les températures de ce maximum de spin flip dans A et B sont légèrement différentes, tout en restant du même ordre de grandeur. Dans l'échantillon B, le maximum apparaît exactement à 300 mK , température de Kondo prédite pour les atomes de Fer dans l'Or. Par contre dans l'échantillon A, le maximum est plutôt situé au voisinage de 1 K . Nous pouvons expliquer assez simplement l'écart entre la température auquel apparaît le maximum de spin flip sur la figure 2.25 pour l'échantillon A et la température de Kondo prédite dans l'alliage Au[Fe] par la procédure utilisée pour extraire la quantité $1/\tau_s$ de nos données. En effet, la position du maximum observée dans la courbe $1/\tau_s(T)$ que nous avons obtenue dépend fortement de la valeur de la contribution électron-phonon, contribution dominante à haute température, soustraite aux données expérimentales $1/\tau_\phi(T)$. Or, si celle-ci est déterminée avec une bonne précision dans l'échantillon B, à partir des données à hautes températures ($1\text{ K} \leq T \leq 4.2\text{ K}$) de la courbe expérimentale $1/\tau_\phi(T)$, ce n'est pas le cas pour le fil A, le plus « sale », puisque pour ce dernier, nous ne disposons pas de données expérimentales pour $1/\tau_\phi(T)$ dans cette gamme de température, à cause du trop faible niveau du signal associé à la localisation faible. Partant du principe que la force du couplage électron-phonon dans A doit être voisine de celle dans B, puisque A et B sont de caractéristiques voisines, nous avons fixé la valeur de la contribution électron-phonon au déphasage dans A égale à celle dans B. Naturellement l'incertitude sur cette valeur est très grande dans l'échantillon A et c'est à celle-là que nous attribuons, en grande partie, l'erreur observée dans la position du maximum de spin flip extrait dans cet échantillon.

C'est bien le maximum de spin flip prédit au voisinage de T_K dans la théorie de l'effet Kondo qui est à l'origine du plateau observé dans l'évolution du temps de cohérence de phase électronique au voisinage de 300 mK dans nos deux échantillons.

Lorsque $T \lesssim T_K$, conformément à la théorie de l'effet Kondo dans la limite d'impuretés isolées et non en interaction, les impuretés sont écrantées par les électrons de conduction, la diffusion spin flip diminue et avec elle la contribution des impuretés magnétiques au déphasage. C'est le comportement que nous observons dans nos deux échantillons : après le maximum, lorsque la température diminue jusque vers 100 mK typiquement, $1/\tau_s$ diminue. Les lois de puissance qui décriraient le mieux l'évolution du taux de diffusion de spin dans cette gamme de température, différentes pour chacun des deux échantillons seraient, T pour le fil A et $T^{1/2}$ pour le fil B. Intuitivement, on peut comprendre que la réduction de la diffusion spin flip soit plus rapide dans A que dans B, puisque le fil A est celui qui contient le plus d'impuretés magnétiques. On peut noter que ni la loi en T^2 prédite par Nozières [98] dans le cadre de sa théorie de liquide de Fermi d'une impureté Kondo de spin $S = 1/2$, ni la loi en $1/\ln^2 T_K/T$ prédite dans le cas d'une impureté magnétique partiellement écrantée

[130, 131] ne sont vérifiées. Cependant, on peut remarquer que le comportement de $1/\tau_s(T)$ observé dans l'échantillon B est comparable à celui mesuré dans d'autres expériences [76, 149]. Compte tenu du comportement de $1/\tau_s$ observé à plus basse température, nous nous garderons bien de tirer une quelconque conclusion de la dépendance en température de la contribution spin flip à la diffusion mesurée dans nos échantillons dans le cadre de l'effet Kondo à une impureté. Nous retiendrons simplement que la réduction significative du taux de diffusion de spin aux températures inférieures à celles du maximum est en bon accord qualitatif avec les prédictions de la théorie de l'effet Kondo.

C'est elle qui est à l'origine de la désaturation du temps de cohérence de phase observée dans nos échantillons après le plateau marqué associé au spin flip Kondo, lorsque la température est abaissée.

À très basse température, lorsque $T \ll T_K$, c'est-à-dire typiquement en dessous de 100 mK , la contribution des impuretés magnétiques au déphasage du cooperon devient constante, et ce dans les deux échantillons. Ce régime n'avait jusqu'alors jamais été observé. Nous l'attribuons à la manifestation des interactions entre impuretés magnétiques de type RKKY, qui préfigurent la transition des alliages magnétiques dilués Au[Fe] constituant nos échantillons dans un état de verre de spins. Ces interactions figent le système d'impuretés magnétiques dans une configuration de spins d'orientations aléatoires, de type verre de spins d'Heisenberg, où la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps est brisée. C'est pourquoi elles limitent le temps de vie du cooperon, paire d'électrons cohérente symétrique par renversement du sens du temps, de telle sorte que la contribution des impuretés magnétiques au déphasage de la localisation faible est constante. C'est la saturation de la contribution des impuretés magnétiques au déphasage du cooperon $1/\tau_s$ observée à basse température dans nos échantillons lorsque les interactions impureté-impureté de type RKKY qui est à l'origine de la saturation du temps de cohérence de phase électronique mesurée à très basse température.

Enfin, notons que l'existence de ce régime de déphasage constant à très basse température et résultant des interactions entre impuretés magnétiques permet d'expliquer assez simplement pourquoi le taux de diffusion de spin dans nos échantillons ne suit, quantitativement, aucune des prédictions théoriques établies dans le cadre de la théorie de l'effet Kondo pour un système d'impuretés isolées et indépendantes, dans le régime des températures inférieures à T_K , où l'on observe une réduction de $1/\tau_s$. Dans nos échantillons contenant des impuretés magnétiques à des concentrations de l'ordre de la dizaine de *ppm*, et dont la température de Kondo est très basse ($T_K \approx 300\text{ mK}$), les interactions RKKY commencent à se manifester à une température qui n'est pas encore assez petite devant T_K pour assurer que la limite unitaire de l'effet Kondo soit atteinte et garantir ainsi l'observation claire de la dépendance en température de la diffusion de spin de la forme T^2 attendue dans le cadre de la théorie de liquide de Fermi de Nozières. Autrement dit, dans nos échantillons, il est probable que la manifestation des interactions RKKY entre impuretés, à basse température, empêche le couplage fort de chaque impureté aux électrons, *i.e.* l'accès à la limite unitaire de l'effet Kondo, et ainsi rende impossible la restauration d'un comportement de liquide Fermi. De ce point de vue, notre travail apporte un éclairage nouveau sur les anciennes expériences de Bergmann *et al.* concernant la diffusion des électrons par les impuretés magnétiques dans les alliages magnétiques donnant lieu à l'effet Kondo [76, 149] : l'enjeu était alors d'explorer l'état fondamental d'un système d'impuretés Kondo, et de vérifier qu'il se comportait comme un liquide de Fermi. Notamment il s'agissait de vérifier que $1/\tau_s$ suit bien, dans ce cas, le comportement en température prédit par Nozières [98] de la forme T^2 . Cette loi en température n'avait jamais été observée. N'ayant pu mesurer la diffusion de spin à très basse température, et mettre en évidence le régime de

déphasage constant, ou encore faute d'avoir mesuré la résistivité pour mettre en évidence le maximum précurseur de la transition verre de spins, comme nous l'avons fait, ces expérimentateurs avaient interprété simplement leurs résultats comme une violation de la théorie des liquides de Fermi prédite dans les systèmes d'impuretés Kondo isolées. À la lumière de nos résultats qui démontrent que les interactions impureté-impureté se manifestent presque inévitablement aux plus basses températures dans les alliages dilués ($c_{imp} \gtrsim 1 \text{ ppm}$), il est possible de ré-interpréter ces résultats expérimentaux et de les attribuer, selon toute vraisemblance, à l'existence d'interactions impureté-impureté.

2.5 Conclusions et perspectives

Grâce à la corrélation de mesures de localisation faible à des mesures de résistivité, nous avons démontré et étudié l'effet sensible des impuretés magnétiques sur le déphasage électronique à très basse température, dans des fils quasi-1D en Or. Notamment, nous avons mis en évidence l'effet du couplage Kondo des impuretés magnétiques aux électrons de conduction, combiné à celui des interactions spin-spin entre impuretés de type RKKY. C'est donc fondamentalement l'interaction d'échange des électrons de conduction avec les impuretés magnétiques qui affecte les propriétés de transport en général et les propriétés de transport cohérent en particulier, d'un alliage magnétique dilué.

Entre 300 mK et 800 mK , le temps de cohérence de phase mesuré présente un *plateau* marqué, alors que la résistivité augmente logarithmiquement lorsque la température diminue, suivant en cela la loi caractéristique de l'effet Kondo. Ce plateau est attribué au maximum de diffusion des électrons de conduction par des impuretés magnétiques de Fer au cours de processus de spin flip, caractéristique de l'effet Kondo au voisinage de la température de Kondo T_K du Fer dans l'Or. À plus basse température, τ_ϕ augmente de nouveau. Cette *désaturation* est bien décrite dans le cadre de l'effet Kondo : elle résulte de la suppression du spin flip consécutive à l'écrantage des impuretés magnétiques par les électrons de conduction, en dessous de T_K . Enfin, à très basse température, alors que la théorie de l'effet Kondo prédit une restauration totale d'un comportement de type liquide de Fermi et une divergence de τ_ϕ à l'infini, au contraire, nous observons une nouvelle *saturation* du temps caractéristique du déphasage de la localisation faible mesuré. Dans le même régime de température, la résistivité montre un maximum bien marqué, à champ magnétique nul. Ce maximum, précurseur de la formation d'un verre de spins, est la signature caractéristique des interactions de type RKKY entre impuretés magnétiques. Nous attribuons la saturation à très basse température du temps de cohérence de phase des électrons que nous avons extrait de mesures de localisation faible à la manifestation dominante de ces interactions : en leur présence, la contribution des impuretés magnétiques au déphasage de la localisation faible atteint une valeur finie indépendante de la température.

Les figures 2.26 et 2.27 qui présentent les contributions des impuretés magnétiques à la résistivité et au déphasage de la localisation faible dans les deux échantillons mesurés résumant ces résultats.

Ce résultat suscite l'intérêt d'une exploration plus approfondie de l'état fondamental d'un verre de spins encore largement vierge d'investigations. En particulier, un tel système présente-il un comportement de liquide de Fermi à température nulle ?

La saturation du temps de cohérence de phase extrait des mesures de localisation faible que nous avons mise en évidence dans ce régime et à très basse température tend à démontrer un comportement de non-liquide de Fermi. Une interprétation alternative de ces résultats expérimentaux consisterait plutôt à remettre en cause la validité de la localisation faible comme sonde de la cohérence de phase électronique dans un verre de spins. En ce sens, ces

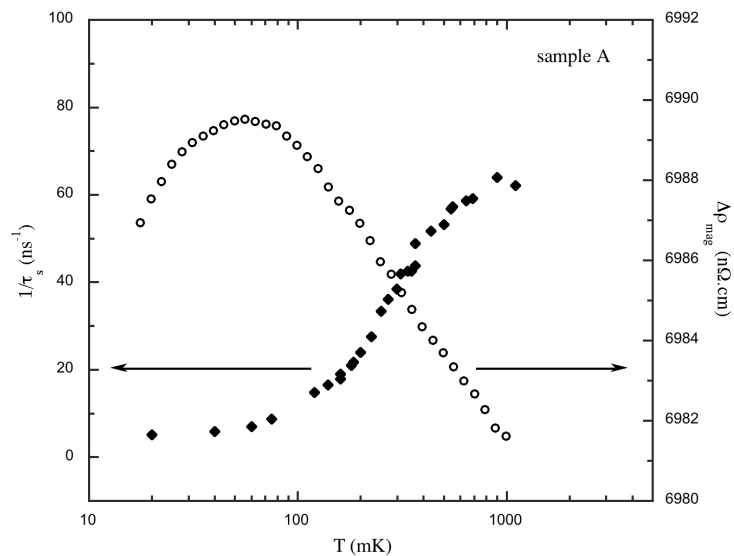


FIGURE 2.26: Contributions des impuretés magnétiques à la résistivité $\Delta\rho_{mag}$, et au déphasage de la localisation faible $1/\tau_s$, pour l'échantillon A.

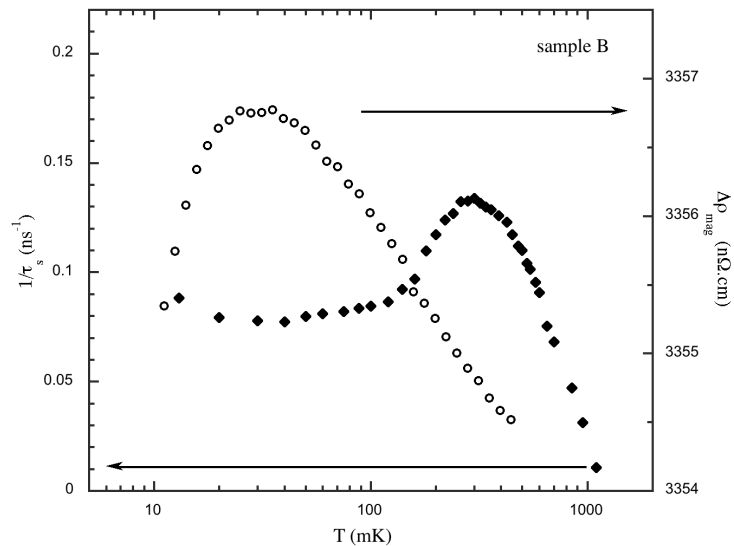


FIGURE 2.27: Contributions des impuretés magnétiques à la résistivité $\Delta\rho_{mag}$, et au déphasage de la localisation faible $1/\tau_s$, pour l'échantillon B.

résultats posent donc la question plus générale des limites de la localisation faible comme outil d'investigation des propriétés de cohérence de phase électronique.

Enfin, notre étude prouve que la mésophysique peut être un puissant outil d'investigation de systèmes électroniques complexes comme les verres de spins, jusqu'alors largement inexplorés.

Chapitre 3

Interférences quantiques dans les réseaux de boucles métalliques diffusives

3.1 Introduction

Dans la seconde partie de ce manuscrit nous avons présenté une étude expérimentale du temps de cohérence de phase des électrons τ_ϕ , dans les métaux, à très basse température, dans laquelle nous avons mis en évidence l'effet des impuretés magnétiques de type Kondo. Dans cette dernière partie, nous allons nous intéresser aux manifestations des interférences quantiques entre fonctions d'onde électroniques cohérentes qui résultent de l'introduction d'un flux magnétique, ou plus exactement du couplage « Aharonov-Bohm » de la charge e des électrons au potentiel vecteur \vec{A} d'un champ électromagnétique. Les signatures de ces effets de cohérence de phase sur le transport électronique, particulièrement bien mises en évidence dans des conducteurs présentant une géométrie annulaire, sont des oscillations de conductance périodiques avec le flux magnétique Φ encerclé par le conducteur, connues sous le nom générique d'oscillations de conductance de type Aharonov-Bohm. Ici, nous allons présenter l'étude des oscillations de magnétoconductance que nous avons réalisée dans des réseaux bidimensionnels de boucles métalliques diffusives de taille nanométrique et présentant deux géométries différentes (carré et \mathcal{T}_3).

Nous avons étudié les oscillations $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques, oscillations Altshuler-Aronov-Spivak (AAS), puis les avons utilisées pour extraire le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ selon une technique originale, alternative à celle, désormais usuelle, basée sur l'analyse de l'enveloppe de la magnétoconductance de localisation faible. Nous avons appliqué cette technique aux réseaux présentant les deux topologies différentes, carré et \mathcal{T}_3 , et contenant différents nombres de cellules élémentaires. Par ailleurs, nous avons étudié les oscillations Aharonov-Bohm (AB) $\Phi_0 = h/e$ périodiques. Après s'être intéressé brièvement aux effets de la topologie sur le transport électronique cohérent de phase, nous avons étudié, plus particulièrement, l'effet de moyenne d'ensemble des corrections quantiques au transport électronique, que sont les oscillations Aharonov-Bohm et les oscillations Altshuler-Aronov-Spivak dans les réseaux bidimensionnels de cellules élémentaires nanométriques. Dans cette dernière étude, nous avons mis en évidence une transition dimensionnelle de la physique mésoscopique, caractérisée par la cohérence quantique, vers la physique macroscopique classique.

3.2 Généralités sur les oscillations de magnétoconductance dans les réseaux

3.2.1 Interférences électroniques et effet Aharonov-Bohm

3.2.1.1 Couplage de la charge e de l'électron au potentiel vecteur \vec{A} du champ électromagnétique

Les interférences entre fonctions d'onde électroniques sont rendues possibles par la cohérence de phase des fonctions d'onde électroniques. Elles sont pilotées par la différence de phase entre les fonctions d'onde qui interfèrent. Une description efficace de ces interférences est celle réalisée en terme de chemins électroniques. Nous avons déjà utilisé cette description introduite au paragraphe 1.2.2.4. Chaque chemin de diffusion p est caractérisé par une amplitude complexe de probabilité $A_p = |A_p| e^{i\frac{S}{\hbar}}$ avec S l'action semi-classique le long du chemin p . Cette dernière quantité représente la phase accumulée par la fonction d'onde au cours de sa diffusion le long du chemin p . En présence d'un champ électromagnétique, de potentiel vecteur \vec{A} , la charge de l'électron e se couple au potentiel vecteur \vec{A} : c'est l'effet Aharonov-Bohm [14]. En conséquence S est constituée d'un terme supplémentaire, si bien qu'elle s'écrit selon l'expression 1.14 : $S = \int_p (\hbar \vec{k}(\vec{r}) - e\vec{A}(\vec{r})) d\vec{r} - E dt$. Puisque cette description ondulatoire ne concerne que les électrons de conduction appartenant à la mer de Fermi, on peut considérer que l'énergie E de l'électron le long du chemin p est l'énergie de Fermi E_F , et que le vecteur d'onde \vec{k} n'est autre que le vecteur d'onde de Fermi \vec{k}_F . Dans cette approche, la probabilité de diffusion d'un électron le long de deux chemins p et q entre deux points \vec{r}_1 et \vec{r}_2 , s'écrit :

$$\begin{aligned} P_{p,q}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= |A_p + A_q|^2 \\ &= |A_p|^2 + |A_q|^2 + 2|A_p||A_q| \cos(\delta\phi) \end{aligned} \quad (3.1)$$

C'est cette quantité qui constitue le terme d'interférence entre les fonctions d'onde sur les chemins p et q . $\delta\phi$ est la différence entre la phase accumulée par l'électron sur le chemin p et la phase accumulée par l'électron sur le chemin q . Grâce à l'expression de l'action semi-classique, on peut la mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \delta\phi &= \left[\int_p \vec{k}_F(\vec{r}) d\vec{r} - \int_q \vec{k}_F(\vec{r}) d\vec{r} \right] + \frac{e}{\hbar} \left[\int_q \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r} - \int_p \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r} \right] \\ &= \delta\phi_{desordre} + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$\delta\phi_{desordre} = k_F(l_p - l_q)$ représente essentiellement la différence entre les longueurs des chemins de diffusion. C'est une différence de phase purement géométrique. Ce terme dépend de la configuration des impuretés qui constituent les centres de diffusion dans le conducteur : il dépend de la réalisation du désordre dans l'échantillon. Il est donc parfaitement aléatoire. Φ est le flux magnétique enserré par les deux trajectoires p et q . Φ_0 est le quantum de flux non supraconducteur $\Phi_0 = h/e$.

Contrairement à la configuration du désordre qu'il est difficile de modifier dans un conducteur donné, le flux magnétique est aisément ajustable. Ainsi, le flux magnétique apparaît comme un paramètre de modulation très efficace et très puissant des interférences électroniques. Notons bien ici, que c'est au flux que les interférences électroniques sont sensibles et non au champ magnétique.

À partir des expressions 3.1 et 3.2, il apparaît de manière évidente que la probabilité de diffusion d'un électron le long de deux chemins p et q est une fonction périodique du flux Φ enserré par les deux chemins, de période

$\Phi_0 = h/e$, le quantum de flux, et dont la phase à flux nul, $\delta\phi_{desordre}$, dépend de la séquence de collisions sur les impuretés subies par l'électron le long des deux chemins p et q et est donc, en général, aléatoire.

3.2.1.2 Oscillation h/e périodique de la conductance d'un anneau transpercé par un flux magnétique : une signature des interférences Aharonov-Bohm sur le transport électronique.

Dans un conducteur diffusif, dans le formalisme de Landauer-Büttiker, il est possible de relier la conductance moyenne à la probabilité $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ pour un électron à l'énergie E_F de diffuser d'un point \vec{r}_1 à un point \vec{r}_2 (A.1). En résumé, on peut dire, en général, que la conductance est proportionnelle à la probabilité P . Cette probabilité s'exprime sous la forme très générale du carré du module de la somme des amplitudes de probabilité A_p de l'ensemble des chemins de diffusion p reliant le point \vec{r}_1 au point \vec{r}_2 (voir expression 1.15). Elle apparaît comme la somme des contributions de paires de chemins p et q . Dès lors, dans un conducteur diffusif définissant deux chemins de diffusion p et q enserrant un flux magnétique Φ , comme typiquement un anneau traversé par un flux magnétique Φ , on peut s'attendre à mesurer une oscillation de la conductance périodique du flux Φ , de période Φ_0 et de phase en flux nul égale à $\delta\phi_{desordre}$, différence de phase géométrique entre les deux chemins. C'est Webb, le premier, qui a mis en évidence cette oscillation de conductance dans un anneau en Or [15].

Après avoir donné l'exemple de l'oscillation h/e périodique de la conductance d'un anneau conducteur, particulièrement représentatif, nous allons décrire de manière plus exhaustive les différentes corrections de conductance associées aux interférences électroniques en présence d'un flux Aharonov-Bohm.

3.2.2 Corrections de conductance résultant des interférences électroniques en présence d'un flux Aharonov-Bohm

On peut distinguer, principalement, deux types de contributions des interférences électroniques à la conductance d'un système diffusif cohérent, par la nature des paires de trajectoires de diffusion en jeu, et plus précisément par la différence de phase géométriques $\delta\phi_{desordre}$ entre les trajectoires qui interfèrent.

3.2.2.1 Corrections dépendant de la réalisation du désordre

Le premier type de corrections de conductance résulte des interférences entre des chemins cohérents, de phase géométrique $\int_p \vec{k}_F(\vec{r}) \vec{d}r$ quelconque, autrement dit, de longueurs différentes. La différence de phase géométrique $\delta\phi_{desordre}$ entre ces chemins est non nulle et aléatoire : elle dépend de la séquence d'impuretés visitée par chacun des deux chemins. En d'autres termes, elle dépend de la configuration particulière du désordre dans le conducteur. En conséquence, la figure d'interférence et la correction de conductance associée portent la signature de la réalisation particulière du désordre dans le conducteur. Si la position d'une seule impureté sur laquelle une onde électronique diffuse change d'une distance supérieure à la longueur d'onde de Fermi, la figure d'interférence peut changer radicalement et la correction de conductance est modifiée. Finalement, d'une réalisation du désordre à une autre, la contribution des interférences entre les chemins de phase géométrique quelconque change et la conductance du système fluctue. On peut démontrer que, dans un conducteur cohérent ($L \leq L_\phi$), l'amplitude des fluctuations de conductance associées à ces interférences est universelle et d'ordre un canal, *i.e.* e^2/h . Ce sont ces fluctuations de la conductance observées lorsque l'on change la configuration du désordre que l'on nomme usuellement *fluctuations universelles de conductance* (UCF).

3.2.2.1.1 Effet du flux Aharonov-Bohm

Empreinte magnétique des fluctuations universelles de conductance dans un fil Dans un fil diffusif, il existe un grand nombre de paires de trajectoires de phase géométrique quelconque qui interfèrent et sont à l'origine de fluctuations universelles de conductance. Ces paires de trajectoires diffusives dont la longueur est distribuée entre l_e , libre parcours moyen élastique, et L_ϕ , longueur de cohérence de phase définissent des surfaces S de toutes tailles, inférieures à $L_\phi \times L_\phi$. Lorsque l'on applique un champ magnétique B , celui-ci pénètre dans le fil, et chacune des paires de trajectoires qui interfèrent enserme un flux magnétique $\Phi = BS$ différent. En conséquence, chacune des contributions des paires de trajectoires oscille avec la même période Φ_0 en flux magnétique, mais avec une période en champ magnétique $B = \Phi_0/S$ déterminée par la taille de la boucle formée par la paire de trajectoires, et donc différente d'une paire à l'autre. Par ailleurs, la phase en champ magnétique nul des oscillations en champ magnétique des contributions à la conductance de ces interférences entre chemins de phase géométrique quelconque est aléatoire puisqu'elle est égale à la différence de phase géométrique entre ces chemins. Les oscillations des contributions à la conductance des interférences entre chemins de diffusion de phase géométrique quelconque, dont les périodes en champ magnétique sont quelconques et les phases en champ magnétique nul aléatoires, donnent lieu à des fluctuations *apériodiques* de la conductance en fonction du champ magnétique appliqué. Pour une configuration de désordre fixée, ces fluctuations de la conductance en champ magnétique sont *reproductibles* en champ magnétique. Comme pour les fluctuations universelles de conductance, si l'on modifie la réalisation du désordre, on change la phase en champ magnétique nul $\delta\phi_{désordre}$ et la période de l'oscillation en champ magnétique de la contribution à la conductance de l'interférence entre deux chemins de diffusion et en conséquence, on modifie la structure de ces fluctuations de la conductance en fonction du champ magnétique. Ces fluctuations de conductance apériodiques et reproductibles en champ magnétique constituent « l'empreinte digitale magnétique » de l'échantillon, encore appelé *magnetofingerprint*.

Oscillations Aharonov-Bohm (AB) $\Phi_0 = h/e$ périodiques dans un anneau Considérons à présent un anneau diffusif soumis à un champ magnétique. Dans un premier temps, nous négligeons l'effet de la pénétration du champ magnétique dans la largeur des bras de l'anneau : c'est le cas d'un anneau mésoscopique dont les bras sont de largeur w très petite devant le rayon R ($w \ll R$). Autrement dit, nous nous restreignons, tout d'abord, à l'effet du pur flux Aharonov-Bohm Φ au travers d'un anneau sur la conductance moyenne de ce dernier.

Dans ce cas, les paires de trajectoires définies entre deux points diamétralement opposés de l'anneau, constituées d'une trajectoire dans le bras supérieur de l'anneau et d'une trajectoire dans le bras inférieur, encerclent toutes le même flux magnétique Φ . Lorsqu'elles interfèrent, elles donnent respectivement lieu à une contribution à la conductance qui oscille périodiquement avec le flux magnétique Φ , avec la période Φ_0 . Chacune des contributions de ces paires de trajectoires oscille avec la même période en flux et en champ magnétique $B = \Phi/S$. Par hypothèse, l'anneau considéré étant mésoscopique ($w \ll R$), les valeurs de la phase en champ magnétique nul de ces oscillations sont supposées peu dispersées autour d'une valeur moyenne aléatoire $\delta\phi_{désordre}$, qui dépend de la configuration du désordre dans l'anneau. En conséquence la somme des différentes contributions ne se moyenne pas à zéro et donne lieu à une oscillation périodique de la conductance au travers de l'anneau en fonction du flux qui transperce l'anneau. Cette oscillation de conductance, $\Phi_0 = h/e$ périodique et dont la phase à flux magnétique nul $\delta\phi_{désordre}$ est aléatoire, a été prédite théoriquement [158, 159, 160] et observée pour la première fois expérimentalement par Webb *et al.* [15], comme nous l'avons déjà mentionné : c'est l'oscillation Aharonov-Bohm (AB).

Notons bien que, d'une part, les fluctuations de conductance apériodiques et reproductibles en champ magnétique que l'on observe dans un fil conducteur du fait de la pénétration du champ magnétique dans la largeur du fil et, d'autre part, les oscillations de conductance h/e périodiques que l'on peut observer aux bornes d'un anneau présentant un rapport d'aspect suffisamment favorable et transpercé par un flux magnétique ont toutes les deux la même origine : les interférences entre chemins de diffusion électronique de phase géométrique quelconque enserrant un flux magnétique. La seule différence entre ces deux effets réside dans la sélection de la surface des paires de trajectoires de diffusion qui interfèrent et interceptent du flux magnétique : il y a sélection dans le cas d'un anneau tel que $w \ll R$, et absence de sélection dans le cas d'un simple film 2D. Les fluctuations de conductance résultent des interférences qui ont lieu à l'échelle de la largeur d'un fil et qui mettent en jeu des paires de trajectoires définissant des surfaces relativement petites et en tout cas inférieures à $w \times L_\phi$. Les oscillations Aharonov-Bohm h/e périodiques sont issues des interférences entre les paires de trajectoires qui entourent un anneau de taille typique L_ϕ , et de surface $L_\phi \times L_\phi$. En conséquence, puisque les échelles de longueur sur lesquelles se produisent les interférences donnant lieu à ces effets sont différentes, les échelles de champ magnétique caractéristiques de ces effets le sont aussi : les fluctuations de conductance se produisent sur des échelles de champ $B_{UCF} \gtrsim \Phi_0/(w \times L_\phi)$, les oscillations de conductance h/e périodiques en flux, sont périodiques en champ magnétique de période $B_{h/e} = \Phi_0/(\pi R^2)$. Le champ caractéristique des UCF est donc grand devant celui des oscillations AB, à condition que la largeur des bras de l'anneau soit petite devant son rayon.

Dans le cas d'un anneau diffusif dont les bras de largeur finie sont pénétrés par un champ magnétique, les fluctuations de conductance (UCF) apériodiques et reproductibles en champ magnétique se superposent aux oscillations de conductance (AB) périodiques en champ magnétique, de période $B_{h/e} = \Phi_0/\pi R^2$, et en modulent l'amplitude. Par ailleurs, dans ce cas, l'amplitude des oscillations AB est atténuée par l'effet de la moyenne sur l'ensemble des trajectoires électroniques définies dans l'anneau.

3.2.2.1.2 Effets de la moyenne sur le désordre et de la moyenne d'ensemble Les fluctuations universelles de conductance et les oscillations Aharonov-Bohm h/e périodiques puisqu'elles résultent des interférences entre trajectoires de diffusion électronique cohérente de phase géométrique $\int \vec{k}_F(\vec{r}) \vec{d}r$ quelconque et donc déphasées entre elles d'une quantité aléatoire $\delta\phi_{désordre}$, dépendent de la configuration du désordre. Plus précisément, ces corrections de conductance portent respectivement une signature claire du désordre : les UCF dans leur structure en champ magnétique et les oscillations AB dans leur phase en flux magnétique nul, directement égale à $\delta\phi_{désordre}$. Comme la configuration du désordre est caractéristique de l'échantillon, on a l'habitude de dire que les UCF et les oscillations AB, sont des corrections de conductance « échantillon-dépendantes ».

Puisque, par essence, les réalisations du désordre sont aléatoires, les UCF, et la phase des oscillations AB h/e périodiques sont aléatoires. En conséquence, on s'attend donc à ce que ces effets se moyennent à zéro et disparaissent lorsque l'on effectue une moyenne sur différentes configurations de désordre.

Si l'on considère N échantillons distincts de la configuration du désordre, *i.e.* N réalisations différentes du désordre, et que l'on somme les effets obtenus pour chaque échantillon sur les N échantillons, on s'attend à ce que l'amplitude relative des effets, UCF ou AB, c'est-à-dire leur amplitude par échantillon, soit divisée par \sqrt{N} , comme le seraient les fluctuations d'une variable aléatoire sommées sur N tirages indépendants.

$$\frac{\delta G_{ABouUCF}}{G} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.3)$$

Cet effet de moyenne sur le désordre se manifeste, par exemple, dans un anneau diffusif et désordonné dont les

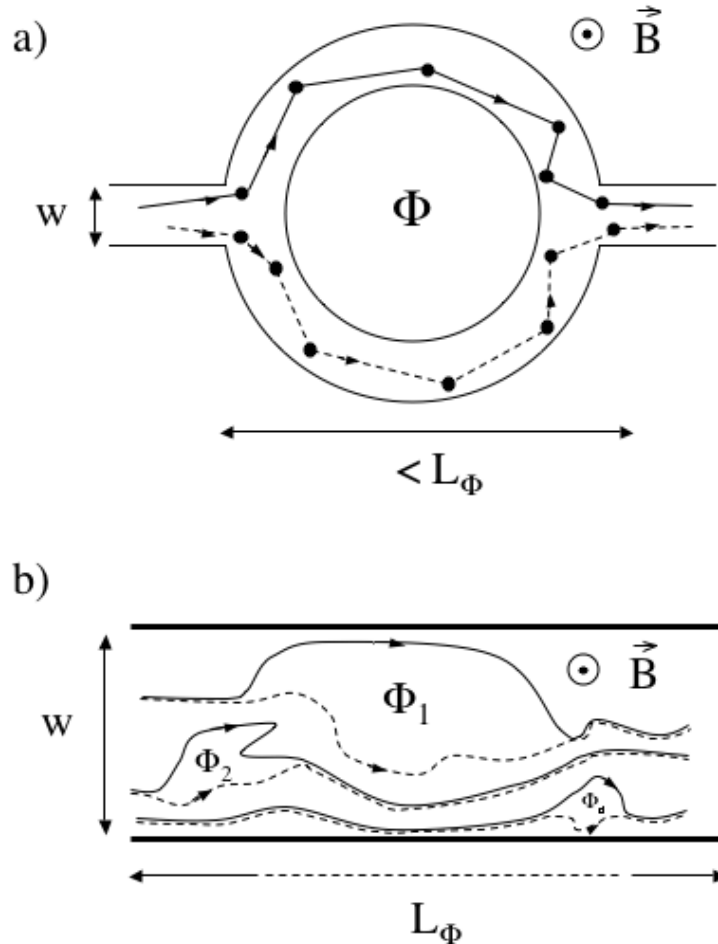


FIGURE 3.1: a) Trajectoires de diffusion de phase quelconque définies dans le bras supérieur et dans le bras inférieur d'un anneau conducteur cohérent. Ces trajectoires encerclent le flux Φ qui transperce l'anneau. Leur interférence donne lieu à l'oscillation AB h/e périodique de la conductance de l'anneau. b) Paires de trajectoires de phase quelconque formant des boucles définies dans la largeur w d'un fil. Deux trajectoires appariées interfèrent à l'échelle de L_ϕ et sont à l'origine des UCF. Lorsqu'un champ magnétique pénètre dans le fil, les paires de chemin interceptent du flux magnétique. Leurs contributions respectives à la conductance oscillent avec le champ magnétique avec une période qui leur est propre. Elles sont à l'origine de l'empreinte magnétique des UCF (*magnetofingerprint*).

bras sont de largeur finie. En effet, dans un tel système, les différentes paires de trajectoires de diffusion électronique définies par des séquences de collisions sur les impuretés différentes, explorent des configurations de désordre différentes, et on peut donc considérer un anneau diffusif de rapport d'aspect $R/w \lesssim 1$ comme statistiquement équivalent à un ensemble de réalisations du désordre distinctes. À cause de la pénétration du champ magnétique dans la largeur des bras de l'anneau, les contributions à la conductance des interférences entre les paires des trajectoires de diffusion définies dans les bras supérieur et inférieur de l'anneau, qui définissent des surfaces S différentes, oscillent avec des périodes en champ magnétiques différentes $B = \Phi_0/S$. Mais surtout, il y a aussi une dispersion importante des valeurs de la phase en champ magnétique nul des oscillations des contributions des paires de trajectoires qui explorent différentes réalisations du désordre. Lorsque l'on s'intéresse à la conductance moyenne de l'anneau, on somme ces différentes contributions, autrement dit, on réalise une moyenne des contributions des paires de trajectoires de diffusion sur l'ensemble des configurations de désordre explorées : ces contributions se moyennent à zéro. En conséquence, l'amplitude de l'oscillation h/e périodique diminue lorsque la largeur des bras de l'anneau augmente devant son rayon et disparaît même complètement lorsque l'anneau présente un rapport d'aspect trop défavorable pour sélectionner une seule période d'oscillation bien définie et fixer à une valeur bien définie la phase en champ magnétique nul des oscillations associées à chaque paire de trajectoires. C'est un effet de moyenne de ce type, qui vraisemblablement fut à l'origine de l'échec de Webb à mettre en évidence l'oscillation h/e périodique dans un anneau métallique au cours d'une expérience préliminaire réalisée dans un anneau qui présentait un rapport d'aspect trop défavorable [161]. Quelques temps plus tard, il réussit en effet à mesurer cette oscillation en utilisant un anneau dont les bras étaient beaucoup plus fins [15].

L'effet de la moyenne sur le désordre sur les corrections quantiques de conductance se manifeste aussi, de manière évidente, dans un ensemble d'anneaux, qui présentent naturellement des configurations de désordre différentes. L'effet de moyenne qui a lieu dans un ensemble d'anneaux est communément appelé effet de moyenne d'ensemble. Cet effet a été démontré dans une expérience, réalisée dans le groupe de Webb [21], dans laquelle les auteurs ont mesuré l'amplitude de l'oscillation Aharonov-Bohm h/e périodique dans des chaînes d'anneaux en Argent en série en fonction du nombre N d'anneaux contenus dans la chaîne. Les résultats obtenus, rappelés sur les figures 3.3 et 3.4 montrent une décroissance de l'amplitude de l'oscillation h/e périodique par anneau selon la loi en $1/\sqrt{N}$ attendue et caractéristique de l'atténuation de l'amplitude des fluctuations d'une variable aléatoire autour de sa valeur moyenne lors de la sommation de N réalisations indépendantes et décorréelées de cette variable. Notons que cette expérience a, en effet, été réalisée dans le cas très particulier où les anneaux dans la chaîne, dont le nombre n'excède pas 30, sont distants les uns des autres d'une distance supérieure à la longueur de cohérence de phase des électrons, de manière à pouvoir s'affranchir de tous les effets d'interférence et de cohérence impliquant plus d'un anneau, et de manière à pouvoir considérer les effets d'interférence qui ont lieu respectivement dans chaque anneau comme indépendants les uns des autres et décorrélés entre eux. Dans ce cas, l'oscillation h/e périodique de la conductance de chacun des anneaux possède une phase à flux nul indépendante et bien décorrélée de la phase de l'oscillation de la conductance d'un autre anneau si bien que les oscillations h/e périodiques présentées par la conductance des différents anneaux peuvent bien être considérées comme des réalisations statistiques indépendantes.

Comme on le voit dans cette expérience, l'effet de la moyenne sur le désordre sur les corrections quantiques (AB ou UCF) est directement relié à celui de l'effet de la moyenne d'ensemble de plusieurs de ces corrections indépendantes. Dans le prolongement, on peut aussi s'attendre à ce que l'effet de moyenne qui a lieu dans un échantillon macroscopique de taille $L \gg L_\phi$ sur ces corrections soit aussi relié à la moyenne sur le désordre. En particulier,

on peut se poser la question de savoir si la moyenne sur N réalisations de désordre des effets AB et UCF, qui se manifestent respectivement à l'échelle de L_ϕ , moyenne qui conduit à l'atténuation des effets en $1/\sqrt{N}$, décrit convenablement la moyenne qui a lieu à l'échelle macroscopique dans un échantillon de dimension d , de taille $L^d = N.L_\phi^d$. Autrement dit, il s'agit de savoir si, concernant les effets de cohérence de phase, un échantillon macroscopique peut être considéré comme constitué de N blocs cohérents *indépendants*. Une autre question corollaire, tout aussi intéressante, voire plus, est celle de savoir comment les effets d'interférences électroniques se moyennent dans un échantillon mésoscopique complètement cohérent de taille $L \leq L_\phi$.

3.2.2.1.3 Longueurs caractéristiques et amplitude des effets L'amplitude des fluctuations de conductance (UCF) et des oscillations Aharonov-Bohm (AB) h/e périodiques dans un anneau est gouvernée d'une part par la longueur de cohérence de phase L_ϕ et d'autre part par la longueur thermique L_T . La raison en est que ces effets résultent d'interférences entre des fonctions d'onde électroniques cohérentes qui diffusent sur des trajectoires distinctes et dont les énergies sont différentes. Dans un anneau de dimensions inférieures à L_ϕ et à L_T , on peut démontrer que les UCF, comme les oscillations AB ont une amplitude relative d'ordre 1 canal de conductance e^2/h .

3.2.2.2 Corrections de localisation faible

La seconde catégorie de corrections quantiques à la conductance d'un système diffusif faiblement désordonné est celle qui résulte des interférences entre les chemins symétriques par renversement du sens du temps. Sur les deux chemins conjugués par renversement du sens du temps, qui forment un cooperon, une fonction d'onde électronique accumule la même phase géométrique $\int \vec{k}_F(\vec{r})d\vec{r}$. La différence de phase géométrique entre deux de ces chemins est donc naturellement nulle : $\delta\phi_{désordre} = 0$. En conséquence, les interférences entre ces chemins ne dépendent pas de la réalisation du désordre du conducteur.

Les chemins renversés dans le temps forment une boucle que l'électron parcourt dans les deux sens. Une description détaillée de ces interférences très particulières a été réalisée dans le second chapitre de ce manuscrit, dans le paragraphe dédié à la localisation faible. L'interférence constructive entre ces chemins conduit à une augmentation de la probabilité de retour à l'origine de l'électron : c'est la *localisation faible* de l'électron. Les corrections de conductance résultant des interférences entre chemins symétriques par renversement du sens du temps sont communément appelées corrections de localisation faible.

3.2.2.2.1 Effet du flux Aharonov-Bohm Si les corrections de localisation faible à la conductance sont indépendantes de la réalisation particulière du désordre dans le conducteur, elles sont néanmoins affectées par la présence d'un flux Aharonov-Bohm. L'effet d'un flux magnétique sur les interférences entre chemins de diffusion symétriques par renversement du sens du temps est tout à fait analogue à celui du même flux sur les interférences entre chemins de phase géométrique quelconque. En présence d'un flux magnétique, chacune des deux trajectoires appariées par renversement du sens du temps est affectée d'un terme de phase $\int e\vec{A}(\vec{r})d\vec{r}$ si bien que la différence de phase entre ces trajectoires est $4\pi\Phi/\Phi_0$, où Φ est le flux au travers de la boucle définie par les deux trajectoires. On peut remarquer que, à flux Φ égal, le terme de déphasage du cooperon est le double de celui qui affecte l'interférence entre deux chemins de phase quelconque. On peut aisément comprendre cette différence : pour entourer un même flux Φ , la surface enclose par les électrons qui interfèrent sur les chemins renversés dans le sens du temps est le double de celle enclose par les électrons qui interfèrent sur les chemins de phase quelconque. La conséquence

directe du déphasage $4\pi\Phi/\Phi_0$ du cooperon par un flux Aharonov-Bohm Φ est une oscillation périodique de la contribution du cooperon à la conductance avec le flux, de période $\Phi_0/2 = h/(2e)$.

Par ailleurs, rappelons que le déphasage géométrique $\delta\phi_{desordre}$ entre les chemins symétriques par renversement du sens du temps est nul. Comme ce déphasage représente la phase en flux magnétique nul de l'oscillation $h/(2e)$ de la contribution du cooperon en fonction du flux magnétique, les oscillations $h/(2e)$ périodiques des cooperons sont toutes en phase à flux nul : les contributions du cooperon s'ajoutent de manière constructive en flux nul.

Magnétoconductance de localisation faible dans un fil Dans un fil, l'effet du flux magnétique se manifeste sur la correction de localisation faible lorsqu'un champ magnétique externe pénètre dans la largeur finie du conducteur. Comme nous l'avons déjà expliqué, dans un conducteur diffusif, il est possible de définir un grand nombre de trajectoires, et en particulier, il existe un grand nombre de paires de trajectoires de diffusion invariantes par renversement du sens du temps, dont les tailles sont largement distribuées, typiquement entre $l_e \times l_e$ et $L_\phi \times L_\phi$, et qui participent toutes à la localisation faible de l'électron. En présence d'un champ magnétique, ces boucles, de tailles différentes, interceptent toutes un flux magnétique différent et leurs contributions à la conductance, qui oscillent à la même période $h/(2e)$ en fonction du flux propre qu'elles interceptent, oscillent toutes en fonction du champ magnétique appliqué avec une période en champ magnétique qui leur est propre et dépend de leur taille. La somme de ces différentes contributions, par ailleurs, toutes en phase à champ magnétique nul, donne lieu à une variation lente et monotone de la conductance au voisinage du champ magnétique nul. Cette magnétoconductance est très caractéristique de la localisation faible. On peut l'interpréter comme le résultat de la destruction du cooperon par l'application d'un champ magnétique qui brise la symétrie d'invariance par renversement du sens du temps. L'échelle de champ magnétique caractéristique de l'effet de la pénétration du flux magnétique dans la largeur d'un fil quasi-1D sur la correction de localisation faible est donné par le champ nécessaire pour faire pénétrer un quantum de flux $\Phi_0 = h/e$ dans une boucle de taille $w \times L_\phi$. Nous renvoyons au second chapitre de ce manuscrit pour une description plus détaillée d'une part de l'effet de la pénétration du champ magnétique dans la largeur d'un fil sur les corrections de localisation faible du fil et d'autre part de la magnétoconductance associée.

Oscillations Altshuler-Aronov-Spivak (AAS) $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques dans un anneau Considérons, maintenant, un conducteur de géométrie annulaire. Supposons que celui-ci est traversé par un flux magnétique Φ . Dans un premier temps, nous négligerons l'effet de la pénétration du champ magnétique associé au flux dans la largeur des fils qui constituent les bras de l'anneau. La géométrie annulaire permet de sélectionner la surface des trajectoires symétriques par renversement du sens du temps qui interceptent du flux magnétique. Toutes les trajectoires conjuguées par renversement du sens du temps qui font le tour de l'anneau interceptent le même flux $\Phi = B\pi R^2$, où R est le rayon de l'anneau. En conséquence, leurs contributions à la conductance qui oscillent toutes en fonction du flux qu'elles encerclent à la période $\Phi_0/2 = h/(2e)$ oscillent toutes avec la même période en champ magnétique $B = (\Phi_0/2)/\pi R^2$. En outre, ces contributions, rappelons-le, sont toutes en phase à champ magnétique nul. La contribution du cooperon à la conductance d'un anneau transpercé par un flux magnétique Φ est donc une oscillation de conductance de période $h/(2e)$, de phase nulle en champ nul.

Dans un anneau dont les bras ont une largeur non négligeable, la pénétration du champ magnétique dans ceux-ci a un effet sensible sur les oscillations $h/(2e)$ périodiques de la conductance de l'anneau. Celle-ci est à l'origine de l'amortissement de ces oscillations avec un champ magnétique croissant et de leur extinction complète à champ magnétique fort. Le mécanisme en jeu est le même que celui à l'origine de la magnétoconductance d'un simple fil.

On peut donner une explication assez simple de cet effet : la pénétration du champ magnétique dans la largeur des fils permet aux boucles de trajectoires appariées par renversement du sens du temps, définies autour de l'anneau et de tailles légèrement différentes, d'intercepter des flux légèrement différents. Dès lors, les différentes contributions de ces boucles à la conductance oscillent avec des périodes légèrement différentes en champ magnétique. La somme de ces contributions, toujours en phase à champ nul, est une oscillation pseudo périodique en champ magnétique de période $B = (\Phi_0/2)/\pi R^2$. Elle s'amortit lorsque le champ augmente, puisqu'alors le déphasage entre les oscillations des contributions de chacune des boucles augmente. Elle s'annule lorsque ce déphasage est supérieur à 2π . On peut démontrer que l'échelle de champ caractéristique au-delà de laquelle les oscillations de conductance $h/(2e)$ périodiques disparaissent est la même que celle de l'enveloppe de localisation faible d'un simple fil : c'est le champ nécessaire à l'introduction d'un quantum de flux Φ_0 dans la surface typique $w \times L_\phi$.

Cette oscillation de la conductance d'un anneau diffusif, pseudo périodique en flux, de période $h/(2e)$, prédite dans le régime de localisation faible par Altshuler, Aronov et Spivak [162, 11], est aujourd'hui bien connue sous le nom d'oscillation Altshuler-Aronov-Spivak (AAS). Elle a été mise en évidence pour la première fois par Sharvin et Sharvin dans de longs cylindres métalliques, équivalents à un ensemble d'anneaux diffusifs [163]. Plus tard, Pannetier *et al.* l'ont mesurée dans des réseaux macroscopiques de boucles métalliques fabriqués dans des films minces 2D [164, 90, 91]. Plus récemment, les oscillations AAS ont fait aussi l'objet d'une expérience réalisée dans des réseaux de boucles gravés dans un gaz d'électron bidimensionnel de type GaAs/GaAlAs [59].

Notons bien que, dans un anneau transpercé par un flux Φ , l'oscillation AAS $h/2e$ périodique n'est pas seulement une simple harmonique de l'oscillation AB h/e périodique. Elle se distingue fondamentalement de l'oscillation AB, dont la phase est aléatoire en flux nul et dépendante de la réalisation microscopique particulière du désordre dans l'anneau, par une phase nulle en champ nul. Comme nous l'avons expliqué, cette différence résulte fondamentalement de la nature des chemins de diffusion qui interfèrent pour leur donner naissance : chemins de phase quelconque pour l'oscillation AB, et chemins symétriques par renversement du sens du temps et de même phase pour l'oscillation AAS. Cette différence essentielle entre ces deux oscillations est à l'origine de comportements très différents vis-à-vis de la moyenne sur le désordre. Comme nous l'avons vu, on s'attend à ce que l'oscillation AB ne résiste pas à une moyenne sur le désordre. Au contraire, l'oscillation AAS est robuste à une moyenne sur l'ensemble des configurations de désordre et ne disparaît pas dans un échantillon macroscopique.

Finalement, en présence d'un champ magnétique, dans un anneau diffusif, la localisation faible se manifeste principalement par une oscillation périodique de la conductance de période $h/(2e)$, l'oscillation AAS. Celle-ci se superpose à une enveloppe de magnétoconductance qui résulte de la pénétration du champ magnétique dans les fils qui constituent les bras de l'anneau. L'amplitude de l'oscillation AAS est également modulée par cette enveloppe : elle s'amortit à champ magnétique fort.

3.2.2.2 Longueur caractéristique et amplitude des effets Les corrections de localisation faible, que ce soit en présence ou non d'un champ magnétique, résultent de l'interférence entre les chemins symétriques par renversement du sens du temps. Sur deux chemins renversés dans le temps, l'énergie d'une fonction d'onde électronique est la même : ces chemins sont donc à la même énergie. En conséquence, contrairement aux UCF et aux oscillations AB h/e périodiques, les corrections de localisation faible ne dépendent pas de la longueur thermique L_T . Naturellement, résultant d'un effet de la cohérence de phase électronique, les corrections de localisation faible dépendent de la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ . Dans un anneau de taille typique inférieure à L_ϕ , on s'attend à ce que les corrections de conductance de localisation faible et en particulier les oscillations AAS présentent une

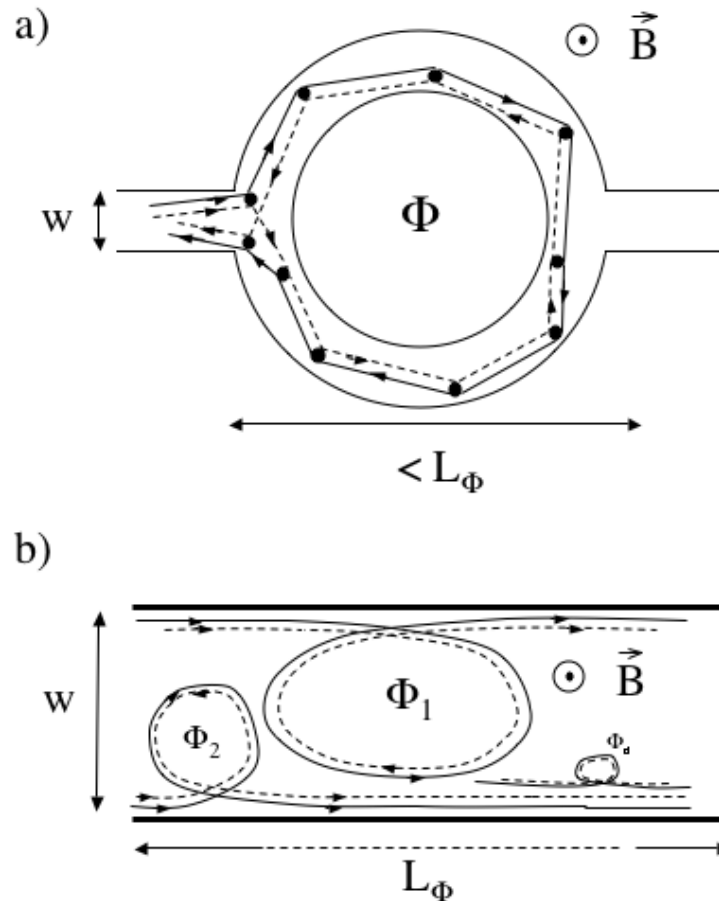


FIGURE 3.2: a) Paire de trajectoires de diffusion symétriques par renversement du sens du temps définies dans un anneau conducteur cohérent. Ces trajectoires encerclent le flux magnétique $2 \times \Phi$, lorsque le flux Φ transperce l'anneau. Leur interférence donne lieu à l'oscillation AAS $h/(2e)$ périodique de la conductance de l'anneau. b) Paires de trajectoires de même nature définies dans la largeur w d'un fil. Lorsqu'un champ magnétique pénètre dans le fil, les paires de chemin interceptent du flux magnétique. L'interférence de deux chemin appariés, à l'échelle de L_ϕ , donne lieu à une contribution à la conductance qui oscille avec le flux magnétique. La contribution de chaque paire oscille avec une période en champ qui dépend de la surface encerclée par la paire. Les oscillations associées aux boucles de différentes surfaces, qui sont toutes en phase à champ magnétique nul mais qui ont une période en champ magnétique propre à la taille de chaque boucle, s'ajoutent et sont à l'origine de l'enveloppe de localisation faible.

amplitude relative de l'ordre de 1 canal de conductance, tout comme les oscillations AB ou les UCF.

3.2.2.3 Robustesse à la moyenne La différence de phase géométrique entre deux chemins renversés par le sens du temps, chemins de même phase géométrique est naturellement nulle : $\delta\phi_{désordre} = 0$. Ceci signifie que l'interférence entre ces chemins ne dépend pas de la réalisation du désordre dans le conducteur. Cette propriété spécifique d'indépendance vis-à-vis de la configuration microscopique du désordre confère à ces interférences un statut très particulier : ces interférences et les corrections de conductance associées (oscillation AAS et enveloppe de magnétoconductance) sont robustes à la moyenne sur le désordre et par conséquent à la moyenne d'ensemble. On s'attend donc à ce que ces corrections persistent dans des conducteurs macroscopiques de taille $L \gg L_\phi$.

La robustesse des oscillations AAS, $h/(2e)$ périodiques, à la moyenne d'ensemble a été mise en évidence expérimentalement dans des chaînes contenant N anneaux en Argent en série [21]. Dans cette expérience, les auteurs ont montré que l'amplitude relative de l'oscillation AAS, c'est-à-dire l'amplitude mesurée et ramenée à la conductance d'un anneau, est indépendante du nombre d'anneaux N contenus dans la chaîne.

3.2.3 Interférences électroniques et corrections de magnétoconductance dans un réseau de boucles

Considérons un ensemble de boucles équivalentes, c'est-à-dire de mêmes dimensions géométriques. Chaque boucle est une réalisation particulière et unique du désordre.

Lorsque la taille typique d'une boucle est inférieure à la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ , on peut considérer chacune de ces boucles comme indépendante et les effets de cohérence dont elle est le siège comme décorrélés des effets qui affectent une autre boucle. Dès lors on s'attend à ce que les oscillations AB, h/e périodiques, qui affecte la conductance de chaque boucle cohérente, et dont la phase respective à flux nul, aléatoire, dépend de la configuration de désordre de cette boucle, se moyennent à zéro, tandis que les oscillations AAS $h/(2e)$ périodiques indépendantes de la configuration de désordre dans chaque boucle et toutes en phase à flux nul s'ajoutent de manière cohérente. Ces prédictions [165], ont été vérifiées expérimentalement dans le groupe de Webb [21], dans des chaînes de N boucles séparées les unes des autres d'une distance supérieure à L_ϕ . Dans cette expérience, les auteurs observent que l'amplitude, par anneau, de l'oscillation AAS $h/2e$ périodique est constante et indépendante du nombre N d'anneaux dans la chaîne, alors que l'amplitude, par anneau, de l'oscillation AB h/e périodique est divisée par la racine carré du nombre de boucles \sqrt{N} , lorsque le nombre de boucle N augmente. Ces résultats apparaissent bien comme ceux d'une sommation des contributions incohérentes des différents anneaux. Les résultats obtenus sont résumés sur les figures 3.3 et 3.4.

De même dans un tel réseau de boucles il est prédit que les UCF se moyennent à zéro, et que seul subsiste l'enveloppe de magnétoconductance de localisation faible.

Notons que l'étude de la moyenne des oscillations quantiques de conductance n'a encore pas été réalisée dans le cas d'un réseau de boucles complètement cohérent, c'est-à-dire de taille macroscopique caractéristique inférieure à la longueur de cohérence de phase des électrons. Dans ce cas, on s'attend à ce que les mécanismes de moyenne soient plus subtils que ceux qui ont lieu dans un réseau de boucles incohérentes, et que l'on vient de décrire et d'illustrer par les résultats de Webb.

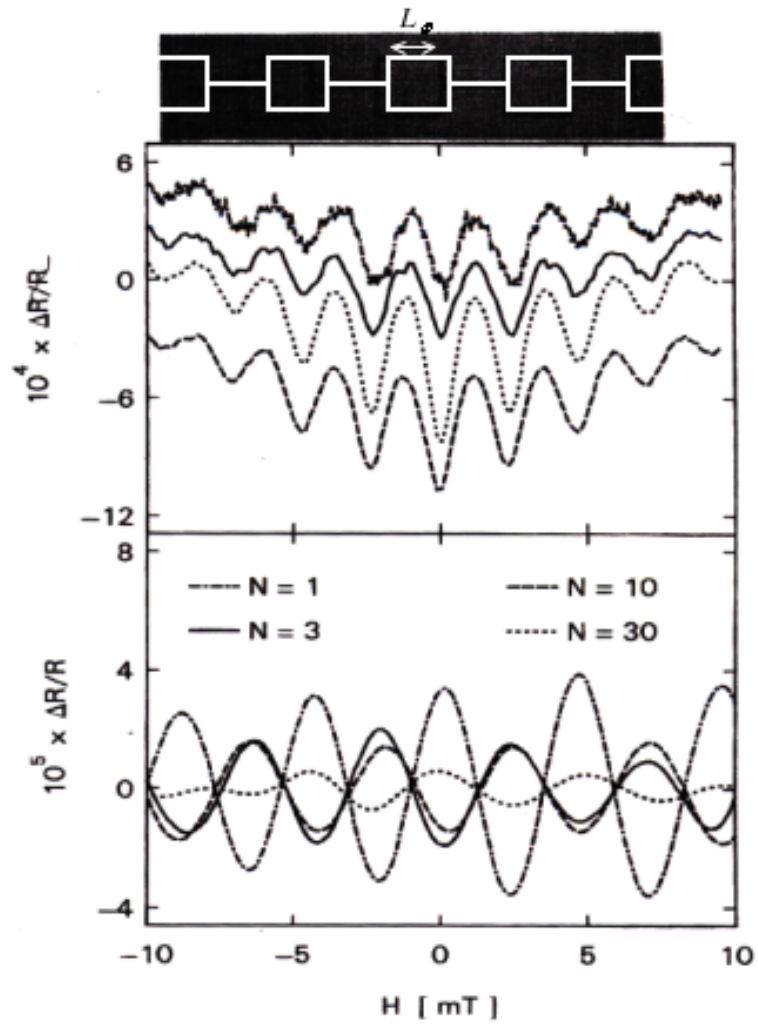


FIGURE 3.3: Oscillations de magnétoconductance mesurées dans des chaînes de N boucles en Argent [21]. En haut, il s'agit des oscillations AAS $h/2e$ périodiques mesurées autour du champ magnétique nul. En bas, il s'agit des oscillations AB h/e périodiques, reconstituées après filtrage numérique.

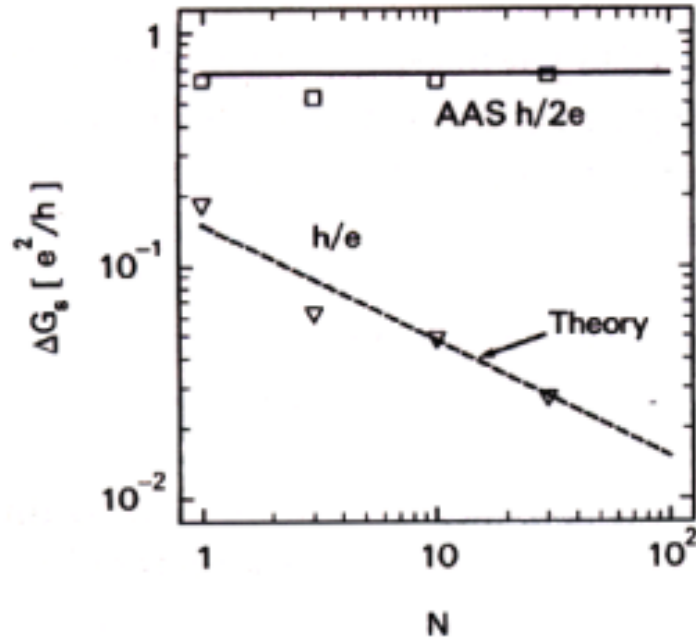


FIGURE 3.4: Amplitudes normalisées des oscillations AAS $h/2e$ périodiques et AB h/e périodiques présentées sur la figure 3.3 en fonction du nombre N de boucles contenues dans la chaîne [21]. Les oscillations AAS présentent une amplitude indépendante de N . L'amplitude des oscillations AB se moyennent comme $1/\sqrt{N}$.

3.2.4 Effets de la topologie : l'exemple des interférences électroniques dans le réseau \mathcal{T}_3 et de l'effet de « cages Aharonov-Bohm »

Récemment, un regain d'intérêt pour les interférences électroniques et le transport quantique dans les réseaux de boucles est né de travaux théoriques qui ont prédit un nouveau phénomène de localisation des électrons induite par le champ magnétique dans des réseaux réguliers bidimensionnels présentant une géométrie très particulière et non triviale appelée \mathcal{T}_3 [166]. Il a été démontré que cet effet de localisation, h/e périodique, se manifeste sur les propriétés de transport électronique par une oscillation de la conductance h/e périodique [167]. Autrement dit, cet effet de cage, purement topologique, rendrait possible l'observation d'oscillations h/e périodiques, même dans un réseau macroscopique.

Le réseau \mathcal{T}_3 est un réseau régulier (c'est-à-dire dont tous les brins élémentaires sont de même longueur et dont la surface d'une cellule élémentaire est constante) et périodique présentant une symétrie hexagonale. La cellule élémentaire est un losange. Ce réseau est le dual du réseau Kagomé. La figure 3.6 en donne un schéma. On y distingue deux types de sites : ceux de coordinence 3 (*i.e.* entourés de 3 premiers voisins), et ceux de coordinence 6.

Il a été démontré dans un modèle de liaisons fortes que, pour certaines valeurs du flux magnétique par cellule élémentaire égales à $\Phi_0/2 + n\Phi_0$, le spectre d'énergie de ce système, périodique en flux de période Φ_0 , se réduit à trois niveaux discrets infiniment dégénérés (voir figure 3.5) : en d'autres termes pour certaines valeurs du flux magnétique, l'électron est complètement localisé sur certains sites du réseau [166]. À titre de comparaison, le spectre d'énergie d'un réseau carré est continu pour toutes les valeurs de flux.

Cet effet de localisation, h/e périodique, résultant de la topologie très particulière du réseau \mathcal{T}_3 et induit par

le flux magnétique, peut s'interpréter en termes d'interférences électroniques. Pour les valeurs du flux magnétique par cellule élémentaire égales à $\Phi_0/2 + n\Phi_0$, tous les chemins électroniques qui permettent à un électron, initialement au voisinage d'un site du réseau, de se propager au-delà des sites premiers voisins interfèrent de manière destructive. Finalement pour ces valeurs de flux magnétique, tous les électrons qui voyagent dans le réseau se voient spatialement confinés dans une « cage »¹, comme le montre la figure 3.6. À ce titre, cet effet de localisation est aussi appelé effet de cage Aharonov-Bohm.

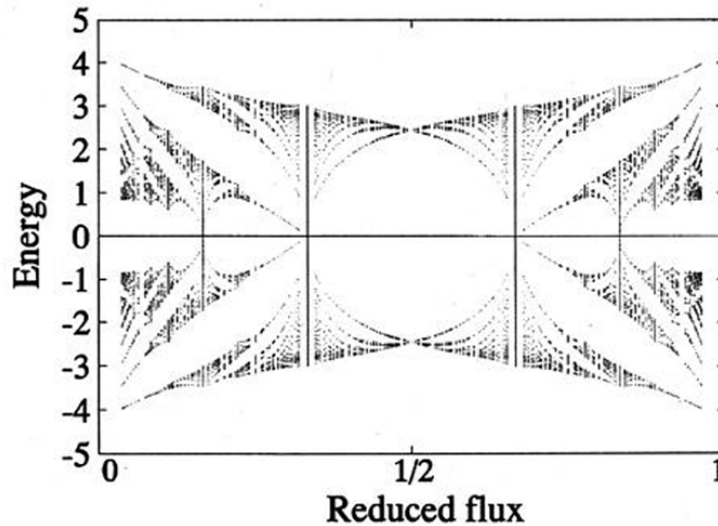


FIGURE 3.5: Spectre d'énergie d'un réseau \mathcal{T}_3 . Ce spectre est périodique avec le flux magnétique Φ par plaquette élémentaire du réseau, de période $\Phi_0 = h/e$. Pour la valeur $1/2$ du flux réduit Φ/Φ_0 , le spectre se réduit à trois niveaux discrets infiniment dégénérés.

C'est dans un réseau supraconducteur en Aluminium qu'il a pour la première fois été mis en évidence expérimentalement [168]. Dans un système supraconducteur, grâce aux analogies entre l'équation de Ginzburg-Landau et l'équation aux valeurs propres du hamiltonien de liaison forte du réseau, la courbe du courant critique en fonction du flux magnétique par cellule reproduit la bande de basse énergie du spectre d'énergie du système. Dans cette expérience, la courbe de courant critique en fonction du flux par cellule mesurée présente une structure complètement analogue à celle de l'état fondamental du réseau \mathcal{T}_3 calculée théoriquement. Notamment pour les valeurs de flux $\Phi_0/2 + n\Phi_0$, le courant critique s'annule, indiquant une vitesse de groupe nulle et donc l'existence d'un état non dispersif, *i.e.* une localisation de la fonction d'onde.

Plus tard, il a été démontré que l'effet de cage Aharonov-Bohm doit persister dans un réseau \mathcal{T}_3 constitué de fils quantiques mono-canaux, et qu'en conséquence il est possible d'en observer la signature sur les propriétés de transport. Notamment, il a été prédit que cet effet doit donner lieu à une oscillation $\Phi_0 = h/e$ périodique de la conductance d'un réseau \mathcal{T}_3 métallique [166]. L'observation d'oscillations h/e périodiques bien marquées de la conductance d'un réseau \mathcal{T}_3 constitué de 2500 cellules définies par des fils balistiques quasi-1D gravés dans un gaz d'électron bidimensionnel GaAs/AlGaAs de haute mobilité a été interprétée comme une preuve de l'effet de

1. Pour les valeurs du flux magnétique par cellule élémentaire égales à $\Phi_0/2 + n\Phi_0$, un électron initialement sur un site de coordination 6 peut gagner un site premier voisin, de coordination 3, mais alors il ne peut pas gagner un autre site à cause d'interférences destructives entre chemins électroniques : il est spatialement localisé dans un domaine en forme d'étoile centrée sur le site initial (voir la figure 3.6). Un électron initialement sur un site de coordination 3 peut librement gagner un site premier voisin, mais comme dans la topologie \mathcal{T}_3 tous les sites de coordination 3 ont pour premiers voisins des sites de coordination 6, l'électron se voit alors piégé dans l'étoile voisine.

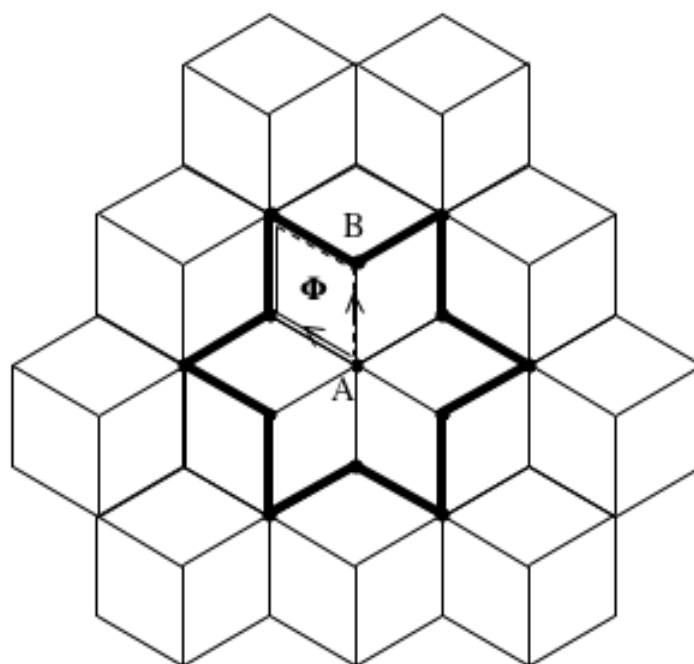


FIGURE 3.6: Schéma d'un réseau \mathcal{T}_3 . Ce réseau est constitué de sites de type A de coordination 6 et de sites de type B de coordination 3. La « cage » en forme d'étoile dans laquelle l'électron, initialement sur un site de type A, est localisé pour les valeurs de flux $\Phi_0/2 + n\Phi_0$ est dessinée en traits épais. Cette localisation résulte d'interférences électroniques de type Aharonov-Bohm destructives entre les trajectoires qui permettraient à un électron de se propager dans le réseau au-delà des sites premiers voisins du site sur lequel l'électron est initialement situé.

cage Aharonov-Bohm [169]. Ce résultat confirmait aussi la prédiction théorique selon laquelle le phénomène de localisation survit à un désordre modéré, comme celui induit par une distribution de la longueur des brins constituant le réseau [167]. Ainsi il a été prouvé que l'effet de cage Aharonov-Bohm fixe la phase des oscillations h/e périodiques de type Aharonov-Bohm et rend celles-ci plus robustes à la moyenne sur le désordre et à la moyenne d'ensemble. Naturellement, même si la persistance de cet effet topologique dans un régime de transport diffusif est contraire à l'image naïve selon laquelle, dans le régime diffusif, le mouvement de l'électron n'est pas sensible à la géométrie de l'échantillon et de ses bords en particulier, il est tentant de se poser la question de savoir si l'effet de cage Aharonov-Bohm résiste au désordre d'un réseau \mathcal{T}_3 métallique diffusif. C'est pour cette raison, que nous avons choisi de réaliser notre étude des interférences électroniques à la fois dans les topologies carré et \mathcal{T}_3 . Naturellement s'il existe une réminiscence de l'oscillation $\Phi_0 = h/e$ périodique associée à l'effet de cage Aharonov-Bohm dans un réseau \mathcal{T}_3 métallique diffusif, celle-là ne sera pas de forte amplitude, une solution élégante pour la mettre en évidence expérimentalement consiste à mesurer son comportement vis-à-vis de la moyenne d'ensemble que l'on attend différent de celui de l'oscillation Aharonov-Bohm dans un réseau de géométrie triviale comme le réseau carré. C'est aussi pour cette raison que nous avons entrepris d'étudier l'effet de la moyenne d'ensemble sur des oscillations $\Phi_0 = h/e$ périodiques, et plus généralement sur les oscillations de magnétoconductance dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 .

D'un point de vue plus général, l'étude de la moyenne d'ensemble des corrections quantiques au transport électronique en régime diffusif dans un réseau de boucles et en particulier de l'oscillation Aharonov-Bohm, très intéressante même considérée isolément, ne peut que s'enrichir d'être réalisée dans des systèmes de topologies différentes. La simple raison en est que la topologie, au même titre que le désordre, affecte la moyenne d'ensemble. En outre, fondamentalement, les effets de désordre, de topologie et de moyenne d'ensemble sont intimement reliés : ils résultent tous de la sensibilité exacerbée de la phase de la fonction d'onde électronique dans le régime mésoscopique, quantiquement cohérent.

3.3 Mesure des corrections quantiques à la conductance dans des réseaux carré et \mathcal{T}_3

Nous avons étudié les interférences quantiques électroniques et les corrections à la conductance par lesquelles elles se manifestent dans des réseaux de boucles métalliques diffusives de taille nanométrique. Notamment, nous avons mesuré les oscillations Aharonov-Bohm (AB), h/e périodiques, et Altshuler-Aronov-Spivak (AAS), $h/(2e)$ périodiques, dans des réseaux constitués de différents nombres de boucles et présentant des topologies différentes : carré et \mathcal{T}_3 .

3.3.1 Échantillons

3.3.1.1 Fabrication

Les réseaux métalliques que nous avons étudiés, constitués de brins élémentaires de taille nanométrique, et dont nous avons souhaité qu'ils contiennent jusqu'à un million de cellules élémentaires, ont été fabriqués selon les techniques standards de lithographie électronique et lift off. La lithographie électronique des masques en résine (PMMA) de ces échantillons a été réalisée au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) du CNRS-

Marcoussis grâce à Dominique Mailly, en utilisant le masqueur électronique Leica EBPG 5000+. Le substrat utilisé est du Silicium pur. La première difficulté importante dans la fabrication d'un de ces réseaux résulte du rapport qui existe entre la taille, nanométrique, d'un brin élémentaire (typiquement, long de $\approx 650 \text{ nm}$ et large de 50 nm) d'une part, et la surface totale, largement macroscopique, sur laquelle s'étend le réseau (égale à $2 \text{ mm} \times 200 \mu\text{m}$, pour un réseau contenant un million de boucles élémentaires) d'autre part. En effet, il est difficile de réaliser par lithographie électronique de très petites structures reproduites sur de très grandes surfaces : pour obtenir des structures de seulement quelques dizaines de nanomètres par lithographie électronique, il faut que le faisceau d'électron utilisé soit très focalisé, et dans ces conditions, il est impossible d'insoler des surfaces supérieures à $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. Pour réaliser des structures sur des surfaces atteignant plusieurs millimètres, il est donc nécessaire d'insoler sur plusieurs champs. Pour garantir l'absence de discontinuité dans la structure finale, il faut que le raccord entre champ soit effectué à mieux que quelques nanomètres près. Seul un masqueur électronique, qui possède une platine positionnable à $qq \text{ nm}$ près par interférométrie laser permet de réaliser des réseaux de telles dimensions. En outre, seul un masqueur assez rapide, garantit des temps d'insolation raisonnables. Malgré la rapidité du masqueur utilisé, le temps nécessaire à l'insolation électronique des séries complètes de réseaux carré et \mathcal{T}_3 que nous souhaitons était de l'ordre de 14 heures . Par ailleurs, la détermination des paramètres de lithographie (choix de la résine, des courants et des doses d'insolation) garantissant le succès de la réalisation des masques de ces réseaux présentant une grande variété de tailles ($10, 30, 100, 300, 10^3, 3.10^3, 10^4, 3.10^4, 10^5, 3.10^5$ et 10^6 cellules élémentaires) et ce dans les deux topologies carré et \mathcal{T}_3 , a été une tâche longue et fastidieuse. Enfin, puisque nous souhaitons que nos échantillons présentent tous les mêmes caractéristiques géométriques microscopiques et notamment les mêmes largeurs de brins élémentaires, et puisque la lithographie électronique, lorsqu'elle est pratiquée au niveau ultime qu'exige la réalisation de nos échantillons, est fortement non reproductible, les insolutions de tous les réseaux ont dû être réalisées au cours d'une seule et même session. Cette contrainte a augmenté davantage la difficulté de la mise au point et de la réalisation de l'étape d'insolation des réseaux.

La métallisation des réseaux, en Argent $6 N$ (pur à 99.9999%) a été réalisée au CEA-Saclay dans l'évaporateur à effet Joule du groupe Quantronics avec l'aide de Frédéric Pierre et Hugues Pothier. Aucune couche d'accrochage n'a été déposée sur le Silicium avant le dépôt du film d'Argent de 50 nm d'épaisseur. Le lift off a été réalisé dans l'acétone chaud. L'étape de métallisation de ces réseaux constitue la seconde difficulté importante de la fabrication de ces réseaux. Afin de pouvoir comparer les mesures des effets de cohérence de phase réalisées dans les différents réseaux (entre les réseaux de différentes tailles d'une même topologie, et entre réseaux de topologies différentes), il est nécessaire que les échantillons présentent tous les mêmes caractéristiques électroniques, et en particulier le même libre parcours moyen et la même longueur de cohérence de phase électronique. Il faut donc naturellement qu'ils soient réalisés dans le même matériau, mais au-delà, il est nécessaire qu'ils soient métallisés au cours d'une seule et même évaporation, puisque les paramètres l_e et L_ϕ , qui déterminent les propriétés de transport et de cohérence que nous étudions dépendent fortement des conditions de dépôt du métal (vitesse et pressions). Notons que le choix de l'Argent $6 N$ pour métalliser nos échantillons résulte de la nécessité de disposer d'une longueur de cohérence de phase très grande, au moins supérieure au périmètre d'une cellule élémentaire des réseaux étudiés, c'est-à-dire de l'ordre de $3 \mu\text{m}$.

3.3.1.2 Caractéristiques

Finalement, nous avons fabriqué deux séries de réseaux bidimensionnels contenant 10, 30, 100, 300, 10^3 , $3 \cdot 10^3$, 10^4 , $3 \cdot 10^4$, 10^5 , $3 \cdot 10^5$ et 10^6 cellules élémentaires, l'une de topologie carré et l'autre de topologie \mathcal{T}_3 . Dans la topologie carré, la cellule élémentaire est un carré dont chacun des côtés est un brin élémentaire, dont les dimensions mesurées au microscope électronique à balayage après fabrication sont : longueur $a = 640 \text{ nm}$, largeur $w = 60 \text{ nm}$, épaisseur $t = 50 \text{ nm}$. Dans la topologie \mathcal{T}_3 , la cellule élémentaire est un losange dont chacun des côtés est un brin élémentaire de dimensions : longueur $a = 690 \text{ nm}$, largeur $w = 60 \text{ nm}$, épaisseur $t = 50 \text{ nm}$. La valeur moyenne de la surface des cellules élémentaires des réseaux carré et \mathcal{T}_3 , respectivement égales à $\tilde{S} = a^2$ et $\tilde{S} = a^2\sqrt{3}/2$ est la même : $\tilde{S} = 0.41 \mu\text{m}^2$. En conséquence, l'introduction d'un quantum de flux magnétique $\Phi_0 = h/e$ dans une cellule élémentaire, carré ou \mathcal{T}_3 , nécessite l'application du même champ magnétique égal à 100 G . On pourra noter que les plus grands réseaux constituent des objets réellement macroscopiques : par exemple le réseau carré de 10^6 cellules a pour dimensions totales : $L_X = 2 \text{ mm} \times L_Y = 200 \mu\text{m}$. Quel que soit le nombre de cellules élémentaires dont les réseaux sont constitués, tous les réseaux présentent le même rapport d'aspect géométrique macroscopique : ils sont 10 fois plus longs que larges ($L_X = 10 \cdot L_Y$). Ainsi, on s'attend à ce que tous les réseaux présentent une résistance électrique du même ordre. Le tableau Tab. 3.1 présente les résistance de tous les réseaux mesurés, à 4.2 K .

Réseaux	$N = 10$	$N = 30$	$N = 100$	$N = 300$	$N = 10^3$	$N = 3 \cdot 10^3$
Carré	//	//	//	219Ω	//	265Ω
\mathcal{T}_3	59Ω	131Ω	214Ω	167Ω	352Ω	203Ω

Réseaux	$N = 10^4$	$N = 3 \cdot 10^4$	$N = 10^5$	$N = 3 \cdot 10^5$	$N = 10^6$
Carré	356Ω	103Ω	122Ω	111Ω	87Ω
\mathcal{T}_3	351Ω	130Ω	113Ω	101Ω	//

TABLE 3.1: Résistance des réseaux carré et \mathcal{T}_3 contenant N cellules, à la température $T = 4.2 \text{ K}$.

Naturellement, dans les grands réseaux, on ne peut pas exclure la présence de brins coupés. Mais le nombre de ceux-ci reste négligeable devant le nombre total de brins, comme l'observation détaillée de certains réseaux au microscope électronique à balayage nous a permis d'en juger et surtout comme en atteste les valeurs de résistance mesurées.

Chaque réseau est connecté à deux électrodes disposées à chacune des deux extrémités de la grande longueur L_X du réseau. Ces plots de contacts s'étendent sur toute la largeur L_Y du réseau, comme on peut le voir sur les figures 3.9 et 3.10. Grâce à la géométrie et à la disposition de ces contacts nous nous attendons à ce que les électrons diffusent dans l'ensemble des cellules du réseau. et en conséquence, nous pouvons évaluer avec une meilleure précision le nombre de cellules visitées par les électrons et en jeu dans les effets d'interférence : il est égal au nombre de cellules du réseau. Par ailleurs, dans cette géométrie de contact très simple, nous nous affranchissons d'effets non locaux supplémentaires liés à l'existence de plusieurs contacts à la périphérie du réseau qui rendraient plus difficile l'interprétation de nos résultats. La configuration de contacts adoptée impose une mesure des propriétés de transport en « deux points », selon la dénomination utilisée dans l'approche de Landauer-Büttiker.

Les figures 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 3.11 présentent des photographies d'images réalisées au microscope électronique

à balayage d'une portion de réseau carré, d'une portion de réseau \mathcal{T}_3 et un gros plan d'une cellule élémentaire de réseau \mathcal{T}_3 .

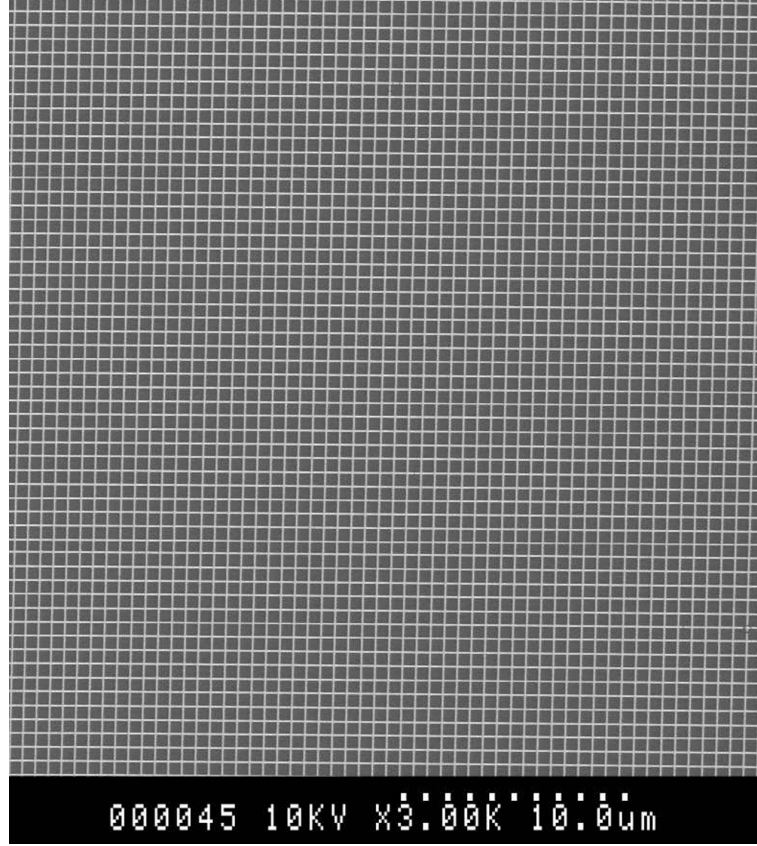


FIGURE 3.7: Image par microscopie électronique à balayage d'une partie du réseau carré de 10^6 cellules. Les dimensions d'un brin élémentaire sont $a = 640 \text{ nm}$, $w = 60 \text{ nm}$ et $t = 50 \text{ nm}$.

Enfin, l'insolation simultanée et la métallisation simultanée de tous nos échantillons garantissent d'une part, les mêmes caractéristiques géométriques microscopiques (largeur et longueur des brins élémentaires) et d'autre part, exactement le même désordre, c'est à dire le même libre parcours moyen élastique l_e et exactement la même longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ dans tous les échantillons que nous avons fabriqués et mesurés.

Nous avons évalué le libre parcours moyen élastique l_e dans nos échantillons à partir de la résistance d'un brin R_{brin} . L'évaluation de cette quantité est simple dans le cas d'un grand réseau carré : dans ce cas, le conducteur macroscopique peut être décrit correctement dans la limite classique et de simples arguments de symétrie permettent de démontrer que la résistance d'un brin est égale à la résistance par carré (résistance d'une portion du réseau de dimensions équivalentes dans les deux directions du plan du réseau). Puisque pour nos réseaux, $L_X/L_Y = 10$: $R_{brin} \approx R_{reseau}/10$. Nous avons évalué l_e à partir de la résistance du réseau carré 10^6 . Dans ce réseau, la résistance d'un brin est évaluée à $R_{brin} = 8.7 \Omega$. Le libre parcours moyen l_e est évalué à partir du temps de libre parcours moyen élastique τ_e grâce à la formule 1.2 : $l_e = v_F \tau_e$, où la vitesse de Fermi dans l'Argent égale à $v_F = 1.39 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$. τ_e est lui-même obtenu à partir de la résistivité de Drude 1.3 : $\frac{1}{\rho} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m}$ sachant que $\rho = R_{brin} \cdot w \times t/a = 4.1 \mu\Omega.cm$. La densité volumique d'électrons de conduction dans l'Argent est $n_e = 5.86 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$. Finalement, $l_e = 19 \text{ nm}$. La constante de diffusion D est déduite de l_e par la formule 1.4 : $D = \frac{1}{3} v_F l_e$, sa valeur est estimée à $D = 88 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. La longueur thermique $L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}}$ est définie dans

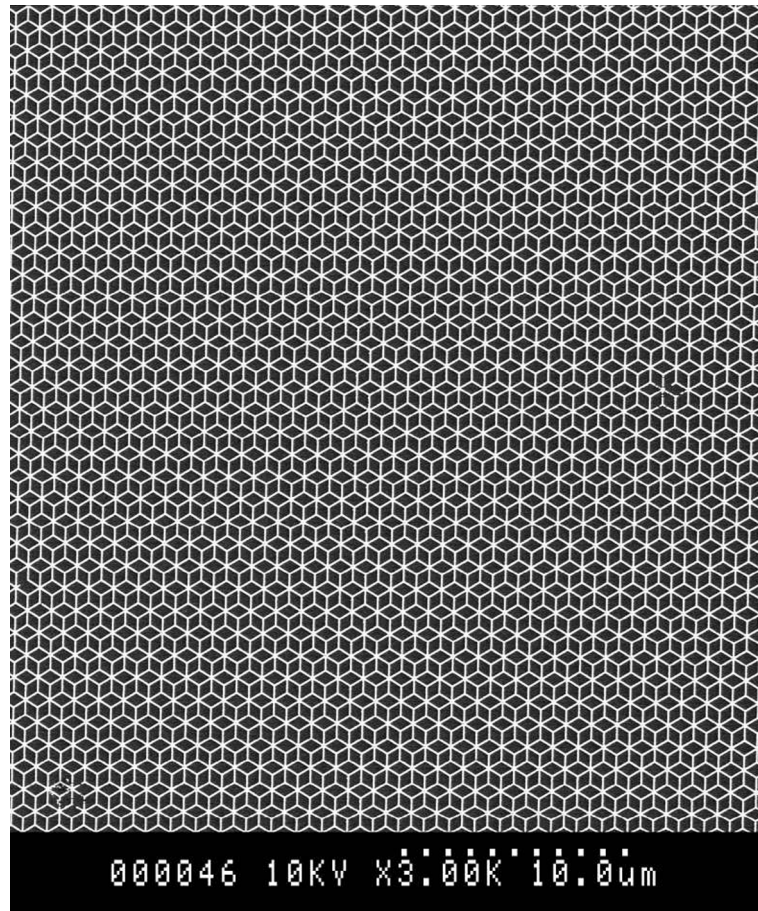


FIGURE 3.8: Image par microscopie électronique à balayage d'une partie de réseau \mathcal{T}_3 de $3 \cdot 10^5$ cellules. Les dimensions d'un brin élémentaire sont $a = 690 \text{ nm}$, $w = 60 \text{ nm}$ et $t = 50 \text{ nm}$.

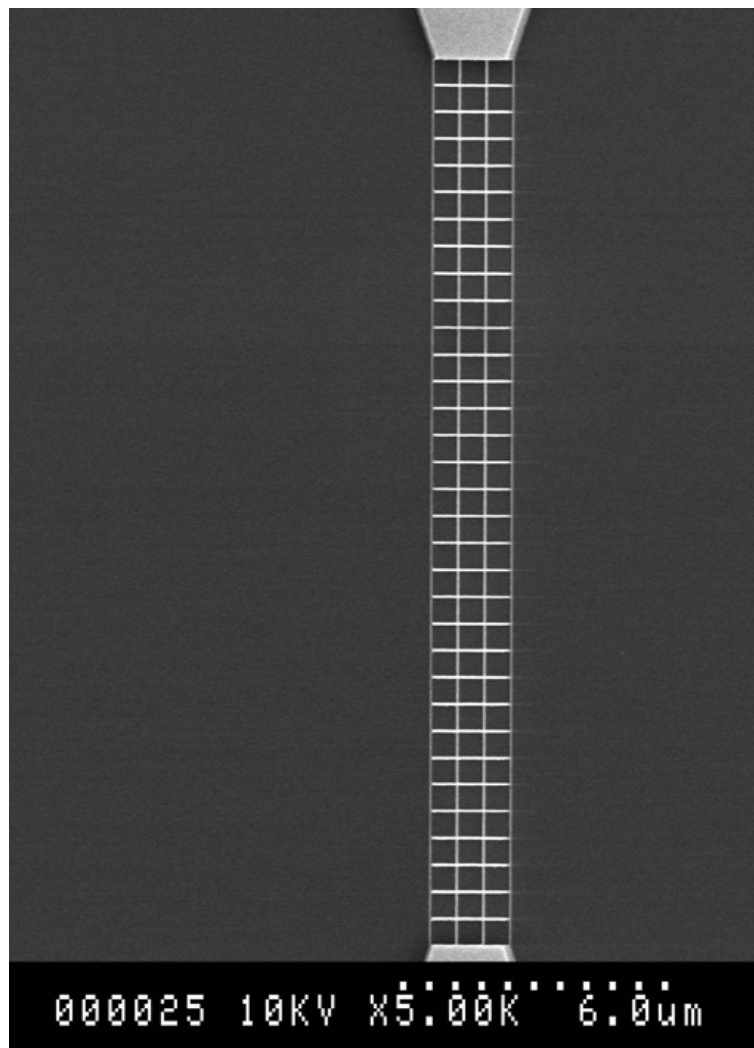


FIGURE 3.9: Image par microscopie électronique à balayage du réseau carré de 100 cellules. On peut voir, en partie, les deux plots de contact situés à chaque extrémité.

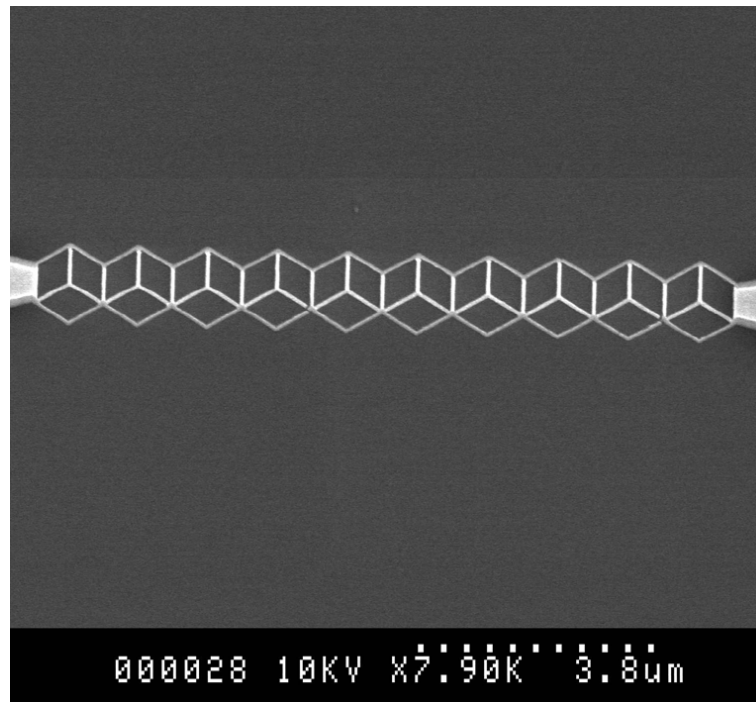


FIGURE 3.10: Image par microscopie électronique à balayage du réseau \mathcal{T}_3 de 30 cellules. On peut voir en partie les deux plots de contact situés à chaque extrémité.

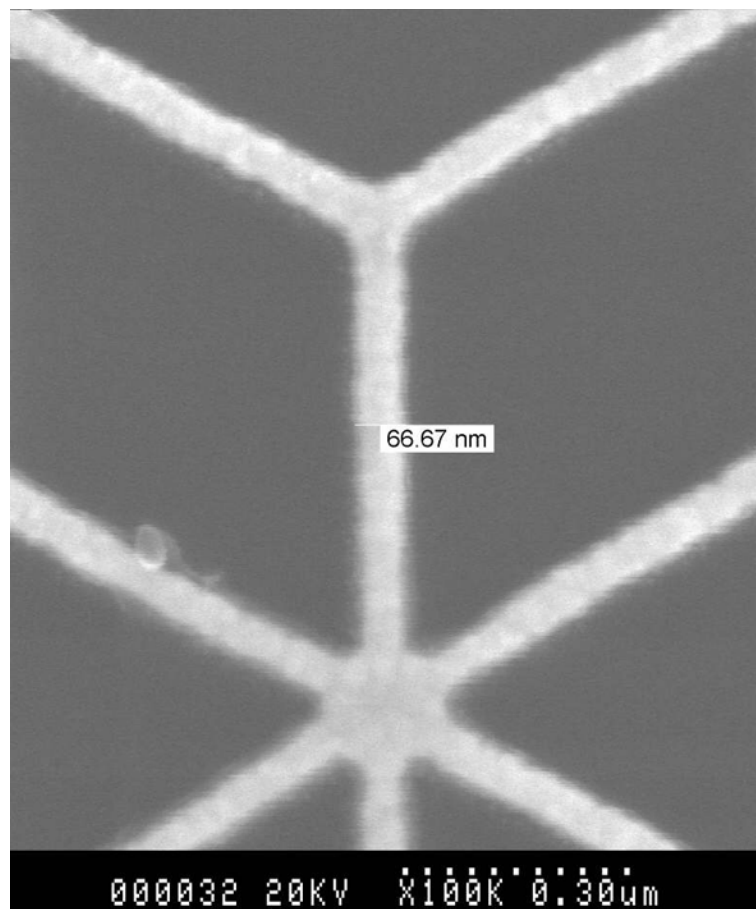


FIGURE 3.11: Image par microscopie électronique à balayage du détail d'une cellule élémentaire de réseau \mathcal{T}_3 .

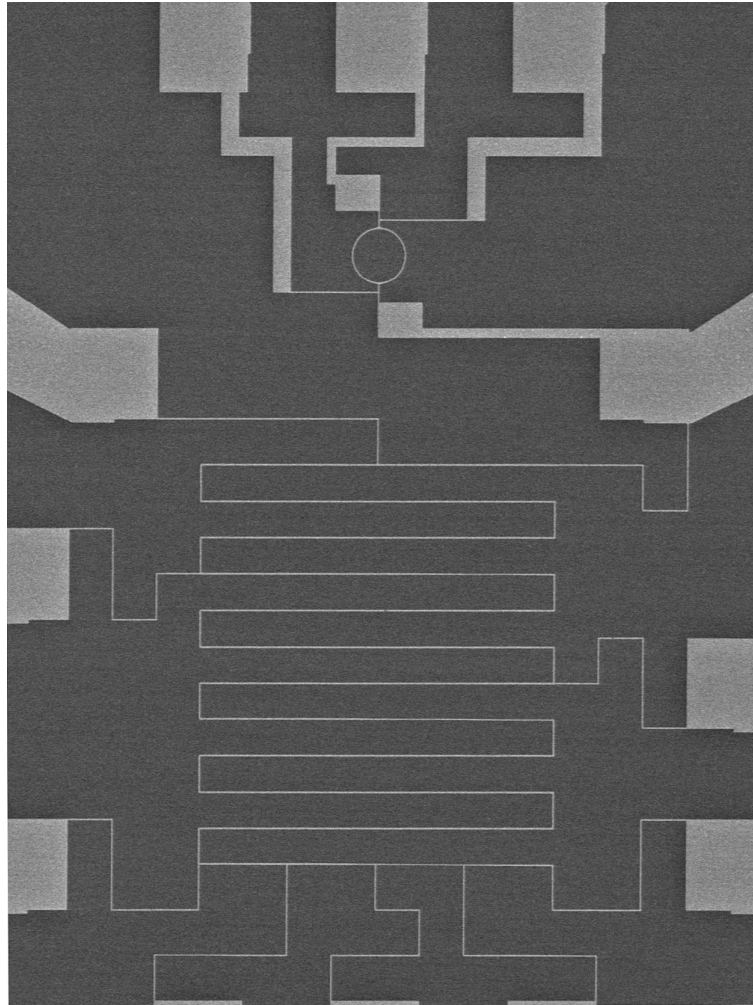


FIGURE 3.12: Image par microscopie électronique à balayage d'un échantillon, constitué en particulier d'un fil quasi-1D de largeur $w = 120 \text{ nm}$ et de longueur $L = 485 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $t = 50 \text{ nm}$, fabriqué en même temps que les réseaux.

l'équation 1.18 : $L_T = 259 \text{ nm} \times 1/\sqrt{T[\text{K}]}$. Dans l'Argent qui constitue nos réseaux, $k_F l_e = 228 \gg 1$: le régime de transport est bien faiblement désordonné.

Notons qu'en même temps que ces réseaux, nous avons fabriqué des fils quasi-1D de largeur $w = 120 \text{ nm}$. La figure 3.12 montre l'image de l'un d'entre eux. La valeur de la résistance $R = 3 \text{ k}\Omega$, à $T = 4.2 \text{ K}$, de l'un de ces fils de longueur $L = 485 \mu\text{m}$, et épaisseur $t = 50 \text{ nm}$ permet de confirmer les valeurs de l_e , D et L_T déduite de l'analyse de la résistance des réseaux.

3.3.2 Techniques expérimentales

Les mesures de transport électronique dans ces réseaux ont été réalisées entre 4.2 K et 20 mK dans le même cryostat à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ que celui utilisé dans notre étude du temps de cohérence de phase électronique en présence d'impuretés magnétiques Kondo.

La résistance des échantillons a été mesurée dans une configuration dite « deux points » dans le formalisme de Landauer-Büttiker (voir annexe), en utilisant quatre fils.

Les mesures de transport ont été réalisées à l'aide d'une détection synchrone numérique à une fréquence voisine de 11 Hz , fréquence à laquelle le bruit des instruments électroniques de notre chaîne de mesure est minimum. Notre montage, standard, est un montage « en pont » : le signal de tension mesuré aux bornes d'un échantillon, proportionnel à sa résistance, est comparé à un signal de référence stable et bien connu ajusté à une valeur constante, proche de la valeur du signal aux bornes de l'échantillon, à l'aide d'un transformateur inductif et c'est donc en réalité l'écart entre le signal aux bornes de l'échantillon et ce signal de référence que l'on détecte. Cette technique permet d'accroître considérablement la sensibilité du dispositif de mesure aux petites variations de la résistance de l'échantillon. Les amplificateurs de tension que nous utilisons, fabriqués au CRTBT, d'un gain de 10^4 , présentent un bruit *rms*, en entrée, inférieur à $0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. La résolution typique atteinte dans nos mesures de résistance est de l'ordre de $\Delta R/R \sim 10^{-7}$.

La température des électrons dans les échantillons est déterminée, à courant de mesure donné, grâce à des mesures de résistance en fonction de la température selon la technique que nous avons déjà décrite dans le second chapitre de ce manuscrit. Aux températures supérieures à 100 mK , dans les très grands réseaux dont la surface est de l'ordre de 1 mm^2 , les courants qu'il est possible d'appliquer sans surchauffer les électrons sont largement supérieurs, à ceux prédits par le critère, issu de l'élargissement de la distribution des états électroniques au niveau de Fermi, $eV \leq k_B T$. C'est l'effet de la thermalisation des électrons à la température du réseau cristallin assurée par le couplage des électrons à des phonons résiduels. Cet effet est d'autant plus important, à basse température, que le système est grand. Cet effet de thermalisation par des phonons résiduels, complètement absent dans les systèmes mésoscopiques standards, comme un fil quasi-1D destiné à la mesure de la localisation faible, nous a permis de travailler avec des courants relativement élevés et d'augmenter significativement le rapport signal sur bruit de nos mesures de résistance. Typiquement, à $T = 200 \text{ mK}$, le courant utilisé pour faire les mesures de transport dans le réseau carré de 10^6 cellules est égal à $4 \mu\text{A}$.

3.3.3 Magnétorésistance typique d'un réseau

La figure 3.13 montre la résistance d'un réseau \mathcal{T}_3 mesurée entre -1200 G et 1200 G à la température $T = 400 \text{ mK}$.

Au voisinage du champ magnétique nul, superposée à l'enveloppe de magnétorésistance typique de la localisation faible, on peut voir des oscillations bien marquées de la résistance. Ces oscillations ont une période en champ magnétique voisine de $50 G$. Compte tenu de la surface d'une cellule élémentaire, ce champ correspond à l'introduction d'un demi quantum de flux $\Phi_0/2 = h/(2e)$ par cellule élémentaire. Les oscillations au voisinage de $B = 0 G$ sont bien $h/(2e)$ périodiques, comme on s'y attendait : il s'agit des oscillations Altshuler-Aronov-Spivak (AAS). On peut vérifier qu'elles sont bien pseudo-périodiques : elles s'amortissent lorsque le champ augmente et disparaissent complètement à fort champ magnétique. L'échelle de champ magnétique sur laquelle les oscillations AAS se manifestent correspond bien à celle caractéristique de l'enveloppe de magnétorésistance de localisation faible. Rappelons en effet que l'amortissement et l'extinction des oscillations AAS résultent, comme l'enveloppe de magnétorésistance, de la pénétration du champ dans la largeur des fils qui constituent le réseau. Même si nous y reviendrons largement dans le paragraphe suivant, nous pouvons d'ores et déjà souligner le caractère clairement non purement sinusoïdal et très anharmonique des oscillations AAS, laissant supposer un contenu harmonique très riche. Notons, enfin, qu'au delà de $800 G$, on peut observer une redescende significative de la résistance : c'est la signature du couplage spin-orbite présent dans l'Argent.

À plus fort champ magnétique, lorsque la localisation faible est détruite, la résistance présente des fluctuations importantes. Ces fluctuations sont reproductibles : il s'agit de l'empreinte magnétique des fluctuations universelles de conductance (UCF). Superposées à ces oscillations, on peut deviner une structure périodique. C'est la transformée de Fourier du signal dans cette gamme de champ qui permettra le mieux de mettre en évidence la périodicité de ces fluctuations. Néanmoins, il est possible de voir assez facilement que ces oscillations présentent une période de $100 G$, valeur du champ magnétique qui correspond à l'introduction d'un quantum de flux magnétique $\Phi_0 = h/e$ dans une cellule élémentaire. Ces oscillations sont les oscillations Aharonov-Bohm (AB). Dans ce réseau contenant N boucles élémentaires, on peut remarquer que leur amplitude est 6 fois plus petite que celle des oscillations AAS.

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter brièvement les résultats que nous avons obtenus récemment dans l'étude des oscillations de magnétoconductance des réseaux bidimensionnels de boucles métalliques diffusives et de taille nanométrique que nous avons fabriqués. Dans un premier temps, nous allons exposer l'étude du temps de cohérence de phase électronique extrait à partir du contenu harmonique des oscillations AAS $h/(2e)$ périodiques, selon une technique originale et récemment proposée. Nous avons utilisé cette méthode d'extraction de L_ϕ , dans des réseaux de tailles différentes et présentant des topologies différentes. Ensuite, nous présenterons les résultats que nous avons obtenus sur les oscillations AB h/e périodiques. Finalement, après avoir évoqué les effets topologiques que nous avons sommairement tenté de mettre en évidence dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 , nous exposerons les résultats obtenus concernant la moyenne d'ensemble des oscillations de magnétoconductance AB et AAS dans ces réseaux bidimensionnels de boucles diffusives.

3.4 Étude expérimentale des oscillations Altshuler-Aronov-Spivak : détermination du temps de cohérence de phase électronique

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux effets de localisation faible dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 que nous avons fabriqués, et notamment aux oscillations Altshuler-Aronov-Spivak (AAS), $h/2e$ périodiques, du contenu harmonique desquels nous avons extrait une valeur du temps de cohérence de phase électronique.

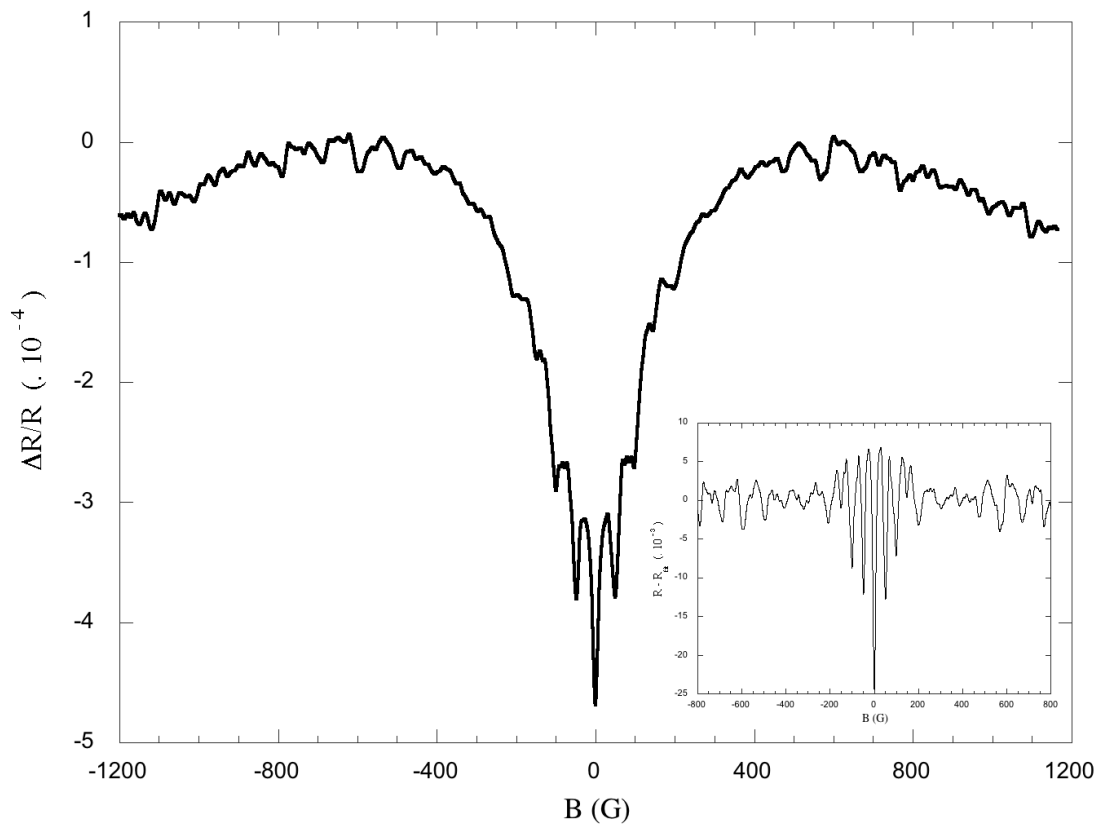


FIGURE 3.13: Résistance d'un réseau \mathcal{T}_3 contenant 100 cellules élémentaires mesurée entre -1200 G et 1200 G à une température de $T = 400$ mK. L'encart montre la résistance à laquelle l'enveloppe de localisation faible a été soustraite afin de mettre en valeur les oscillations.

3.4.1 Principe de l'extraction de L_ϕ à partir du rapport des harmoniques des oscillations AAS

Récemment, il a été mis en évidence que le contenu harmonique des oscillations AAS d'un réseau régulier (c'est-à-dire, dont les brins élémentaires qui le constituent sont tous équivalents) de pas a ne dépend que du rapport a/L_ϕ , entre a et la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ , et de la géométrie du réseau [59]. En conséquence, il paraît possible de déterminer la longueur de cohérence de phase L_ϕ directement à partir du rapport de l'amplitude des harmoniques des oscillations AAS d'un réseau, *sans aucun paramètre ajustable*, en connaissant seulement les paramètres géométriques du réseau.

Nous allons décrire très brièvement les étapes principales de l'analyse théorique des harmoniques des oscillations AAS d'un réseau régulier sur laquelle est basée la méthode d'extraction de L_ϕ . Pour une description beaucoup plus complète de cette analyse, dans le cas particulier d'un réseau carré, nous renvoyons aux travaux de Meydi Ferrier *et al.* [59, 170].

3.4.1.1 Calcul des corrections de localisation faible à la conductance dans un réseau régulier

Il s'agit tout d'abord de calculer la correction de localisation faible à la conductivité $\Delta\sigma$ dans un réseau de fils diffusifs. Comme nous l'avons déjà expliqué dans le second chapitre de ce manuscrit, celle-ci est égale à l'intégrale sur tout le volume (Vol) du réseau de la contribution du cooperon (paire de trajectoires de diffusion électronique conjuguées par renversement du sens du temps) à la probabilité de retour à l'origine d'un électron intégrée en temps, notée $P_C(\vec{r}, \vec{r})$: $\Delta\sigma(L_\phi) = -2 \frac{1}{Vol} \frac{e^2 D}{\pi \hbar} \int_{Vol} d\vec{r} \int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) e^{-tD/L_\phi^2}$, (voir équation E.2). Rappelons que cette correction dépend naturellement de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ , dont l'effet est de limiter la taille des trajectoires qui contribuent au cooperon. Dans un réseau de fils diffusifs, ce calcul est difficile, il dépend des caractéristiques géométriques et de la topologie du réseau. La fonction $\Delta\sigma$ est propre à chaque type de géométrie de réseau. Notamment, cette fonction est différente pour un réseau carré et pour un réseau \mathcal{T}_3 , dont les caractéristiques topologiques, comme, par exemple la coordinence (nombre de premiers voisins de chaque site), sont différentes.

En outre en présence d'un champ magnétique, le calcul devient encore plus difficile. En effet, l'application d'un champ magnétique s'accompagne de l'introduction d'un flux magnétique Φ dans chaque boucle et de la pénétration du champ magnétique dans la largeur des fils qui constituent le réseau. La contribution au cooperon des trajectoires qui encerrent au moins une boucle oscille avec le flux magnétique Φ avec une période $\Phi_0/2 = h/(2e)$ pour donner naissance aux oscillations AAS : autrement dit $P_C(\vec{r}, \vec{r})$ dépend du flux magnétique Φ . D'autre part, la pénétration du champ magnétique dans les fils conduit à une modulation des oscillations AAS par une enveloppe de magnétoconductance qui s'annule lorsque le champ magnétique augmente : c'est l'enveloppe de magnétoconductance caractéristique de la localisation faible dans un fil. Cet effet peut être interprété par l'introduction d'un déphasage supplémentaire du cooperon en présence d'un champ magnétique. Dans cette description, on peut prendre en compte ce déphasage supplémentaire en définissant pour le cooperon une nouvelle longueur de déphasage $L_\phi^B(B)$, qui se substitue à la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ et qui contient un terme supplémentaire dépendant du champ magnétique. L'équation F.4 donne l'expression de cette longueur de cohérence de phase effective dans le cas d'un fil quasi-1D ($L_\phi^B(B) = [1/L_\phi^2 + 1/3(Bwe/\hbar)^2]^{-1/2}$).

En présence d'un champ magnétique, on peut donc écrire la correction de localisation faible à la conductivité comme une fonction qui dépend du flux Φ par cellule du réseau et d'une longueur de déphasage effective qui dé-

pend du champ magnétique B , $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B))$. Lorsque la correction de localisation faible est présentée sous cette forme, il apparaît qu'il est possible de séparer l'effet du flux magnétique Aharonov-Bohm de celui de la pénétration du champ magnétique dans la largeur des fils du réseau sur la correction de localisation faible, c'est-à-dire d'une part, les oscillations AAS et l'enveloppe de magnétoconductance. Plus exactement, $\Delta\sigma(\Phi = 0, L_\phi^B(B))$ décrit l'enveloppe de magnétoconductance externe et $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B = 0))$ décrit les oscillations AAS, $h/(2e)$ périodiques, non modulées par l'enveloppe externe. C'est cette dernière quantité qu'il faut calculer pour analyser le contenu harmonique des oscillations AAS.

Les premiers calculs systématiques de la correction de localisation faible $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B))$ pour un réseau régulier de fils diffusifs ont été réalisés par Douçot et Rammal [171, 172]. Plus récemment, Pascaud et Montambaux [173, 174] ont montré qu'il était possible de relier la correction de localisation faible à la conductivité d'un réseau régulier au déterminant spectral de l'opérateur de Laplace Δ défini sur le réseau, $S(\gamma) = \det(\gamma - \Delta)$:

$$\Delta\sigma = -\frac{2e^2}{\pi\hbar} \frac{1}{Vol} \frac{\partial}{\partial\gamma} \ln S(\gamma) \quad (3.4)$$

avec Vol le volume total du réseau et $\gamma = 1/L_\phi^B(B)$. Cette relation permet de calculer très efficacement la correction de localisation faible de n'importe quel réseau régulier, puisque $S(\gamma)$ peut s'exprimer comme le déterminant d'une matrice de taille finie contenant toutes les caractéristiques géométriques du réseau (topologie, longueur des brins élémentaires, flux magnétique).

3.4.1.2 Calcul des oscillations AAS

Pour obtenir les oscillations AAS, *i.e.* la quantité $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B = 0))$ d'un réseau régulier, il faut calculer le déterminant spectral à flux magnétique fini. Malheureusement, dans les cas des réseaux carré et \mathcal{T}_3 il n'existe pas de solution analytique.

3.4.1.2.1 Calcul numérique, FFT et rapport des harmoniques La première solution pour obtenir $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B = 0))$ consiste à réaliser un calcul numérique du déterminant spectral. Ce calcul est possible pour toute valeur du rapport $L_\phi^B(B = 0)/a$, où a est le pas du réseau, rapport égal à L_ϕ/a , dans le cas où l'on s'affranchit de l'effet de la pénétration du champ magnétique dans la largeur des fils du réseau. Gilles Montambaux et Meydi Ferrier ont calculé les oscillations AAS, pour différentes valeurs arbitraires de L_ϕ/a , dans le cas du réseau carré d'une part et dans le cas du réseau \mathcal{T}_3 d'autre part. En effectuant une transformée de Fourier rapide (FFT) numérique de chacune des courbes de magnétoconductance $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B = 0))$ calculées, il est possible, à partir du spectre de Fourier obtenu, de calculer pour chaque valeur du rapport $L_\phi^B(B = 0)/a = L_\phi/a$ le rapport des amplitudes des harmoniques de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, et ce dans chacune des deux topologies carré et \mathcal{T}_3 . Selon cette méthode, ont été obtenus les rapports : R_{12} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$, R_{13} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$, et ce pour différentes valeurs du rapport L_ϕ/a et dans les deux topologies carré et \mathcal{T}_3 . Il apparaît que le rapport de deux harmoniques est complètement déterminé par la valeur de L_ϕ/a dans un réseau de topologie donnée. Ces résultats nous ont permis de construire point par point les courbes $R_{ij}(L_\phi/a)$ donnant les rapports entre les amplitudes des harmoniques i et j ($(i \neq j) \in \mathbb{N}$), $\Phi_0/(2i)$ et $\Phi_0/(2j)$ périodiques et ce pour les deux réseaux, carré et \mathcal{T}_3 . Ces courbes sont présentées sur les figures 3.14 et 3.15. Pour un rapport donné, les courbes $R_{ij}(L_\phi/a)$ sont différentes d'un réseau à l'autre : elles dépendent bien de la topologie du réseau.

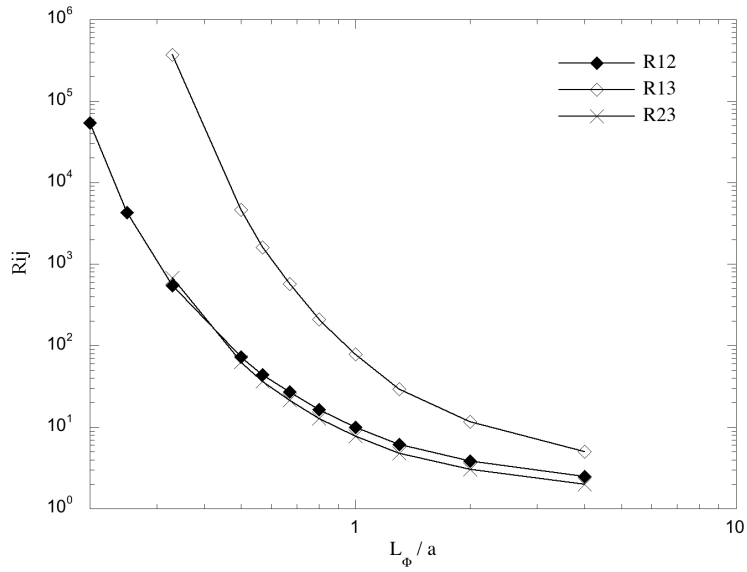


FIGURE 3.14: Courbes calculées donnant les valeurs des rapports des harmoniques de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ en fonction du rapport de la longueur de cohérence de phase sur le pas du réseau L_ϕ/a , pour un réseau carré. R_{12} est le rapport de l'amplitude des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$, R_{13} celui des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} celui des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

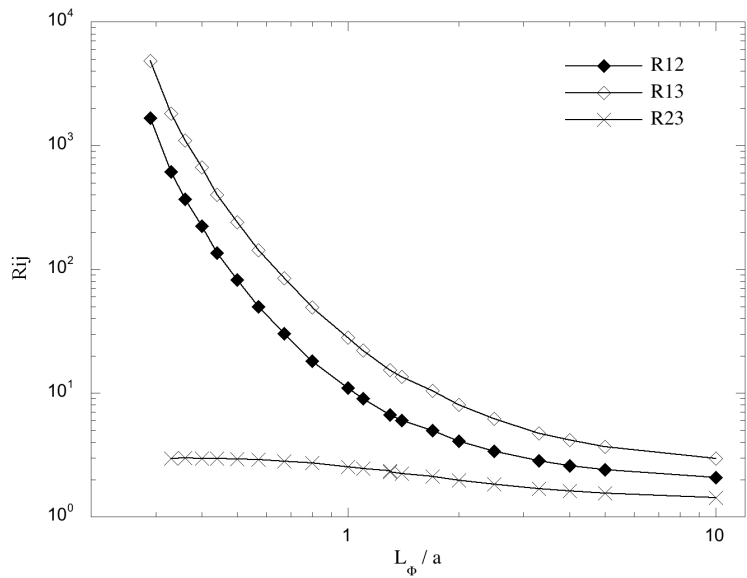


FIGURE 3.15: Courbes calculées donnant les valeurs des rapports des harmoniques de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ en fonction du rapport de la longueur de cohérence de phase sur le pas du réseau L_ϕ/a , pour un réseau \mathcal{T}_3 . R_{12} est le rapport de l'amplitude des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$, R_{13} celui des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} celui des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

3.4.1.2.2 Développement analytique en orbites périodiques Dans le calcul numérique du contenu harmonique des oscillations AAS dont nous venons de faire la description, il n'apparaît pas de manière évidente que le rapport des deux harmoniques dépend exclusivement du rapport L_ϕ/a dans un réseau de géométrie donnée. Une solution très élégante pour le démontrer de manière convaincante consiste à exprimer la correction de localisation faible $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B=0))$, et plus exactement $\frac{\partial}{\partial\gamma} \ln S(\gamma)$ à l'aide d'un développement analytique en orbites périodiques, c'est-à-dire sous la forme de la somme des contributions à la magnétoconductance des trajectoires électroniques qui encerclent du flux. En toute rigueur, ce calcul n'est valable que dans la limite où $L_\phi \lesssim a$. En revanche il possède une signification physique très séduisante.

Pour effectuer ce développement, il faut calculer les contributions à la magnétoconductance des trajectoires électroniques qui encerclent du flux. Dans un réseau régulier, on peut organiser ce développement en fonction du flux magnétique encerclé par les orbites électroniques. Si l'on note Φ le flux magnétique par cellule élémentaire du réseau, la première contribution à l'oscillation de conductance est celle des trajectoires qui entourent $1 \times \Phi$, la seconde est celle des trajectoires qui entourent $2 \times \Phi$, la troisième est celle des trajectoires qui entourent $3 \times \Phi$ et ainsi de suite. Compte tenu de la nature des trajectoires considérées ici, qui rappelons-le sont les trajectoires symétriques par renversement du sens du temps, les trajectoires qui entourent $1 \times \Phi$ donnent lieu à une contribution $\Phi_0/2$ périodique, celles qui entourent $2 \times \Phi$ donnent lieu à une contribution $\Phi_0/4$ périodique, celles qui entourent $3 \times \Phi$ donnent lieu à une contribution $\Phi_0/6$ périodique... Chaque famille de trajectoires, caractérisée par le flux qu'elles encerclent est à l'origine d'une contribution qui oscille avec sa propre périodicité. Il apparaît ici que le développement en orbites périodiques, organisé selon le flux entouré par les orbites, de l'oscillation de magnétoconductance de localisation faible n'est rien d'autre que le développement en série de Fourier de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique. La contribution de la famille de trajectoires qui encerclent $1 \times \Phi$ correspond à la première harmonique de période $\Phi_0/2 = h/(2e)$ et ainsi de suite. Pour évaluer la $n^{ième}$ harmonique, il faut compter toutes les trajectoires qui entourent $n \times \Phi$. Ces trajectoires sont caractérisées par leur longueur l et un poids qui dépend de la topologie du réseau et qu'il est possible de calculer. À L_ϕ donné, la contribution d'une trajectoire est d'autant plus petite que la trajectoire est longue, puisqu'elle est affectée d'un terme e^{-l/L_ϕ} . Par exemple, dans un réseau régulier de pas a , comme le réseau carré ou le réseau \mathcal{T}_3 , ce sont les trajectoires qui font un tour de cellule, en parcourant une distance $4a$, distance minimale pour faire un tour de cellule, qui contribuent, de manière dominante, à la première harmonique de période $\Phi_0/2$, leur contribution décroît avec L_ϕ comme e^{-4a/L_ϕ} . Les trajectoires qui font un tour de cellule mais en parcourant la distance $6a$, par exemple, contribuent aussi à cette harmonique, mais dans une moindre mesure puisque leur contribution décroît plus vite avec L_ϕ , en e^{-6a/L_ϕ} . Dans le cas de cet exemple, les trajectoires de longueur $4a$ constituent donc les termes de premier ordre. Les figures 3.16 et 3.17 montrent les orbites qui dominent les trois premières harmoniques d'une oscillation de magnétoconductance, dans un réseau carré et dans un réseau \mathcal{T}_3 , ainsi qu'une orbite de longueur $6a$, qui n'entoure qu'un seul Φ , et contribue ainsi à la première harmonique mais seulement au second ordre. Notons que le calcul du développement en orbites périodiques devient rapidement fastidieux et difficile, le nombre de trajectoires à compter augmentant très rapidement avec l'harmonique à laquelle on s'intéresse.

Dans cette description, il apparaît clairement que le rapport de deux harmoniques est complètement déterminé par le paramètre L_ϕ/a , dans un réseau régulier de caractéristiques géométriques et topologiques connues. En effet, hormis les termes e^{-na/L_ϕ} affectant les contributions des trajectoires à l'harmonique, l'amplitude de chaque harmonique est déterminée par les longueurs et poids des trajectoires impliquées, paramètres purement géométriques connus dès lors que la topologie du réseau est elle-même identifiée.

Dans le cas d'un réseau carré, Gilles Montambaux, Christophe Texier et Meydi Ferrier se sont livrés au calcul de ce développement jusqu'à l'ordre 2 pour les 3 premières harmoniques de l'oscillation AAS. Comme attendu, les rapports d'harmoniques qu'ils ont calculés par cette méthode sont en accord avec ceux issus du calcul numérique, pour les petites valeurs de L_ϕ , et jusqu'à $L_\phi \approx 2a$.

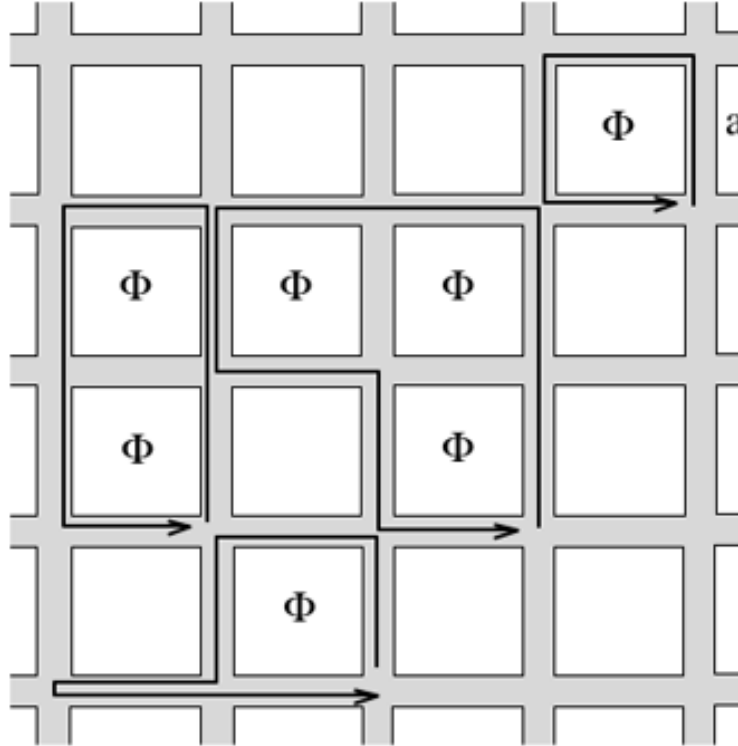


FIGURE 3.16: Orbites de diffusion électronique entourant Φ , $2 \times \Phi$ et $3 \times \Phi$ et dont les contributions dominent respectivement la première, la seconde et la troisième harmonique d'une oscillation de magnétoconductance, dans le cas d'un réseau carré de pas a . La première orbite est de longueur $4a$, la seconde, de longueur $6a$, et la troisième, de longueur $8a$. En bas, à gauche, est représentée une orbite de longueur $6a$ entourant Φ , et ne contribuant qu'au second ordre à la première harmonique.

Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter les résultats obtenus pour L_ϕ , à partir des oscillations AAS mesurées dans nos réseaux et en utilisant la technique que nous venons de décrire.

3.4.2 Résultats expérimentaux

Voici les résultats de l'étude expérimentale des oscillations AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques que nous avons réalisée dans un réseau carré de $N = 10^5$ cellules et dans un réseau \mathcal{T}_3 contenant le même nombre de cellules $N = 10^5$, et de mêmes dimensions.

3.4.2.1 Mesure des oscillations AAS

Nous avons mesuré la résistance de ces échantillons en balayant le champ magnétique au voisinage du champ nul ($B = 0 G$), entre $-600 G$ et $+600 G$, à différentes températures réparties entre $50 mK$ et $5 K$. Les figures 3.18 et 3.19 montrent certaines de ces courbes de magnétorésistance de localisation faible mesurées en champ magnétique faible à différentes températures respectivement pour le réseau carré et le réseau \mathcal{T}_3 . Sur ces courbes, superposées à l'enveloppe de magnétorésistance de localisation faible, qui résulte des interférences entre chemins symétriques

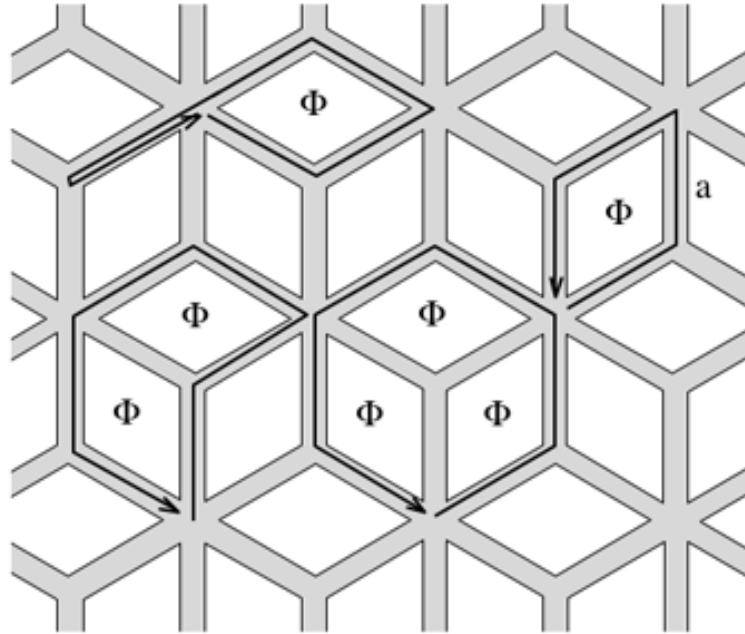


FIGURE 3.17: Orbites de diffusion électronique entourant Φ , $2 \times \Phi$ et $3 \times \Phi$ et dont les contributions dominent respectivement la première, la seconde et la troisième harmonique d'une oscillation de magnétoconductance, dans le cas d'un réseau \mathcal{T}_3 de pas a . La première orbite est de longueur $4a$, la seconde, de longueur $6a$, et la troisième, de longueur $6a$. En haut, à gauche, est représentée une orbite de longueur $6a$ entourant Φ , et ne contribuant qu'au second ordre à la première harmonique.

par renversement du sens du temps qui ont lieu à l'échelle des fils qui constituent les réseaux, on distingue les oscillations AAS. Ces oscillations de grande amplitude au voisinage du champ magnétique nul et en phase à $B = 0 G$ dans les deux échantillons, présentent une période de $50 G$, valeur du champ magnétique qui correspond bien à l'introduction d'un demi quantum de flux $\Phi_0/2 = h/(2e)$, dans la surface moyenne $\tilde{S} = 0.41 \mu m^2$ d'une cellule élémentaire du réseau carré, de côté $a = 640 nm$ ou du réseau \mathcal{T}_3 , de côté $a = 690 nm$. Au voisinage très proche de $B = 0$, l'amplitude de ces oscillations diminue lorsque la température augmente, consécutivement à la diminution de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ . Ces oscillations sont pseudo-périodiques en champ magnétique : leur amplitude s'atténue lorsque le champ augmente, en valeur absolue, pour disparaître complètement à champ magnétique fort, dans la gamme de champ où l'enveloppe externe de magnétorésistance de localisation faible s'annule. Ce champ correspond au champ magnétique qui déphase complètement le cooperon et détruit la localisation faible. On peut remarquer que les oscillations AAS mesurées sont très anharmoniques : leur forme est clairement non sinusoïdale. Afin de confirmer les caractéristiques de ces oscillations mises en évidence dans l'espace direct $R(B)$, nous avons procédé à la transformée de Fourier des courbes de magnétorésistance mesurées.

3.4.2.2 Spectres de Fourier

Avant de calculer numériquement la transformée de Fourier des courbes de magnétorésistance mesurées au voisinage du champ magnétique nul dans les deux échantillons, carré et \mathcal{T}_3 , nous avons soustrait au signal mesuré $R(B)$ un ajustement numérique de l'enveloppe externe de magnétorésistance de localisation faible. Le seul but de cette opération est d'extraire au mieux la partie oscillante de la magnétorésistance, et d'obtenir des spectres de Fourier les plus propres possible, débarrassés de la remontée continue du signal de Fourier à basse fréquence, associée aux variations lentes de l'enveloppe externe de la magnétorésistance. Notons que le risque d'affecter le

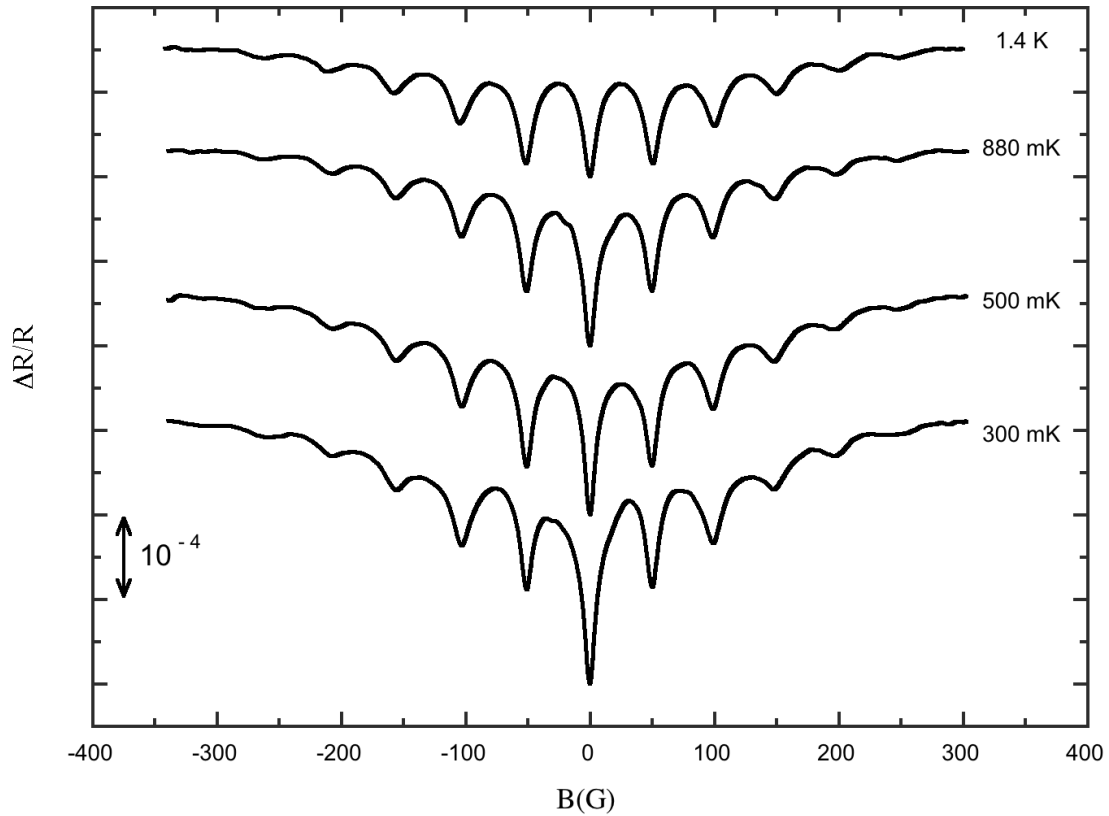


FIGURE 3.18: Magnétorésistances de localisation faible mesurée dans le réseau carré de $N = 10^5$ cellules, entre -300 G et $+300\text{ G}$, à différentes températures. Les oscillations AAS, de période 50 G , correspondant à une période en flux par cellule égale à $\Phi_0/2 = \hbar/(2e)$, sont superposées à l'enveloppe de magnétorésistance de localisation faible. Les différentes courbes ont été superposées à $B = 0\text{ G}$ afin de faciliter la comparaison de l'amplitude des oscillations AAS aux différentes températures.

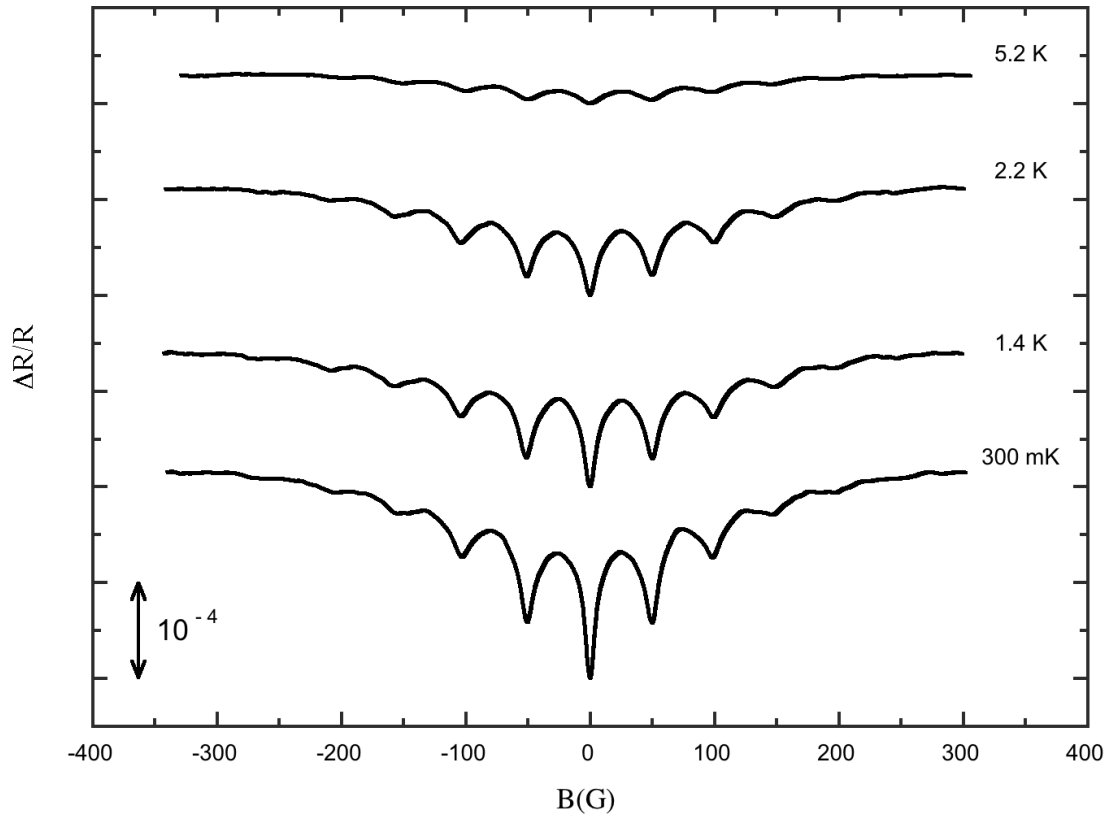


FIGURE 3.19: Magnétorésistance de localisation faible mesurée dans le réseau \mathcal{T}_3 de $N = 10^5$ cellules, entre -300 G et $+300$ G, à différentes températures. Les oscillations AAS, de période 50 G, correspondant à une période en flux par cellule égale à $\Phi_0/2 = h/(2e)$, sont superposées à l'enveloppe de magnétorésistance de localisation faible. Les différentes courbes ont été superposées à $B = 0$ G afin de faciliter la comparaison de l'amplitude des oscillations AAS aux différentes températures.

signal de Fourier associé aux oscillations AAS par ce traitement est très faible voire totalement absent, puisque les échelles de champ de l'enveloppe externe de localisation faible, de l'ordre de $\sim 500 G$, et des oscillations AAS égale à $50 G$ sont très différentes l'une de l'autre. Pour les deux échantillons et à toutes les températures, nous avons calculé la transformée de Fourier rapide (FFT) du signal de magnétorésistance obtenu après soustraction de l'enveloppe sur le même intervalle en champ magnétique : entre $-300 G$ et $+300 G$, soit exactement sur 12 oscillations AAS. Puisque les oscillations AAS sont pseudo-périodiques, *i.e.* que leur amplitude est modulée par le champ magnétique, il est très important de traiter le signal de magnétorésistance sur un intervalle de champ magnétique constant, ou plus généralement de considérer toujours un nombre constant d'oscillations à la même position, quelle que soit la température et quel que soit le réseau carré ou \mathcal{T}_3 , si l'on souhaite comparer entre eux les spectres de Fourier.

Les figures 3.20 et 3.21 présentent des spectres de Fourier de courbes de magnétorésistances mesurées à différentes températures, calculés numériquement entre $-300 G$ et $+300 G$, respectivement pour le réseau carré 10^5 et $\mathcal{T}_3 10^5$.

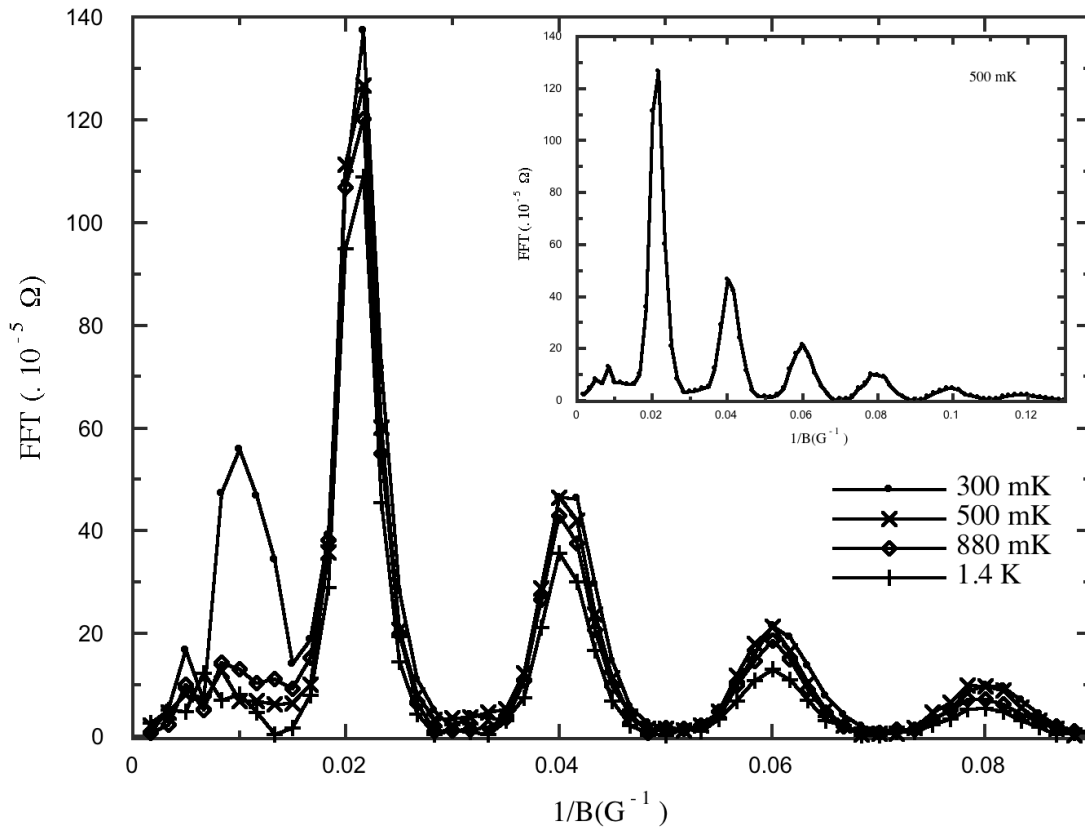


FIGURE 3.20: Spectres de Fourier de la magnétorésistance du réseau carré de $N = 10^5$ cellules, mesurée entre $-300 G$ et $+300 G$, à différentes températures. L'encart montre le spectre de Fourier de la magnétorésistance mesurée à $500 mK$, jusqu'à la 6^{ème} harmonique $\Phi_0/12$.

Ces spectres sont constitués : d'un pic principal, à la fréquence $1/B = 0.02 G^{-1}$, signature de l'oscillation de résistance AAS, $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, et périodique en champ magnétique de période $50 G$, et de ses harmoniques, aux fréquences multiples $n \times 0.02 G^{-1}$. Le contenu harmonique, que la forme de l'oscillation de la résistance $50 G$ périodique laissait prévoir très riche dans le spectre direct, l'est en effet. Jusqu'aux températures de

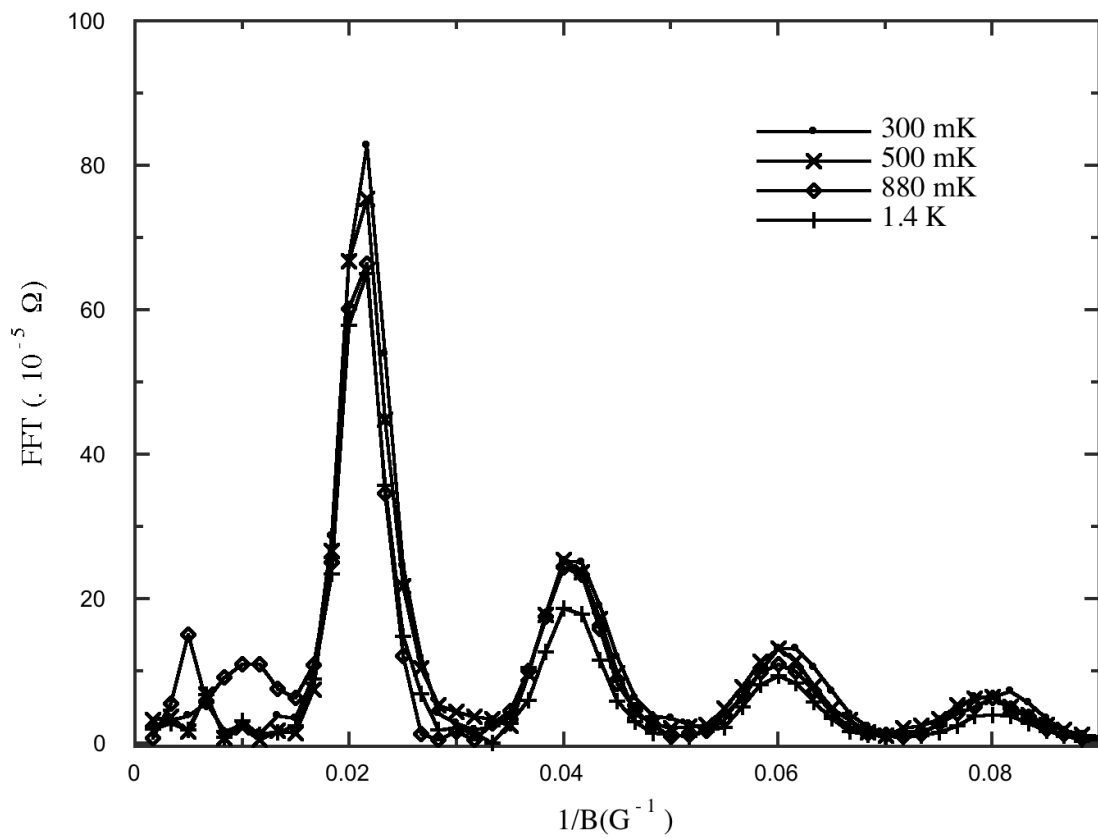


FIGURE 3.21: Spectres de Fourier de la magnétorésistance du réseau \mathcal{T}_3 de $N = 10^5$ cellules, mesurée entre $-300 G$ et $+300 G$, à différentes températures.

l'ordre de $1K$, on peut encore clairement distinguer au-dessus du niveau du bruit, dans l'encart de la figure 3.20 par exemple, le pic à la fréquence $0.12 G^{-1}$, qui correspond à la 6^{ième} harmonique, $\Phi_0/12 = h/(12e)$ périodique de l'oscillation AAS. La contribution non négligeable de cette harmonique, résultant de l'interférence entre les trajectoires cohérentes entourant 6 cellules élémentaires du réseau démontre la valeur élevée de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ .

D'ores et déjà, au voisinage de la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$, on peut distinguer un petit pic. C'est la signature d'une oscillation de résistance de période $100 G$ en champ magnétique, donc de période $\Phi_0 = h/e$ en flux par cellule élémentaire : c'est la signature de l'oscillation Aharonov-Bohm (AB), oscillation qui a fait, par ailleurs, l'objet à part entière de l'étude présentée dans le paragraphe suivant. Notons que l'amplitude du pic à la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$ étant déjà négligeable par rapport à celle du pic principal à $1/B = 0.02 G^{-1}$, au moins dans les grands réseaux ($N > 10^4$), on peut raisonnablement négliger les contributions des harmoniques de cette oscillation aux pics de Fourier aux fréquences $n \times 0.02 G^{-1}$ (pour $n \geq 1$) lors de l'évaluation de l'amplitude des harmoniques de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique. Ce n'est plus le cas dans les petits réseaux où, comme nous le verrons, les amplitudes des oscillations AB $\Phi_0 = h/e$ périodique et AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique deviennent du même ordre.

On peut noter que le pic principal à la fréquence $1/B = 0.02 G^{-1}$, associé à l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, ainsi que les pics associés aux harmoniques de cette oscillation ont une largeur finie. La largeur de chaque pic n'est autre que la largeur de la distribution des périodes en champ magnétique des contributions à la $n^{ième}$ harmonique de l'oscillation AAS des trajectoires électroniques qui font un nombre n de tours de cellules du réseau, englobant ainsi n flux magnétiques Φ . Autrement dit, la largeur finie des pics indique que les surfaces entourées par ces trajectoires, et donc les longueurs de ces trajectoires, présentent une distribution de largeur finie. Cette distribution de la longueur des trajectoires contributrices à une harmonique donnée peut s'expliquer simplement par une distribution inhomogène des longueurs des brins élémentaires qui constituent le réseau, c'est-à-dire par une distribution des surfaces des cellules élémentaires du réseau. Mais, plus subtilement, en supposant la pénétration du champ magnétique dans la largeur finie des fils qui constituent le réseau, on peut aussi la concevoir à l'échelle d'une seule et même cellule. Dans cette hypothèse, on peut chercher à relier la largeur $\delta(1/B)_n$ du pic de Fourier correspondant à l'harmonique n de l'oscillation de magnétoconductance aux paramètres géométriques d'une cellule élémentaire.

Dans une représentation simpliste des trajectoires de diffusion dans une cellule, il est possible de relier $\delta(1/B)_n$ à la largeur géométrique w de la cellule, en considérant que la contribution au pic centré sur la fréquence $(1/B)_n$, à la fréquence $(1/B)_n - 1/2 \cdot \delta(1/B)_n$ est celle des trajectoires qui font n tour de cellule sur le périmètre interne de surface¹ approximative $\approx a_{int}^2$ et que la contribution à ce même pic à la fréquence $(1/B)_n + 1/2 \cdot \delta(1/B)_n$ est celle des trajectoires qui font n tour de cellule sur le périmètre externe de surface approximative $\approx a_{ext}^2$: puisque $\Phi_0/(2n) = [(1/B)_n - 1/2 \cdot \delta(1/B)_n]^{-1} \cdot a_{int}^2 = [(1/B)_n + 1/2 \cdot \delta(1/B)_n]^{-1} \cdot a_{ext}^2$, $w = (a_{ext} - a_{int})/2 = 1/2 \left[\sqrt{\frac{\Phi_0/(2n)}{B_n(1-1/2 \cdot B_n \delta(1/B)_n)}} - \sqrt{\frac{\Phi_0/(2n)}{B_n(1+1/2 \cdot B_n \delta(1/B)_n)}} \right]$ où B_n est la période en champ magnétique de l'harmonique n de l'oscillation AAS (voir note²). Dans le cas particulier de l'harmonique $\Phi_0/2$ ($n = 1$) de période, exprimée

1. Dans le cas réseau carré la surface d'une cellule élémentaire vaut exactement a^2 . Dans le cas du réseau \mathcal{T}_3 , rappelons qu'elle vaut $a^2 \sqrt{3}/2$.

2. Rappelons que $[(1/B)_n - 1/2 \cdot \delta(1/B)_n]^{-1} = B_n + 1/2 \cdot \delta B_n \approx B_n + 1/2 \cdot B_n^2 \delta(1/B)_n$ où $B_n = [(1/B)_n]^{-1}$ et $\delta B_n = [\delta(1/B)_n]^{-1}$ sont la position et la largeur exprimés en champ magnétiques du pic de Fourier correspondant à l'harmonique n , car on peut démontrer que $\delta B_n = [(1/B)_n - 1/2 \cdot \delta(1/B)_n]^{-1} - [(1/B)_n + 1/2 \cdot \delta(1/B)_n]^{-1} \approx B_n^2 \delta(1/B)_n$.

en champ magnétique, $B_1 = 50 \text{ G} = 5.10^{-3} \text{ T}$ du réseau carré, à partir de sa largeur évaluée sur la figure 3.20 à $\delta(1/B)_1 = 0.01 \text{ G}^{-1} = 10^2 \text{ T}^{-1}$, on déduit une valeur de la largeur du fil égale $w = 84 \text{ nm}$. Cette valeur est en accord avec celle de 60 nm mesurée par microscopie électronique à balayage. Cet accord démontre la pertinence de la description de l'élargissement des pics de Fourier à l'aide de la pénétration du champ magnétique dans la largeur géométrique des brins qui constituent une cellule élémentaire du réseau et démontre que la largeur des fils w est bien la longueur qui détermine la largeur de la distribution des longueurs des trajectoires de diffusion qui contribuent à chaque harmonique de l'oscillation AAS. Dans cette description simple et intuitive, on retrouve bien que la largeur $\delta(1/B)_n$ des pics augmente lorsque w la largeur des fils augmente, et l'on peut aussi démontrer que l'on s'attend à ce que la largeur des pics double d'une harmonique à l'harmonique supérieure : $\delta(1/B)_{n+1} = 2 \times \delta(1/B)_n$. Notons que dans le cas d'un transport électronique fortement diffusif dans lequel l'électron est peu, voire pas, sensible aux bords de l'échantillon, nous nous attendrions à ce que la description simple et directe de la largeur des pics de Fourier à l'aide de la seule largeur géométrique w des fils, valable en toute rigueur pour un transport balistique, soit moins satisfaisante qu'elle ne l'est dans le cas de nos réseaux.

On peut essayer de décrire la largeur finie des pics de Fourier associés à l'oscillation de magnétoconductance AAS dans le cadre d'une autre approche, plus spécifique du transport électronique diffusif. Cette approche revient essentiellement à considérer que l'échelle de longueur qui gouverne la distribution en longueur des trajectoires n'est plus w largeur géométrique des fils qui constituent une boucle élémentaire du réseau mais L_ϕ , la longueur de cohérence de phase électronique. Dans cette description, on considère donc que c'est le même effet de pénétration du champ magnétique à l'intérieur du conducteur dans une surface de longueur caractéristique L_ϕ qui est à l'origine de la largeur finie des pics de Fourier associés à l'oscillation AAS, et de la modulation de cette oscillation par une enveloppe de magnétorésistance externe, qui s'exprime principalement par l'extinction de l'oscillation à fort champ magnétique. En d'autres termes, dans cette approche l'élargissement des pics de Fourier associés à l'oscillation $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique et à ses harmoniques apparaît comme la signature du caractère pseudo-périodique de l'oscillation AAS. On s'attend alors à ce que la largeur $\delta(1/B)_n$ du pic de Fourier à la fréquence $(1/B)_n$ caractéristique de l'harmonique n soit reliée à l'échelle de champ caractéristique de la localisation faible Φ_0/L_ϕ^2 par la formule : $\delta(1/B)_n = \frac{\Phi_0}{L_\phi^2 B_n^2}$ (voir note³). Il est possible de donner à cette relation l'interprétation suivante : lorsque la différence entre les champs magnétiques qui introduisent le même flux $\Phi_0/(2n)$ dans les trajectoires fermées symétriques par renversement du sens du temps qui contribuent à la même harmonique n de l'oscillation de magnétoconductance excède la valeur Φ_0/L_ϕ^2 , ces trajectoires sont déphasées, elles n'apportent plus leur contribution $\Phi_0/(2n) = h/(2ne)$ périodique à l'harmonique n de l'oscillation de conductance AAS ; dit de manière équivalente, l'écart entre les surfaces définies par les trajectoires qui contribuent à chaque harmonique de l'oscillation AAS, ne peut excéder la surface L_ϕ^2 . Dans cette description, à partir de la formule précédente, on peut calculer une valeur de L_ϕ à partir de la largeur du pic de Fourier associé à l'harmonique n de l'oscillation AAS : par exemple, dans le cas du réseau carré, sur la figure 3.20, on peut estimer, à basse température, la largeur du pic à la fréquence $1/B_1 = 0.02 \text{ G}^{-1}$ associé à l'oscillation de période $B_1 = 50 \text{ G} = 5.10^{-3} \text{ T}$, à la valeur $\delta(1/B)_1 = 0.01 \text{ G}^{-1} = 10^2 \text{ T}^{-1}$ et en déduire une valeur de L_ϕ égale à : $L_\phi = \sqrt{\frac{\Phi_0}{B_1^2 \delta(1/B)_1}} = 1.2 \mu\text{m}$. Cette valeur est en accord avec celle déduite du rapport des harmoniques de AAS, égale à $3 \mu\text{m}$ très exactement. Cette description qui permet de rendre compte de la largeur finie des pics de Fourier à partir de la seule longueur de cohérence de phase des électrons fournit aussi des résultats satisfaisants dans le cas des réseaux que nous considé-

3. Rappelons encore que la largeur en champ du pic de Fourier correspondant à l'harmonique n vaut $\delta B_n = [\delta(1/B)_n]^{-1} \approx B_n^2 \delta(1/B)_n$.

rons. Dans cette approche, on retrouve que les pics de Fourier sont d'autant plus fins que la longueur de cohérence de phase est grande. On peut aussi démontrer que la largeur du pic associé à une harmonique est quatre fois plus grande que celle du pic associé à l'harmonique de rang juste inférieur : $\delta(1/B)_{n+1} = 4 \times \delta(1/B)_n$.

Les ordres de grandeurs de la largeur w et de L_ϕ calculés à partir des données expérimentales dans les deux descriptions de la largeur des pics de Fourier montrent que les spectres de Fourier mesurés dans nos réseaux sont correctement décrits dans l'approche où l'élargissement spectral est gouverné par w comme dans celle où il est gouverné par L_ϕ . Notons que l'évolution de la largeur des pics en fonction du rang de l'harmonique permet en théorie de distinguer le régime dans lequel la largeur des pics de Fourier est déterminée par la largeur géométrique w de celui dans lequel elle est déterminée par L_ϕ : dans le premier régime $\delta(1/B)_{n+1} = 2 \times \delta(1/B)_n$ tandis que dans le second $\delta(1/B)_{n+1} = 4 \times \delta(1/B)_n$. Cependant la précision sur la largeur des pics que l'on peut extraire de nos spectres est insuffisante pour pouvoir conclure sur la meilleure pertinence de l'une ou l'autre des deux descriptions.

Finalement, en guise de synthèse, il est possible de considérer que les descriptions de l'élargissement des pics de Fourier associés à l'oscillation AAS d'une part à l'aide de la largeur géométrique w des bras de la cellule élémentaire et d'autre part à l'aide de L_ϕ sont complémentaires : la première est valable dans le régime balistique ou semi-balistique, *i.e.* lorsque l'électron diffuse sur les bords de l'échantillon et la seconde devient valable dans le régime fortement diffusif lorsque le désordre associé au matériau augmente rendant négligeable la probabilité des collisions sur les bords de l'échantillon. La description correcte de la largeur des distributions en fréquences des pics de Fourier associés à chacune des harmoniques de l'oscillation AAS mesurée dans nos réseaux métalliques dans l'une et l'autre approche confirme que, dans les systèmes considérés, le transport électronique a lieu dans un régime intermédiaire entre le régime balistique et le régime fortement diffusif, régime que l'on peut qualifier de faiblement diffusif dans la mesure le transport est quasi-balistique dans au moins une ou deux des trois dimensions de l'espace ($l_e = 19 \text{ nm} \sim w, t \approx 50 \text{ nm}$).

Par ailleurs, indépendamment de l'approche choisie pour décrire la largeur finie des pics de Fourier, il est possible de démontrer que l'amplitude d'une harmonique de l'oscillation AAS, correspond, non pas à l'amplitude du pic associé dans le spectre de Fourier, mais bien à sa surface intégrée, à son aire.

3.4.2.3 Rapport des harmoniques et longueur de cohérence de phase L_ϕ

Dans un échantillon donné, afin de déterminer la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ à une température donnée, à partir du rapport des amplitudes de deux harmoniques de l'oscillation AAS, il convient tout d'abord d'extraire l'amplitude de ces harmoniques en estimant l'aire des pics de Fourier associés sur le spectre calculé à partir des données expérimentales de magnétorésistance acquise à la température considérée. Pour chaque échantillon, carré 10^5 et $\mathcal{T}_3 10^5$, à chaque température, sur le spectre de Fourier correspondant, nous avons calculé l'aire des pics aux fréquences $0.02 G^{-1}$, $0.04 G^{-1}$ et $0.06 G^{-1}$ qui correspondent à l'amplitude de la première harmonique, $\Phi_0/2$ périodique, de la seconde harmonique, $\Phi_0/4$ périodique, et de la troisième harmonique, $\Phi_0/6$ périodique. Nous avons ensuite calculé les rapports : R_{12} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$, R_{13} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

Les figures 3.34 et 3.35 présentent respectivement pour les réseaux carré 10^5 et $\mathcal{T}_3 10^5$ les rapports R_{12} , R_{13} et R_{23} en fonction de la température.

Pour le réseau carré, grâce à la courbe $R_{12}(L_\phi/a)$ calculée, spécifiquement pour un réseau carré, dans le modèle

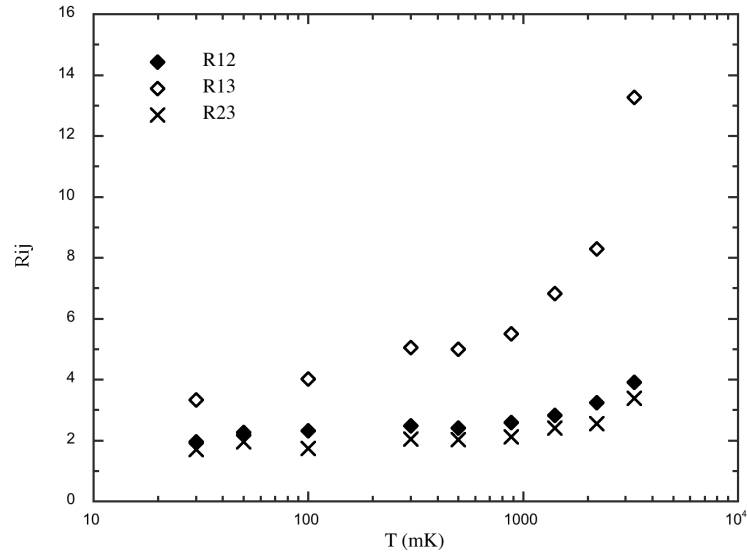


FIGURE 3.22: Valeurs des différents rapports entre les amplitudes des harmoniques de l'oscillation AAS en fonction de la température, dans le réseau carré contenant $N = 10^5$ cellules. R_{12} est le rapport entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$ périodiques, R_{13} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

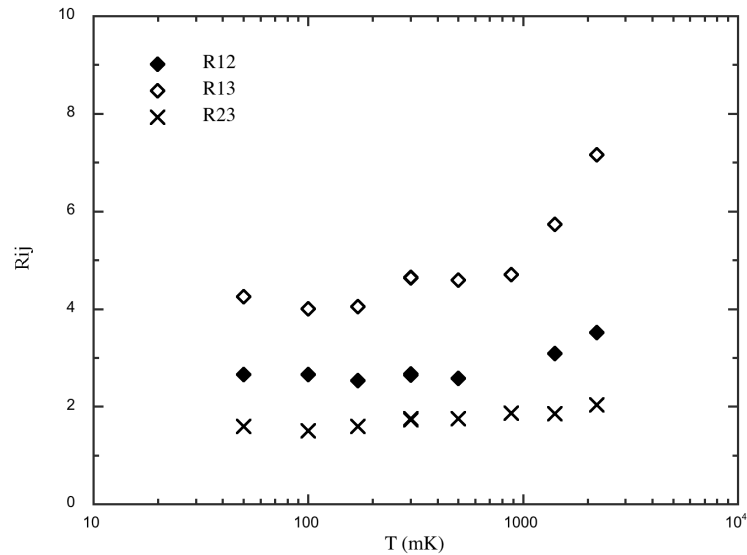


FIGURE 3.23: Valeurs des différents rapports entre les amplitudes des harmoniques de l'oscillation AAS en fonction de la température, dans le réseau \mathcal{T}_3 contenant $N = 10^5$ cellules. R_{12} est le rapport entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$ périodiques, R_{13} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$ périodiques, et R_{23} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$ périodiques.

théorique et présentée sur la figure 3.14, pour chaque température, à partir de la valeur de R_{12} , nous avons déduit graphiquement une valeur de L_ϕ/a à la température considérée. À partir des valeurs de R_{13} et de R_{23} , et grâce aux courbes calculées pour le réseau carré $R_{13}(L_\phi/a)$ et $R_{23}(L_\phi/a)$, nous avons obtenu deux autres valeurs de L_ϕ/a à la même température.

Selon la même procédure, pour le réseau \mathcal{T}_3 , à chaque température, en utilisant les courbes théoriques $R_{12}(L_\phi/a)$, $R_{13}(L_\phi/a)$ et $R_{23}(L_\phi/a)$ calculées spécifiquement pour la géométrie \mathcal{T}_3 , et présentées sur la figure 3.15, nous avons extrait graphiquement des rapports R_{12} , R_{13} et R_{23} , trois valeurs de L_ϕ/a à la température considérée.

En utilisant les données dont nous disposons aux différentes températures pour chacun des deux réseaux carré 10^5 et $\mathcal{T}_3 10^5$, nous avons construit point par point trois courbes représentant L_ϕ/a en fonction de la température : une première déterminée à partir du rapport R_{12} des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$, une seconde, déterminée à partir du rapport R_{13} des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$ et une troisième déterminée à partir du rapport R_{23} des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

Sur chacune des figures 3.24 et 3.25, nous montrons les trois courbes représentant le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ , déduit de L_ϕ par la relation $\tau_\phi = L_\phi^2/D$, en fonction de la température, déterminées à partir des différents rapport des harmoniques de l'oscillation AAS, respectivement pour le réseau carré 10^5 et pour le réseau $\mathcal{T}_3 10^5$.

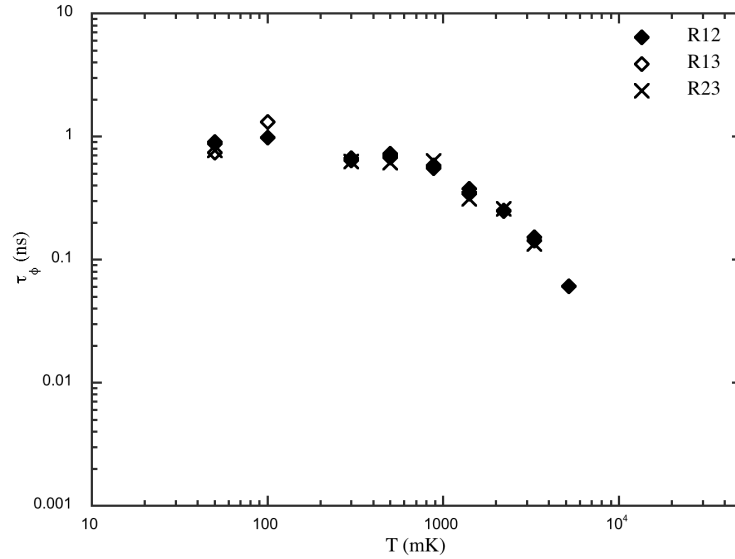


FIGURE 3.24: Valeurs du temps de cohérence de phase électronique extraites des différents rapports des harmoniques de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$, en fonction de la température, dans le réseau carré contenant $N = 10^5$ cellules. R_{12} est le rapport de l'amplitude des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$, R_{13} celui des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} celui des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

Dans chacun des réseaux carré et \mathcal{T}_3 contenant 10^5 cellules, il apparaît clairement que tous les rapports d'harmoniques, R_{12} , R_{13} ou R_{23} , sont déterminés par la même valeur de la longueur de cohérence de phase et permettent donc d'extraire la même valeur de L_ϕ , aux incertitudes expérimentales près. Notamment, les trois valeurs de L_ϕ extraites ont même valeur absolue quelle que soit la température et présentent le même comportement en température. Ajoutons que nous avons aussi extrait des valeurs du temps de cohérence de phase électronique à partir des rapports R_{12} , R_{13} et R_{23} des harmoniques des oscillations AAS mesurées dans les réseaux carré constitués de 10^6 , $3 \cdot 10^5$ cellules, ainsi que dans le réseau \mathcal{T}_3 contenant $3 \cdot 10^5$ cellules. Tous ces résultats sont consistants entre eux et avec

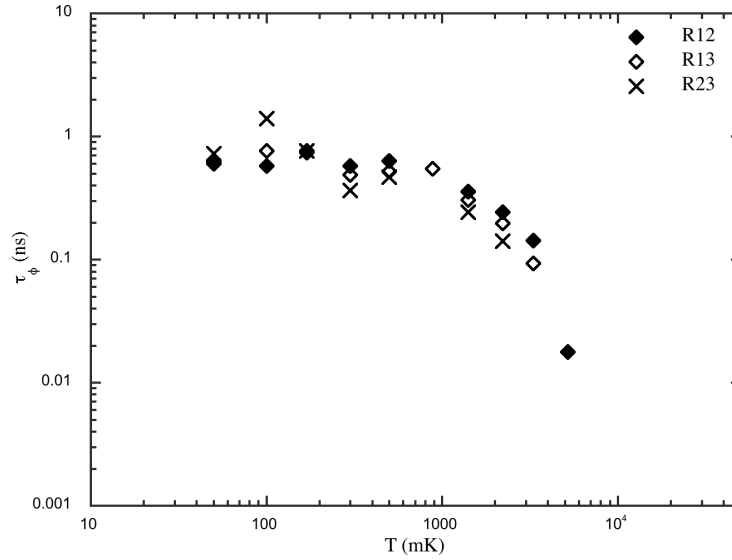


FIGURE 3.25: Valeurs du temps de cohérence de phase électronique extraites des différents rapports des harmoniques de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$, en fonction de la température, dans le réseau \mathcal{T}_3 contenant $N = 10^5$ cellules. R_{12} est le rapport de l'amplitude des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$, R_{13} celui des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} celui des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

les précédents : ils montrent la même dépendance en température du temps de cohérence de phase électronique et les mêmes valeurs absolues, aux incertitudes expérimentales près.

On peut aussi constater que les valeurs de la longueur de cohérence de phase électronique extraites des rapports des harmoniques de l'oscillation AAS du réseau carré, grâce à un modèle spécifique de la topologie carré sont les mêmes que celles extraites des rapports des harmoniques de l'oscillation AAS du réseau \mathcal{T}_3 , grâce à un modèle spécifique de la topologie \mathcal{T}_3 . Puisque l'on s'attendait à ce que la longueur de cohérence de phase électronique soit la même dans les deux échantillons, fabriqués à partir de la même source d'Argent et ayant subi simultanément les mêmes étapes de fabrication dans exactement les mêmes conditions, ce résultat tend à démontrer que la topologie des réseaux, seul autre paramètre déterminant le rapport des harmoniques de l'oscillation AAS, est correctement prise en compte dans le modèle théorique développé, qui repose essentiellement sur le déterminant spectral. Nous reviendrons plus en détail sur la signature de la topologie dans le contenu harmonique des oscillations AAS dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 dans un chapitre suivant .

D'un point de vue plus général, la consistance des résultats obtenus pour la dépendance en température du temps de cohérence de phase électronique extrait du rapport des amplitudes des harmoniques de l'oscillation AAS à partir de rapports d'harmoniques différents, dans des échantillons différents et de topologies différentes, valide la méthode d'extraction utilisée et permet d'apporter un certain crédit à la dépendance en température de τ_ϕ extraite. Il est alors intéressant de la comparer aux dépendances en température du temps de cohérence de phase extrait en utilisant d'autres techniques.

Une première technique alternative pour extraire le temps de cohérence de phase consiste à analyser la forme de l'enveloppe externe de magnétorésistance de localisation faible qui résulte de la pénétration du champ magnétique dans la largeur des fils du réseau. Cette technique utilise les mêmes données expérimentales de magnétorésistance en champ magnétique faible que la technique utilisant le rapport des amplitudes des harmoniques de l'oscillation AAS. Pour extraire des valeurs de la longueur de cohérence de phase électronique à partir de l'enveloppe externe

des courbes de magnétorésistance de localisation faible mesurées dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 , nous avons ajusté l'enveloppe externe de ces courbes avec des modèles spécifiques à chaque topologie $\Delta\sigma(\Phi = 0, L_\phi^B(B))$ calculés par Christophe Texier et Gilles Montambaux grâce au déterminant spectral [175]. Malheureusement cette analyse n'a pas rencontré pas le succès espéré : dans chacun des deux types de réseaux, il est possible d'ajuster les courbes de magnétorésistance à haute température ($T \gtrsim 1 K$), mais pas à plus basse température. Les résultats obtenus à hautes température sont en accord avec ceux obtenus dans cette même gamme de température à partir des rapports des harmoniques de AAS. À l'heure actuelle, ces difficultés restent inexplicables. Néanmoins, on peut constater que l'ajustement possible à haute température, lorsque la longueur de cohérence de phase L_ϕ est inférieure au périmètre moyen $4a$ d'une cellule élémentaire du réseau, devient impossible à basse température lorsque $L_\phi > 4a$. Une piste pour expliquer les difficultés rencontrées dans l'ajustement de l'enveloppe externe de la magnétorésistance de localisation faible serait celle qui consiste à évoquer une défaillance du modèle utilisé lorsque $L_\phi \gg a$, défaillance probablement due à des effets topologiques subtils.

Une seconde technique alternative à celle utilisant les rapports des harmoniques de l'oscillation AAS d'un réseau de boucles de géométrie connu pour extraire le temps de cohérence de phase et sa dépendance en température consiste à analyser la mesure commune de la magnétorésistance de localisation faible d'un fil quasi-1D. Pour bénéficier d'un élément de comparaison dans l'analyse de la dépendance en température du temps de cohérence de phase extrait du rapport des harmoniques de l'oscillation AAS des réseaux carré et \mathcal{T}_3 , nous avons donc mesuré la magnétorésistance en champ magnétique faible d'un fil quasi-1D, de longueur $L = 485 \mu m$, largeur $w = 140 nm$, épaisseur $t = 50 nm$ et résistance $R = 3 k\Omega$ à $T = 4.2 K$, fabriqué à partir de la même source d'Argent, dans les mêmes conditions et en même temps que les réseaux, et dont *a priori* on s'attend à ce qu'il présente exactement les mêmes propriétés électroniques (notamment, même libre parcours moyen élastique l_e , et même longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ) que les réseaux. Nous en avons extrait la longueur de cohérence de phase électronique en utilisant la technique commune d'ajustement numérique des données expérimentales avec le modèle 2.29, dit de Hikami, décrite dans le second chapitre du manuscrit. La dépendance en température du temps de cohérence de phase électronique extrait de ces mesures est présentée sur la figure 3.26. Le comportement de τ_ϕ mesuré dans le fil est en excellent accord avec la prédiction théorique d'Altshuler *et al.* jusqu'à $20 mK$. Sur la figure 3.26, on peut voir un ajustement des données expérimentales avec le modèle standard de déphasage d'Altshuler qui prend en compte uniquement les effets des interactions électron-phonon et électron-électron : $\tau_\phi(T) = [1/\tau_{e-e} + 1/\tau_{e-ph}]^{-1} = [A \cdot T^{2/3} + B \cdot T^3]^{-1}$. La valeur du coefficient A caractéristique de l'interaction électron-électron extraite de l'ajustement numérique, égale à $A_{exp} = 5.5 \cdot 10^{-3} ns^{-1} \cdot mK^{-2/3}$ est en très bon accord avec la valeur théorique calculée à partir de la formule 2.37 égale à $A_{th} = 3.7 \cdot 10^{-3} ns^{-1} \cdot mK^{-2/3}$.

Il apparaît donc que le comportement du temps de cohérence de phase extrait de la magnétorésistance de localisation faible du fil quasi-1D à basse température est en profond désaccord avec celui extrait des rapports des amplitudes des harmoniques des oscillations AAS mesurées dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 , qui rappelons-le sature à basse température à une valeur plus de 10 fois inférieure à celle du temps de cohérence de phase dans le fil à $T = 20 mK$ comme on peut le voir sur les figures 3.24 et 3.25. Cette divergence de comportements qui apparaît en dessous de $T = 1 K$ est très surprenante et complètement inattendue puisque rappelons-le le fil mesuré et les réseaux ont été fabriqués simultanément dans les mêmes conditions et avec le même matériau. En outre, fondamentalement, puisque les oscillations de magnétorésistance de type AAS d'un réseau de boucles et la magnétorésistance de localisation faible d'un fil quasi-1D résultent des interférences de même nature, à savoir les interférences entre trajectoires symétriques par renversement du sens du temps, il apparaît que cette différence dans le comportement

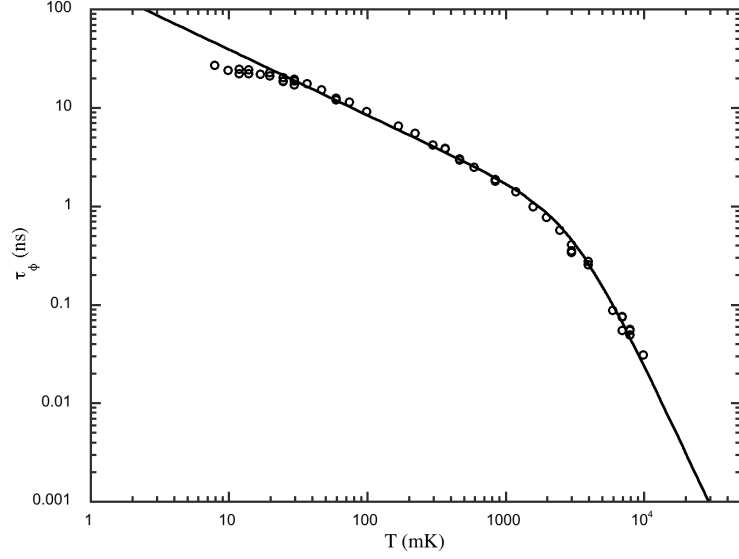


FIGURE 3.26: Temps de cohérence de phase électronique extrait de mesures de localisation faible d'un fil quasi-1D de longueur $L = 485 \mu m$, largeur $w = 120 nm$ et épaisseur $t = 50 nm$ (voir Fig. 3.12), fabriqué en même temps que les réseaux et présentant, *a priori* les mêmes caractéristiques électroniques (D , ρ), en fonction de la température. En trait plein est présenté un ajustement des résultats expérimentaux avec la prédiction théorique d'Altshuler *et al.* .

de τ_ϕ à basse température ne peut résulter que de la différence entre la topologie annulaire caractéristique du réseau de boucle et la topologie caractéristique d'un fil quasi-1D. Cette hypothèse d'un effet topologique à l'origine de la différence de comportement en température entre le temps de cohérence de phase extrait de l'oscillation AAS d'un réseau de boucles et le temps de cohérence de phase extrait de la magnétorésistance en champ faible d'un fil quasi-1D, est renforcée par la constatation que la divergence des dépendances en températures se manifeste à partir de la température où L_ϕ devient typiquement plus grand que le périmètre moyen $4a$ d'une cellule élémentaire de réseau. Nous reviendrons sur cette hypothèse, qui à l'heure de l'achèvement de ce manuscrit n'a toujours pas été étayée solidement, dans le paragraphe consacré aux effets topologiques. Pour mettre en évidence la différence de comportement en température entre le temps de cohérence de phase extrait des oscillations AAS et le temps de cohérence de phase extrait d'un fil quasi-1D, nous avons représenté sur la figure 3.27, d'une part, les comportements en température des temps de cohérence de phase électroniques extraits des rapports R_{12} des amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$ des oscillations AAS des réseaux carré et \mathcal{T}_3 de $N = 10^5$ cellules et, d'autre part, le comportement de τ_ϕ calculé pour un fil quasi-1D de mêmes largeur ($w = 60 nm$) et épaisseur ($t = 50 nm$) que celles des brins élémentaires des réseaux et présentant les mêmes caractéristiques électroniques ($D = 88 cm^2 s^{-1}$, $\rho = 4.1 \mu\Omega.cm$) selon les prédictions d'Altshuler *et al.* , et que l'on peut considérer comme une référence.

Notons que le comportement en température de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ extraite à partir des oscillations AAS des réseaux carré et \mathcal{T}_3 ne suit pas non plus la loi en $T^{-1/2}$ récemment établie par Mirlin *et al.* à partir de l'interaction électron-électron dans le cas spécifique où L_ϕ est extraite des oscillations de magnétoconductance d'un conducteur annulaire [58].

Pour terminer, mentionnons les résultats récemment obtenus dans le groupe d'Hélène Bouchiat dans des réseaux carré gravés dans un gaz d'électrons bidimensionnel GaAs/AlGaAs et contenant 10^6 cellules élémentaires de $1 \mu m$ de côté : la longueur de cohérence de phase électronique extraite du rapport des harmoniques de l'oscillation AAS suit une loi en température en $T^{-1/3}$ conforme au comportement prédit d'Altshuler *et al.* à partir de l'interaction

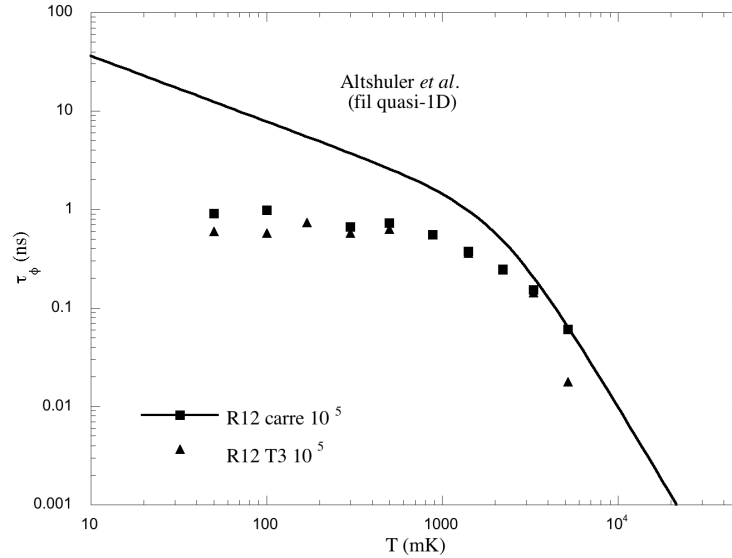


FIGURE 3.27: Comparaison entre les comportements en température des temps de cohérence de phase électroniques, d'une part extraits des rapports R_{12} des amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$ des oscillations AAS des réseaux carré et \mathcal{T}_3 de $N = 10^5$ cellules et d'autre part calculé pour un fil quasi-1D de mêmes largeur ($w = 60 \text{ nm}$) et épaisseur ($t = 50 \text{ nm}$) que celles des brins élémentaires des réseaux et présentant les mêmes caractéristiques électroniques ($D = 88 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $\rho = 4.1 \mu\Omega \cdot \text{cm}$) selon les prédictions d'Altshuler *et al.* .

électron-électron pour un fil quasi-1D. Ces résultats sont en désaccord avec la saturation à basse température que nous observons, dans le régime purement métallique.

3.4.3 Conclusions

Selon une méthode récemment développée, nous avons déterminé le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ à partir des rapports des amplitudes des harmoniques des oscillations AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques dans des réseaux constitués de nombres de boucles différents, et présentant des topologies différentes. Cette méthode repose fondamentalement sur le même effet de cohérence de phase que la méthode, couramment utilisée, à partir de l'enveloppe de magnétorésistance en champ magnétique faible : à savoir la localisation faible et les interférences entre trajectoires électroniques symétriques par renversement du sens du temps. Mais elle permet de déterminer très directement et sans aucun paramètre ajustable la longueur de cohérence de phase dans un réseau régulier de caractéristiques géométriques et de topologie connues.

Les résultats que nous avons obtenus en utilisant différents rapports d'harmoniques ($R_{12} = \Phi_0/2/\Phi_0/4$, $R_{13} = \Phi_0/2/\Phi_0/6$ et $R_{23} = \Phi_0/4/\Phi_0/6$) et dans des réseaux carré et \mathcal{T}_3 contenant de 10^6 à $3 \cdot 10^4$ cellules élémentaires de mêmes surfaces, et constitués du même matériau, sont tous consistants entre eux. Cette consistance tend à démontrer que le modèle utilisé et développé à partir du déterminant spectral du laplacien calculé sur le réseau prend correctement en compte la géométrie des réseaux et finalement que la méthode d'extraction utilisée est valable.

Cependant le comportement du temps de cohérence de phase extrait à partir des oscillations de magnétorésistance AAS des réseaux avec cette technique diverge de celui extrait de la magnétorésistance de localisation faible d'un fil quasi-1D, possédant *a priori* les mêmes propriétés électroniques, et qui fait figure de référence tant la technique utilisée pour l'extraire a été éprouvée tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Cette différence

radicale de comportement peut poser le problème de la véritable nature de la quantité caractéristique de la cohérence de phase électronique extraite à partir des oscillations AAS. Mais elle pose surtout la question d'un effet topologique, propre à la géométrie annulaire d'un réseau de boucle, qui affecterait le déphasage électronique, et plus particulièrement l'interaction électron-électron.

3.5 Étude expérimentale des oscillations Aharonov-Bohm

Le second type d'expériences de transport électronique que nous avons réalisées dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 a été dédié à l'étude des oscillations de conductance Aharonov-Bohm (AB) $\Phi_0 = h/e$ périodiques. Après avoir caractérisé ces oscillations, par leur dépendance en température et leur sensibilité au désordre notamment, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux effets de topologie et surtout de moyenne d'ensemble sur ces oscillations.

3.5.1 Mise en évidence préliminaire des oscillations h/e périodiques au voisinage du champ magnétique nul

Les résultats obtenus lors de l'étude des effets de localisation faible au voisinage du champ magnétique nul, comme les spectres de Fourier 3.20 et 3.21 des courbes de magnétoconductance des réseaux carré de 10^5 cellules et \mathcal{T}_3 de 10^5 cellules mesurées entre $-300 G$ et $+300 G$, démontrent l'existence d'une composante de la magnétoconductance $\Phi_0 = h/e$ périodique, même dans les réseaux les plus grands qui contiennent jusqu'à 10^6 cellules. Cette contribution h/e périodique, dont l'amplitude, dans les grands réseaux, est petite devant celle de l'oscillation AAS $h/(2e)$ périodique, ne peut pas être correctement mise en évidence au voisinage du champ magnétique nul. En particulier, dans cette gamme de champ magnétique, elle n'est pas observable dans le spectre direct $R(B)$ de la magnétorésistance, dominé alors par les imposantes oscillations AAS $50 G \equiv h/(2e)$ périodiques. Si, comme on s'y attend, cette composante h/e périodique de la magnétoconductance est bien la signature de l'oscillation AB, elle doit persister, sans atténuation, à champ magnétique fort, et en particulier aux champs au-delà desquels les interférences constructives entre chemins renversés par le sens du temps à l'origine des oscillations AAS sont détruites. Ainsi, afin d'étudier expérimentalement les oscillations AB h/e périodiques dans nos réseaux de boucles, nous avons pratiqué des mesures de transport à fort champ magnétique. D'une part, ces mesures de résistance en fort champ magnétique, si elles exhibent, comme au voisinage du champ nul, la composante h/e périodique, apporteront une preuve que cette composante oscillante est bien de l'oscillation AB, et d'autre part, expérimentalement elles permettent d'éliminer la contribution des oscillations AAS et d'extraire avec plus de précision toute autre composante périodique de la magnétorésistance.

3.5.2 Mesure des oscillations AB à fort champ magnétique

Dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 contenant différents nombres de boucles dont nous disposons, nous avons réalisé des mesures de la résistance en fonction du champ magnétique au voisinage de $-1 T$, typiquement entre $-13000 G$ et $-9000 G$. Dans cette gamme de champ magnétique, les corrections de localisation faible à la conductance comme les oscillations AAS, qui se manifestent, dans nos réseaux, typiquement entre $-500 G$ et $+500 G$, sont détruites.

La figure 3.28 montre la magnétorésistance du réseau carré de $N = 3.10^5$ cellules mesurée entre $-13000 G$ et $-9000 G$ à la température $T = 400 mK$. Elle est typique des courbes de magnétorésistance que nous avons pu

mesurer dans cette gamme de champ magnétique, dans les différents réseaux, à différentes températures. On peut y distinguer clairement une oscillation périodique, de période 100 G , champ correspondant à l'introduction d'un quantum de flux $\Phi_0 = h/e$ dans une boucle élémentaire de surface $\tilde{S} = 0.41\ \mu\text{m}^2$. Cette oscillation est modulée par une enveloppe qui varie plus lentement avec le champ magnétique. Des fluctuations rapides sont superposées à l'oscillation périodique. Au cours d'un même refroidissement, c'est-à-dire pour une configuration de désordre donnée, la structure entière de cette courbe de magnétorésistance $R(B)$ (composante 100 G périodique, enveloppe de modulation, et fluctuations rapides) est reproductible. L'enveloppe qui module l'oscillation ainsi que les fluctuations qui s'y superposent sont les signatures en champ magnétiques des fluctuations universelles de conductance (UCF). Quant à l'oscillation de résistance périodique en champ magnétique de période 100 G , il s'agit de l'oscillation AB $\Phi_0 = h/e$ périodique. Afin de confirmer la périodicité de cette composante oscillante de la magnétorésistance, il convient de calculer le spectre de Fourier du signal $R(B)$.

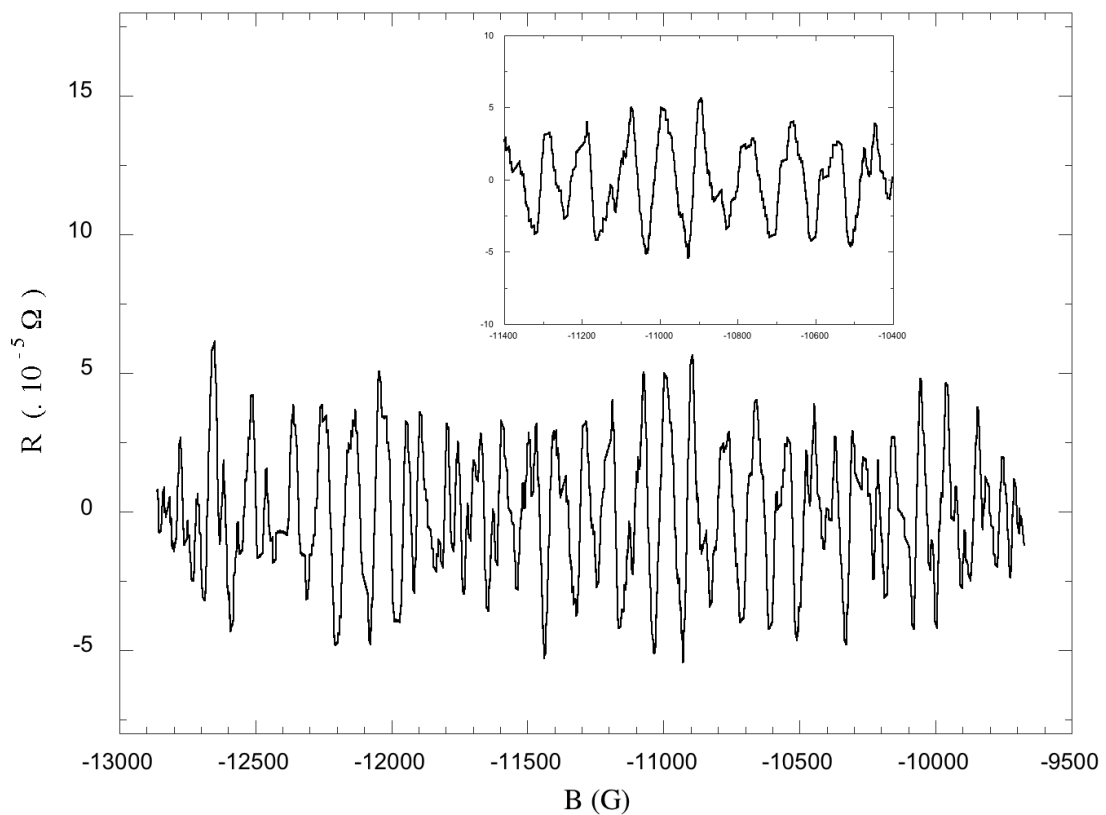


FIGURE 3.28: Magnétorésistance mesurée dans le réseau carré constitué de $N = 3.10^5$ cellules, entre -13000 G et -9000 G , à la température $T = 400\text{ mK}$. Les oscillations AB, de période 100 G , correspondant à une période en flux par cellule égale à $\Phi_0 = h/e$.

3.5.3 Spectres de Fourier et évaluation de l'amplitude des oscillations

Les spectres de Fourier des courbes de magnétorésistance $R(B)$ mesurées dans les réseaux ont été calculés sur des intervalles de 4000 G de large s'étendant, typiquement entre -13000 G et -9000 G , et ce à toute température et pour tous les réseaux, quels que soient le nombre de boucles qu'ils contiennent ou leur topologie, de manière à faciliter la comparaison des différents spectres entre eux. La largeur de l'intervalle en champ magnétique utilisé

pour l'analyse spectrale des courbes de magnétorésistance est égale à 40 périodes de l'oscillation de résistance de période 100 G et elle est grande devant l'échelle caractéristique de la modulation de l'amplitude des oscillations AB par les UCF, typiquement de l'ordre de 1000 G : elle garantit la pertinence de l'information extraite de cette analyse sur l'amplitude moyenne de l'oscillation, en permettant de s'affranchir, en particulier des effets de la modulation de l'amplitude de l'oscillation AB par les UCF.

Avant de calculer numériquement la transformée de Fourier du signal $R(B)$ mesuré, nous avons soustrait à ce dernier un ajustement numérique des variations lentes sur lesquelles se superposent les oscillations de résistance. Ce traitement numérique, très formel et couramment effectué, a pour but d'extraire avec une plus grande précision, et plus de facilité la composante périodique de faible fréquence du spectre de Fourier. Très exactement, il permet de limiter la remontée du signal de Fourier à très basse fréquence associé aux variations lentes de la résistance avec le champ magnétique. Notons bien que ce traitement, lorsqu'il est effectué avec précaution, n'affecte en rien le pic de Fourier associé à l'oscillation de résistance. Nous l'avons vérifié en faisant varier l'ajustement numérique soustrait.

Les spectres de Fourier sont calculés numériquement suivant un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT).

La figure 3.29 présente la spectre de Fourier, calculé selon la méthode que nous venons de décrire, de la courbe de magnétorésistance du réseau carré de $N = 3.10^5$ cellules, mesurée entre -13000 G et -9000 G , à la température $T = 400\text{ mK}$.

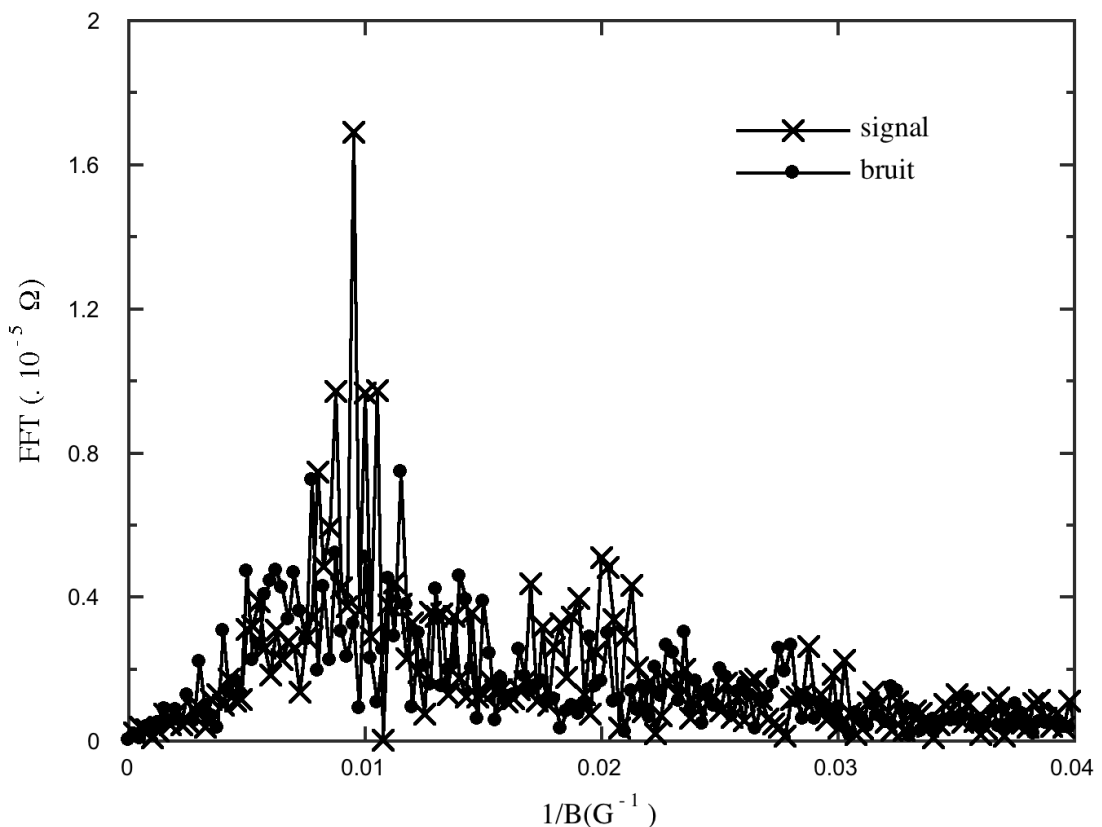


FIGURE 3.29: Spectres de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique fort du réseau carré de $N = 3.10^5$ cellules, entre -13000 G et -9000 G , à la température $T = 400\text{ mK}$. Ce spectre est comparé à celui du bruit mesuré dans les mêmes conditions expérimentales avec le même courant, à la même température sur le même échantillon, en fixant le champ magnétique à la valeur $B = -13000\text{ G}$.

Ce spectre est typique des spectres de Fourier des courbes de magnétorésistance mesurées à fort champ magnétique dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 de différentes tailles, à différentes températures. On peut y voir un pic principal, à la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$. Ce pic est la signature de l'oscillation de résistance de période en champ magnétique égale à $100 G$ déjà observée dans le spectre direct $R(B)$. Il est la preuve incontestable du caractère périodique de cette oscillation. Cette oscillation est de période en flux magnétique par cellule élémentaire égale à $\Phi_0 = h/e$, puisque $100 G$ est le champ nécessaire à l'introduction du flux $\Phi_0 = h/e$ dans une cellule élémentaire de surface $\tilde{S} = 0.41 \mu m^2$: cette composante de la magnétoconductance h/e périodique est l'oscillation AB. Aux fréquences multiples entiers de $1/B = 0.01 G^{-1}$, fréquence du pic principal, apparaissent des pics d'amplitudes inférieures : ce sont les harmoniques de l'oscillation AB. La richesse du contenu harmonique de l'oscillation AB mesurée dans nos réseaux, tout comme celle de l'oscillation AAS, est notable puisque l'on peut voir clairement jusqu'à l'harmonique $\Phi_0/3$. Elle est à relier avec la valeur importante de la longueur de cohérence de phase électronique dans nos échantillons, qui autorise des trajectoires cohérentes très longues, permettant d'encercler plusieurs cellules, et donc plusieurs flux Φ .

En comparant les spectres de Fourier des magnétorésistances mesurées dans un même réseau à la même température autour du champ magnétique nul et en champ magnétique fort, il apparaît que l'amplitude du pic à la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$, correspondant à l'oscillation de conductance h/e périodique, est indépendante du champ magnétique. Cette propriété de l'oscillation de conductance h/e périodique mesurée dans nos réseaux, et en particulier sa persistance en champ magnétique fort, caractéristiques de l'oscillation AB sont une preuve supplémentaire que l'oscillation h/e périodique mesurée est bien l'oscillation AB.

Sur le spectre de Fourier en champ magnétique fort typique présenté sur la figure 3.29, il apparaît que les pics ont une largeur finie. Pour le pic à la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$, par exemple, la largeur du pic correspond à la largeur finie de la distribution des surfaces définies par les paires de trajectoires électroniques qui interfèrent en enserrant le flux magnétique Φ , égal au flux dans une cellule, autrement dit, elle correspond à la largeur de la distribution des périodes des contributions des interférences entre paires de trajectoires qui encerclent le flux Φ . Elle résulte essentiellement de la pénétration du champ magnétique dans la largeur des fils qui constituent le réseau de boucles. La largeur du pic dépend essentiellement de la largeur des fils qui constituent le réseau. En conséquence de cet élargissement des pics, l'amplitude de chaque harmonique de l'oscillation AB h/e périodique doit être estimée, non pas grâce à l'amplitude du pic correspondant, mais bien par sa surface.

Enfin, compte tenu de la fréquence relativement basse du pic de Fourier associé à l'oscillation AB h/e périodique, ce pic apparaît sur le spectre de Fourier dans la gamme de fréquence où le niveau de bruit, de type bruit en $1/f$, commence à remonter et à devenir non négligeable, et ce malgré le traitement numérique préliminaire des données de magnétorésistance qui consiste à soustraire de ces dernières un ajustement numérique des variations lentes du signal mesuré avec le champ magnétique. C'est dans les réseaux contenant le plus grand nombre de boucles que le signal mesuré aux fréquences voisines de $1/B = 0.01 G^{-1}$ se rapproche le plus dramatiquement du niveau du bruit, évalué de part et d'autre du pic, du fait de la réduction de l'amplitude du signal associé à l'oscillation AB par la moyenne d'ensemble. Dans ce cas il devient absolument nécessaire d'évaluer correctement le bruit et de le soustraire au signal mesuré pour extraire une valeur de l'amplitude de l'oscillation AB qui ait un sens. Notons que dans le cas des oscillations AAS, il était possible de négliger le bruit puisque le signal associé à ces oscillations était très grand devant le niveau du bruit, du reste toujours plus faible aux fréquences plus élevées comme $0.02 G^{-1}$ qu'au voisinage de $0.01 G^{-1}$.

Pour estimer, très grossièrement, le bruit d'une mesure de magnétorésistance d'un échantillon à température don-

née acquise en une durée Δt , immédiatement après cette mesure, nous avons effectué une nouvelle mesure de la résistance de l'échantillon, à la même température et exactement dans les mêmes conditions expérimentales (en particulier, en utilisant le même courant de mesure, les mêmes temps d'intégration, en mesurant le même nombre de points pendant la même durée Δt), mais en fixant le champ magnétique constant à la valeur $B = Cste = 13000 G$. Ainsi, à chaque courbe de magnétorésistance où l'on mesure la quantité $\tilde{s} = s + b$ ¹, on associe une courbe de bruit où l'on mesure la quantité b' . A priori, les signaux \tilde{s} et b' ne sont pas en phase.

Ensuite, il s'agit de calculer le spectre de Fourier de la courbe de bruit en suivant la même procédure que celle suivie pour calculer le spectre de Fourier de la courbe de magnétorésistance. Grâce à ce spectre, il est possible d'estimer une valeur B' de l'amplitude du bruit sur un intervalle de fréquence centré sur la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$. L'intervalle choisi est de largeur égale à la largeur de l'intervalle sur lequel le pic associé à l'oscillation AB se manifeste sur le spectre de Fourier de la courbe de magnétorésistance correspondant à la courbe de bruit traitée. Pour estimer B' , il suffit donc de calculer l'aire sous le spectre de Fourier du bruit, sur cet intervalle.

L'amplitude S de l'oscillation AB h/e périodique est estimée à partir de l'amplitude de bruit B' calculée précédemment et de l'amplitude du signal de magnétorésistance mesuré \tilde{S} , évaluée par l'aire du pic à la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$ du spectre de Fourier de la magnétorésistance. \tilde{S} est constitué de deux contributions indiscernables au cours de la seule mesure de magnétorésistance : B , contribution du bruit et S contribution du signal h/e périodique. B' et \tilde{S} sont les deux seules quantités expérimentalement accessibles dans notre expérience. Puisque, dans une bonne approximation, l'on peut considérer que B' et \tilde{S} sont décorrélées, on peut exprimer $S = \delta R_{AB}$, amplitude de l'oscillation AB $\Phi_0 = h/e$ périodique, sous la forme : $S \approx \sqrt{\tilde{S}^2 - B'^2}$.

3.5.4 Dépendance en température de l'oscillation AB h/e périodique

Dans les réseaux carré contenant $N = 300$ cellules et $N = 3000$ cellules et dans les réseaux \mathcal{T}_3 contenant $N = 300$ cellules et $N = 3000$ cellules, nous avons mesuré la dépendance en température de l'amplitude de l'oscillation AB, dans la gamme de température s'étendant de $100 mK$ à $5 K$.

La figure 3.30 montre l'évolution à basse température de l'amplitude de l'oscillation AB $\Phi_0 = h/e$ périodique mesurée dans ces réseaux.

La dépendance en température de l'amplitude de l'oscillation h/e périodique mesurée est la même dans tous les réseaux. On s'attend à ce que la dépendance en température de l'amplitude de l'oscillation AB δR_{AB} mesurée suive, conformément aux prédictions théoriques [24, 25, 11], une loi de la forme :

$$\frac{\delta R_{AB}}{R} \propto 2 \frac{R}{R_q} \frac{L_T}{2a} e^{-2a/L_\phi} \quad (3.5)$$

avec R la résistance classique de Drude, $R_q = h/e^2$ est le quantum de résistance, $L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}}$ la longueur thermique, $2a$ est le demi périmètre d'une boucle, a est la longueur d'un brin élémentaire du réseau. Rappelons que c'est à la fois *via* L_ϕ et L_T que l'amplitude de l'oscillation AB dépend de la température. Pour nous en assurer, nous avons ajusté le comportement de $\delta R_{AB}(T)$ mesuré, respectivement dans le cas des réseaux carré et dans le cas des réseaux \mathcal{T}_3 ², avec une loi de ce type, avec un facteur multiplicatif ajustable. Nous avons utilisé l'expression

1. À noter que les signaux s et b s'ajoutent, puisque le bruit a des composantes à toutes les fréquences, même à celles du signal.

2. Puisque l'expression de la dépendance en température de l'oscillation AB dépend du périmètre de la cellule élémentaire, qui prend des valeurs différentes selon que le réseau est carré ou \mathcal{T}_3 .

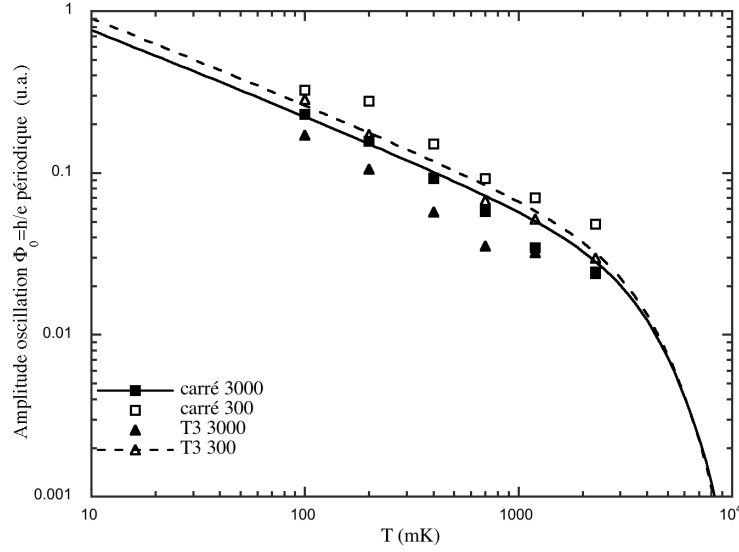


FIGURE 3.30: Amplitude de l'oscillation AB h/e périodique mesurée dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 de 300 et 3000 cellules en fonction de la température. Les prédictions théoriques calculées pour les réseaux carré et \mathcal{T}_3 sont représentées en traits plein et pointillé respectivement.

théorique pour calculer la dépendance en température de L_T à l'aide des paramètres électroniques des réseaux : $L_T(T) = 259 \text{ nm} \times 1/\sqrt{T[\text{K}]} = 8.19 \text{ nm} \times 1/\sqrt{T[\text{mK}]}$. Nous avons calculé la dépendance en température $L_\phi(T)$ à l'aide des prédictions théoriques d'Altshuler *et al.* réalisées pour un fil quasi-1D, seul modèle à avoir atteint le statut de référence pour prédire le comportement de L_ϕ à basse température dans un métal commun et dont nous avons démontré la validité dans les systèmes électroniques considérés dans cette expérience lors des mesures de localisation faible d'un fil quasi-1D (voir la figure 3.26). Notons que la précision des données expérimentales dont nous disposons pour le comportement en température de l'amplitude des oscillations h/e périodiques dans les réseaux considérés rend difficile, voire interdit, de laisser libre de varier à la fois le préfacteur de la dépendance en température modèle de l'oscillation AB et la quantité $L_\phi(T)$, pour déterminer cette dernière, lors de l'ajustement des données avec le modèle 3.5 : c'est pourquoi nous avons choisi de fixer $L_\phi(T)$.

Notons que nous aurions pu effectuer un autre choix pour évaluer la quantité $L_\phi(T)$ en utilisant le comportement de L_ϕ mesuré à basse température à partir des oscillations AAS et présenté sur la figure 3.24 par exemple, qui rappelons-le est différent de celui extrait à partir des mesures de localisation faible dans le fil quasi-1D. Ce choix pourrait apparaître plus cohérent et plus naturel puisqu'il conduit à utiliser des données expérimentales extraites d'oscillations de magnétoconductance pour analyser des données qui concernent des quantités de la même nature, à savoir aussi des oscillations de magnétoconductance et de surcroît mesurées dans les mêmes système. Néanmoins, craignant que les données sur L_ϕ extraites des oscillations AAS soient biaisées par un effet topologique subtil et encore incompris, nous avons préféré accorder notre confiance aux prédictions d'Altshuler *et al.* pour calculer $L_\phi(T)$. Ce choix révèle un véritable acte de foi scientifique dans la théorie de liquide de Fermi d'Altshuler *et al.* et implicitement néglige les effets topologiques.

En pratique, la quantité $L_\phi(T)$ que nous utilisons pour ajuster le comportement des oscillations h/e périodiques mesurées dans le modèle 3.5, est celle calculée pour un fil quasi-1D, de caractéristiques géométriques ($w = 60 \text{ nm}$ et $t = 50 \text{ nm}$) et électroniques ($D = 88 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ et $\rho = 4.1 \mu\Omega \cdot \text{cm}$) identiques à celles des brins élémentaires des réseaux : $L_\phi(T) = \left(D / (1/\tau_{e-e} + 1/\tau_{e-ph}) \right)^{1/2} = \left(8.8 / (5.95 \cdot 10^{-3} T[\text{mK}]^{2/3} + 10^{-10} T[\text{mK}]^3) \right)^{1/2} \mu\text{m}$ (la

contribution électron-électron est calculée avec la formule 2.37 : $1/\tau_{e-e} = \left(\frac{e^2 \rho \sqrt{D} k_B}{2^{3/2} \hbar^2 w t} \right)^{2/3} \cdot T^{2/3}$ et la contribution électron-phonon est évaluée approximativement à partir des résultats obtenus sur le fil quasi-1D fabriqué en même temps que les réseaux (voir Fig. 3.26)). L'ajustement théorique ainsi réalisé est en bon accord qualitatif avec les données expérimentales.

L'accord, observé aux incertitudes expérimentales près, relativement larges, entre les données expérimentale et le modèle utilisant les prédictions d'Altshuler *et al.*, qualitativement meilleur que celui entre les données expérimentales et le modèle utilisant le comportement $L_\phi(T)$ extrait des oscillations AAS, tend à démontrer la validité des prédictions théoriques d'Altshuler *et al.* pour décrire le comportement du temps de cohérence de phase électronique dans les échantillons que nous considérons.

Finalement, le comportement en température de l'amplitude des oscillations h/e périodiques mesurées dans nos réseaux apparaît bien gouverné à la fois par L_T et par L_ϕ à basse température. Il est donc tout à fait conforme à celui prédit en théorie pour l'oscillation AB et apporte ainsi une preuve supplémentaire de la nature des oscillations h/e périodiques mesurées dans ces réseaux : il s'agit bien d'oscillations AB.

3.5.5 Sensibilité au désordre de l'oscillations AB h/e périodique

La réalisation particulière du désordre dans un échantillon laisse sa signature sur les corrections quantiques à la conductance moyenne, d'une part dans l'enveloppe qui module l'oscillation AB h/e périodique ainsi que dans les fluctuations qui se superposent à cette oscillation et, d'autre part dans la phase en champ magnétique nul de l'oscillation AB.

Nous avons vérifié que la structure fine de la magnétoconductance mesurée dans chaque réseau pour une même configuration de désordre, c'est-à-dire au cours d'un même refroidissement, est reproductible : la phase de l'oscillation h/e périodique mesurée, sa forme et les fluctuations qui s'y superposent mesurées dans les mêmes conditions à des instants différents sont les mêmes, au bruit expérimental près. La figure 3.31 montre cette reproductibilité au cours du temps. En outre, dans nos échantillons mésoscopiques dont la conductance est mesurée dans une configuration « deux points », on retrouve bien, conformément aux prédictions théoriques de Büttiker [176], que la conductance est symétrique en champ magnétique, *i.e.* $G(B) = G(-B)$, comme Onsager l'avait prédit pour un conducteur macroscopique [177].

Une technique simple pour modifier la configuration du désordre d'un échantillon mésoscopique métallique consiste à le réchauffer jusqu'à température ambiante. Au cours de ce réchauffement, les impuretés et les défauts dont le mouvement est activé thermiquement se déplacent. Lors du refroidissement suivant, ils se figent dans une configuration aléatoire pour constituer une nouvelle réalisation de désordre. Nous avons comparé entre elles les structures de la magnétorésistance mesurée dans un même échantillon et dans les mêmes conditions expérimentales au cours de différents refroidissements. Comme on peut le voir sur la figure 3.32, la structure de la magnétorésistance, reproductible au cours d'un même refroidissement, change significativement entre deux refroidissements successifs séparés d'un réchauffement à température ambiante : la structure fine de la magnétorésistance dépend donc bien fortement de la configuration du désordre. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la phase en champ magnétique nul de l'oscillation h/e périodique de conductance. Nous avons observé que la phase de cette oscillation est décalée aléatoirement des valeurs 0 ou $\pm\pi$ entre deux réalisations du désordre différentes. Ce résultat est une nouvelle fois conforme aux prédictions théoriques de Büttiker selon lesquelles l'oscillation AB, comme toute autre correction quantique de la conductance d'un système mésoscopique est une fonction paire du

champ magnétique lorsqu'elle est mesurée dans une configuration « deux points ». Il est en accord avec d'autres mesures réalisées récemment [178].

Enfin, on peut noter que si la structure de la magnétorésistance et en particulier la forme de l'enveloppe qui module l'oscillation h/e périodique change d'un refroidissement à un autre, par contre l'amplitude de cette oscillation reste constante : l'amplitude de l'oscillation h/e périodique mesurée dans nos réseaux est indépendante de la configuration du désordre.

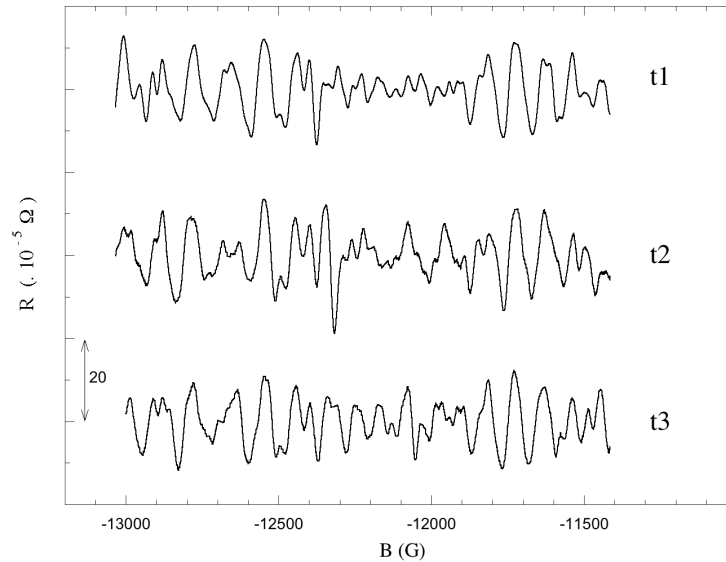


FIGURE 3.31: Magnétorésistances mesurées dans le réseau \mathcal{T}_3 constitué de $N = 3.10^4$ cellules, entre $-13000 G$ et $-11400 G$, à la température $T = 400 mK$ au cours d'un même refroidissement, mais à des instants t_1 , t_2 et t_3 différents. On constate la grande reproductibilité de la structure, de l'amplitude et de la phase de l'oscillation de conductance pour une même configuration de désordre au cours du temps.

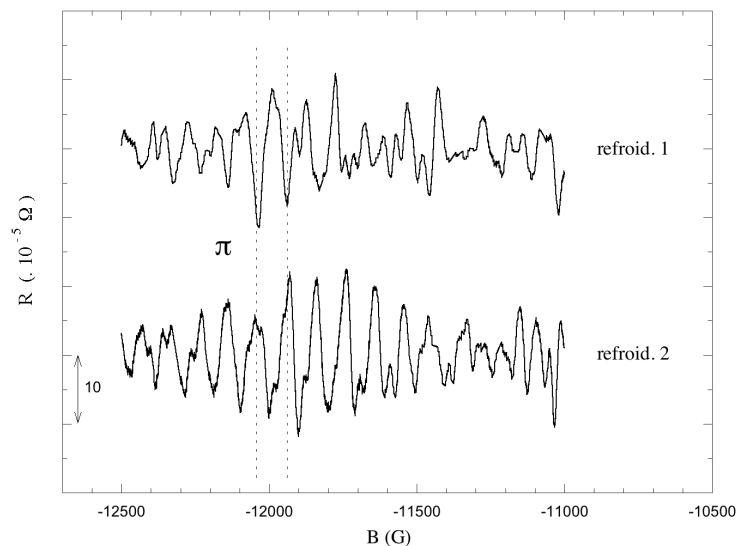


FIGURE 3.32: Magnétorésistances mesurées dans le réseau carré constitué de $N = 10^5$ cellules, entre $-12500 G$ et $-11000 G$, à la température $T = 400 mK$ au cours de deux refroidissements successifs. La phase de l'oscillation AB $\Phi_0 = h/e$ périodique change d'un refroidissement à l'autre. Elle prend aléatoirement les valeurs π ou 0 . Dans ce cas la phase de l'oscillation AB a changé de π . L'amplitude de l'oscillation reste du même ordre de grandeur.

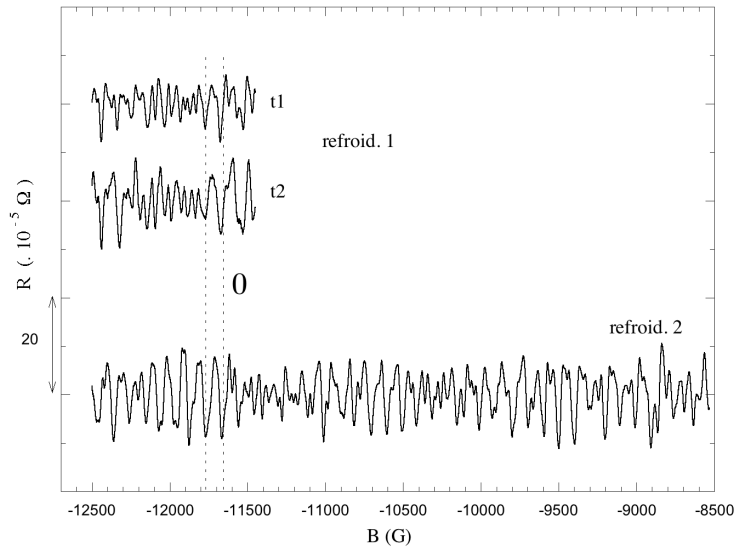


FIGURE 3.33: Magnétorésistances mesurées dans le réseau carré constitué de $N = 3.10^4$ cellules, à fort champ magnétiques, à la température $T = 400 \text{ mK}$ au cours d'un premier refroidissement, à deux instants t_1 et t_2 distincts et au cours d'un second refroidissement. Au cours d'un même refroidissement, la magnétorésistance est très reproductible au cours du temps. D'un refroidissement à l'autre, alors que la configuration du désordre a changé, la structure de la magnétorésistance est modifiée. La phase de l'oscillation AB $\Phi_0 = h/e$ périodique qui peut prendre aléatoirement les valeurs π ou 0 , n'a pas changé.

3.6 Effets topologiques dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3

On qualifie de topologiques les effets qui résultent de la forme géométrique particulière des échantillons. Dans une expérience de transport mésoscopique où les fonctions d'onde électroniques en jeu présentent une phase cohérente, les effets de topologie peuvent affecter de manière spectaculaire les trajectoires de diffusion électronique. De manière plus subtile ils affectent le déphasage électronique et probablement les interactions électron-électron [58, 179].

Par les mécanismes par lesquels ils affectent les trajectoires semi-classiques de diffusion des électrons, les effets de topologie sont intimement liés aux effets du désordre et se combinent subtilement à ces derniers. En effet, les bords de l'échantillon, au même titre que les défauts cristallins ou certaines impuretés constituent un potentiel de diffusion statique et contribuent au désordre. Par ailleurs, on comprend intuitivement assez facilement que lorsque le désordre est « fort », c'est-à-dire lorsque la diffusion électronique est dominée par les collisions sur les impuretés et autres défauts du matériau, comme dans le cas d'un métal diffusif, la diffusion n'est plus affectée par la topologie de l'échantillon puisque la probabilité des collisions électroniques sur les bords de l'échantillon devient négligeable par rapport à celle des collisions sur les impuretés de désordre du matériau. Autrement dit, dans un échantillon diffusif, on s'attend à ce que l'électron ne soit pas sensible aux bords de l'échantillon. Une question que l'on peut se poser est la suivante : les électrons cohérents de phase sont-ils davantage sensibles à la topologie des échantillons que les électrons classiques et incohérents, et en particulier, la diffusion électronique cohérente continue-t-elle à être affectée par des effets topologiques même dans le régime fortement diffusif ?

Une autre question plus essentielle à propos des effets de topologie est la suivante : la topologie affecte-t-elle de manière sensible et significative le déphasage électronique et en particulier l'interaction électron-électron ?

Nous avons cherché des éléments de réponse à ces questions dans les résultats des expériences de transport que

nous avons menées dans les réseaux métalliques bidimensionnels cohérents de géométrie carré et \mathcal{T}_3 et dans les fils quasi-1D constitués du même matériau.

3.6.1 Signatures de la topologie sur les harmoniques des oscillations de magnétoconductance : réseaux carré vs. \mathcal{T}_3

3.6.1.1 L'harmonique $n = 3$: révélatrice d'une différence topologique triviale entre les réseaux carré et \mathcal{T}_3

Une propriété géométrique très simple distingue le réseau carré du réseau \mathcal{T}_3 : dans des réseaux de même pas élémentaire a , la distance minimale pour entourer trois cellules élémentaires dans un réseau carré, égale à $8a$, est plus grande que dans un réseau \mathcal{T}_3 , dans lequel elle ne vaut que $6a$. Les conséquences de cette différence topologique élémentaire entre le réseau carré et le réseau \mathcal{T}_3 sur le contenu harmonique des oscillations de magnétoconductance de ces réseaux sont bien mises en évidence lors de l'analyse des oscillations de magnétoconductance réalisée à l'aide de la technique de développement analytique de la magnétoconductance en orbites périodiques organisés en fonction du flux Φ , par cellule élémentaire, englobé, technique déjà expliquée dans le paragraphe 3.4.1.2.2. Dans le cadre de cette analyse, il apparaît directement que chaque contribution à l'harmonique n d'une oscillation de magnétoconductance d'une trajectoire électronique de longueur $m \times a$ entourant le flux $n \times \Phi$, est pondérée, à température donnée, par le terme e^{-ma/L_ϕ} ; autrement dit, la longueur d'une trajectoire module le poids de la contribution de cette trajectoire à une harmonique d'une oscillation de magnétoconductance, et la contribution est d'autant plus importante que la trajectoire est courte. Dans l'analyse de la magnétoconductance par développement en orbites périodiques, il est donc possible de comparer, aisément, les poids des termes qui dominent les premières harmoniques de la magnétoconductance dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 , et donc de comparer les amplitudes relatives des différentes harmoniques dans ces deux types de réseaux. Prenons tout d'abord l'exemple de l'oscillation AAS. Dans le cas du réseau carré (resp. \mathcal{T}_3), les trajectoires les plus courtes qui entourent $1 \times \Phi$ et dominent la première harmonique sont de longueur $4a$ (resp. $4a$) : leur contribution s'atténue avec L_ϕ selon e^{-4a/L_ϕ} (resp. e^{-4a/L_ϕ}). Les trajectoires les plus courtes qui entourent $2 \times \Phi$ et dominent la seconde harmonique sont de longueur $6a$ (resp. $6a$) : leur contribution est affectée par un terme en e^{-6a/L_ϕ} (resp. e^{-6a/L_ϕ}). Enfin, les trajectoires les plus courtes qui entourent $3 \times \Phi$ et dominent la seconde harmonique sont de longueur $8a$ (resp. $6a$) : leur contribution est affectée par un terme en e^{-8a/L_ϕ} (resp. e^{-6a/L_ϕ}). Dans le cas de l'oscillation AB, de la même manière, on peut démontrer¹ que, dans le réseau carré (resp. \mathcal{T}_3), la première harmonique est dominée par un terme en e^{-2a/L_ϕ} (resp. e^{-2a/L_ϕ}), la seconde harmonique est dominée par un terme en e^{-3a/L_ϕ} (resp. e^{-3a/L_ϕ}) et la troisième par un terme en e^{-4a/L_ϕ} (resp. e^{-3a/L_ϕ}).

On constate que c'est sur la troisième harmonique de la magnétoconductance, qu'il s'agisse de l'oscillation AB ou de l'oscillation AAS, que se manifeste la différence entre les topologies carré et \mathcal{T}_3 liée au fait que la distance que les électrons doivent parcourir dans le réseau \mathcal{T}_3 pour entourer trois cellules élémentaires est plus courte que

1. Lors du développement de la magnétoconductance en orbites périodiques, la seule différence qui apparaît entre les oscillations AB et AAS et qui a une conséquence lors de la comparaison des amplitudes des harmoniques entre elles est la suivante : dans chacune des deux géométries carré et \mathcal{T}_3 , les longueurs des trajectoires qui dominent les harmoniques de l'oscillation AB $\Phi_0 = h/e$ périodiques sont deux fois plus courtes que celles des trajectoires qui dominent les harmoniques de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques à harmoniques égales. Ainsi, dans le cas du réseau carré (resp. \mathcal{T}_3), les trajectoires les plus courtes qui entourent $1 \times \Phi$ et dominent la première harmonique de AB sont de longueur $2a$ (resp. $2a$) (au lieu de $4a$ (resp. $4a$) dans le cas de la première harmonique de l'oscillation AAS), les trajectoires les plus courtes qui entourent $2 \times \Phi$ et dominent la seconde harmonique de l'oscillation AB sont de longueur $3a$ (resp. $3a$) (au lieu de $6a$ (resp. $6a$) dans le cas de la première harmonique de l'oscillation AAS), etc...

celle qu'ils doivent parcourir pour entourer le même nombre de cellules dans un réseau carré. L'amplitude de la troisième harmonique de la magnétoconductance d'un réseau carré décroît plus vite que la troisième harmonique de la magnétoconductance d'un réseau \mathcal{T}_3 , lorsque L_ϕ diminue. En conséquence, pour une valeur de L_ϕ donnée, on s'attend à ce que la troisième harmonique d'une oscillation périodique de magnétoconductance soit plus forte dans un réseau \mathcal{T}_3 que dans un réseau carré, puisque le préfacteur d'origine purement géométrique de la troisième harmonique est du même ordre dans le réseau carré et dans le réseau \mathcal{T}_3 . En outre, dans un réseau \mathcal{T}_3 , les deuxième et troisième harmoniques, toutes les deux affectées du même terme, égal à e^{-6a/L_ϕ} dans le cas de l'oscillation AAS et e^{-3a/L_ϕ} dans le cas de l'oscillation AB, présentent une robustesse équivalente à la diminution de la longueur de cohérence de phase électronique. Au premier ordre, on s'attend à ce que le rapport R_{23} entre les amplitudes des harmoniques $n = 2$ et $n = 3$ ne dépendent pas de L_ϕ , et soit constant, et aussi que les rapports R_{12} , entre les harmoniques $n = 1$ et $n = 2$, et R_{13} , entre les harmoniques $n = 1$ et $n = 3$ suivent la même dépendance en température (e^{-2a/L_ϕ} dans le cas de l'oscillation AAS, e^{-a/L_ϕ} dans le cas de l'oscillation AB). Dans le cas du réseau carré, on s'attend simplement à ce que les rapports R_{12} et R_{23} suivent la même dépendance en température (e^{-2a/L_ϕ} dans le cas de l'oscillation AAS, e^{-a/L_ϕ} dans le cas de l'oscillation AB). L'ensemble de ces prédictions théoriques établies dans l'approximation du développement analytique en orbites périodiques est confirmée par les calculs numériques exacts des rapports des harmoniques réalisés pour l'oscillation AAS dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 et présentés sur les figures 3.15 et 3.14 : on voit bien que dans le cas du réseau \mathcal{T}_3 , $R_{23}(L_\phi/a) \approx Cste$ et $R_{12}(L_\phi/a) \propto R_{13}(L_\phi/a)$ et que dans le cas du réseau carré, $R_{12}(L_\phi/a) \propto R_{23}(L_\phi/a)$.

L'effet de domination de la troisième harmonique de la magnétoconductance d'un réseau \mathcal{T}_3 sur celle d'un réseau carré est un effet purement topologique relativement simple. Il est valable pour l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, tout comme pour l'oscillation AB $\Phi_0 = h/e$ périodique : par exemple, dans le réseau \mathcal{T}_3 , relativement au cas du réseau carré, lors de l'étude de l'oscillation AAS, on s'attend donc à ce que l'harmonique $\Phi_0/6$ soit plus forte et lors de l'étude de l'oscillation AB on s'attend à une harmonique $\Phi_0/3$ plus forte.

3.6.1.1.1 Analyse des oscillations AAS À partir des courbes de magnéto-résistance mesurées entre $-300 G$ et $+300 G$, à différentes températures, dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 contenant chacun $N = 10^5$ cellules élémentaires et à partir des spectres de Fourier associés, nous avons pu tracer pour chacun des deux échantillons les courbes présentant l'évolution avec la température des rapports R_{12} , R_{13} et R_{23} entre les amplitudes des différentes harmoniques n , $\Phi_0/2$ ($n = 1$), $\Phi_0/4$ ($n = 2$) et $\Phi_0/6$ ($n = 3$) périodiques de l'oscillation AAS. Ces courbes sont présentées sur les figures 3.34 et 3.35. Pour le réseau carré, conformément aux prédictions théoriques, aux incertitudes expérimentales près, il apparaît bien que $R_{12}(T) \propto R_{23}(T)$. Pour le réseau \mathcal{T}_3 , comme on s'y attend, le rapport R_{23} est bien, sensiblement, indépendant de la température et en faisant abstraction des points aux plus hautes températures, dont l'incertitude est importante tant le signal devient petit à ces températures, on retrouve bien que $R_{12}(T) \propto R_{13}(T)$.

L'ensemble de ces résultats démontre que les oscillations AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques mesurées dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 considérés portent, dans leur contenu harmonique, la signature claire des spécificités topologiques des réseaux carré et \mathcal{T}_3 , et ce malgré le caractère diffusif du transport électronique dans les systèmes métalliques considérés. Ces résultats confirment l'effet topologique notoire de la taille des orbites périodiques sur le contenu harmonique des oscillations de conductance de type Aharonov-Bohm dans un réseau d'anneau dans le régime de transport électronique cohérent de phase. Cet effet a déjà fait l'objet de prédictions théoriques dans le cas de réseaux unidimensionnels de boucles de géométries différentes (collier, échelle...), prédictions vérifiées à basse température dans des réseaux métalliques [180].

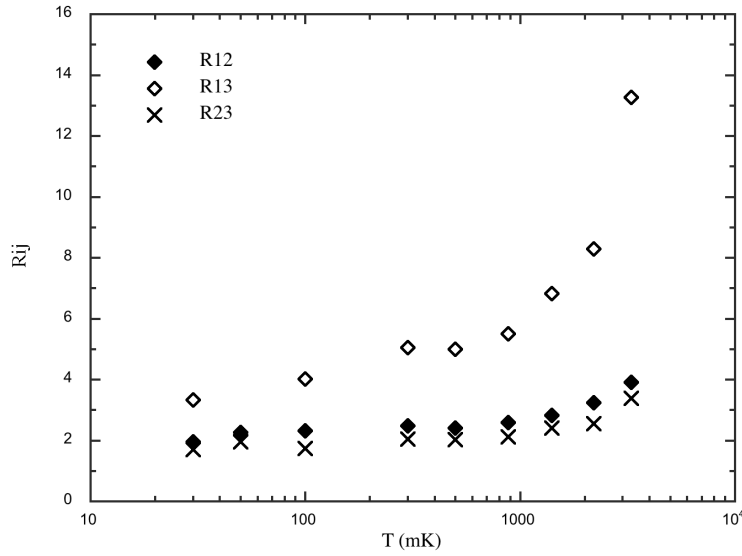


FIGURE 3.34: Valeurs des différents rapports entre les amplitudes des harmoniques de l'oscillation AAS en fonction de la température, dans le réseau carré contenant $N = 10^5$ cellules. R_{12} est le rapport entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$ périodiques, R_{13} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$, et R_{23} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$.

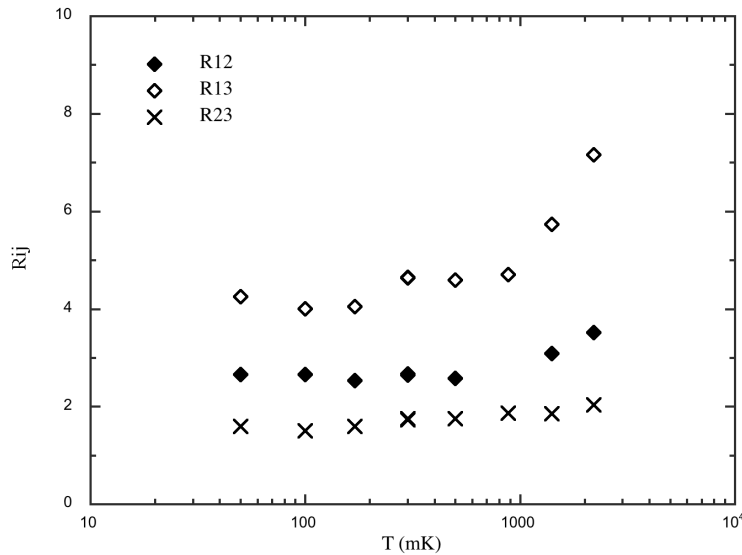


FIGURE 3.35: Valeurs des différents rapports entre les amplitudes des harmoniques de l'oscillation AAS en fonction de la température, dans le réseau \mathcal{T}_3 contenant $N = 10^5$ cellules. R_{12} est le rapport entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/4$ périodiques, R_{13} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/2$ et $\Phi_0/6$ périodiques, et R_{23} entre les amplitudes des harmoniques $\Phi_0/4$ et $\Phi_0/6$ périodiques.

3.6.1.1.2 Analyse des oscillations $\Phi_0 = h/e$ périodiques Comme nous l'avons expliqué précédemment, on s'attend à ce que l'amplitude de la troisième harmonique $\Phi_0/3$ périodique de l'oscillation de AB soit plus grande dans un réseau \mathcal{T}_3 que dans un réseau carré équivalent.

Lors des mesures de l'oscillations AB h/e périodique réalisées parallèlement dans des réseaux carré et \mathcal{T}_3 de caractéristiques identiques et à la même température, nous n'avons pas pu mettre en évidence cet effet topologique de manière très convaincante. Par exemple, dans les spectres des réseaux carré et \mathcal{T}_3 de 10^5 cellules mesurés à la même température et présentés sur les figures 3.36 et 3.37, il n'apparaît pas de manière notable que l'amplitude de la composante $\Phi_0/3$ périodique de la magnétorésistance, normalisée par l'amplitude de la composante Φ_0 périodique, dans le réseau \mathcal{T}_3 soit plus grande que l'amplitude de la composante de la magnétorésistance de même périodicité, normalisée par l'amplitude de la composante Φ_0 périodique, dans le réseau carré.

Les difficultés que nous avons rencontrées à mesurer la signature de l'effet topologique associé à la différence de taille des orbites entourant trois cellules élémentaires dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 sur l'harmonique $\Phi_0/3$ périodique de l'oscillation AB, sont vraisemblablement à attribuer à la faible valeur de l'amplitude de l'harmonique $\Phi_0/3$ périodique en question : l'amplitude de cette harmonique de rang élevé est réduite par la moyenne d'ensemble, et les facteurs $L_T/(6a)$ et e^{2a/L_ϕ} à un niveau proche du niveau du bruit. L'absence de signature claire de cet effet topologique sur l'harmonique $\Phi_0/3$ périodique de l'oscillation AB ne remet en rien en cause l'existence de cet effet dans nos systèmes, par ailleurs clairement mis en évidence sur l'oscillation AAS. Elle indique simplement que, dans les réseaux bidimensionnels de boucles considérés, l'oscillation AB, compte tenu de son amplitude, très faible en comparaison à celle de l'oscillation AAS, n'est pas la correction quantique de magnétoconductance la mieux adaptée pour mettre en évidence les effets topologiques.

3.6.1.2 Effet de cage Aharonov-Bohm dans le réseau \mathcal{T}_3 diffusif ?

Rappelons que l'effet de cage Aharonov-Bohm constitue un effet topologique très subtil prédit spécifiquement dans le réseau \mathcal{T}_3 , de géométrie non triviale. Cet effet, prédit initialement dans un modèle de liaison forte, est un effet de localisation des électrons sur le réseau qui trouve son origine dans la géométrie très particulière du réseau \mathcal{T}_3 et qui induit par des interférences électroniques de type Aharonov-Bohm complètement destructives pour certaines valeurs $\Phi_0 = h/e$ périodiques du flux Φ par cellule élémentaire du réseau. Il a été démontré [167] que la réminiscence de cet effet dans un réseau de fils quasi-1D serait une oscillation h/e périodique de la magnétoconductance. L'amplitude de l'oscillation h/e périodique associée à l'effet de cage a été prédite très supérieure à celle de l'oscillation AB h/e périodique de la magnétoconductance d'un réseau carré équivalent, et surtout plus robuste à la moyenne d'ensemble que cette dernière. Ces prédictions ont été établies dans la limite d'un désordre faible. Une expérience récente a mis en évidence, dans les propriétés de transport d'un réseau \mathcal{T}_3 réalisé dans un gaz d'électrons bidimensionnel, des signatures tendant à démontrer l'existence de cet effet topologique fort dans un système électronique faiblement désordonnés [169]. Dans un métal désordonné, lorsque le transport électronique devient très diffusif et que les canaux de conduction se multiplient, on s'attend à ce que l'effet de cage Aharonov-Bohm disparaisse : cet effet topologique est prédit fragile car présentant une sensibilité au désordre exacerbée. Afin de tester la robustesse au désordre de cet effet d'interférences quantiques induit par la topologie mais aussi pour obtenir, éventuellement, une preuve supplémentaire de la persistance de la sensibilité des électrons cohérents de phase à la topologie en présence d'un fort désordre, nous avons entrepris de chercher à mettre en évidence l'effet de cage Aharonov-Bohm dans les réseaux \mathcal{T}_3 métalliques que nous avons fabriqués.

Dans ce but, d'une part nous avons comparé l'amplitude des oscillations h/e périodiques qui affectent respectivement la magnétoconductance à forts champs magnétiques et à la même température, de réseaux carré et \mathcal{T}_3 équivalents, et en particulier de cellules élémentaires de même surface et contenant le même nombre de cellules, pour chercher à mettre en évidence éventuellement que l'amplitude de l'oscillation dans le réseau \mathcal{T}_3 est supérieure à celle de la magnétorésistance du réseau carré. D'autre part nous avons étudié le comportement de l'amplitude de l'oscillation h/e périodique en fonction du nombre N de cellules élémentaires dans les réseaux carré et dans les réseaux \mathcal{T}_3 , afin de mettre en évidence, éventuellement, une robustesse à la moyenne d'ensemble de l'oscillation h/e périodique de la magnétoconductance des réseaux \mathcal{T}_3 supérieure à celle de l'oscillation h/e périodique de la magnétoconductance des réseaux carré.

Les figures 3.36 et 3.37 présentent les spectres de Fourier des oscillations h/e périodiques mesurées tous les deux entre $-13000 G$ et $-9000 G$, à la même température $T = 400 mK$ et dans les mêmes conditions expérimentales respectivement dans le réseau carré de $N = 10^5$ cellules et dans le réseau \mathcal{T}_3 de $N = 10^5$ cellules. Rappelons que les deux réseaux sont constitués de brins de même largeur $w = 60 nm$, que les cellules élémentaires ont la même surface dans l'un comme dans l'autre. Ces réseaux ont par ailleurs été fabriqués dans le même matériau, dans exactement les mêmes conditions, et simultanément, si bien que le libre parcours élastique caractéristique du désordre est le même $l_e = 19 nm$ et la longueur de cohérence de phase est la même dans les deux échantillons à température donnée. En conséquence, seule la topologie différente de ces deux réseaux peut être à l'origine de différences observées dans ces deux spectres de Fourier.

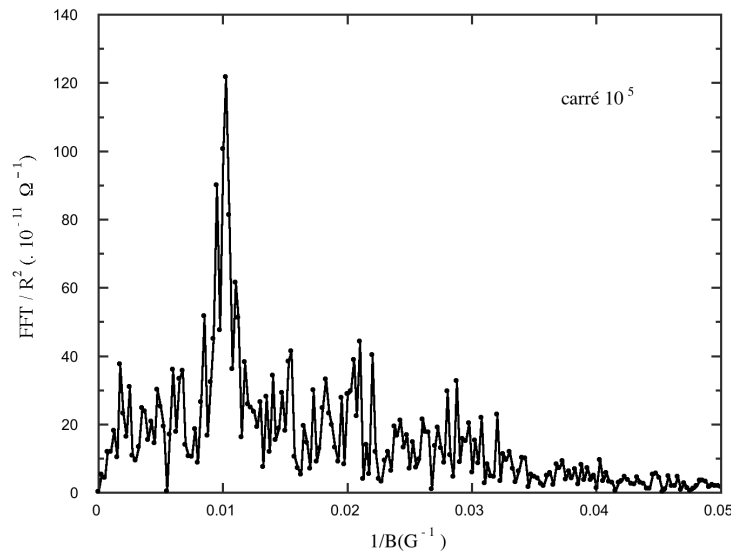


FIGURE 3.36: Spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique fort du réseau carré de $N = 10^5$ cellules, entre $-13000 G$ et $-9000 G$, à la température $T = 400 mK$.

Très exactement, sur les figures 3.36 et 3.37, nous avons représenté les spectres de Fourier des fluctuations de la magnétorésistance $R(B)$ mesurées, divisés par la valeur moyenne de la résistance du réseau à la même température (voir tableau Tab. 3.1), en fort champ magnétique, élevée au carré. L'intérêt de représenter cette grandeur est de pouvoir comparer entre elles les valeurs absolues des pics des spectres de Fourier des deux échantillons et d'en déduire une information sur la topologie. En effet, les corrections quantiques de magnétorésistance associées à ces pics sont de la forme $\delta R/R^2 = Cste \times f(L_\phi/a)$, où la fonction f ne dépend que de la topologie du réseau et de L_ϕ . Puisque la longueur de cohérence de phase est la même dans les deux échantillons, en comparant les quantités

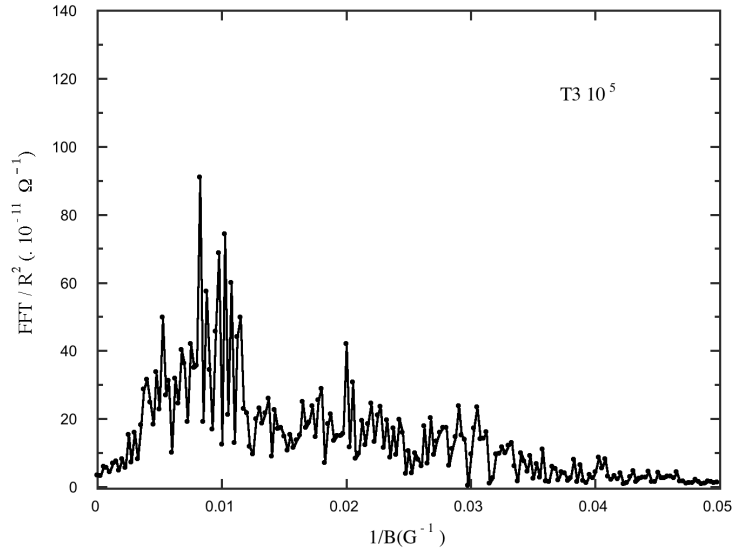


FIGURE 3.37: Spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique fort du réseau \mathcal{T}_3 de $N = 10^5$ cellules, entre -13000 G et -9000 G , à la température $T = 400\text{ mK}$.

$\delta R/R^2$, et plus exactement $FFT(R(B))/R^2$, dans ces échantillons présentant des topologies différentes, il est donc possible de mettre en évidence, directement, d'éventuels effets topologiques. Sur les spectres 3.36 et 3.37 il est possible d'évaluer l'amplitude de la composante h/e périodique de la magnétorésistance, dans le réseau carré et dans le réseau \mathcal{T}_3 : il apparaît que l'amplitude de cette oscillation de conductance dans le réseau \mathcal{T}_3 est du même ordre que l'amplitude de l'oscillation h/e périodique mesurée dans le réseau carré. Ce résultat démontre l'absence d'une signature directe de l'effet de cage Aharonov-Bohm sur les propriétés de transport des réseaux \mathcal{T}_3 que nous avons mesurés.

Par ailleurs, les comportements vis-à-vis de la moyenne d'ensemble des oscillations h/e périodiques qui affectent la magnétorésistance des réseaux carré et \mathcal{T}_3 que nous avons mesurés à une même température et qui sont présentés sur la figure 3.38 sont identiques. C'est une preuve supplémentaire de l'absence d'une signature claire de l'effet de cage Aharonov-Bohm dans les réseaux \mathcal{T}_3 métalliques considérés.

Comme il l'avait été prédit, l'effet de cage Aharonov-Bohm, subtil et complexe effet d'interférences quantiques électroniques renforcé par la topologie, ne résiste pas au désordre métallique, ou, du moins, pas suffisamment pour être mis en évidence expérimentalement dans une expérience de transport mésoscopique simple.

3.6.2 Effet de la topologie sur le déphasage de la localisation faible : réseaux d'anneaux vs. fil

Comme nous l'avons déjà expliqué dans le paragraphe précédent 3.4, nous avons mesuré le temps de cohérence de phase τ_ϕ , et plus exactement, le temps caractéristique du déphasage de la localisation faible, en utilisant deux techniques différentes, *i.e.* deux corrections quantiques de la localisation faible à la conductance de natures différentes : d'une part nous avons extrait des valeurs de τ_ϕ à partir des harmoniques des oscillations de magnétoconductance Altshuler-Aronov-Spivak mesurées dans des réseaux de boucles de géométries carré ou \mathcal{T}_3 , et d'autre part nous avons extrait une valeur de τ_ϕ à partir de la magnétorésistance en champ magnétique faible mesurée dans un fil quasi-1D. Comme le montrent les figures 3.26 et 3.27, à basse température, typiquement à $T < 1\text{ K}$, d'une

part les valeurs de τ_ϕ extraites des réseaux d'anneaux et d'autre part celle extraite du fil ont des valeurs absolues très différentes et présentent des comportements en température divergeant.

D'une part, le fil et les réseaux ont été fabriqués simultanément, dans exactement les mêmes conditions et à partir du même matériau et présentent donc les mêmes propriétés électroniques. D'autre part, la confiance accordée dans la capacité des deux techniques utilisées, et donc des deux modèles théoriques appliqués, pour extraire les valeurs de τ_ϕ , à fournir des quantités qui ont un sens physique² est importante : nous avons démontré la consistance de la technique d'analyse de l'oscillation AAS d'un réseau en mettant en évidence qu'elle permet d'extraire la même quantité caractéristique de la localisation faible quelle que soit la taille ou la géométrie du réseau, quant à la technique d'analyse de la magnétorésistance de localisation faible d'un fil quasi-1D, elle a aujourd'hui atteint le statut de référence tant elle a été utilisée, et éprouvée. Compte tenu de ces éléments, l'explication la plus probable de la différence observée entre le comportement de la valeur du temps caractéristique du déphasage de la localisation faible, τ_ϕ , extraite de l'oscillation AAS d'un des réseaux d'anneaux mesuré et celui de la valeur de τ_ϕ extraite de la magnétorésistance en champ magnétique faible du fil quasi-1D est celle d'un effet topologique : la nature des mécanismes de déphasage de la localisation faible dépend de la géométrie du conducteur cohérent (fil quasi-1D ou réseau d'anneaux, dans notre cas particulier).

Cette hypothèse est renforcée par la constatation expérimentale que la divergence des comportements de τ_ϕ en température mesurés dans un réseau et dans le fil apparaît en-dessous d'une température caractéristique pour laquelle la longueur de cohérence de phase L_ϕ devient plus grande que le périmètre d'une cellule élémentaire du réseau ($L_\phi > 4a$) : les mécanismes qui affectent la cohérence du cooperon changent dès lors que le cooperon est cohérent sur une distance suffisamment grande pour qu'il soit capable de ressentir s'il explore un fil ou un anneau. C'est là une preuve évidente de la sensibilité d'un électron cohérent de phase à la topologie du conducteur.

L'hypothèse d'un effet topologique pour expliquer la divergence de comportements en température entre la valeur de τ_ϕ extraite d'un fil et celle extraite d'un réseau d'anneaux est aussi étayée par les résultats obtenus lorsque nous avons essayé d'extraire une valeur de τ_ϕ à partir de l'enveloppe de l'oscillation AAS d'un réseau. Lors de cette analyse, il est apparu impossible d'extraire des valeurs de L_ϕ qui aient un sens physique à partir de l'ajustement numérique de l'enveloppe de la magnétorésistance avec un modèle théorique calculé spécifiquement pour le réseau de fils considéré, en-dessous de 1 K, température à laquelle, rappelons-le L_ϕ devient supérieure au périmètre d'une cellule élémentaire du réseau. L'enveloppe de la magnétorésistance d'un réseau d'anneaux résulte du déphasage du cooperon par le champ magnétique à l'échelle de la largeur d'un fil du réseau. La difficulté rencontrée dans l'analyse de cette enveloppe peut donc elle aussi résulter du même effet topologique, qui rend inadéquat le modèle de déphasage utilisé, calculé pour un réseau de fils, dès lors que le cooperon sonde des distances sur lesquelles il est capable de ressentir qu'il explore un réseau d'anneaux plutôt qu'un simple fil : le déphasage de la localisation faible dépend de la géométrie du conducteur cohérent.

La différence observée, à basse température, entre les valeurs de τ_ϕ extraites des oscillations AAS des réseaux d'anneaux et de la magnétorésistance en champ magnétique faible du fil quasi-1D, pose la question du véritable sens physique des deux quantités extraites. Les mécanismes de déphasage de la localisation faible sont-ils les mêmes dans un réseau d'anneau et dans un fil ? Est-ce la même échelle de temps qui gouverne le déphasage électronique dans un réseau d'anneaux et dans un fil ? La différence observée ne révèle-t-elle pas que la nature de la relaxation de la phase (exponentielle ou non exponentielle) associée à un même mécanisme de déphasage est différente dans ces deux systèmes et différente de celle prise en compte dans un des modèles utilisés pour analyser les résultats ?

2. Il reste à savoir quel est LE sens physique de ces quantités !

D'un point de vue plus général, la différence observée dans les comportements de τ_ϕ mesurés dans les réseaux et dans le fil pose le problème de la dépendance de la quantité caractéristique de la cohérence de phase électronique expérimentalement extraite à la correction quantique au transport utilisée pour la mesurer et pose donc le problème de l'extraction à partir de mesures expérimentales d'une quantité caractéristique de la cohérence quantique de l'électron, que l'on imagine unique dans un conducteur donné.

Des travaux théoriques récents [58, 179] ont obtenus des premiers résultats sur la question complexe de l'effet de la topologie sur le déphasage des électrons diffusifs. Plus particulièrement, c'est l'effet de l'interaction électron-électron sur le déphasage électronique dans un anneau qui a été étudié et comparé au cas du fil. Il a été mis en évidence que la dépendance en température du temps caractéristique du déphasage de la localisation faible dû à l'interaction électron-électron extrait des oscillations de magnétoconductance d'un anneau ($\tau_\phi \propto T^{-1}$, par exemple lorsque le périmètre L de l'anneau est grand devant L_ϕ) pouvait être différent de celui extrait d'un fil ($\tau_\phi \propto T^{-2/3}$). Christophe Texier et Gilles Montambaux se sont aussi intéressés à l'effet de l'adjonction de longs fils à un anneau sur le déphasage du cooperon par l'interaction électron-électron dans l'anneau : ils ont démontré que lorsque L_ϕ devient grand devant le périmètre de l'anneau la présence des fils connectés à l'anneau affecte fortement le comportement en température de l'amplitude des harmoniques de l'oscillation AAS. Ils prédisent, en particulier que le temps caractéristique du déphasage de la localisation faible extrait des harmoniques de l'oscillation AAS présenterait dans ce cas une dépendance en température de la forme $\tau_\phi \propto T^{-4/11}$, très affaiblie par rapport à celle de la valeur de τ_ϕ extraite de la magnétorésistance d'un fil. Ce résultat démontre l'importance des effets non-locaux sur le transport électronique dans un conducteur cohérent. Aujourd'hui, il n'existe pas de prédiction théorique pour la dépendance en température du temps de cohérence de phase extrait des harmoniques de l'oscillation AAS pour un réseau d'anneaux de géométrie donnée. Néanmoins, on peut supposer que le comportement à basse température du temps caractéristique du déphasage de la localisation faible extrait des oscillations AAS mesurées dans nos réseaux carré et \mathcal{T}_3 a la même origine que celui prédit pour l'anneau connecté à de longs fils. D'ailleurs, la dépendance en température de τ_ϕ mesurée à basse température à partir des oscillations AAS des réseaux que l'on peut considérer comme des ensembles d'anneaux connectés à des fils, très faible, proche de celle en $\propto T^{-4/11}$, est cohérente avec la prédiction théorique réalisée pour l'anneau connecté à des fils qui prévoit l'affaiblissement de la dépendance en température du temps caractéristique du déphasage de la localisation faible dû à l'interaction électron-électron par simple effet de l'adjonction de fils à l'anneau.

À l'heure de la fin de la rédaction de ce manuscrit, nous n'avons pas encore fini d'analyser les résultats expérimentaux contenant les signatures des effets topologiques sur le déphasage de la localisation faible dû à l'interaction électron-électron, mais ils seront prochainement publiés.

3.6.3 Conclusions

Malgré le caractère diffusif du transport électronique dans les échantillons nanométriques en Argent que nous avons considérés, nous avons pu mettre en évidence, de manière notoire, plusieurs effets topologiques sur les corrections quantiques à la conductance que nous avons mesurées dans les réseaux carrés, les réseaux \mathcal{T}_3 , et le fil quasi-1D fabriqués. La raison en est la valeur élevée de la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ dans les systèmes considérés à basse température.

Nous avons démontré l'effet topologique trivial de prédominance de la troisième harmonique des oscillations quantiques de magnétoconductance d'un réseau \mathcal{T}_3 sur celle d'un réseau carré, associé à la différence de taille entre

les orbites électroniques entourant trois cellules élémentaires d'un réseau carré et d'un réseau \mathcal{T}_3 . Cet effet a été particulièrement bien mis en évidence dans l'analyse du contenu harmonique des oscillations AAS. Malheureusement, il est moins visible sur les oscillations AB : celles-ci plus sensibles au désordre, à la moyenne d'ensemble et à la température que les oscillations AAS sont d'une amplitude beaucoup plus faible qui ne permet plus une analyse précise du contenu harmonique. C'est aussi sans doute à cause de la faible amplitude de ces oscillations dans les échantillons considérés mais aussi à cause du désordre métallique caractéristique de ces derniers que nous n'avons pas réussi à mettre en évidence expérimentalement l'effet de cage Aharonov-Bohm caractéristique de la topologie \mathcal{T}_3 . Enfin, nous avons démontré l'effet de la topologie d'un conducteur cohérent sur la nature des mécanismes de déphasage de la localisation faible en mesurant des comportement à basse température du temps caractéristique du déphasage de la localisation faible τ_ϕ différents dans le cas où τ_ϕ est extrait des oscillations AAS des réseaux d'anneaux et dans le cas où il est extrait de la magnétorésistance en champ magnétique faible d'un fil quasi-1D.

Ces résultats démontrent la sensibilité accrue de l'électron cohérent de phase à la topologie des conducteurs. Cette sensibilité résiste au désordre métallique et persiste en régime diffusif. Ces résultats apportent aussi la preuve qu'au-delà de modifier, simplement, les trajectoires semi-classiques électroniques dans un conducteur cohérent, plus fondamentalement, la topologie est susceptible d'affecter les mécanismes par lesquels l'interaction électron-électron déphase l'électron cohérent.

3.7 Moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de conductance dans les réseaux bidimensionnels de boucles nanométriques

3.7.1 Problématique

Les interférences quantiques gouvernent les propriétés électroniques des conducteurs dès que leur taille devient de l'ordre de la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ . En particulier, elles dominent les propriétés de transport donnant lieu à des corrections à la conductance, comme les oscillations de magnétoconductance que nous avons mesurées dans des réseaux de boucles nanométriques. Une question essentielle est de comprendre comment ces corrections quantiques disparaissent, jusqu'à devenir inobservables, lorsque la taille du conducteur augmente, passant de l'échelle mésoscopique de longueur caractéristique L_ϕ , à l'échelle macroscopique. Cette question est celle de la *moyenne d'ensemble* des effets d'interférences électroniques quantiques.

Elle a déjà été abordée tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental, notamment en étudiant l'amplitude des oscillations de magnétoconductance Aharonov-Bohm (AB), $\Phi_0 = h/e$ périodiques, et Altshuler-Aronov-Spivak, $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques, de réseaux d'anneaux mésoscopiques en fonction du nombre d'anneaux élémentaires contenus dans le réseau. Dans des chaînes d'anneaux en Argent dont le nombre N varie de 1 à 30, il a été observé que l'amplitude de l'oscillation AB, par anneau, $\delta G_{AB}/G$, diminue lorsque le nombre N d'anneaux augmente en suivant une loi en $1/\sqrt{N}$ et que l'amplitude de l'oscillation AAS, par anneau, $\Delta G_{AAS}/G$ est indépendante de N [21]. Ces résultats sont prévisibles et sont, en tout cas, en accord avec la véritable nature des interférences à l'origine de ces oscillations : d'une part, l'oscillation AB, qui essentiellement résulte de fluctuations de la conductance, se moyenne bien à zéro avec le nombre d'anneaux en suivant une loi caractéristique de l'atténuation des fluctuations d'une variable aléatoire autour de sa valeur moyenne résultant de la sommation de plusieurs réalisations de cette variable, en l'occurrence la loi en $1/\sqrt{N}$ obtenue lorsque les réalisations sommées sont statistiquement indépen-

dantes et décorréelées, conformément au théorème de la limite centrale et, d'autre part, l'oscillation AAS, qui est due aux interférences entre chemins invariants par renversement du sens du temps, insensibles au désordre, présente une amplitude relative indépendante du nombre d'anneaux dans la chaîne qui démontre bien sa robustesse à la moyenne d'ensemble. La robustesse de l'oscillation AAS à la moyenne d'ensemble a également été mise en évidence dans des réseaux bidimensionnels d'anneaux métalliques [164, 171] et même dans des réseaux présentant des topologies variées [180]. Néanmoins, il est important de souligner que tous les travaux sur la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques dans des réseaux d'anneaux ont été réalisés dans la limite où la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ est plus petite ou de l'ordre de la taille typique l d'un anneau élémentaire ($L_\phi \leq l$). Ce régime est celui des réseaux d'anneaux indépendants, les effets d'interférences quantiques étendus sur plusieurs anneaux y sont négligeables. Il est particulièrement simple : dans cette limite, les oscillations quantiques qui affectent la conductance de chacun des anneaux peuvent être considérées comme indépendantes entre deux anneaux, et ainsi, la moyenne d'ensemble se résume à une sommation triviale de contributions incohérentes, décorréelées.

Une question cruciale, qui apparaît naturellement, est de savoir comment les oscillations quantiques de magnétoconductance se moyennent dans un réseau d'anneaux complètement cohérent, *i.e.* dont la taille totale L devient de l'ordre ou plus petite que la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ ($L_\phi \geq L$). Naturellement, dans ce régime, on s'attend à des dépendances en taille des amplitudes des oscillations AB et AAS différentes de celles mises en évidence dans le cas de réseaux d'anneaux mésoscopiques incohérents entre eux, et en tout cas moins triviale. Néanmoins il n'existe pas encore de prédictions théoriques et par ailleurs expérimentalement, ce régime complètement cohérent n'a encore jamais été exploré. En effet il est d'accès expérimental difficile compte tenu de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence de phase des électrons dans les métaux, égal à quelques microns, tout au plus, à très basse température. Son exploration expérimentale requiert donc la fabrication de réseaux de brins élémentaires nanométriques par des moyens de lithographie électronique de haute résolution et en utilisant des métaux de grande pureté, mais aussi une certaine expertise dans les mesures de transport électronique à très basse température.

3.7.2 Étude expérimentale

Dans ce contexte, nous avons entrepris de mesurer la dépendance de l'amplitude de l'oscillation Aharonov-Bohm (AB), $\Phi_0 = h/e$ périodique, d'une part et de l'oscillation Altshuler-Aronov-Spivak, $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, d'autre part, dans des réseaux bidimensionnels de boucles nanométriques, avec la taille du réseau, *i.e.* avec le nombre N de cellules élémentaires du réseau. Les réseaux bidimensionnels considérés, de différentes tailles allant de $N = 10$ à $N = 10^6$ cellules élémentaires de même surface ($\tilde{S} = 0.41 \mu m^2$) et constituées de brins élémentaires de même rapport d'aspect transverse ($w \times t = 60 \mu m \times 50 \mu m$), présentent tous le même rapport d'aspect macroscopique $L_X/L_Y = 10$. À basse température, les plus petits réseaux présentent une largeur L_Y inférieure à la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ , et permettent donc d'explorer le régime complètement cohérent ($L_\phi \geq L_Y$), au moins le long de la direction de L_Y ¹. Quant aux plus grands réseaux, pour lesquels $L_X, L_Y \geq L_\phi$, ils sont dans la limite des échantillons macroscopiques qu'il est possible de diviser en blocs respectivement cohérents mais incohérents entre eux.

Nous avons réalisé cette étude dans les réseaux présentant les deux topologies carré et \mathcal{T}_3 . Rappelons que l'intérêt d'étudier les réseaux \mathcal{T}_3 , en plus des réseaux carré, au-delà de permettre de démontrer simplement un éventuel effet

1. Dans la direction de L_X mêmes les plus petits réseaux restent macroscopiques et incohérents

de la topologie sur les mécanismes de moyenne d'ensemble des oscillations quantiques, réside dans la possibilité de mettre en évidence l'effet de cage Aharonov-Bohm prédit dans la topologie \mathcal{T}_3 dans la moyenne d'ensemble de l'oscillation $\Phi_0 = h/e$ périodique dans les réseaux présentant cette géométrie.

3.7.2.1 Acquisition et traitement des données

Pour évaluer l'amplitude des oscillations AB et AAS, dans un réseau donné, carré ou \mathcal{T}_3 , constitué de N cellules élémentaires, à une température T choisie, rappelons qu'il s'agit, dans un premier temps, de mesurer, dans les mêmes conditions expérimentales (courant de mesure, temps d'intégration, vitesse de balayage du champ magnétique), d'une part la magnétorésistance en champ magnétique fort, entre $-13000 G$ et $-9000 G$, et d'autre part la magnétorésistance au voisinage du champ magnétique nul, entre $-1200 G$ et $+1200 G$. Afin d'évaluer le bruit de fond, principalement dû aux fluctuations de l'électronique de mesure, après chaque mesure de magnétorésistance à fort champ magnétique, nous répétons cette mesure dans exactement les mêmes conditions expérimentales (même courant de mesure, mêmes temps d'intégration, même nombre de points pendant la même durée Δt) mais cette fois à champ magnétique fixe (égal à $-13000 G$), selon une technique déjà expliquée au paragraphe 3.5.3. Après avoir soustrait, des trois courbes de magnétorésistance mesurées, les fluctuations lentes, il s'agit de calculer leur spectre de Fourier respectif. Rappelons que le spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique faible, calculé sur 40 périodes de l'oscillation AAS, $\Phi_0/2$ périodique c'est-à-dire $50 G$ périodique dans les réseaux considérés, soit sur un intervalle de $2000 G$ centré sur 0, présente un pic principal à la fréquence $1/B = 0.02 G^{-1}$, comme le montre la figure 3.20, par exemple. C'est la surface de ce pic qui permet de calculer l'amplitude de l'oscillation AAS. Le spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique fort, calculé sur 20 périodes de l'oscillation AB, Φ_0 périodique, ou $100 G$ périodique, soit sur un intervalle de $2000 G$, présente quant à lui un pic principal à la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$, c'est ce que l'on peut voir par exemple sur la figure 3.29. C'est à partir de l'intégrale de ce pic que l'on déduira l'amplitude de l'oscillation AB. Enfin, le spectre de la « courbe de bruit » est calculé lui aussi sur un intervalle de $2000 G$. Il ne présente pas de structure caractéristique. On peut voir un tel « spectre de bruit » sur la figure 3.29.

Il s'agit ensuite de calculer l'amplitude des oscillations AB et AAS à partir de ces spectres, avec la plus grande précision.

L'amplitude de l'oscillation AB est évaluée à partir l'intégrale du pic à la fréquence $1/B = 0.01 G^{-1}$ du spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique fort, selon une procédure décrite au paragraphe 3.5.3. Dans les grands réseaux, compte tenu de l'ordre de grandeur de l'amplitude de l'oscillation AB, très voisine de celle du bruit évaluée sur le spectre de bruit, contrairement à ce que l'on fait dans le cas des petits réseaux où l'amplitude de l'oscillation AB excède largement le niveau de bruit, on ne peut pas se contenter du seul spectre de magnétorésistance en champ magnétique fort pour évaluer avec précision la valeur exacte de l'amplitude de l'oscillation AB. Il faut utiliser le spectre de bruit pour calculer la contribution du bruit à l'amplitude de l'oscillation Φ_0 périodique évaluée à partir du spectre de Fourier de la courbe de magnétorésistance en fort champ magnétique. Pratiquement, cette contribution est calculée à partir du spectre de bruit en prenant l'intégrale du spectre au voisinage de la fréquence $0.01 G^{-1}$ sur le même intervalle que celui sur lequel on a intégré le pic principal du spectre de la magnétorésistance en fort champ magnétique pour évaluer l'amplitude de l'oscillation Φ_0 périodique. Il s'agit ensuite de soustraire cette contribution à l'amplitude de l'oscillation Φ_0 périodique calculée à partir du spectre de la magnétorésistance en champ magnétique fort pour évaluer l'amplitude exacte de l'oscillation AB. Notons qu'il

ne s'agit pas d'une simple soustraction : la technique utilisée est expliquée au paragraphe 3.5.3. En résumé, dans les grands réseaux, l'amplitude exacte de l'oscillation AB est estimée en faisant la différence entre le spectre de la magnétorésistance en champ fort et le spectre de bruit sur l'intervalle au voisinage de la fréquence $0.01 G^{-1}$.

Concernant l'amplitude de l'oscillation AAS, compte tenu de son ordre de grandeur, très important devant le niveau de bruit expérimental, il est inutile de soustraire le bruit pour l'évaluer correctement à partir du spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique faible. Il suffit donc de calculer l'intégrale du pic à la fréquence $1/B = 0.02 G^{-1}$ du spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique faible, selon une procédure décrite au paragraphe 3.4.2.2 pour estimer l'amplitude de l'oscillation AAS. Cependant notons que dans les petits réseaux ($N \leq 1000$ typiquement), l'amplitude de l'oscillation AB devient comparable à celle de l'oscillation AAS, et il convient donc de tenir compte de l'amplitude de la seconde harmonique $\Phi_0/2$ périodique de l'oscillation AB pour évaluer l'amplitude exacte de l'oscillation AAS à partir de l'amplitude de l'oscillation $50 G$ périodique calculée à partir du spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique faible. Rappelons en effet, comme on peut le voir sur le spectre de la figure 3.20 où l'on distingue clairement un pic à la fréquence $0.01 G^{-1}$, qu'à faible champ magnétique se manifestent à la fois les oscillations AB et AAS. L'amplitude de la seconde harmonique de l'oscillation AB est évaluée à partir du spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique fort, après avoir soustrait la contribution du bruit au voisinage de la fréquence $0.02 G^{-1}$, selon la même procédure que celle utilisée pour évaluer la valeur exacte de l'oscillation AB. Notons que cette contribution de la seconde harmonique de l'oscillation AB peut s'ajouter ou se soustraire à la première harmonique de l'oscillation AAS, selon le déphasage relatif des oscillations AB et AAS. Pour tenir compte correctement de l'amplitude de la seconde harmonique de l'oscillation AB dans le calcul de l'amplitude exacte de l'oscillation AAS, il faut donc connaître le déphasage relatif entre les oscillations AB et AAS. La configuration « deux points » dans laquelle nous avons mesuré les oscillations de magnétoconductance simplifie l'évaluation de ce déphasage : la phase de l'oscillation AB mesurée dans cette configuration, comme nous l'avons déjà expliqué, à cause d'arguments de symétrie, ne peut prendre que les valeurs 0 ou π . Comme, par ailleurs l'oscillation AAS présente toujours une phase nulle puisque résultant de l'interférence entre les chemins invariants par renversement du sens du temps, donc de même phase géométrique, il en résulte que les oscillations AB et AAS ne peuvent être qu'en phase ou en opposition de phase. Pour le savoir, il suffit de connaître la phase en champ magnétique nul de l'oscillation AB : on la détermine en reproduisant artificiellement jusqu'à zéro les oscillations mesurées à fort champ magnétique. Si les oscillations AB et AAS sont en phase (resp. en opposition de phase), il faut soustraire (resp. ajouter) l'amplitude de la seconde harmonique $\Phi_0/2$ périodique de l'oscillation AB pour évaluer l'amplitude exacte de l'oscillation AAS à partir de l'amplitude de l'oscillation $50 G$ périodique calculée à partir du spectre de Fourier de la magnétorésistance en champ magnétique faible. Notons que ce traitement n'est nécessaire que dans le cas des petits réseaux, c'est pourquoi nous n'avons pas eu à l'appliquer lors de l'analyse du contenu harmonique des oscillations AAS réalisée pour déterminer la longueur de cohérence de phase électronique dans le cas des réseaux de taille $N > 10^4$ cellules.

Finalement, pour chaque réseau, carré ou \mathcal{T}_3 , contenant N cellules élémentaires et à la température T fixée et choisie, nous obtenons une valeur ΔR_{AAS} de l'amplitude de l'oscillation AAS² et une valeur δR_{AB} de l'amplitude

2. L'oscillation AAS étant pseudo-périodique, la valeur ΔR_{AAS} estimée de l'amplitude de l'oscillation dépend de l'intervalle en champ magnétique sur lequel le spectre de Fourier a été calculé. La valeur exacte de l'amplitude de l'oscillation AAS ne peut-être qu'estimée à partir de l'amplitude de l'oscillation à $B = 0 G$ dans le spectre direct de la magnétorésistance, oscillation la moins affectée par l'atténuation en amplitude résultant de la pénétration du champ magnétique dans les brins du réseau. Les valeurs estimées à partir des spectres de Fourier, même si elles ne sont pas absolues, sont néanmoins très précises et permettent une comparaison très correcte des amplitudes des oscillations AAS des différents réseaux, aux différentes températures, ce que ne permettrait pas les valeurs extraites du spectre direct. Néanmoins, elles ne permettent

de l'oscillation AB. À partir de ces valeurs, on peut déduire simplement les valeurs des amplitudes des oscillations AB et AAS en terme de conductance : $\Delta G_{AAS} = \Delta R_{AAS}/R^2$ et $\delta G_{AB} = \delta R_{AB}/R^2$, où R est la résistance classique de Drude de l'échantillon à la température T , puis en terme de conductance adimensionnelle, c'est-à-dire en unité du quantum de conductance e^2/h : $\Delta g_{AAS} = \Delta G_{AAS}.h/e^2$ et $\delta g_{AB} = \delta G_{AB}.h/e^2$. Ces deux quantités ne dépendent que du rapport L_ϕ/a où a est le pas du réseau et permettent donc de comparer de manière pertinente, à température donnée, c'est-à-dire à L_ϕ donné, d'une part l'amplitude des oscillations AAS dans les différents réseaux, et d'autre part l'amplitude des oscillations AB, dans les différents réseaux.

Nous avons mesuré la dépendance en taille de l'amplitude des oscillations AB et AAS dans ces réseaux à deux températures distinctes, $T = 200 \text{ mK}$ et $T = 400 \text{ mK}$. Notons que ce sont des contraintes purement expérimentales qui nous ont amenés à mesurer ces oscillations de magnétoconductance à ces températures. En effet, compte tenu de l'amplitude relativement faible des ces oscillations, et surtout des oscillations AB dans les grands réseaux, nous avons choisi de mesurer leur amplitude à relativement haute température afin d'optimiser le rapport signal sur bruit : à ces températures, $T = 200 \text{ mK}$ (resp. $T = 400 \text{ mK}$), d'une part, la longueur de cohérence de phase des électrons est encore suffisamment grande pour excéder le périmètre d'une cellule élémentaire carré égal à $4a = 2.56 \mu\text{m}$ et celui d'une cellule élémentaire \mathcal{T}_3 égal à $4a = 2.76 \mu\text{m}$, puisqu'elle vaut $L_\phi \approx 7.5 \mu\text{m}$ (resp. $L_\phi \approx 6 \mu\text{m}$), et en conséquence, les facteurs d'atténuation de l'amplitude de l'oscillation AB de la forme e^{-2a/L_ϕ} et de l'amplitude de l'oscillation AAS égal à e^{-4a/L_ϕ} sont minimisés, d'autre part, l'atténuation de l'amplitude des oscillations AB par le facteur $L_T/(2a)$ n'est pas encore dramatique puisque la longueur thermique vaut $L_T \approx 600 \text{ nm}$ (resp. $L_T \approx 400 \text{ nm}$) et enfin il est possible d'utiliser des courants de mesures suffisamment forts pour que le signal excède largement le niveau de bruit de l'électronique de mesure sans chauffer les électrons, *i.e.* de telle manière que la tension V aux bornes de l'échantillon respecte le critère typique et drastique $eV \leq k_B T^3$.

La figure 3.38 présente la dépendance de l'amplitude Δg_{AAS} de l'oscillation AAS et de l'amplitude δg_{AB} de l'oscillation AB en fonction du nombre de cellules N constituant les réseaux, mesurée dans des réseaux carré et dans des réseaux \mathcal{T}_3 , à la température de 400 mK .

Notons que, sur la figure 3.38, à la température considérée, la valeur absolue de l'amplitude de l'oscillation AB, δg_{AB} , mesurée dans un réseau \mathcal{T}_3 a été multipliée par un facteur constant, de l'ordre de l'unité, pour être comparable à la valeur de δg_{AB} mesurée dans le réseau carré de même taille. La valeur absolue de l'amplitude Δg_{AAS} des oscillations AAS mesurées dans les réseaux \mathcal{T}_3 a, quant à elle, été multipliée par le carré du facteur multiplicatif utilisé pour les oscillations AB. On peut supposer que ce facteur multiplicatif est d'origine géométrique : qu'il prend en compte les différences entre les topologies carré et \mathcal{T}_3 . L'existence de ce facteur numérique entre les amplitudes des oscillations quantiques de la conductance d'un réseau carré et d'un réseau \mathcal{T}_3 démontrerait, en quelque sorte, un effet de la topologie sur la diffusion électronique cohérente.

3.7.2.2 Description des résultats expérimentaux

Remarquons, avant tout, que dans la gamme des températures considérées ($qq100 \text{ mK}$), et avec la précision expérimentale des mesures réalisées, la dépendance en taille, *i.e.* avec le nombre N de cellules élémentaires d'un

pas de comparer correctement les amplitudes des oscillations AB et AAS.

3. Dans le cas des très grands réseaux dont la longueur totale est de l'ordre du millimètre, il est même possible d'appliquer aux bornes de l'échantillon une tension supérieure à $k_B T/e$ sans pour autant surchauffer les électrons par le courant de mesure puisqu'aux températures égales à $qq100 \text{ mK}$, dans l'Argent, et sur ces distances millimétriques, le couplage électron-phonon devient efficace et permet de thermaliser les électrons.

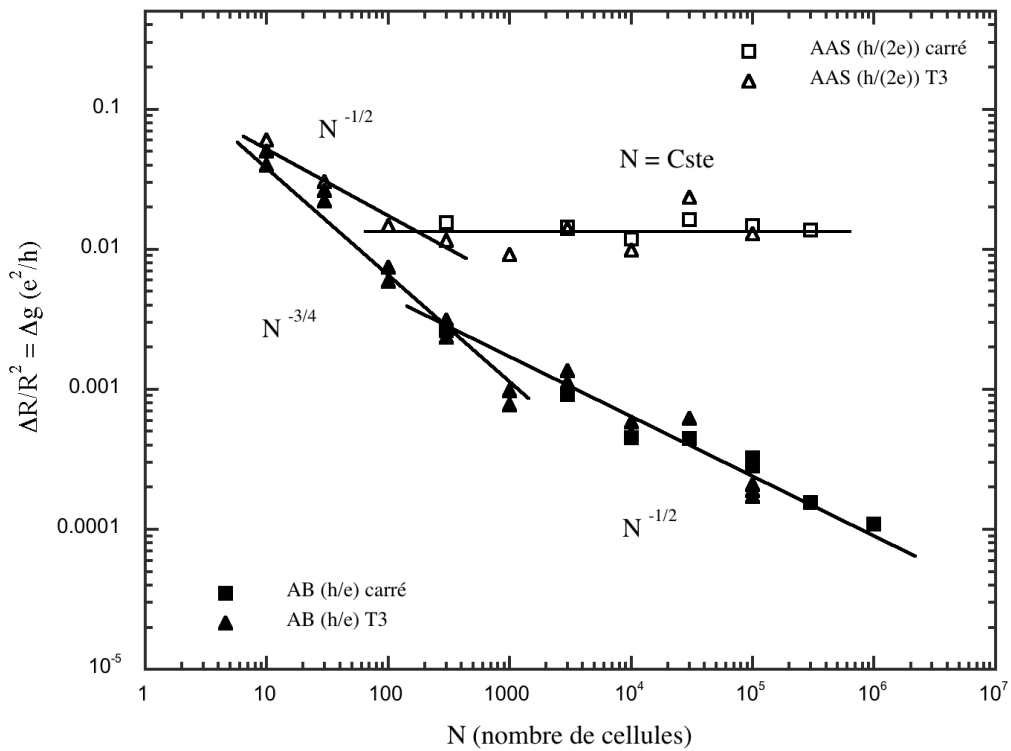


FIGURE 3.38: Amplitude de l'oscillation AB, $\Phi_0 = h/e$ périodique, et de l'oscillation AAS, $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, dans des réseaux de boucles en fonction du nombre N de boucles constituant le réseau. Les résultats sont présentés dans le cas du réseau \mathcal{T}_3 et dans le cas du réseau carré. Ils ont été obtenus à la même température $T = 400 \text{ mK}$ et dans les mêmes conditions expérimentales.

réseau, de l'amplitude des oscillations AB $\Phi_0 = h/e$ périodique, et AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique ne dépend pas de la topologie du réseau : elle est la même dans le cas du réseau carré et dans le cas du réseau \mathcal{T}_3 . Ces résultats démontrent l'absence d'un effet significatif de la topologie de la cellule élémentaire du réseau sur les mécanismes de moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de la magnétoconductance du réseau dans le régime de transport électronique cohérent diffusif d'un réseau métallique que nous considérons. En outre, en particulier, le résultat obtenu concernant les oscillations $\Phi_0 = h/e$ périodiques confirme l'absence d'un effet de cage Aharonov-Bohm notable dans les réseaux \mathcal{T}_3 , dans le cas particulier diffusif que nous considérons. Il apparaît donc possible de généraliser les résultats obtenus à n'importe quel réseau d'anneaux métallique diffusif régulier présentant des paramètres géométriques et électroniques comparables.

Notons, comme on peut le voir sur la figure 3.38, où pour certains réseaux de N cellules d'une topologie donnée, à la température considérée, il existe plusieurs points expérimentaux représentant des valeurs différentes de l'amplitude de l'oscillation AB, que, pour plusieurs échantillons, nous avons effectué plusieurs mesures de la magnétoconductance en champ magnétique fort à chaque température au cours de deux refroidissements différents. Nous avons constaté que l'amplitude de l'oscillation AB extraite est reproductible d'un refroidissement à l'autre et qu'elle apparaît ainsi indépendante de la configuration du désordre. Les résultats obtenus sur la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de magnétoconductance d'un réseau d'anneaux diffusif ne dépendent donc pas d'une réalisation particulière du désordre. Cette constatation prend d'autant plus de sens dans le cas de l'oscillation AB qui est attendue présenter une sensibilité exacerbée au désordre, sensibilité que nous avons d'ailleurs mise en évidence expérimentale sur la phase de l'oscillation.

Par ailleurs, on peut préciser que les comportements des amplitudes des oscillations de magnétoconductance en fonction du nombre N de cellules élémentaires des réseaux, observés aux deux températures $T = 200 \text{ mK}$ et $T = 400 \text{ mK}$, dans chacune des topologies, sont comparables : ils présentent la même allure.

Tout d'abord, il apparaît que l'amplitude de l'oscillation AB δg_{AB} d'une part et l'amplitude Δg_{AAS} de l'oscillation AAS d'autre part présentent des dépendances avec le nombre de cellules des réseaux différentes. On retrouve bien, dans cette constatation expérimentale, la prédiction théorique selon laquelle les deux types d'oscillations quantiques présentent des comportements différents vis-à-vis de la moyenne d'ensemble : la décroissance de l'amplitude de l'oscillation AAS avec le nombre de cellules du réseau moins rapide que celle de l'amplitude de l'oscillation AB démontre bien la meilleure robustesse au désordre des interférences électroniques entre trajectoires de diffusion symétriques par renversement du sens du temps à l'origine de l'oscillation AAS par rapport aux interférences électroniques qui donnent lieu à l'oscillation AB.

De manière très spectaculaire et inattendue, il apparaît que la dépendance en taille de l'amplitude de l'oscillation AB, tout comme celle de l'oscillation AAS, ne sont pas uniformes sur la totalité de la gamme des tailles des réseaux considérés, qui rappelons-le s'étend de $N = 10$ cellules élémentaires à $N = 10^6$. On peut distinguer deux régimes bien différents : un régime de décroissance rapide des amplitudes des deux oscillations de magnétoconductance avec le nombre de cellules du réseau, qui se manifeste dans les réseaux contenant peu de cellules, c'est-à-dire les petits réseaux, et un second régime de décroissance plus lente ou d'absence de décroissance selon le type d'oscillation considéré, qui s'établit dans les réseaux de plus grande taille. Il convient aussi de remarquer que les réseaux dans lesquels se manifestent le comportement de décroissance rapide de l'amplitude de l'oscillation avec la taille du réseau, et respectivement de décroissance plus lente ou de non décroissance, sont les mêmes pour les deux oscillations AB et AAS, à une température donnée : à $T = 400 \text{ mK}$, la décroissance rapide de l'amplitude de l'oscillation avec la taille du réseau est observée dans les réseaux contenant $N \leq 300$ cellules élémentaires dans le cas de l'os-

cillation AB, comme dans celui de l'oscillation AAS, et de même, la décroissance plus lente ou la non décroissance est observée dans les réseaux contenant $N > 300$ cellules élémentaires dans le cas de l'oscillation AB et aussi dans celui de l'oscillation AAS.

Dans les grands réseaux ($N > 300$), l'amplitude des oscillations AB diminue lorsque le nombre N de cellules du réseau augmente en suivant une loi en $1/\sqrt{N}$ et l'amplitude des oscillations AAS est constante, indépendante du nombre de cellules. Ces comportements sont conformes aux prédictions théoriques existantes réalisées en considérant le réseau comme un ensemble d'anneaux indépendants apportant chacun, en particulier, une contribution décorélée de celle d'un autre anneau à l'oscillation AB de la conductance totale du réseau, prédictions que nous avons déjà décrites. Notamment, dans ces grands réseaux, nous retrouvons bien les résultats déjà obtenus dans le groupe de Webb [21] dans des chaînes d'anneaux indépendants en Argent.

Le comportement observé dans les petits réseaux est beaucoup plus surprenant : dans les réseaux constitués typiquement de moins de $N \approx 300$ cellules élémentaires ($N \leq 300$), d'une part l'amplitude des oscillations AB diminue lorsque la taille N du réseau augmente en suivant une loi plus rapide que celle en $1/\sqrt{N}$ et d'autre part, l'amplitude des oscillations AAS dépend désormais du nombre N de cellules du réseau, diminuant lorsque N augmente. Ces comportements ne sont pas en accord avec les seules prédictions théoriques existant sur la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques et c'est la première fois qu'il sont mis en évidence expérimentalement.

3.7.3 Interprétation

Avec l'intention de comprendre l'apparition de ce comportement non-trivial des oscillations quantiques de magnétorésistance vis-vis de la moyenne d'ensemble dans les réseaux de petite taille, on peut remarquer que ce comportement se manifeste, pour les deux types d'oscillations, AB et AAS, dans les réseaux dont la taille globale transverse L_Y est inférieure à la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ . En effet, on peut démontrer, très simplement, que la largeur L_Y d'un réseau contenant N cellules élémentaires de surface $\tilde{S} = 0.41 \mu m^2$ et de rapport d'aspect macroscopique L_X/L_Y est égale à $L_Y = \sqrt{\frac{N\tilde{S}}{L_X/L_Y}}$, si bien que les réseaux contenant $N \leq 300$, à la température de $T = 400 mK$, tous de rapports d'aspect identiques $L_X/L_Y = 10$, dans lesquels la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques s'effectue de manière inhabituelle, ont des largeurs $L_Y \leq 3.5 \mu m$, valeurs inférieures à la longueur de cohérence de phase électronique mesurée, par les expériences de localisation faible dans le fil quasi-1D, égale à $L_\phi \approx 6 \mu m$ à la température $T = 400 mK$. On peut aussi vérifier que les réseaux de taille $N \geq 1000$ sont tous de largeurs $L_Y \leq 6.4 \mu m > L_\phi(T = 400 mK) = 6 \mu m$. Ainsi, une hypothèse sérieuse pour expliquer l'apparition du nouveau régime de moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de la magnétoconductance de réseaux bidimensionnels d'anneaux dans les systèmes de petite taille consiste à évoquer une transition dimensionnelle qui a lieu lorsque la largeur totale L_Y du réseau devient plus petite que la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ . Dans cette hypothèse, on attribue précisément le nouveau comportement des oscillations quantiques de magnétoconductance dans les petits réseaux ($L_X > L_\phi > L_Y$), à leur caractère d'objets complètement cohérents dans l'une des deux directions dans lesquelles ils s'étendent, dans lesquels les électrons se comportent exactement comme s'ils diffusaient dans un conducteur quasi-1D. Ce comportement des oscillations est nécessairement différent de celui prédit dans les grands réseaux ($L_X, L_Y > L_\phi$) que l'on peut diviser en blocs respectivement cohérents de taille typique L_ϕ , mais incohérents entre eux. Nous allons maintenant démontrer plus rigoureusement la validité de cette hypothèse, en mettant en évidence, en particulier, l'accord entre les dépendances en tailles des amplitudes des oscillations AB et AAS, $\delta g_{AB}(N)$ et $\Delta g_{AAS}(N)$, mesurées et celles prédites théori-

quement par Gilles Montambaux, dans les cas de réseaux d'anneaux de dimensions totales $L_X, L_Y > L_\phi$ dans un cas et $L_X > L_\phi > L_Y$ dans l'autre.

Considérons un réseau bidimensionnel d'anneaux de rapport d'aspect rectangulaire et de dimensions $L_X \times L_Y$. Il est constitué de N cellules élémentaires. La longueur L_X et la largeur L_Y varient comme la racine carré du nombre N de cellules du réseau : $L_X, L_Y \propto \sqrt{N}$, puisque la surface totale couverte par le réseau, supposé régulier, *i.e.* constitué d'un seul et même type de cellule élémentaire de surface \tilde{S} , est proportionnelle au nombre N ($L_X \times L_Y = N \times \tilde{S}$). Précisons, enfin, une dernière hypothèse caractéristique de la géométrie des différents réseaux considérés et qui sera utile dans la démonstration et le calcul des quantités $\delta g_{AB}(N)$ et $\Delta g_{AAS}(N)$: tous les réseaux considérés, quel que soit le nombre N de cellules élémentaires dont ils sont constitués, *i.e.* quelle que soit leur taille globale $L_X \times L_Y$, présentent le même rapport d'aspect $L_X/L_Y = 10$.

Rappelons que dans un tel réseau bidimensionnel, la conductance adimensionnelle g est reliée à la conductivité σ par la loi d'Ohm : $g \propto \sigma L_Y/L_X$. Il apparaît clairement que dans le cas des réseaux considérés, de rapport d'aspect constant, la conductance est constante et indépendante de la taille N du réseau.

Commençons par considérer les oscillations Altshuler-Aronov-Spivak dans ces réseaux. Ces oscillations sont

des corrections quantiques de localisation faible à la conductance, résultant des interférences entre les trajectoires électroniques symétriques par renversement du sens du temps. Les corrections de localisation faible à la conductivité, comme nous l'avons déjà expliqué, s'expriment en général à partir du cooperon $P_C(\vec{r}, \vec{r})$, sous la forme :

$$\Delta\sigma = -2 \frac{1}{Vol} \frac{e^2 D}{\pi \hbar} \int_{Vol} d\vec{r} P_C(\vec{r}, \vec{r}) \quad (3.6)$$

où D est la constante de diffusion électronique, $P_C(\vec{r}, \vec{r})$ est précisément égale à la probabilité de retour à l'origine d'un électron intégrée en temps : $P_C(\vec{r}, \vec{r}) = \int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) e^{-tD/L_\phi^2}$, puisque le cooperon décroît exponentiellement avec l'échelle caractéristique L_ϕ . Dans un réseau régulier de fils quasi-1D soumis à un champ magnétique, le cooperon $P_C(\vec{r}, \vec{r})$ est affecté par la pénétration du flux magnétique dans les cellules du réseau et par la pénétration du champ magnétique dans la largeur des brins élémentaires. Il dépend alors du flux magnétique Φ par cellule élémentaire, et du champ magnétique B , si bien que la correction de localisation faible à la conductivité s'écrit $\Delta\sigma(\Phi, L_\phi^B(B))$. L'amplitude de l'oscillation AAS $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, $\Delta\sigma_{AAS}$ exprimée en terme de conductivité est égale, par définition, à l'amplitude de la première harmonique de cette quantité en fonction du flux magnétique Φ [58, 179]. On note Δg_{AAS} l'amplitude de cette oscillation en terme de conductance adimensionnelle.

Si la longueur de cohérence de phase des électrons est petite devant toutes les dimensions du réseau, $L_\phi \ll L_X, L_Y$, puisque le cooperon $P_C(\vec{r}, \vec{r})$ décroît exponentiellement à l'échelle de L_ϕ , il ne ressent pas les bords de l'échantillon et est presque indépendant de la position. Dans ces réseaux de grande taille, $L_X, L_Y \gg L_\phi$, les électrons sentent qu'ils diffusent librement sur un réseau bidimensionnel, et se comportent bien comme dans un conducteur bidimensionnel. Il en résulte que $\Delta\sigma$ et en particulier $\Delta\sigma_{AAS}$ ne dépendent pas de L_X et de L_Y et finalement, la correction de conductance associée $\Delta g_{AAS} \propto \Delta\sigma_{AAS} L_Y/L_X$, varie avec la taille du réseau exactement comme la conductance totale g : $\Delta g_{AAS} \propto L_Y/L_X$. Puisque dans les réseaux de tailles N variées considérés, le rapport d'aspect $L_X/L_Y = Cste$ est constant et indépendant de N , il apparaît que l'amplitude des oscillations AAS des différents réseaux est indépendante du nombre N de cellules qui constituent chaque réseau :

$$\Delta g_{AAS} \propto N^0 = Cste \quad (3.7)$$

Expérimentalement, comme le montre la figure 3.38, c'est bien le comportement de l'amplitude de l'oscillation AAS en fonction de la taille N des réseaux que nous avons mis en évidence dans les grands réseaux ($N \geq 1000$).

Lorsque la dimension transverse L_Y décroît et devient plus petite que la longueur de cohérence de phase électronique, $L_Y \leq L_\phi \ll L_X$, nous entrons dans un nouveau régime : le réseau devient transversalement complètement cohérent tandis que longitudinalement il reste incohérent. Dans ce cas, le cooperon ressent les bords longitudinaux du réseau, séparés par la distance L_Y et il n'est donc plus uniforme transversalement, *i.e.* dans la direction de la largeur L_Y . Dans ce cas, l'intégrale spatiale du cooperon sur le réseau dépend de L_Y . On peut démontrer que la correction de conductivité de localisation faible $\Delta\sigma$ varie comme $\propto L_\phi/L_Y$ et en particulier $\Delta\sigma_{AAS} \propto L_\phi/L_Y$ (voir l'annexe E et la formule E.5). En conséquence, $\Delta g_{AAS} \propto \Delta\sigma_{AAS} \cdot L_Y/L_X \propto L_\phi/L_Y \cdot L_Y/L_X \propto 1/L_X$ et comme dans les réseaux considérés, $L_X \propto \sqrt{N}$, l'amplitude des oscillations AAS de la conductance varie comme l'inverse de la racine carré du nombre de cellules N du réseau :

$$\Delta g_{AAS} \propto N^{-1/2} \quad (3.8)$$

En d'autres termes, il apparaît que l'amplitude des oscillations AAS augmente lorsque la taille du réseau décroît. C'est bien cette dépendance en taille de l'amplitude AAS que nous avons observée dans les petits réseaux, contenant moins de $N = 300$ cellules élémentaires, comme le montre la figure 3.38.

Notons aussi que la loi de dépendance en taille de l'amplitude de ces oscillations, $\Delta g_{AAS} \propto L_\phi/L_X$, dans les réseaux de petite taille, $L_Y \leq L_\phi \ll L_X$, est identique à celle de l'amplitude de la correction de localisation faible dans un fil quasi-1D, $\Delta g_{wl} = -2 \cdot L_\phi/L$, démontrée dans l'équation E.6. Ceci donne la démonstration évidente que dans un tel réseau l'électron se comporte bien comme dans un conducteur quasi-1D alors qu'il diffuse physiquement sur un réseau qui est bidimensionnel.

Remarquons que l'on peut interpréter assez simplement la transition dimensionnelle qui conduit l'amplitude de l'oscillation AAS Δg_{AAS} qui se moyenne avec le nombre N de cellules comme $\propto N^0$ dans les grands réseaux de taille $L_X, L_Y \gg L_\phi$, à se moyennner comme $\propto N^{-1/2}$ dans les petits réseaux de taille $L_Y \leq L_\phi \ll L_X$. On peut en effet remarquer que dans les grands réseaux, $\Delta g_{AAS} \propto L_Y/L_X$, que l'on peut encore écrire sous la forme $\Delta g_{AAS} \propto L_Y/L_\phi \times L_\phi/L_X$. Dans cette dernière expression, il apparaît bien que la moyenne d'ensemble des oscillations AAS dans un tel réseau se résume bien à une somme incohérente des oscillations d'une part sur L_X/L_ϕ blocs respectivement cohérents et incohérents entre eux mis en série et d'autre part sur L_Y/L_ϕ blocs respectivement cohérents et incohérents entre eux mis en parallèle. Lorsque, dans les petits réseaux, la largeur L_Y devient plus petite que L_ϕ et que la longueur L_X reste grande devant L_ϕ , les oscillations ne se moyennent plus selon la direction transverse tandis qu'elles sont toujours sommées de manière incohérente sur les L_X/L_ϕ blocs cohérents selon lesquels on peut découper le réseau dans sa grande longueur. En conséquence, pour décrire l'effet de la taille du réseau sur l'amplitude des oscillations AAS dans le cas de ces petits réseaux, on remplace le terme en L_Y/L_ϕ , caractéristique de la moyenne transverse dans un grand réseau, par un terme en $L_\phi/L_\phi \propto 1$ et on conserve le terme en L_X/L_ϕ caractéristique de la moyenne longitudinale. On obtient ainsi directement la dépendance en taille de l'amplitude de l'oscillation AAS dans un petit réseau : $\Delta g_{AAS} \propto L_\phi/L_X$. Finalement, il apparaît qu'il suffit simplement de remplacer la largeur L_Y par L_ϕ pour obtenir les lois de dépendance en taille de l'amplitude de l'oscillation AAS et plus généralement des oscillations quantiques de la conduc-

tance pour un réseau bidimensionnel de petite taille, $L_Y \leq L_\phi \ll L_X$, à partir des lois valables dans un réseau macroscopique $L_X, L_Y \gg L_\phi$. C'est pourquoi l'on peut dire que dans un réseau macroscopique, l'amplitude des oscillations quantiques de conductance est gouvernée par les dimensions L_X et L_Y , tandis que pour un réseau transversalement complètement cohérent, elle est gouvernée par L_X et L_ϕ .

Considérons à présent les oscillations Aharonov-Bohm. L'amplitude de ces oscillations sonde la dépendance en flux magnétique des fluctuations de conductance d'amplitude δg . La dépendance en taille de l'amplitude des oscillations AB δg_{AB} est donc celle des fluctuations de conductance δg .

Dans un conducteur macroscopique de taille typique $L \gg L_\phi$, qu'il est possible de diviser en blocs indépendants, respectivement cohérents, de taille L_ϕ , on s'attend à ce que l'amplitude relative des fluctuations de conductance varie comme l'inverse de la racine carrée du nombre $\tilde{N} = L/L_\phi$ de ces blocs incohérents, conformément au théorème de la limite centrale : $\delta g/g \propto 1/\sqrt{\tilde{N}}$. Dans un réseau bidimensionnel de grande taille $L_X, L_Y \gg L_\phi$, que l'on peut aussi diviser en blocs indépendants dans les deux directions selon lesquels il s'étend, on s'attend donc aussi, de manière analogue, à ce que l'amplitude relative des oscillations AB varie comme $\delta g_{AB}/g_{AB} \propto 1/\sqrt{N} \propto 1/\sqrt{L_X L_Y}$. En conséquence, puisque $g_{AB} \propto L_Y/L_X$, $\delta g_{AB} \propto \sqrt{L_Y}/L_X^{3/2}$, et finalement, en utilisant les relations $L_X \propto \sqrt{N}$ et $L_Y \propto \sqrt{N}$, on obtient $\delta g_{AB} \propto N^{1/4}/N^{3/4}$, soit :

$$\delta g_{AB} \propto N^{-1/2} \quad (3.9)$$

C'est précisément le comportement de l'amplitude de l'oscillation AB que nous avons mesuré en fonction du nombre de cellules du réseau dans les réseaux contenant plus de $N = 1000$ cellules élémentaires dans lesquels les électrons diffusent bien comme dans un conducteur bidimensionnel, puisqu'alors $L_X, L_Y \gg L_\phi$, à 400 mK.

Dans les réseaux dont la largeur L_Y est plus petite que la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ , $L_Y \leq L_\phi \ll L_X$, objets complètement cohérents dans la direction transverse, l'amplitude des oscillations AB est gouvernée par les longueurs L_X dans la direction longitudinale et L_ϕ dans la direction transverse, comme nous l'avons démontré dans le cas des oscillations AAS. On déduit la dépendance en taille de l'amplitude des oscillations AB dans ces réseaux à partir de celle obtenue pour les réseaux macroscopiques en remplaçant L_Y par L_ϕ . Ainsi, on prédit que l'amplitude des oscillations AB varie avec la taille des petits réseaux en suivant une loi de la forme $\delta g_{AB} \propto \sqrt{L_\phi}/L_X^{3/2} \propto 1/L_X^{3/2}$. En utilisant la relation $L_X \propto \sqrt{N}$, on en déduit la dépendance de l'amplitude des oscillations AB avec le nombre N de cellules élémentaires du réseau, dans le cas des petits réseaux transversalement complètement cohérents :

$$\delta g_{AB} \propto N^{-3/4} \quad (3.10)$$

C'est exactement cette loi que nous avons pu mettre en évidence expérimentalement dans les réseaux contenant moins de $N = 300$ cellules élémentaires, comme on peut le voir sur la figure 3.38.

Enfin, le dernier élément, déjà évoqué, qui s'ajoute au bon accord entre les dépendances en taille N des amplitudes des oscillations AB et AAS prédites théoriquement et mesurées expérimentalement pour achever la démonstration de la validité de l'interprétation que nous avançons est celui que la taille critique du réseau en-dessous de laquelle le nouveau régime de moyenne d'ensemble des oscillations quantiques caractérisé par $\Delta g_{AAS} \propto N^{-1/2}$ et $\delta g_{AB} \propto N^{-3/4}$ apparaît, mesurée égale à $N = 300$ à $T = 400$ mK, correspond bien à la taille en dessous de laquelle la largeur transverse du réseau L_Y devient plus petite que L_ϕ à cette température. En effet, rappelons que

à $T = 400 \text{ mK}$, $L_\phi = 6 \mu\text{m}$, et que la largeur du réseau de 300 cellules est égale à $L_Y = 3.8 \mu\text{m}$, tandis que celle du réseau de 1000 cellules vaut $L_Y \approx 7 \mu\text{m}$.

Notons que l'on s'attend à ce que la position de la transition dimensionnelle mise en évidence sur la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de conductance des réseaux bidimensionnels, déterminée par le paramètre L_ϕ/L_Y , dépende de la température par l'intermédiaire de L_ϕ . Malheureusement les mesures de la dépendance en nombre de cellules N des amplitudes des oscillations AB et AAS que nous avons réalisées à deux températures $T = 200 \text{ mK}$ et $T = 400 \text{ mK}$ ne permettent pas de le mettre en évidence. En effet, compte tenu de la précision de nos mesures et de l'absence de données expérimentales sur des réseaux de taille intermédiaire telle que $L_\phi(T = 400 \text{ mK}) < L_Y < L_\phi(T = 200 \text{ mK})$, il est impossible de distinguer expérimentalement les positions des transitions dimensionnelles à $T = 200 \text{ mK}$ et $T = 400 \text{ mK}$, très proches l'une de l'autre, puisque rappelons que $L_\phi(T = 200 \text{ mK}) = 7.5 \mu\text{m} \approx L_\phi(T = 400 \text{ mK}) = 6 \mu\text{m}$.

Pour terminer, il existe un moyen très intéressant de vérifier l'interprétation que nous faisons de l'apparition du régime où la moyenne d'ensemble des oscillations quantique de la conductance d'un réseau s'effectue de manière non-triviale, caractéristique du cas d'un réseau de petite taille, à l'aide d'une transition dimensionnelle. En considérant les dépendances en taille des amplitudes des oscillations AB et AAS prédites précédemment, on peut remarquer que le rapport $\delta g_{AB}^2/\Delta g_{AAS} \propto L_\phi/L_X^3 \cdot L_X/L_\phi$ dans le cas des petits réseaux, $L_Y \leq L_\phi \ll L_X$, et $\propto L_Y/L_X^3 \cdot L_X/L_Y$ dans le cas des réseaux macroscopiques, $L_X, L_Y \gg L_\phi$, présente la même dépendance en taille que le réseau soit macroscopique, et que la diffusion électronique y soit bien bidimensionnelle ou transversalement cohérent et que la diffusion y soit quasi-unidimensionnelle, $\delta g_{AB}^2/\Delta g_{AAS} \propto 1/L_X^2$. Notons que c'est parce que la dépendance en taille de cette quantité ne dépend que de la longueur L_X du réseau et en particulier, est indépendante de L_ϕ qu'elle doit ne pas présenter de transition dimensionnelle. On peut réécrire la dépendance en taille du rapport $\delta g_{AB}^2/\Delta g_{AAS}$ comme une dépendance au nombre N de cellules élémentaires du réseau, en utilisant que $L_X \propto \sqrt{N}$:

$$\frac{\delta g_{AB}^2}{\Delta g_{AAS}} \propto N^{-1} \quad (3.11)$$

Nous avons entrepris de vérifier expérimentalement cette propriété du rapport $\delta g_{AB}^2/\Delta g_{AAS}$ en le calculant à partir des résultats de nos mesures pour les réseaux de différentes tailles N . Comme le montre la figure 3.39, nous avons pu mettre en évidence que ce rapport suit parfaitement la loi prédite en $1/N$ en fonction du nombre de cellules élémentaires dont sont constitués les réseaux. En particulier, le comportement $\delta g_{AB}^2/\Delta g_{AAS}(N)$ ne présente pas de transition dimensionnelle.

Par les arguments simples utilisés dans la discussion précédente, nous avons abouti au résultat sur la dépendance en taille du rapport $\delta g_{AB}^2/\Delta g_{AAS}$ que l'on peut retrouver par ailleurs à partir d'une prédiction théorique récente réalisée plus rigoureusement à partir de la fonction de corrélation de la conductivité et qui relie les fluctuations de conductance aux corrections de localisation faible [56]. Cette prédiction permet en particulier de relier l'amplitude des oscillations AB à l'amplitude des oscillations AAS dans un anneau⁴ :

$$\delta g_{AB}^2 = \frac{2\pi L_T^2}{3L_X^2} \Delta g_{AAS} \quad (3.12)$$

4. La relation 3.12 permet de déterminer *très rigoureusement* la dépendance en taille de l'amplitude des oscillations AB à partir de celle de l'amplitude des oscillations AAS. En particulier dans les réseaux de rapport d'aspect tel que $L_Y \leq L_\phi \ll L_X$, à partir de $\Delta g_{AAS} \propto N^{-1/2}$, elle aboutit bien à la dépendance $\delta g_{AB} \propto N^{-3/4}$, loi que nous avons obtenue, « à la main », dans la discussion précédente, en utilisant des arguments très intuitifs, qui pourraient paraître trop intuitifs pour certains.

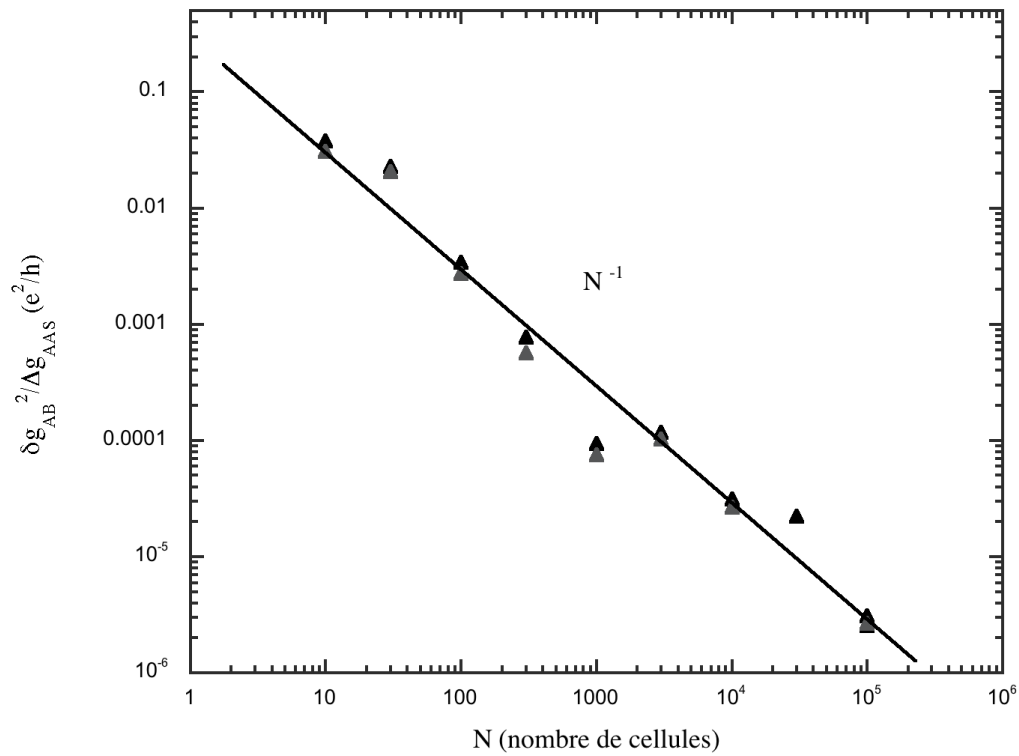


FIGURE 3.39: Rapport entre le carré de l'amplitude de l'oscillation AB, $\Phi_0 = h/e$ périodique, et l'amplitude de l'oscillation AAS, $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodique, $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}$ dans des réseaux de boucles en fonction du nombre N de boucles dans les réseaux. Les résultats sont présentés dans le cas du réseau \mathcal{T}_3 , ils ont été obtenus à la même température $T = 400 \text{ mK}$ et dans les mêmes conditions expérimentales.

Ce résultat est important, il ne permet pas seulement d'établir une relation directe entre les amplitudes des oscillations AB et AAS, il signifie aussi que la longueur caractéristique du déphasage électronique qui gouverne l'amplitude des fluctuations universelles de conductance et la même que celle qui gouverne l'amplitude des corrections de localisation faible à la conductance. En effet, à température donnée, il apparaît bien dans l'expression 3.12, que le rapport entre les amplitudes de fluctuations de conductance et des corrections de localisation faible à la conductance est indépendant de L_ϕ , et ne dépend que de la taille du système.

À partir de l'expression rigoureuse 3.12, on retrouve bien que dans le cas des réseaux $\delta g_{AB}^2 \Delta g_{AAS} \propto 1/L_X^2 \propto 1/N^{-1}$ (en utilisant la relation $L_X \propto \sqrt{N}$ valable dans les réseaux que nous considérons).

Dans ce contexte, le résultat que nous avons obtenu sur la dépendance en taille du rapport reliant les amplitudes des oscillations AB et AAS apparaît donc comme la première mise en évidence expérimentale de la relation qui existe entre les fluctuations de conductance et les corrections de localisation faible à la conductance et comme une vérification de la relation établie par Aleiner *et al.* .

La relation 3.12 permet de calculer le préfacteur exact de la dépendance en nombre de cellules N du rapport $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}$ dans le cas d'un réseau contenant N cellules élémentaires de surface $\tilde{S} = 0,41 \mu m^2$ et de rapport d'aspect L_X / L_Y : $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}(N) = \frac{2\pi L_T^2}{10 \cdot \tilde{S}} \cdot \frac{1}{N}$. Ce préfacteur vaut : $\frac{2\pi L_T^2}{10 \cdot \tilde{S}} = 0.086 \approx 0.1$ à $T = 400 mK$, puisqu'à cette température $L_T = 0.411 \mu m$. On pourrait alors penser à comparer cette valeur théorique à celle que nous mesurons expérimentalement. Cependant il convient de rappeler qu'il est difficile d'évaluer la valeur absolue de l'amplitude des oscillations quantiques de magnétoconductance mesurées dans un réseau de fils quasi-1D puisque ces dernières sont modulées par des enveloppes dont l'amplitude peut être du même ordre que celle des oscillations elles-mêmes, enveloppes résultants des effets de la pénétration du champ magnétique dans la largeurs des brins du réseau. En particulier, l'oscillation AAS est pseudo-périodique. Il est donc difficile d'estimer avec précision la valeur absolue du rapport $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}$ à partir de mesures de magnétorésistance. C'est pourquoi le préfacteur de la loi $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}(N)$ que nous pouvons extraire à partir de nos données expérimentales n'est qu'en accord avec la valeur prédite théoriquement à un facteur 4 près.

Finalement, le calcul du rapport $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}$ dans le cas des réseaux bidimensionnels que nous considérons et la vérification de sa dépendance en taille en $\propto 1/\sqrt{N}$, sans transition dimensionnelle, constituent une preuve définitive de l'interprétation de nos données expérimentales sur la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de conductance dans des réseaux bidimensionnels en terme de transition dimensionnelle. Le calcul de la quantité $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}(N)$ fournit également un nouvel outil d'investigation de la moyenne d'ensemble dans les réseaux de boucles en permettant d'extraire une quantité physique dont le moyennage est universel et ne dépend d'aucune considération dimensionnelle.

3.7.4 Conclusions

Nous avons mesuré les oscillations quantiques de magnétoconductance, Aharonov-Bohm, $\Phi_0 = h/e$ périodiques, d'une part, et Altshuler-Aronov-Spivak, $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques, d'autre part, dans des réseaux métalliques constitués de $N = 10$ à $N = 10^6$ cellules élémentaires. Dans les grands réseaux, dont les dimensions sont macroscopiques, les amplitudes des deux oscillations AB et AAS sont bien décrites en fonction du nombre N de cellules élémentaires du réseau par les prédictions courantes réalisées pour décrire la moyenne d'ensemble de ces quantités en considérant chaque réseau comme un ensemble de blocs cohérents de taille typique L_ϕ , mais indépendants les uns des autres et apportant chacun une contribution indépendante à l'un ou l'autre des deux effets

de cohérence de phase, AB ou AAS. Plus précisément, dans ces réseaux nous avons pu mettre en évidence que l'amplitude de l'oscillation AB varie avec N comme $\delta g_{AB}(N) \propto 1/\sqrt{N}$ et que l'amplitude de l'oscillation AAS est indépendante de N , $\Delta g_{AAS}(N) = Cste$. Les comportements des amplitudes des oscillations AB et AAS mesurés dans les petits réseaux sont très différents. Il apparaît que la transition entre les comportements $\delta g_{AB}(N)$ et $\Delta g_{AAS}(N)$ caractéristiques des grands réseaux et ceux caractéristiques des petits réseaux a lieu lorsque la largeur L_Y du réseau devient plus petite que la longueur de cohérence L_ϕ , c'est-à-dire lorsque le réseau devient complètement cohérent dans la direction transverse. Nous avons montré que cette transition correspond bien à une transition dimensionnelle entre les réseaux dans lesquels la diffusion électronique cohérente est bidimensionnelle et les réseaux dans lesquels la diffusion électronique cohérente est quasi-unidimensionnelle, bien que ces réseaux restent physiquement bidimensionnels. Dans le régime des réseaux transversalement complètement cohérent, nous avons démontré, expérimentalement et théoriquement, que l'amplitude des oscillations AB varie avec le nombre N de cellules élémentaires comme $\delta g_{AB}(N) \propto N^{-3/4}$ et que l'amplitude des oscillations AAS varie comme $\Delta g_{AAS}(N) \propto N^{-1/2}$. Ces comportements originaux n'avaient encore jamais été observés. Ils démontrent que les mécanismes de moyenne d'ensemble des effets de cohérence de phase électronique sont très subtils et non triviaux dans les conducteurs quantiquement cohérents. Ils révèlent donc, en particulier, que les effets d'interférences quantiques électroniques peuvent être très complexes dans ces conducteurs (interférences étendues sur plusieurs boucles d'un réseau, par exemple) et d'autant plus forts lorsque leur taille est réduite. Enfin, les résultats que nous avons obtenus sur la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de conductance dans les réseaux démontrent que le nombre N de cellules élémentaires du réseau ne suffit pas pour décrire convenablement cette moyenne d'ensemble : il convient aussi de considérer un second paramètre de description, à savoir, les dimensions totales L_X et L_Y du réseau, à comparer à la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ . En effet, la transition observée dans les comportements des amplitudes des oscillations quantiques de conductance d'un réseau d'anneaux en fonction de la taille des réseaux correspond essentiellement à la transition dimensionnelle de la physique macroscopique vers la physique mésoscopique, et en cela l'illustre de manière spectaculaire [181].

3.8 Conclusions et perspectives

Nous avons réalisé une étude expérimentale très complète des interférences quantiques électroniques dans les réseaux bidimensionnels réguliers de boucles métalliques diffusives de taille unitaire nanométrique, en mesurant les oscillations quantiques de magnétoconductance qui leur sont associées. Notamment, nous avons étudié les oscillations Altshuler-Aronov-Spivak (AAS), de période en flux magnétique égale à $\Phi_0/2 = h/(2e)$ par cellule élémentaire du réseau, ainsi que les oscillations Aharonov-Bohm (AB) $\Phi_0 = h/e$ périodiques.

Les réseaux en Argent que nous avons considérés présentent deux géométries distinctes : la topologie carré et la topologie \mathcal{T}_3 . Les cellules élémentaires de ces réseaux, de taille nanométrique, ont même surface et sont constituées de brins de même largeur $w = 60 \text{ nm}$. La longueur d'un brin élémentaire est $a = 640 \text{ nm}$ dans un réseau carré et $a = 690 \text{ nm}$ dans un réseau \mathcal{T}_3 . Nous avons étudié des réseaux de taille variable, contenant de $N = 10$ cellules élémentaires, pour les plus petits, à $N = 10^6$ pour les plus grands. De plus, tous les réseaux, fabriqués simultanément, présentent exactement les mêmes caractéristiques électroniques, et en particulier le même libre parcours moyen élastique l_e et la même longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ . Ces échantillons permettent d'étudier un grand nombre des effets de cohérence de phase et de leurs propriétés, dont certaines n'avaient encore jamais été mises en évidence expérimentalement, comme par exemple le comportement des oscillations quantiques Ab et

AAS vis-à-vis de la moyenne d'ensemble dans des réseaux bidimensionnels quantiquement cohérents. Mais surtout ils permettent une corrélation aisée et très originale des résultats obtenus et permettent ainsi une approche très globale de l'ensemble des effets de cohérence quantique qui affectent le transport électronique dans les systèmes mésoscopiques.

Les premiers résultats obtenus concernent les oscillations AAS, et plus précisément l'extraction d'une valeur de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ réalisée à partir du contenu harmonique des ces oscillations, selon une technique très efficace développée il y a peu. Cette mesure de L_ϕ constitue une alternative intéressante à des mesures utilisant des techniques plus standards, comme par exemple l'analyse de la magnétorésistance de localisation faible d'un fil quasi-1D. Les résultats présentés ici, obtenus dans des réseaux de différentes tailles et présentant des topologies différentes et en utilisant différents rapports d'harmoniques, montrent une grande consistance : les valeurs de L_ϕ extraites dans tous les cas en utilisant cette nouvelle technique présentent la même dépendance en température $L_\phi(T)$ et ont la même valeur absolue à température donnée. Cette consistance tend à démontrer la validité de la technique d'extraction utilisée à partir des oscillations AAS. Néanmoins, la saturation de $L_\phi(T)$ observée à basse température lorsque L_ϕ est extrait en utilisant cette technique est en contradiction avec le comportement $L_\phi(T)$ observé lorsque L_ϕ est mesuré à partir de la magnétorésistance de localisation de faible d'un fil quasi-1D, pourtant fabriqué en même temps que les réseaux à partir du même matériaux et duquel on attend donc qu'il présente les mêmes propriétés électroniques. Puisque, fondamentalement, les oscillations AAS de la magnétorésistance d'un réseau d'anneaux et la magnétorésistance en champ magnétique faible d'un fil quasi-1D, sont toutes les deux des corrections de localisation faible, *i.e.* qu'elles résultent d'interférences électroniques de même nature, une hypothèse que nous avançons pour expliquer cette divergence des comportements de $L_\phi(T)$ extraits d'un réseau d'anneaux et d'un fil quasi-1D est celle d'un effet de la topologie le déphasage électronique. À l'heure de l'achèvement de ce manuscrit, nous cherchons encore à démontrer rigoureusement cette hypothèse. Dans cette hypothèse, nos résultats seraient les premiers à mettre en évidence un effet de la topologie sur le déphasage électronique dû aux interactions électron-électron en régime de transport électronique cohérent diffusif.

Nous avons également réalisé une étude très complète des oscillations AB. Nous avons, tout d'abord, simplement caractérisé ces oscillations en mesurant, en particulier, la dépendance en température de leur amplitude et leur sensibilité au désordre microscopique des échantillons métalliques considérés. À cette occasion, nous avons pu vérifier qu'elles présentent des comportements conformes aux prédictions théoriques existantes.

En comparant les résultats obtenus dans les réseaux carré et \mathcal{T}_3 , nous avons mis en évidence des effets de la topologie sur le contenu harmonique des oscillations AB et AAS, bien que le transport électronique soit diffusif dans les échantillons métalliques considérés. Nous avons ainsi pu démontrer la sensibilité des électrons cohérents de phase à la topologie. Cependant celle-ci n'est pas suffisante pour que l'effet de cage Aharonov-Bohm prédit dans les réseaux de topologie \mathcal{T}_3 résiste au désordre métallique et pour qu'ainsi, il puisse être mis en évidence sur les propriétés de transport d'un réseau \mathcal{T}_3 métallique.

Enfin, nous avons étudié la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de magnétoconductance AB et AAS dans ces réseaux. Tandis que dans les grands réseaux les amplitudes des oscillations AB et AAS évoluent en fonction du nombre N de cellules élémentaires de réseau comme le prédisent les modèles simples de moyenne d'ensemble qui considèrent les contributions décorrélatées et incohérentes de régions indépendantes de taille respectivement typique L_ϕ , dans les petits réseaux elles présentent des comportements en taille très différents. Cette transition dans le comportement en taille des oscillations quantiques a lieu lorsque la taille transverse du réseau devient plus petite que la longueur de cohérence de phase électronique. Nous avons démontré qu'elle correspond bien à une transition

dimensionnelle, déterminée par la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ , entre les réseaux macroscopiques bidimensionnels et les réseaux transversalement complètement cohérents, quasi-unidimensionnels. Dans ce dernier régime, les amplitudes des oscillations AB et AAS présentent des dépendances en nombre de cellules élémentaires originales, qui n'avaient encore jamais été observées et qui démontrent que les mécanismes de moyenne d'ensemble des effets de cohérence de phase électroniques sont très subtils dans les conducteurs complètement quantiquement cohérents. Ces comportements non triviaux révèlent, par la même, la subtilité et la complexité des effets d'interférence électronique dans les réseaux complètement cohérents. À l'occasion de l'étude de la moyenne d'ensemble des oscillations AB et AAS dans les réseaux, en démontrant que le rapport entre les amplitudes de ces oscillations est tel $\delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS} \propto 1/N$, quelle que soit la taille N du réseau, avons également mis en évidence expérimentale, pour la première fois, la relation, récemment prédite [56], qui existe entre les fluctuations de conductance et les corrections de localisation faible à la conductance et qui suppose que la même longueur caractéristique gouverne le déphasage de ces deux types d'effets de cohérence de phase. Pour terminer, les résultats que nous avons obtenus sur la dépendance en taille des amplitudes des oscillations quantiques de magnétoconductance d'un réseau d'anneaux révèlent leur portée principale en ce qu'ils démontrent de manière spectaculaire la transition dimensionnelle de la physique macroscopique vers la physique mésoscopique.

Conclusion générale

LES TRAVAUX exposés dans ce manuscrit de thèse, centrés autour de la question de la cohérence quantique des électrons à très basse température, sont dédiés à l'étude du transport électronique cohérent dans les nanostructures métalliques. Ils abordent la question fondamentale et très controversée du comportement du temps de cohérence de phase des électrons dans les métaux à très basse température et offrent une vue d'ensemble des principaux effets d'interférences caractéristiques du transport électronique cohérent dans les conducteurs quantiquement cohérent.

Nous avons mesuré le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ dans des fils d'Or quasi-unidimensionnels contenant des impuretés magnétiques de Fer, dans des concentrations de l'ordre de ~ 10 ppm, au cours d'expériences de localisation faible réalisées jusqu'aux plus basses températures, de l'ordre de ~ 10 mK. Nous avons mis en évidence et expliqué l'effet des impuretés magnétiques sur le comportement de τ_ϕ observé, en corrélant les résultats des mesures de localisation faible à ceux de mesures de résistivité à basse température. Nous avons pu distinguer trois régimes de déphasage des électrons par les impuretés magnétiques dans le comportement de τ_ϕ mesuré à basse température dans l'alliage Au[Fe]. Au voisinage de la température de Kondo de l'alliage magnétique, alors que la résistivité présente une augmentation logarithmique très caractéristique lorsque la température diminue, la contribution des impuretés magnétiques au déphasage $1/\tau_s$ est maximale et présente un maximum. Ce maximum est à l'origine d'un plateau dans l'évolution de τ_ϕ à basse température. Lorsque la température diminue en dessous de la température de Kondo, l'écrantage des impuretés magnétiques par les électrons de conduction conduit à une diminution de $1/\tau_s$ et à une nouvelle augmentation de τ_ϕ . Enfin, à très basse température, la contribution des impuretés magnétiques au déphasage de la localisation faible devient constante et τ_ϕ sature. Ce nouveau régime de déphasage résulte de la formation d'un verre de spins par les interactions impureté-impureté RKKY. Celles-ci laissent leur signature, bien connue, dans la résistivité en occasionnant d'une part, une déviation de la résistivité du modèle théorique prédit dans le cadre de l'effet Kondo à une impureté et d'autre part, à plus basse température, un maximum bien marqué. Si les résultats que nous avons obtenus mettent clairement en évidence un nouveau régime de déphasage dans la gamme de température $T \ll T_K$, ils sont bien loin de permettre une compréhension complète des mécanismes de décohérence qui impliquent les impuretés magnétiques au-dessous de la température de Kondo. Les résultats que nous avons obtenus démontrent la nécessité de considérer deux échelles d'énergie dans la description de la décohérence à basse température d'un système électronique susceptible de contenir des impuretés magnétiques : d'une part, la température de Kondo T_K , et d'autre part, à plus basse température, la température de transition dans un état de verre de spins T_g , proportionnelle à la concentrations en impuretés magnétiques. D'un point de vue plus général, notre étude souligne la possibilité offerte par la physique mésoscopique, et les effets de cohérence de phase, de revisiter sous un nouvel éclairage la physique de l'effet Kondo, et plus généralement des alliages magnétiques dilués et de résoudre, à cette occasion, des problèmes restés jusqu'alors en suspens, comme

par exemple ceux de la formation et de l'état fondamental d'un verre de spins. Enfin, nos travaux sur la cohérence quantique et l'effet Kondo mettent en évidence le rôle déterminant joué par le spin des électrons dans le transport cohérent.

En ce qui concerne l'étude, que nous avons entreprise, des interférences électroniques dans des réseaux bidimensionnels de boucles métalliques diffusives, rappelons que nous avons mesuré les oscillations de magnétoconductance Altshuler-Aronov-Spivak (AAS) périodiques avec le flux magnétique Φ introduit dans chacune des boucles élémentaires, de période $\Phi_0/2 = h/(2e)$, et les oscillations Aharonov-Bohm (AB) $\Phi_0 = h/e$ périodiques, dans des réseaux de différentes tailles, contenant de $N = 10$ à $N = 10^6$ cellules élémentaires, et présentant deux topologies différentes, à savoir la topologie carré et une topologie non triviale appelée \mathcal{T}_3 .

Selon une technique récente, fondée principalement sur la constatation que le rapport de l'amplitude de deux harmoniques de l'oscillation AAS dépend exclusivement de L_ϕ et de la géométrie du réseau, nous avons extrait une valeur du temps de cohérence de phase électronique à basse température à partir du contenu harmonique des oscillations AAS, dans plusieurs réseaux de topologies différentes. Les résultats obtenus montrent une consistance évidente : mêmes valeurs absolues du temps de cohérence de phase extrait à une température donnée dans des échantillons différents et en utilisant des rapports d'harmoniques différents, même dépendance en température de toutes les valeurs extraites. Cette consistance tend à démontrer que la quantité extraite a un sens physique pertinent, et valide ainsi la technique d'extraction utilisée. En outre le temps de cohérence de phase électronique extrait du contenu harmonique des oscillations AAS sature à basse température. Cette saturation diffère radicalement du comportement en température du temps de cohérence de phase électronique extrait par ailleurs de mesures de magnétorésistance de localisation faible réalisée dans un fil quasi-1D fabriqué en même temps que les réseaux, avec le même matériau et dont, en conséquence on s'attend à ce qu'il présente les propriétés électroniques et en particulier le même temps de cohérence de phase électronique, puisque ce comportement suit les prédictions théoriques d'Altshuler *et al.* jusqu'à $T = 20 \text{ mK}$. Même si, à l'heure où nous terminons la rédaction de ce manuscrit, nous n'en avons pas encore réalisé la démonstration formelle, il est probable que cette divergence à basse température entre le comportement du temps de cohérence de phase τ_ϕ extrait des oscillations AAS d'un des réseaux d'anneaux considéré et celui de τ_ϕ extrait de la magnétorésistance de localisation faible du fil quasi-1D résulte d'un effet de la topologie sur le déphasage électronique par l'interaction électron-électron. En tout cas, elle pose la question du sens physique de la quantité caractéristique du déphasage électronique extraite de la mesure d'une correction à la conductance résultant d'un effet de cohérence de phase très spécifique.

Après avoir réalisé une étude très complète des oscillations AB dans les réseaux, jusqu'à très fort champ magnétique, au cours de laquelle, par exemple nous avons pu vérifier que la dépendance en température de leur amplitude et l'effet du désordre microscopique des échantillons sur leur phase et leur amplitude sont bien conformes aux prédictions théoriques existantes, nous avons cherché à mettre en évidence des effets de la topologie sur ces oscillations mais aussi sur les oscillations AAS. À cette occasion, nous avons montré l'existence de signatures d'effets topologiques simples sur le contenu harmonique des oscillations quantiques de magnétoconductance, comme par exemple la prédominance de la troisième harmonique de ces oscillations dans les réseaux \mathcal{T}_3 , particulièrement évidente dans le cas des oscillations AAS. Néanmoins, si les électrons cohérents s'avèrent, de manière surprenante, suffisamment sensibles à la topologie pour permettre à tels effets topologique triviaux de subsister même en régime diffusif en présence d'un désordre métallique, ils ne le sont pas assez pour permettre à des effets topologiques plus subtils, comme l'effet de cage Aharonov-Bohm caractéristique du réseau \mathcal{T}_3 , de s'exprimer dans les réseaux métalliques. Notre incapacité à mettre en évidence, dans la magnétorésistance des réseaux \mathcal{T}_3 considérés, une oscillation

$\Phi_0 = h/e$ périodique plus robuste à la moyenne d'ensemble et de plus grande amplitude que celle de l'oscillation AB dans les réseaux carré le démontre.

Enfin, nous avons réalisé une étude originale de la moyenne d'ensemble des oscillations AB et AAS en mesurant leurs amplitudes dans les réseaux métalliques bidimensionnels de taille variées, contenant de $N = 10$ à $N = 10^6$ cellules élémentaires de taille nanométrique que nous avons fabriqués. Dans les grands réseaux, les amplitudes des oscillations AB et AAS évoluent en fonction du nombre N de cellules élémentaires en suivant les lois courantes de la moyenne d'ensemble que l'on obtient en sommant simplement les contributions incohérentes de blocs indépendants de taille typique respective L_ϕ : l'amplitude de l'oscillation AB varie avec N comme $\delta g_{AB}(N) \propto 1/\sqrt{N}$ et l'amplitude de l'oscillation AAS est indépendante de N , $\Delta g_{AAS}(N) = Cste$. Dans les petits réseaux, dont la taille transverse devient plus petite que la longueur de cohérence de phase électronique, la dépendance en taille des amplitudes des oscillations quantiques de magnétoconductance sont très différentes et non triviales. Nous attribuons l'apparition de ce nouveau régime, caractéristique des réseaux de petite taille à une transition dimensionnelle, gouvernée par L_ϕ , longueur de cohérence de phase électronique, entre les réseaux macroscopiques dans lesquels la diffusion électronique est bien bidimensionnelle et les réseaux complètement quantiquement cohérent dans l'une des deux directions dans lesquelles ils s'étendent, dans lesquels la diffusion électronique cohérente devient quasi-unidimensionnelle. Dans ce nouveau régime, encore jamais exploré, nous avons démontré, tant expérimentalement que théoriquement, que la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques de magnétoconductance a lieu selon des mécanismes subtils qui se manifestent par des dépendances en taille des amplitudes des oscillations AB et AAS originales : $\delta g_{AB}(N) \propto N^{-3/4}$ et $\Delta g_{AAS}(N) \propto N^{-1/2}$. Cela démontre la subtilité et la complexité des effets d'interférence électronique et en particulier de leur moyenne d'ensemble dans les conducteurs complètement cohérents. L'apparition du nouveau régime de dépendance en taille de l'amplitude des oscillations quantiques de magnétoconductance dans les petits réseaux révèle de manière spectaculaire la transition dimensionnelle, déterminée par L_ϕ , longueur de cohérence de phase électronique, de la physique macroscopique vers la physique mésoscopique, dominée par les effets de cohérence de phase électronique. Enfin, lors de l'étude du comportement en taille de l'amplitude des oscillations AB et AAS, nous avons pu réaliser la première vérification expérimentale de la relation récemment prédite [56] qui existe entre les fluctuations de conductance et les corrections de localisation faible à la conductance, en démontrant que $\delta g_{AB}^2/\Delta g_{AAS} \propto 1/N$. Cette relation est de première importance puisqu'elle signifie que c'est la même longueur caractéristique du déphasage électronique qui gouverne les corrections de localisation faible à la conductance et les fluctuations de conductance. Ce dernier résultat démontre bien que l'étude, très complète, des effets d'interférence électronique que nous avons réalisée dans les réseaux de fils diffusifs nous a permis une approche très globale et unifiée des effets de cohérence de phase les plus essentiels qui sous-tendent la physique mésoscopique.

Annexe A

Formules de Landauer-Büttiker : conductances deux points et quatre points

La formule de Landauer relie la *conductance* d'un système quantiquement cohérent à la *probabilité de transmission* des fonctions d'onde électroniques au niveau de Fermi. Dans le cas d'un conducteur quantique cohérent mono-canal, elle se met sous la forme :

$$G = 2 \frac{e^2}{h} T \quad (\text{A.1})$$

Dans le modèle de Landauer, on remarque que la conductance d'un échantillon quantique, cohérent et parfait, *i.e.* dans lequel la probabilité T de transmission des électrons est égale à 1, n'est pas infinie ! Sa conductance est quantifiée en unités du *quantum de conductance* est égal à :

$$G_q = 2 \frac{e^2}{h} = \frac{1}{12.9 \text{ k}\Omega} \quad (\text{A.2})$$

La quantification de la conductance apparaît encore plus clairement dans le cas d'un conducteur constitué de N canaux de conduction indépendants, décorrélés et parfaits qui transmettent tous les modes électroniques avec une probabilité égale à 1, puisqu'alors $G = 2 \frac{e^2}{h} N$. On voit alors que chaque canal contribue à la conductance d'une quantité égale au quantum de conductance.

Il s'agit à présent de comprendre pourquoi dans la formule de Landauer, obtenue précédemment, il apparaît que la conductance d'un système quantique parfait n'est pas infinie. Ce résultat provient simplement de la méthode utilisée pour calculer la conductance : nous avons divisé le courant I calculé entre les deux réservoirs par la chute de tension au niveau des deux réservoirs. Nous avons calculé ce que l'on appelle en théorie une conductance « deux points ». En réalité c'est donc la conductance de l'ensemble [conducteur quantique + réservoirs] que nous avons exprimé et non la conductance du seul conducteur quantique. Comme par hypothèse, les réservoirs sont le siège des processus dissipatifs, il n'est pas surprenant que la conductance calculée soit finie. La résistance deux points d'un système mono-canal parfait est seulement due aux contacts : c'est une résistance de contact. On peut ainsi attribuer la même contribution à la résistance $h/(4e^2)$ à chacun des deux contacts fils d'amenée/réservoir. Il est possible néanmoins de calculer la conductance du conducteur quantique seul : il suffit de diviser le courant I entre les deux réservoirs par la chute de tension prélevée au niveau des fils d'amenée. On réalise alors un calcul de la conductance « quatre points » [176]. On peut démontrer que le résultat est :

$$G = 2 \frac{e^2}{h} \frac{T}{1-T} \quad (\text{A.3})$$

On retrouve alors avec satisfaction que la conductance du système quantique parfait, *i.e.* de transmission $T = 1$ est bien infinie.

Annexe B

Effet de la dynamique du spin des impuretés magnétiques sur le déphasage de la localisation faible : relaxation de Korringa

Une impureté couplée, par interaction d'échange, aux électrons de conduction d'un métal à la température T , est thermalisée à cette température. Cette thermalisation s'accompagne d'un effet de relaxation dynamique du spin de l'impureté. Cette relaxation, connue sous le nom de relaxation de Korringa [182], est caractérisée par le temps τ_T [145] :

$$\frac{1}{\tau_T} = \frac{\pi}{6} \frac{J^2 \rho_0^2 k_B T}{4 \hbar} \quad (\text{B.1})$$

avec J la constante de couplage du hamiltonien d'échange entre l'impureté magnétique et les électrons de conduction.

Déterminons à présent dans quels cas ces effets dynamiques de relaxation du spin des impuretés deviennent importants. La relaxation du spin des moments locaux, de type Korringa, affecte la localisation faible seulement lorsque τ_s , temps moyen entre deux collisions qui aboutissent au retournement du spin des électrons et détruisent la localisation faible, est plus grand que τ_T . Cette condition sur les temps caractéristiques permet de définir une température caractéristique T_T en résolvant l'équation obtenue en égalant les expressions 2.16 et B.1 :

$$T_T = \frac{6S(S+1)c_{imp}}{k_B \rho_0} \quad (\text{B.2})$$

Ainsi, les effets de la dynamique des spins des impuretés se manifestent lorsque :

$$\tau_s \geq \tau_T \iff T \geq T_T \quad (\text{B.3})$$

Comme on pouvait s'y attendre, ces effets dynamiques sont dominants à haute température. On peut aussi noter qu'ils sont d'autant plus importants que l'alliage est dilué. Dans le cas de l'alliage Au[Fe], par exemple, si on suppose que le spin des impuretés de Fer vaut $\frac{3}{2}$, $T_T \approx 1 \text{ K} \times c_{imp} [\text{ppm}]$. Dans les systèmes Kondo que nous

avons étudiés, qui contiennent de l'ordre de quelques dizaines de ppm d'atomes de Fer, les effets de la relaxation de Korringa du spin des impuretés sont donc négligeables en dessous de 10 K.

Lorsque $\tau_s \geq \tau_T \Leftrightarrow T \geq T_T$: l'effet de la dynamique du spin des impuretés magnétiques localisées se manifeste.

Pendant la diffusion de l'électron le long des chemins symétriques par renversement du sens du temps, le spin de l'impureté encerclée par ces chemins fluctue aléatoirement. Le déphasage du cooperon est dégénéré par rapport au spin total de la paire d'électrons décrivant les chemins renversés dans le temps :

$$\frac{1}{\tau_\phi^{mag,tr}} = \frac{1}{\tau_\phi^{mag,sg}} = \frac{1}{\tau_s} \quad (\text{B.4})$$

Lorsque $\tau_s \leq \tau_T \Leftrightarrow T \leq T_T$: la relaxation du spin des impuretés n'affecte pas la localisation faible : c'est la limite statique. Les paires de trajectoires électroniques renversées dans le temps encerclent des impuretés magnétiques qui conservent le même état de spin pendant la durée de la diffusion cohérente de l'électron. Le déphasage du cooperon par le spin flip s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{\tau_\phi^{mag,sg}} = \frac{2}{\tau_s} & \text{dans le canal singulet} \\ \frac{1}{\tau_\phi^{mag,tr}} = \frac{2}{3\tau_s} & \text{dans le canal triplet} \end{array} \right. \quad (\text{B.5})$$

On remarque, dans ce cas, que le cooperon n'est pas déphasé de la même manière suivant qu'il est dans un état triplet ou dans un état singulet. Dans la limite statique, on constate aussi que le spin flip réduit davantage la durée de vie du cooperon dans le canal singulet : le spin flip détruit plus violemment la contribution du singulet.

Annexe C

Effets de la taille du système et du désordre sur les contributions d'impuretés magnétiques Kondo à la diffusion électronique

Dès lors que la localisation faible s'est révélée être un puissant outil d'investigation d'un système Kondo, puisque cet effet de la cohérence de phase électronique ne se manifeste que dans un conducteur de faibles dimensions, la question d'un effet de la taille du système sur le problème Kondo s'est naturellement posée. Plus généralement c'est une éventuelle modification des effets résultant de l'interaction d'échange entre un moment magnétique local et les électrons de conduction du métal prédits dans des alliages magnétiques massifs qui a été envisagée dans le cas de conducteurs de dimensions réduites. Les dépendances en température des contributions des impuretés magnétiques à la résistivité ou au déphasage de la localisation faible prédites dans le cadre de l'effet Kondo en négligeant des effets de la taille du système sont-elles encore valables dans un conducteur de dimensions réduites, comme un film mince 2D ou un fil quasi-1D ? Cette question est intimement liée à celle de la validité de l'image heuristique du nuage d'écrantage de taille ξ_K utilisée pour décrire l'état fondamental singulet formé par l'impureté Kondo avec les électrons de conduction à basse température. En conséquence, fondamentalement, elle est aussi liée à celle de l'existence d'une échelle de longueur caractéristique de l'effet Kondo. Plusieurs travaux théoriques [117, 118] ont démontré que ξ_K , candidate naturelle au statut d'échelle de longueur caractéristique de l'effet Kondo, prend la forme : $\xi_K \approx \frac{\hbar v_F}{k_B T_K}$. On peut aussi supposer que dans un système diffusif elle s'écrit $\xi_K \approx \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T_K}}$ où D est le coefficient de diffusion électronique. Dans tous les cas, pour un système dont la température Kondo est voisine de 1 K, ξ_K est de l'ordre de plusieurs microns et atteint donc une taille quasi-macroscopique, largement supérieure aux dimensions microscopiques du système comme λ_F . Ainsi, envisager une modification du comportement d'un système Kondo 2D ou quasi-1D dont une ou deux dimensions est inférieure à ξ_K a un sens. Des travaux tant théoriques qu'expérimentaux ont été réalisés autour du problème d'une éventuelle dépendance en la taille du système de l'effet Kondo à une impureté mais aussi des interactions RKKY.

Les mesures ont principalement concerné la contribution logarithmique des impuretés Kondo à la résistivité.

La plupart des résultats [183, 184, 185, 186, 187] montre un affaiblissement ou une suppression de cette contribution caractéristique lorsque la taille de films minces 2D ou de fils quasi-1D est réduite à l'échelle de la dizaine de nanomètres. Une étude [187] a aussi mis en évidence une augmentation de la longueur de cohérence de phase électronique L_ϕ mesurée à basse température dans des films d'Au[Fe] en analysant la magnétorésistance de localisation faible lorsque l'épaisseur des films diminue. Considérant que la diffusion magnétique est le mécanisme de déphasage dominant à basse température, les auteurs donnent à cette augmentation de L_ϕ la même que celle de l'affaiblissement de la remontée logarithmique de résistivité à basse température, à savoir : suppression du spin flip associé à l'effet Kondo dans les conducteurs de dimensions réduites.

Mais l'extraction des contributions des impuretés magnétiques de mesures de résistivité ou de localisation faible est délicate à basse température dans les conducteurs de faible dimensionnalité car elle nécessite la soustraction des effets des interactions électron-électron qui sont renforcés et même dominants à basse température dans ce type de conducteurs.

En traitant très soigneusement ce problème, des expérimentateurs ont montré que la contribution de résistivité Kondo était indépendante de la largeur des fils quasi-1D d'Au[Fe] qu'ils ont mesuré, dont les plus fins avaient une largeur de 38 nm [188]. Au contraire, des résultats, pourtant obtenus en s'affranchissant correctement de l'effet des interactions électron-électron, présentent une réduction de la résistivité Kondo dans des échantillons de dimensions réduites [187]. Ces résultats contradictoires entretiennent le débat sur un effet de taille affectant l'effet Kondo, *i.e.* sur la suppression de l'effet Kondo dans les conducteurs de dimensions réduites, typiquement inférieure à une longueur caractéristique comme ξ_K .

Dans ce contexte, certains ont calculé le nombre d'électrons de conduction nécessaires à l'écrantage d'un moment magnétique local dans un alliage dilué [189]. Le résultat principal obtenu est que la taille minimale d'un conducteur contenant une impureté magnétique permettant la formation du nuage Kondo peut être beaucoup plus petite que $\xi_K \approx \frac{\hbar v_F}{k_B T_K}$, typiquement de l'ordre de la dizaine de nanomètres dans l'Or. Il est en désaccord avec une suppression de l'effet Kondo dans des échantillons dont la taille devient submicronique.

Une autre interprétation des résultats expérimentaux observés est celle d'une réduction de l'effet Kondo due au renforcement des interactions impureté-impureté de type RKKY dans les fils minces. Il a en effet été prédit que les dimensions réduites d'un conducteur favorisent le couplage des impuretés entre elles [190], dont la conséquence la plus directe est d'inhiber les corrélations électroniques à l'origine de l'écrantage de chaque impureté.

Dès lors, les interactions RKKY ont fait l'objet d'étude dans des conducteurs de faibles dimensions. C'est plus exactement un effet de taille sur la combinaison de l'effet Kondo et des interactions RKKY qui a été considéré, puisqu'en pratique les expérimentateurs ont étudié le maximum de résistivité à basse température caractéristique des alliages magnétiques dilués dans des échantillons de dimensions réduites. Les résultats obtenus présentant une diminution de ce maximum de résistivité jusqu'à disparition sont interprétés comme tendant à prouver que les interactions RKKY sont affaiblies dans des conducteurs 2D ou quasi-1D, par rapport à ce qu'elles sont dans le cas d'échantillons massifs [184, 191, 192].

Une interprétation très intuitive et commune à la fois à l'affaiblissement des interactions RKKY et à celui de l'effet Kondo dans les petits échantillons peut être avancée. Partant de la constatation que ces deux effets résultent de l'interaction d'échange entre les moments magnétiques locaux et les électrons de conduction, et, en cela naissent grâce à la médiation des électrons, on peut facilement comprendre qu'ils soient supprimés lorsque le nombre d'électrons ou leur mouvement sont réduits, comme ce peut être le cas dans des conducteurs de dimensions réduites. Cette

image très heuristique a le mérite de permettre d'envisager un autre effet, directement relié aux faibles dimensions des conducteurs, pour expliquer les observations réalisées : l'effet du désordre. On sait que le désordre microscopique, celui caractérisé par le libre parcours moyen élastique l_e , joue un rôle important dans le transport électronique. Notamment, il est à l'origine d'un renforcement des interactions électron-électron. On peut alors supposer qu'il a une incidence sur les interactions d'échanges électron-impureté magnétique. D'ailleurs le problème Kondo dans les systèmes désordonnés est un sujet à part entière. Récemment, il a été démontré et prédit que l'effet du désordre se combine avec l'effet Kondo, de manière non-triviale, pour conduire à une modification du coefficient de la dépendance en $\ln(T)$ de la résistivité [193]. Compte tenu de l'importance accrue du rôle du désordre dans les conducteurs de dimensions réduites, cette sensibilité de l'effet Kondo au désordre peut prendre la forme apparente d'une dépendance en taille de la résistivité Kondo et rendre compte de tous les résultats expérimentaux observés.

Aujourd'hui, la question d'une dépendance en taille de l'effet Kondo et des interactions RKKY est toujours controversée et débattue. Elle l'est d'autant plus qu'elle renvoie à la validité de la description de l'état fondamental de l'effet Kondo en terme de nuage Kondo. Sa résolution pourrait bénéficier des résultats d'expériences destinées à mettre en évidence la réalité et l'existence de ce nuage d'écrantage, *i.e.* en pratique à en sonder l'extension spatiale.

Pour finir, notons que l'on s'attend à ce que les modifications de l'interaction d'échange des électrons de conduction avec les moments magnétiques locaux par d'éventuels effets de taille soient seulement quantitatifs. Elles n'affectent pas qualitativement les comportements caractéristiques des systèmes Kondo à savoir : l'augmentation de résistivité logarithmique à basse température suivie, en présence d'interactions impureté-impureté d'un maximum à température inférieure, ou encore, par exemple le maximum de diffusion électronique par spin flip à T_K . Elles seraient seulement susceptibles d'en affaiblir l'amplitude prédite dans le cas de systèmes massifs.

Annexe D

Effet d'un champ magnétique sur les contributions des impuretés magnétiques à la diffusion électronique

L'application d'un champ magnétique extérieur suffisamment élevé lève la dégénérescence énergétique des états de spin des impuretés magnétiques par effet Zeeman. On dit que les impuretés magnétiques sont polarisées. En conséquence, les effets dynamiques permis par la dégénérescence de spin des impuretés, tels que, par exemple, le renversement de spins par activation thermique, le spin flip Kondo ou la simple rotation de spin par transfert entre un spin électronique et le spin d'une impureté sont supprimés. Ces effets apportant une contribution, le plus souvent significative aux processus de diffusion électronique, on s'attend à ce que la polarisation des impuretés magnétiques par application d'un fort champ magnétique modifie les propriétés de transport de l'alliage magnétique dilué.

La valeur B^* des champs magnétiques auxquels les effets de spins sont supprimés par polarisation dépend de l'échelle d'énergie caractéristique E^* de ces effets : $B^* = \frac{E^*}{g\mu_B}$, avec g le facteur gyromagnétique de l'impureté magnétique dans sa matrice métallique hôte (de l'ordre de l'unité) et μ_B le magnéton de Bohr¹. Dans le cas très simple de la dynamique activée thermiquement d'un système d'impuretés magnétiques, ce champ critique vaut $B^* = B_{th} = \frac{k_B T}{g\mu_B}$ à la température T . Ce qui signifie que lorsque l'on applique un champ magnétique $B > B^* = B_{th}$, à la température de T , les impuretés magnétiques sont polarisées : leur spin s'aligne sur le champ magnétique suivant une direction fixe et bien définie et ne peut plus tourner spontanément. Pour des impuretés dont le facteur gyromagnétique est $g = 2$, comme dans le cas du Fer dans l'Or, ce champ critique, à la température $T = 1 K$, vaut $B_{th} = 7444 G$. Dans le cas du spin flip Kondo dans un alliage de température caractéristique T_K , on peut prévoir que ce mécanisme est affecté par la polarisation des impuretés Kondo lorsque le champ magnétique appliqué excède la valeur critique $B^* = B_{Kondo} = \frac{k_B T_K}{g\mu_B}$. Typiquement, pour l'alliage Au[Fe], dont la température de Kondo vaut $T_K = 300 mK$, $B^* = B_{Kondo} = 2234 G$.

Décrivons les conséquences de la polarisation des impuretés magnétiques sur les contributions de ces dernières aux propriétés de transport dans un alliage Kondo. Historiquement c'est sur la contribution des impuretés Kondo à la résistivité, au voisinage de T_K , que l'effet de l'application d'un champ magnétique a d'abord été étudié [151].

1. $\mu_B = 9.2741 \cdot 10^{-24} JT^{-1}$

Dans des alliages magnétiques très dilués de températures Kondo élevées, l'application d'un champ magnétique affecte la remontée de résistivité logarithmique mesurée à basse température, au voisinage de T_K , associée au spin flip Kondo : elle conduit à l'atténuation de l'amplitude de la remontée de résistivité à une température inférieure à T_K et à l'apparition d'un maximum de résistivité à plus basse température. Ce maximum est d'autant plus piqué, d'amplitude d'autant plus faible et apparaît à une température d'autant plus élevée que le champ magnétique appliqué est fort. On peut interpréter l'apparition de ce maximum assez simplement : le champ magnétique appliqué polarise le spin des impuretés Kondo et supprime les processus de spin flip associés à l'effet Kondo qui dominent la contribution des impuretés magnétiques à la diffusion électronique au voisinage de la température de Kondo, et sont à l'origine de la remontée logarithmique de la résistivité de l'alliage à basse température. Ce maximum peut donc être interpréter comme la simple suppression radicale de l'effet Kondo résultant de la polarisation des impuretés magnétiques. Pour des champs magnétiques très forts ($B \gg B_{Kondo}$), on peut même s'attendre à la disparition complète de la remontée logarithmique de résistivité à basse température, c'est-à-dire à ce que la résistivité se comporte comme dans un métal commun. Dans le cadre de cette interprétation, il est aussi possible de comprendre pourquoi l'amplitude du maximum de résistivité résultant de l'application d'un champ magnétique est d'autant plus faible et la température à laquelle il apparaît est d'autant plus haute que le champ est élevé. Plus le champ magnétique est élevé, plus la proportion de spins complètement polarisés augmente et en conséquence plus la contribution des impuretés magnétiques à la diffusion électronique par spin flip Kondo est réduite. Par ailleurs, plus le champ magnétique appliqué est fort, plus la température à laquelle l'effet de la polarisation devient sensible est élevée, puisque rappelons que $B^* \propto T$. En conséquence, plus le champ appliqué est fort, plus la contribution à la résistivité du système d'impuretés soumis au champ magnétique s'écarte de celle du système d'impuretés Kondo libres et plus le comportement de la résistivité se rapproche de celui d'un métal sans impuretés magnétiques et ce, à d'autant plus haute température : comme le système d'impuretés Kondo ne se distingue d'un métal contenant des impuretés statiques qu'en dessous de T_K , et ce d'autant plus que la température est abaissée, le maximum de résistivité, résultant de la transition du système de l'état d'impuretés Kondo libres à celui d'impuretés polarisées dépourvues de leur degré de liberté de spin lorsque la température diminue, s'atténue et finit par disparaître complètement lorsque le champ appliqué augmente. Lors des mesures de résistivité que nous avons réalisées sur des fils d'Au[Fe], nous avons aussi pu mettre en évidence un effet atténué de la polarisation des impuretés de Fer par des champs magnétiques sur la contribution de ces impuretés à la diffusion électronique. Nous avons mesuré la résistivité de deux fils d'Or quasi-1D, contenant 60 ppm d'impuretés de Fer pour le fil nommé A et 15 ppm pour celui nommé B, entre 1 K et typiquement 10 mK. Ces mesures ont été réalisées sous des champs magnétiques de différentes valeurs. Celles réalisées sous champ nul révèlent les différentes contributions : celle des interactions électron-électron $\Delta\rho_{e-e}$, celle de la localisation faible $\Delta\rho_{wl}$, et en particulier la contribution des impuretés Kondo de Fer, notée $\Delta\rho_{mag}$, qui croît logarithmiquement lorsque la température est abaissée en dessous de 300 mK, température de Kondo du Fer dans l'Or. La résistivité de chacun des fils apparaît comme la somme de ces contributions : $\rho^0 \propto \Delta\rho_{e-e} + \Delta\rho_{wl} + \Delta\rho_{mag}$. Le champ magnétique B_{wl} , voisin de 1000 G dans le cas du fil A et de 200 G dans le cas du fil B, appliqué lors de la seconde série de mesures permet de supprimer la contribution cohérente $\Delta\rho_{wl}$. Les valeurs du champ B_{wl} appliqué sont très inférieures à celle du champ critique B_{Kondo} , égale à 2234 G dans le cas de l'alliage Au[Fe], à partir duquel on peut prédire un effet de la polarisation des impuretés Kondo sur la contribution de ces impuretés à la diffusion électronique et en particulier sur $\Delta\rho_{mag}$. On ne s'attend donc pas à ce que la contribution $\Delta\rho_{mag}$ soit affectée à ces champs et ainsi, la résistivité mesurée sous le champ magnétique B_{wl} résulte de deux contributions $\Delta\rho_{e-e}$ et $\Delta\rho_{mag}$: $\rho^{B_{wl}} \propto \Delta\rho_{e-e} + \Delta\rho_{mag}$. Ce sont les mesures de résistivité réali-

sées sous des champs magnétiques plus élevés, $B_{HF} \simeq B_{Kondo}$, qui nous ont permis de mettre en évidence l'effet de la polarisation des impuretés sur leur contribution $\Delta\rho_{mag}$ à la résistivité. À ces champs, la résistivité s'écrit $\rho^{B_{HF}} \propto \Delta\rho_{e-e} + \Delta\tilde{\rho}_{mag}$, la contribution électron-électron $\Delta\rho_{e-e}$ n'étant pas affectée par le champ magnétique et $\Delta\tilde{\rho}_{mag}$ représentant la contribution des impuretés Kondo modifiée par le champ magnétique. La comparaison des quantités $\rho^{B_{wl}}$ et $\rho^{B_{HF}}$ permet donc d'évaluer très facilement l'effet du champ magnétique sur la contribution des impuretés Kondo à la résistivité. Dans le cas du fil A, comme dans celui du fil B, comme on peut le voir sur les figures Fig. D.1 et Fig. D.2, il apparaît que $\rho^{B_{HF}} < \rho^{B_{wl}}$, il en résulte que $\Delta\tilde{\rho}_{mag} < \Delta\rho_{mag}$: l'application d'un champ magnétique de l'ordre de B_{Kondo} atténue la remontée logarithmique de la contribution Kondo à la résistivité. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus dans la référence [151] et discutés précédemment. Cette atténuation de la remontée logarithmique de la résistivité observée a la même origine que le maximum de résistivité qui apparaît à plus fort champ magnétique, à savoir : la suppression du spin flip Kondo par la polarisation du spin des impuretés. À noter que le maximum de résistivité que l'on peut observer sur toutes les courbes à très basse température est présent même sous champ magnétique nul : il n'est pas associé à la polarisation des impuretés Kondo, il est la signature des interactions impureté-impureté de type RKKY.

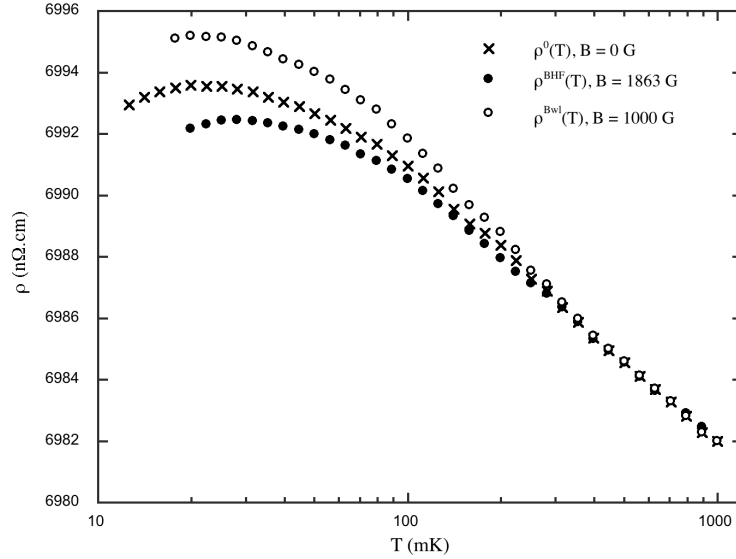


FIGURE D.1: Résistivité de l'échantillon A en fonction de la température. Les symboles en croix représentent $\rho^0(T)$, résultat des mesures sous champ magnétique nul ($B = 0$ G). Les symboles fermés représentent $\rho^{B_{HF}}(T)$, résultat des mesures réalisées sous le champ magnétique $B_{HF} = 1863$ G, $\rho^{B_{HF}}(T)$. Les symboles ouverts représentent $\rho^{B_{wl}}(T)$, résultat des mesures réalisées sous le champ magnétique $B_{wl} \approx 1000$ G, suffisant pour détruire la correction de la localisation faible dans cette gamme de températures. Les différentes courbes ont été superposées, à 1 K, sur la courbe de résistivité en champ magnétique nul pour faciliter leur comparaison.

Si l'application d'un champ magnétique affecte la contribution des impuretés Kondo à la résistivité c'est fondamentalement qu'elle affecte les processus de diffusion électronique impliquant ces impuretés. Comme ceux-ci, comme nous l'avons déjà expliqué, modifient sensiblement le transport électronique cohérent de phase en réduisant le temps de cohérence de phase électronique, il est prédit que l'application d'un champ magnétique modifie la contribution de ces impuretés au déphasage électronique, c'est-à-dire leur contribution destructrice aux effets de cohérence de phase électronique tels que la localisation faible ou l'effet Aharonov-Bohm par exemple. La polarisation du spin des impuretés magnétiques par un fort champ magnétique supprime le spin flip Kondo, mécanisme destructeur de la cohérence de phase électronique. Lors de l'application d'un fort champ magnétique, $B > B_{Kondo}$,

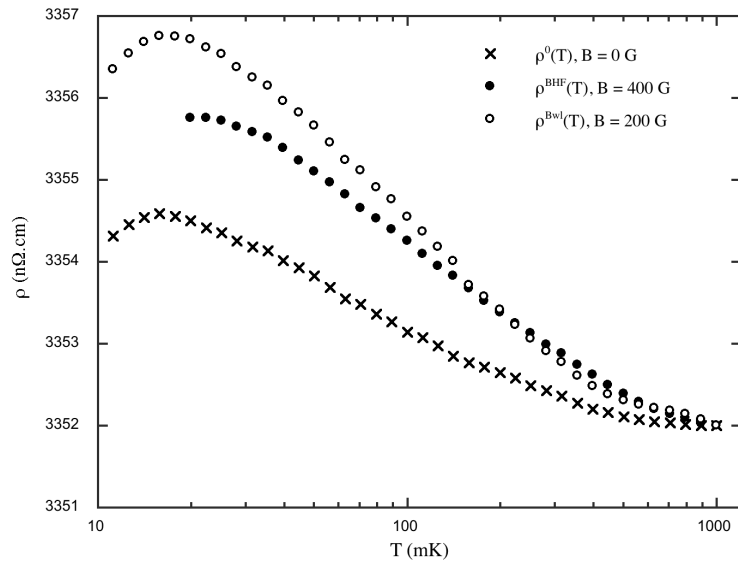


FIGURE D.2: Résistivité de l'échantillon B en fonction de la température. Les symboles en croix représentent $\rho^0(T)$, résultat des mesures sous champ magnétique nul ($B = 0 G$). Les symboles fermés représentent $\rho^{B_{HF}}(T)$, résultat des mesures réalisées sous le champ magnétique $B_{HF} = 400 G$, $\rho^{B_{HF}}(T)$. Les symboles ouverts représentent $\rho^{B_{wl}}(T)$, résultat des mesures réalisées sous le champ magnétique $B_{wl} \approx 200 G$, suffisant pour détruire la correction de la localisation faible dans cette gamme de températures. Les différentes courbes ont été superposées, à $1 K$, sur la courbe de résistivité en champ magnétique nul pour faciliter leur comparaison.

on s'attend à ce que le temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ augmente et en conséquence à ce que les corrections quantiques à la conductance d'un conducteur mésoscopique résultant des interférences entre électrons cohérents de phase soient restaurées à leur valeur standard principalement limitée à basse température par les collisions électron-électron.

Récemment, l'effet de la polarisation des impuretés magnétiques sur les corrections quantiques à la conductance d'un échantillon métallique mésoscopique a été exhaustivement étudiée dans la limite d'impuretés indépendantes [131]. Très exactement ce sont la correction de localisation faible, l'amplitude des fluctuations universelles de conductance et l'amplitude des oscillations de conductance d'un anneau conducteur cohérent, h/e périodiques en flux magnétique, dite oscillations Aharonov-Bohm, qui ont été calculées en fonction de la polarisation des impuretés Kondo, et ce à toute échelle de champ magnétique. Une augmentation de ces quantités est bien prédite lorsque la polarisation augmente.

Expérimentalement, seules les oscillations Aharonov-Bohm et les fluctuations universelles de conductance peuvent être mesurées en fort champ magnétique. En effet, rappelons que la correction de localisation faible disparaît lorsque l'on applique un champ magnétique caractéristique $B_{wl} = \frac{\Phi_0}{w \times L_\phi}$ où $\Phi_0 = h/e$ est le quantum de flux non-supraconducteur, dans un fil quasi-1D de largeur w . L'effet de la polarisation des impuretés magnétiques prédit théoriquement a bien été vérifié dans des mesures des oscillations Aharonov-Bohm d'anneaux en Or contenant des impuretés magnétiques de Manganèse [53] : les auteurs ont observé une augmentation sensible de l'amplitude des oscillations consécutives à l'application d'un champ magnétique. Plus récemment cette expérience a été répétée dans des anneaux de Cuivre [88]. Aujourd'hui, grâce à l'extrême sensibilité des effets de cohérence de phase électronique à la polarisation des impuretés magnétiques, les mesures, sous champ magnétique, des corrections quantiques dans un conducteur métallique mésoscopique ont acquis le statut de test de référence de la présence d'impuretés magnétiques.

Annexe E

Calcul de la correction de localisation faible à la conductance

La correction quantique à la probabilité de diffusion moyenne associée aux interférences constructives entre les chemins de diffusion symétriques par renversement du temps, *i.e.* associée au cooperon, est reliée à la probabilité d'un croisement quantique. En conséquence elle est donc de l'ordre de $1/g$. Au-delà, elle dépend aussi de la distribution spatiale et de la distribution en taille des boucles de diffusion permettant la rétrodiffusion cohérente. On peut l'exprimer assez simplement à l'aide de la probabilité de retour à l'origine intégrée sur le volume Vol du conducteur et sur le temps de diffusion cohérente τ_ϕ , sous la forme $\langle P(\vec{r}, \vec{r}, t) \rangle_{desordre} = \frac{1}{g} \int_t \int_{Vol} P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) d\vec{r} dt$. Nous précisons ultérieurement les bornes d'intégration temporelle de la contribution du cooperon à la probabilité de retour à l'origine $P_C(\vec{r}, \vec{r}; t)$. Cette correction de localisation faible à la probabilité de diffusion conduit à une correction à la conductance. La correction relative de la localisation faible à la conductance moyenne classique s'écrit :

$$\left(\frac{\Delta G}{G_D} \right)_{wl} = \frac{G - G_D}{G_D} \sim - \langle P(\vec{r}, \vec{r}) \rangle_{desordre} \sim - \frac{1}{g} \times f(Vol, \tau_\phi) \quad (E.1)$$

avec G_D la conductance classique de Drude, et f une fonction de la taille du système et du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ , valant au maximum 1. Son signe est bien négatif : il s'agit d'une réduction de la conductance.

La quantité que l'on calcule généralement est la correction du cooperon à la conductivité [194]. Celle-ci s'écrit :

$$\Delta\sigma_{wl} = -2 \frac{1}{Vol} \frac{e^2 D}{\pi \hbar} \int_{Vol} d\vec{r} \int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) e^{-t/\tau_\phi} \quad (E.2)$$

Le facteur 2 vient de la dégénérescence en spin de la correction de localisation faible en l'absence de couplage spin-orbite. D est la constante de diffusion électronique caractéristique du milieu diffusif faiblement désordonné. L'intégrale spatiale de la contribution du cooperon à la probabilité de retour à l'origine P_C sur le volume total du conducteur diffusif $\int_{Vol} d\vec{r} P_C(\vec{r}, \vec{r}; t)$ représente le nombre total de trajectoires fermées de longueur $v_F \times t$: c'est en réalité le nombre de croisements quantiques. L'intégrale temporelle $\int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) e^{-t/\tau_\phi}$ prend fondamentalement en compte la distribution en taille des différentes boucles cohérentes, susceptibles d'interférer entre elles, qu'il est possible de définir dans l'échantillon. En toute rigueur, la somme des contributions des boucles de toutes les tailles, s'écrit $\int_0^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t)$. Mais dans le régime diffusif, par définition, le temps de diffusion est supérieur au libre parcours moyen élastique et ainsi : $t > \tau_e$. C'est pourquoi, on a choisi comme borne inférieure de l'intégrale temporelle τ_e et non pas 0. Par ailleurs, comme nous l'avons déjà souligné, seuls les chemins de diffusion

de longueur inférieure à la longueur de cohérence de phase L_ϕ sur lesquels l'électron conserve une phase bien définie sont susceptibles d'interférer. Autrement dit, seules les contributions des trajectoires sur lesquelles l'électron diffuse en un temps inférieur à τ_ϕ doivent être comptées pour calculer la correction de conductance. De la même manière que pour τ_e , on aurait pu borner l'intégrale aux temps longs à τ_ϕ ($\int_{\tau_e}^{\tau_\phi} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t)$), mais dans ce cas particulier, on préfère, par usage, prendre en compte la coupure imposée par la cohérence de phase en multipliant la probabilité P_C par le facteur purement phénoménologique e^{-t/τ_ϕ} . Notons, que la prise en compte de la coupure à τ_ϕ par l'introduction « à la main » de ce terme exponentiel suppose implicitement une relaxation exponentielle de la phase de la fonction d'onde électronique. Cette hypothèse simplificatrice est une bonne approximation même si en toute rigueur, la manière dont la phase relaxe dans le temps dépend du mécanisme microscopique à l'origine du changement de phase (interaction électron-électron, couplage aux impuretés magnétiques, etc), mais aussi de la dimension du conducteur et que en particulier, la relaxation de phase induite par l'interaction électron-électron dans un fil quasi 1-D n'est pas exponentielle. τ_ϕ , représente, ici en toute rigueur la durée de vie du cooperon.

La contribution du cooperon à la probabilité de diffusion P_C est solution d'une équation de diffusion :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - D\nabla^2\right)P(\vec{r}_1, \vec{r}_2; t) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\delta(t) \quad (\text{E.3})$$

avec D la constante de diffusion, ∇ l'opérateur nabla, δ la fonction de Dirac. Dans le cas particulier du cooperon la solution est celle obtenue dans la limite $\vec{r}_1 = \vec{r}_2 = \vec{r}$. Dans la limite d'une diffusion libre, *i.e.* en négligeant les réflexions sur les bords du conducteur, on peut démontrer que la probabilité de retour à l'origine associée au cooperon s'écrit :

$$P(\vec{r}, \vec{r}; t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{d/2}} \quad (\text{E.4})$$

Elle dépend fortement de la dimension d du conducteur et plus exactement de la dimension de la diffusion. En particulier $d = 1$ dans un fil quasi-1D.

À partir de l'équation E.2, en utilisant le résultat E.4, il est possible de calculer la correction à la conductivité associée au cooperon $\Delta\sigma$. Dans la limite où la taille L du système est grande devant la longueur de cohérence de phase L_ϕ ($L \gg L_\phi$), on obtient, en particulier dans le cas d'un fil quasi-1D :

$$\Delta\sigma_{wl} = -2\frac{e^2}{h}\frac{1}{S}(L_\phi - l_e) \quad (\text{E.5})$$

où $S = w \times t$ est la section du fil, et l_e est le libre parcours moyen élastique.

Lorsque $L \leq L_\phi$, le calcul de P_C grâce à l'équation de diffusion est plus difficile. Il faut explicitement tenir compte de la géométrie du conducteur. Il existe néanmoins des solutions analytiques pour des géométries simples [194, 195, 196, 197, 175].

À partir de ces résultats, sachant que la conductance est reliée à la conductivité par la loi d'Ohm $G = \sigma S/L$ dans un conducteur de section S et de longueur L , on peut alors exprimer la contribution du cooperon à la correction quantique à la conductance classique de Drude G_D , appelée communément correction de localisation faible : $\Delta G_{wl} = \Delta\sigma_{wl}S/L$. Dans un fil quasi-1D, à champ magnétique nul, en l'absence de couplage spin-orbite, et dans la limite $L \gg L_\phi \gg l_e$, sa valeur relative vaut :

$$\frac{\Delta G_{wl}}{G_D} = \frac{G - G_D}{G_D} = \frac{\Delta g_{wl}}{g} = -2\frac{1}{g}\frac{L_\phi}{L} \quad (\text{E.6})$$

avec g la conductance de Drude adimensionnée exprimée en unités du quantum de conductance $G_q = e^2/h$ telle que $G_D = g\frac{e^2}{h}$ et Δg_{wl} la correction de conductance de localisation faible sans dimension. La correction de localisation

faible à la conductance est directement proportionnelle à L_ϕ dans un fil quasi-1D de caractéristiques données. On retrouve aussi qu'elle vaut au maximum 1 quantum de conductance par direction de spin (lorsque $L = L_\phi$), et qu'elle est négative, correspondant à une diminution de la conductance classique. On peut encore exprimer cette correction en terme de résistances :

$$\frac{\Delta R_{wl}}{R_D} = \frac{R - R_D}{R_D} = +2 \frac{R_D}{R_q} \frac{L_\phi}{L} \quad (\text{E.7})$$

avec $R_D = 1/G_D$ la résistance classique de Drude, et $R_q = 1/G_q = h/e^2$ le quantum de résistance.

Annexe F

Calcul de la magnétoconductance de localisation faible

Afin de prendre en compte de manière rigoureuse l'effet du champ magnétique dans le calcul de la correction de localisation faible, on peut pondérer la contribution du cooperon à la probabilité de retour à l'origine par un facteur phénoménologique exponentiel du type e^{-t/τ_B} , où τ_B est le temps caractéristique du déphasage du cooperon par le champ magnétique (2.27), de la même manière que nous avons pris en compte la coupure des trajectoires associées au cooperon par τ_ϕ :

$$\Delta\sigma_{wl}(B) = -2 \frac{1}{V_{ol}} \frac{e^2 D}{\pi \hbar} \int_{V_{ol}} d\vec{r} \int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) \times e^{-t/\tau_\phi} \times e^{-t/\tau_B} \quad (\text{F.1})$$

La forme exponentielle de la relaxation de la phase du cooperon par le champ magnétique B introduite « à la main » a été justifiée rigoureusement [198]. On peut calculer la forme exacte de la contribution du cooperon à la probabilité de retour à l'origine en présence d'un champ magnétique en résolvant une équation de diffusion, qui prend en compte le potentiel vecteur, de la forme :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - D(\vec{\nabla} - 2ie\vec{A})^2 \right) P(\vec{r}_1, \vec{r}_2; t) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(t) \quad (\text{F.2})$$

dans la limite $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$. On note que c'est la charge $2e$ qui intervient dans cette équation puisque le cooperon décrit l'appariement de deux fonctions d'ondes électroniques. On peut démontrer que la solution de cette équation décroît exponentiellement aux temps longs comme e^{-t/τ_B} .

Prendre en compte l'effet du champ magnétique par une coupure exponentielle de la contribution des boucles fermées avec le temps caractéristique τ_B , de la même manière que l'on a traité la coupure des boucles par τ_ϕ , revient à définir une nouvelle échelle de temps, caractéristique de la relaxation de phase du cooperon et qui dépend du champ magnétique :

$$\frac{1}{\tau_\phi^B(B)} = \frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{\tau_B} \iff \frac{1}{L_\phi^B(B)} = \sqrt{\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{L_B^2}} \quad (\text{F.3})$$

Dans le cas d'un fil quasi-1D, L_B est déduite de l'expression de $\tau_B = 1/D(\Phi_0(wB))^2$ (2.27) par la relation $L_B = \sqrt{D\tau_B}$.

On peut remplacer la longueur de cohérence de phase L_ϕ par $L_\phi^B(B)$ dans les expressions obtenues pour les corrections de la localisation faible à la conductance, ou à la résistance en champ nul afin d'obtenir les expressions de ces corrections de localisation faible en fonction du champ magnétique.

Dans le cas d'un fil quasi-1D, et en l'absence de couplage spin-orbite, on peut exprimer la correction de la localisation faible à la conductance en fonction du champ magnétique en remplaçant L_ϕ dans E.7 par :

$$L_\phi^B(B) = \left[\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{Bwe}{\hbar} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (\text{F.4})$$

On obtient alors :

$$\frac{\Delta R_{wl}}{R_D} = 2 \frac{R_D}{R_q} \frac{1}{L} \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{Bwe}{\hbar} \right)^2 \right]}} \quad (\text{F.5})$$

Lorsque $B = 0$, on retrouve bien l'expression E.7. La magnétorésistance de localisation faible est négative : la correction de résistance, positive, diminue lorsque le champ magnétique appliqué augmente.

Annexe G

Couplage spin-orbite et localisation faible

Nous avons déjà évoqué l'effet du couplage du spin de l'électron à des moments magnétiques locaux sur la localisation faible. À cette occasion, nous avons expliqué qu'il est susceptible de limiter cet effet de cohérence de phase par la réduction du temps de cohérence de phase électronique.

Mais le spin de l'électron modifie aussi la localisation faible de manière plus intrinsèque par son interaction avec un degré de liberté interne : le moment cinétique orbital de l'électron associé à son mouvement dans un potentiel de diffusion. Cette interaction, appelée interaction spin-orbite, est à l'origine d'un déphasage réversible, comparable à celui résultant de l'application d'un champ magnétique.

Le mécanisme du couplage spin-orbite est le suivant : on peut considérer qu'un électron qui se déplace à la vitesse \vec{v} dans un potentiel $v(\vec{r})$ est soumis à un champ électrostatique \vec{E} tel que $-e\vec{E} = -\vec{\nabla}v(\vec{r})$; le mouvement de l'électron crée alors un champ magnétique local qui s'écrit dans le référentiel de l'électron : $\vec{B} = -\frac{1}{c^2}\vec{v} \times \vec{E}$; le spin de l'électron décrit par l'opérateur $\vec{\sigma}$, dont les composantes sont les matrices de Pauli, se couple à \vec{B} : $-\mu_B \vec{B} \cdot \vec{\sigma}$. Cette interaction constitue un potentiel de diffusion supplémentaire pour l'électron dont la particularité est de dépendre du spin. Ce potentiel peut se mettre sous la forme :

$$V_{so} \propto \vec{L} \cdot \vec{\sigma} \quad (\text{G.1})$$

$L = \vec{\nabla}v(\vec{r}) \times \vec{r}$ est l'opérateur associé au moment cinétique orbital de l'électron. La force de ce potentiel de diffusion v_{so} dépend de celle du potentiel v . On peut définir un temps τ_{so} caractéristique du processus de diffusion électronique dépendant du spin associé au couplage spin-orbite : $\tau_{so} \propto \hbar / \langle v_{so} \rangle$, où $\langle v_{so} \rangle$ désigne la valeur moyenne du potentiel sur le système. Ce temps est d'autant plus court que l'interaction spin-orbite est forte. Néanmoins cette dernière est suffisamment faible pour ne pas modifier les trajectoires de diffusion ($\tau_e \ll \tau_{so}$). Le potentiel de diffusion V_{so} a pour effet de faire tourner légèrement le spin de l'électron à chaque collision sur les impuretés statiques. C'est cette rotation du spin de l'électron le long de sa trajectoire de diffusion qui est à l'origine d'un déphasage réversible. L'angle de la rotation élémentaire subie par le spin de l'électron lors d'une collision conduisant un électron dans un état caractérisé par le vecteur d'onde \vec{k} et le spin $\vec{\sigma}$ à un état \vec{k}' et le spin $\vec{\sigma}'$ est déterminé par la force du couplage v_{so} , le spin s et le transfert d'impulsion. Il est proportionnel à $v_{so}(\vec{k} \times \vec{k}') \cdot \vec{\sigma}$ [40].

Pour décrire plus simplement cette rotation on peut utiliser l'opérateur de rotation $R_i = e^{-i\frac{\alpha}{2}\vec{u}_i \cdot \vec{\sigma}_i}$, où α désigne l'angle de la rotation autour de l'axe de vecteur unitaire \vec{u}_i . Dans ce formalisme [8], l'état du spin $|s_i\rangle$ après la i^{e} collision s'écrit $|s_{i+1}\rangle = R_i|s_i\rangle$, et l'état du spin $|s_0\rangle$ après N collisions subies pendant une diffusion de durée t s'écrit $|s_t\rangle = \prod_{i=1}^N R_i|s_0\rangle = R_t|s_0\rangle$ avec R_t l'opérateur rotation dépendant du temps de diffusion. Le facteur

par lequel il faut pondérer la probabilité de la trajectoire de l'électron le long de laquelle le spin passe de l'état $|s_0\rangle$ à l'état $|s_t\rangle$ par l'action du couplage spin-orbite s'écrit : $\langle s_t | \langle R_t | s_0 \rangle$, avec $\langle R_t \rangle$ est la moyenne de la rotation sur les directions de rotation (considérées comme des variables aléatoires indépendantes et de distribution gaussienne). C'est ce terme multiplicatif qui rend compte du déphasage induit par le couplage spin-orbite. Lorsque $|s_t\rangle = |s_0\rangle$, *i.e.* lorsque le spin de l'électron retrouve son état initial après sa diffusion, on peut montrer que ce terme s'écrit $\langle s_0 | \langle R_t | s_0 \rangle = e^{-t/(2\tau_{so})}$. On voit immédiatement que le couplage spin-orbite affecte la contribution de cette trajectoire à la probabilité de diffusion par une relaxation exponentielle de la phase avec le temps caractéristique τ_{so} .

Considérons à présent le déphasage induit par la diffusion spin-orbite entre deux trajectoires de diffusion fermées et symétriques par renversement du sens du temps qui forment un cooperon. Si on désigne par $|s_f\rangle$ l'état final du spin d'un électron d'état initial $|s_0\rangle$ après avoir parcouru une boucle fermée dans sa totalité. On peut montrer que le terme de déphasage qui pondère la probabilité de la boucle parcourue dans l'un des deux sens possibles noté t est $\langle s_f | R_t | s_0 \rangle$, où R_t est l'opérateur rotation qui dépend du temps t , c'est-à-dire de l'ordre temporel de la séquence de collisions. Quant au terme de déphasage pondérant la probabilité de la même boucle mais parcourue dans le sens inverse, noté $-t$, il s'écrit à l'aide de l'opérateur rotation $R_{-t} : \langle s_f | R_{-t} | s_0 \rangle^* = \langle s_0 | R_{-t}^\dagger | s_f^{-t} \rangle$, où $*$ désigne la conjugaison et R_{-t}^\dagger est l'opérateur adjoint de R_{-t} tel que $R_{-t}^\dagger R_{-t} = I$ où I est l'opérateur identité, c'est-à-dire l'opérateur de rotation inverse de $R_{-t} : R_{-t}^\dagger = R_{-t}^{-1}$. Le facteur multiplicatif de la contribution de ces trajectoires renversées dans le sens du temps au cooperon s'écrit :

$$\left\langle \sum_{s_f=+,-} \langle s_0 | R_{-t}^\dagger | s_f \rangle \langle s_f | R_t | s_0 \rangle \right\rangle \quad (\text{G.2})$$

$\langle \rangle$ désigne la moyenne sur l'ensemble des trajectoires (moyenne sur le désordre). La somme est réalisée sur les états $|+\rangle$ et $|-\rangle$ du spin à l'issue de la diffusion sur la boucle. Notons que comme le couplage spin-orbite est proportionnel à la vitesse de l'électron, il change donc de signe par renversement du sens du temps et en conséquence, d'une part $R_{-t}^\dagger = R_t \Leftrightarrow R_{-t} = R_t^\dagger$ et d'autre part, le spin change de signe entre les deux trajectoires qui forment le cooperon : le spin qui a diffusé sur la boucle en suivant un sens est de signe opposé à celui qui a diffusé en suivant l'autre sens. Autrement dit, la rotation du spin d'un électron induite par l'interaction spin-orbite le long d'une trajectoire parcourue dans un sens est exactement inversée lorsque l'électron parcourt la même trajectoire dans le sens inverse. C'est cette propriété qui assure la préservation de la symétrie d'invariance par renversement du temps en présence du couplage spin-orbite nécessaire à l'interférence constructive des trajectoires renversées dans le temps. On comprend ici, que l'effet modifie la localisation faible sans détruire le cooperon.

Au-delà de la description formelle donnée par l'équation G.2, on peut donner une image simple du déphasage du cooperon par l'interaction spin-orbite. Considérons un électron de spin $|s_0\rangle$, après avoir parcouru une boucle diffusive son spin est $R_t | s_0 \rangle$. S'il parcourt la même trajectoire fermée mais dans le sens inverse ($-t$) son spin devient $R_{-t} | s_0 \rangle = R_t^{-1} | s_0 \rangle$. Le spin ne tourne donc pas de la même quantité suivant qu'il parcourt la boucle dans un sens ou dans l'autre. Cette différence de rotation, qui fondamentalement résulte du changement de signe du couplage par renversement du sens du temps, conduit à des orientations de spins différentes dans l'état final $|s_f\rangle$. C'est de cette différence d'orientations entre les spins ayant diffusé dans le sens $+t$ ou $-t$ que résulte le déphasage du cooperon. On retrouve, dans cette analyse, que le terme associé pondérant la contribution à la probabilité des trajectoires conjuguées par renversement du sens du temps, exprimé formellement dans l'équation G.2 est de la forme $\langle (R_t^{-1} | s_0 \rangle) * R_t | s_0 \rangle \rangle = \langle s_0 | (R_t^{-1})^{-1} R_t | s_0 \rangle \rangle = \langle s_0 | R_t^2 | s_0 \rangle \rangle$ moyennée sur les trajectoires.

Une démonstration non-triviale, à partir de (G.2) permet d'obtenir le facteur par lequel on doit pondérer P_C , contribution d'une paire de trajectoires conjuguées par renversement du sens du temps au cooperon :

$$\frac{1}{2}(3e^{-\frac{4t}{3\tau_{so}}} - 1) \quad (G.3)$$

Ce terme apparaît bien sous la forme d'un terme de phase supplémentaire correspondant plus précisément à une relaxation exponentielle de celle-ci sur une échelle de temps τ_{so} caractérisée par la force du potentiel de diffusion associé à l'interaction spin-orbite. Les deux termes de cette expression obtenue en décrivant les états à deux spins du cooperon dans la base des états singulet et triplets apparaissent comme les contributions respectives du couplage spin-orbite au cooperon dans le canal triplet et dans le canal singulet. Finalement, la correction de localisation faible à la conductivité est modifiée par l'interaction spin-orbite et s'exprime sous la forme :

$$\Delta\sigma_{wl}^{so}(B) = -\frac{1}{Vol} \frac{e^2 D}{\pi \hbar} \int_{Vol} d\vec{r} \int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) \times e^{-t/\tau_\phi} \times e^{-t/\tau_B} \times (3e^{-\frac{4t}{3\tau_{so}}} - 1) \quad (G.4)$$

On peut décomposer cette contribution de la localisation faible selon les états singulet et triplets du cooperon :

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{wl}^{so}(B) &= \left[-\frac{3}{2} \times \frac{2}{Vol} \frac{e^2 D}{\pi \hbar} \int_{Vol} d\vec{r} \int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) \times e^{-t/\tau_\phi} \times e^{-t/\tau_B} \times e^{-\frac{4t}{3\tau_{so}}} \right] \\ &\quad + \left[\frac{1}{2} \times \frac{2}{Vol} \frac{e^2 D}{\pi \hbar} \int_{Vol} d\vec{r} \int_{\tau_e}^{\infty} dt P_C(\vec{r}, \vec{r}; t) \times e^{-t/\tau_\phi} \times e^{-t/\tau_B} \right] \\ &= \frac{3}{2} \Delta\sigma_{wl, tr}^{so}(B) \quad - \quad \frac{1}{2} \Delta\sigma_{wl, sg}^{so}(B) \end{aligned} \quad (G.5)$$

On constate que seule la contribution du cooperon dans le canal triplet est modifiée par le couplage spin-orbite sous la forme d'une relaxation exponentielle de phase de la forme $e^{-\frac{4t}{3\tau_{so}}}$, d'autant plus rapide que le temps τ_{so} est court est donc que l'interaction est forte. L'état singulet n'est pas affecté par le couplage spin-orbite.

La relaxation exponentielle de la phase du cooperon induite par ce couplage permet de décrire l'effet de l'interaction spin-orbite sur les corrections de localisation faible de manière simple à l'aide du temps caractéristique τ_{so} . On peut ajouter un terme caractéristique de l'effet de cette interaction à l'équation F.3 pour définir un nouveau temps de déphasage. Cependant, dans le cas du couplage spin-orbite, comme celui-ci dépend du spin, et comme nous venons de remarquer qu'il n'affecte pas le cooperon de la même manière dans le canal triplet et dans le canal singulet, il faut distinguer le temps de déphasage des états triplets de celui du singulet :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{\tau_\phi^{B, tr}(B)} = \frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{4}{3\tau_{so}} & \iff \frac{1}{L_\phi^{B, tr}(B)} = \sqrt{\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{L_B^2} + \frac{4}{3L_{so}^2}} \quad \text{dans le canal triplet} \\ \frac{1}{\tau_\phi^{B, sg}(B)} = \frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{\tau_B} & \iff \frac{1}{L_\phi^{B, sg}(B)} = \sqrt{\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{L_B^2}} \quad \text{dans le canal singulet} \end{array} \right. \quad (G.6)$$

La longueur caractéristique du couplage spin-orbite est $L_{so} = \sqrt{D\tau_{so}}$. On retrouve bien que seule la longueur caractéristique du déphasage du cooperon dans le canal triplet est affectée par le couplage spin-orbite.

Grâce à la définition de ces quantités, on peut exprimer simplement la contribution du cooperon à la correction de conductivité dans le canal triplet $\Delta\sigma_{wl, tr}^{so}(B)$ et dans le canal singulet $\Delta\sigma_{wl, sg}^{so}(B)$, pour un fil quasi-1D par exemple, à partir de l'expression E.5 en remplaçant L_ϕ respectivement par les expressions $L_\phi^{B, tr}(B)$ et $L_\phi^{B, sg}(B)$ obtenues grâce à G.6.

Afin d'évaluer les effets de l'interaction spin-orbite sur les corrections de localisation faible, il faut comparer τ_{so} à τ_ϕ .

Si $\tau_{so} \gg \tau_\phi$: $\frac{1}{2}(3e^{-\frac{4t}{3\tau_{so}}} - 1) \approx \frac{1}{2}(3 - 1) = 1$ le couplage spin-orbite est très faible et il ne modifie pas la probabilité de retour à l'origine, *i.e.* les corrections de localisation faible.

Dans cette limite l'interaction spin-orbite est trop faible pour induire une rotation significative du spin sur les trajectoires fermées de longueur inférieure ou égale à L_ϕ qui participent à la rétrodiffusion cohérente de l'électron. Avec les notations introduites précédemment, on peut écrire : $R_t|s_0\rangle \approx R_{-t}|s_0\rangle = |s_0\rangle$

Si $\tau_{so} \ll \tau_\phi$: $e^{-\frac{4t}{3\tau_{so}}} \approx 0$. C'est la limite du fort couplage spin-orbite. Le terme triplet disparaît et le cooperon contribue à la localisation faible seulement dans le canal singulet. On obtient pour la correction de localisation faible à la conductivité :

$$\Delta\sigma_{wl}^{so}(B) = \Delta\sigma_{wl,sg}^{so}(B) = -\frac{1}{2}\Delta\sigma_{wl}(B) \quad (G.7)$$

Elle est égale à la moitié de la correction en l'absence du couplage spin-orbite, mais le plus remarquable est que la correction de conductivité change de signe pour devenir positive. Ce qui signifie que, lorsque l'interaction spin-orbite est forte, les interférences constructives décrites par le cooperon favorisent le transport électronique : on parle d'*antilocalisation*. La magnétoconductance résultant de la destruction du cooperon par un champ magnétique est dans ce cas négative et la magnétorésistance positive.

Dans cette limite de fort couplage, la rotation du spin de l'électron subie à chaque collision est si forte que sa valeur au cours de la diffusion sur une trajectoire fermée est aléatoire. L'opérateur $R_t \equiv e^{-i\frac{\alpha}{2}\vec{u}_i \cdot \vec{\sigma}_i}$ est dans ce cas décrit par un opérateur de rotation dont les rotations aléatoires sont uniformément distribuées sur la sphère unité. On peut démontrer que la valeur moyenne $\langle \langle s_0 | R_t^2 | s_0 \rangle \rangle = \langle -\sin^2(\frac{\alpha}{2}) \rangle = -\frac{1}{2}$, et l'on retrouve le résultat dans cette interprétation simple.

Lorsque $\tau_{so} \lesssim \tau_\phi$: c'est dans la magnétorésistance que s'observe la signature la plus caractéristique de ce régime. Elle présente un comportement très particulier résultant de la superposition d'une magnétorésistance positive à champ magnétique faible, lorsque le déphasage du cooperon est dominé par le couplage spin-orbite, avec une magnétorésistance négative à champ magnétique fort lorsque le déphasage du cooperon est dominé par le champ magnétique.

Annexe H

Publications

1. A. Pouydebasque, L. Montes, J. Zimmermann, F. Balestra, D. Fraboulet, D. Mariolle, J. Gautier, **F. Schopfer**, V. Bouchiat and L. Saminadayar, « Electron transport in silicon nanostructures based on ultra-thin SOI », *J. Phys. IV France* **12**, Pr3-97 (2002)
2. **F. Schopfer**, C. Bäuerle, W. Rabaud and L. Saminadayar, « Anomalous temperature dependence of the dephasing time in mesoscopic Kondo wires », *Phys. Rev. Lett.* **90**, 056801 (2003)
3. F. Schopfer, C. Bäuerle, W. Rabaud and **L. Saminadayar**, « Electron Coherence in Mesoscopic Kondo Wires », *Adv. in Solid State Phys.* **43**, 181 (2003)
4. C. Bäuerle, **F. Schopfer**, W. Rabaud and L. Saminadayar, « Electron phase coherence and Kondo effect in mesoscopic *Au/Fe* wires », in *Quantum Information and Decoherence in Nanosystems*, D. C. Glattli, M. Sanquer and J. Trân Thanh Vân eds., p. 263 (XXXIXth Rencontres de Moriond, The Gioi publishers, 2004)
5. **F. Schopfer**, F. Mallet, C. Naud, G. Faini, D. Mailly, L. Saminadayar and C. Bäuerle, « Observation of h/e conductance oscillations in disordered metallic \mathcal{T}_3 network », in *Quantum Information and Decoherence in Nanosystems*, D. C. Glattli, M. Sanquer and J. Trân Thanh Vân eds., p. 267 (XXXIXth Rencontres de Moriond, The Gioi publishers, 2004) and cond-mat 0407200
6. C. Bäuerle, F. Mallet, **F. Schopfer**, D. Mailly, G. Eska and L. Saminadayar, « Experimental test of the numerical renormalization group theory for inelastic scattering from magnetic impurities », *Phys. Rev. Lett.* **95**, 266805 (2005)
7. **F. Schopfer**, F. Mallet, D. Mailly, C. Texier, G. Montambaux, L. Saminadayar and C. Bäuerle, « Dimensional crossover in quantum networks : from macroscopic to mesoscopic physics », submitted to *Phys. Rev. Lett.*
8. **F. Schopfer**, F. Mallet, D. Mailly, C. Texier, G. Montambaux, C. Bäuerle and L. Saminadayar, « Weak Localisation in metallic quantum networks and wires : geometry, electron-electron interaction and dephasing », to be published

Bibliographie

- [1] R. LANDAUER, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223 (1957)
- [2] N. W. ASHCROFT and N. D. MERMIN, *Solid State Physics* (Saunders College, 1976)
- [3] A. STERN, Y. AHARONOV and Y. IMRY, *Phys. Rev. A* **41**, 3436 (1990)
- [4] A. STERN, Y. AHARONOV and Y. IMRY, in *Quantum Coherence in Mesoscopic Systems* 99 (1991)
- [5] A. F. IOFFE and A. R. REGEL, *Prog. Semicond.* **4**, 237 (1960)
- [6] P. W. ANDERSON, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958)
- [7] G. BERGMANN, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984)
- [8] S. CHAKRAVARTY and A. SCHMID, *Phys. Rep.* **140**, 193 (1986)
- [9] B. L. ALTSHULER and A. G. ARONOV, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (1985)
- [10] P. A. LEE and T. V. RAMAKRISHNAN, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985)
- [11] A. G. ARONOV and Y. V. SHARVIN, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 755 (1987)
- [12] C. W. J. BEENAKER and H. VAN HOUTEN, *Sol. St. Phys.* **44**, 1 (1991)
- [13] B. L. ALTSHULER and B. SIMONS, in *Mesoscopic Quantum Physics, Les Houches, session LXI* (E. Akkermans, G. Montambaux, J.-L. Pichard and J. Zinn-Justin, eds, Elsevier Science, Amsterdam, 1994)
- [14] Y. AHARONOV and D. BOHM, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959)
- [15] R. A. WEBB, S. WASHBURN, C. P. UMBACH and R. B. LAIBOWITZ, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696 (1985)
- [16] A. D. STONE, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2692 (1985)
- [17] P. A. LEE and A. D. STONE, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1622 (1985)
- [18] A. D. STONE and Y. IMRY, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 189 (1986)
- [19] J. EDWARDS and D. THOULESS, *J. Phys. C* **5**, 807 (1972)
- [20] D. J. THOULESS, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1167 (1977)
- [21] C. P. UMBACH, C. V. HAESSENDONCK, R. B. LAIBOWITZ, S. WASHBURN and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 386 (1986)
- [22] R. A. WEBB, S. WASHBURN, C. P. UMBACH, F. P. MILLIKEN, R. B. LAIBOWITZ and A. D. BENOIT, *Physica A* **140**, 175 (1986)
- [23] S. WASHBURN and R. A. WEBB, *Rep. Prog. Phys.* **55**, 1311 (1992)
- [24] S. WASHBURN, C. P. UMBACH, R. B. LAIBOWITZ and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **32**, 4749 (1985)

- [25] F. P. MILLIKEN, S. WASHBURN, C. P. UMBACH, R. B. LAIBOWITZ and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **36**, 4465 (1987)
- [26] P. A. LEE, A. D. STONE and H. FUKUYAMA, *Phys. Rev. B* **35**, 1039 (1987)
- [27] S. DATTA, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, 1997)
- [28] R. LANDAUER, *Philos. Mag.* **21**, 863 (1970)
- [29] Y. IMRY and R. LANDAUER, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 306 (1999)
- [30] Y. IMRY, *Europhys. Lett.* **1**, 249 (1986)
- [31] M. BÜTTIKER, Y. IMRY, R. LANDAUER and S. PINHAS, *Phys. Rev. B* **31**, 6207 (1981)
- [32] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and D. E. KHMELNITSKII, *J. Phys. C* **15**, 7367 (1982)
- [33] C. CASTELLANI, G. KOTLIAR and P. A. LEE, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 323 (1987)
- [34] L. D. LANDAU, *Sov. Phys. JETP* **3**, 920 (1957)
- [35] L. D. LANDAU, *Sov. Phys. JETP* **5**, 101 (1957)
- [36] L. D. LANDAU, *Sov. Phys. JETP* **8**, 70 (1958)
- [37] P. NOZIÈRES, *The Theory of Interacting Fermi Systems* (Benjamin, New York, 1964)
- [38] D. PINES and P. NOZIÈRES, *The Theory of Quantum Liquids* (Benjamin, New York, 1966)
- [39] R. P. FEYNMAN and J. F. L. VERNON, *Ann. Phys.* **24**, 118 (1963)
- [40] S. HIKAMI, A. I. LARKIN and Y. NAGAOKA, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980)
- [41] G. BERGMANN, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1046 (1982)
- [42] R. P. PETERS, G. BERGMANN and R. M. MUELLER, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1964 (1987)
- [43] A. SCHMID, *Z. Physik* **259**, 421 (1973)
- [44] A. SCHMID, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 80 (1991)
- [45] Y. IMRY, H. FUKUYAMA and P. SCHWAB, *Europhys. Lett.* **47**, 608 (1999)
- [46] V. V. AFONIN, J. BERGLI, Y. M. GALPERIN, V. L. GUREVICH and V. I. KOZUB, *Phys. Rev. B* **66**, 165326 (2002)
- [47] A. ZAWADOWSKI, J. VON DELFT and D. C. RALPH, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2632 (1999)
- [48] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and D. E. KHMELNITSKII, *Solid State Commun.* **39**, 619 (1981)
- [49] I. L. ALEINER, B. L. ALTSHULER and M. E. GERSHENSON, *Waves Random Media* **9**, 201 (1999)
- [50] D. VION, P. F. ORFILA, P. JOYEZ, D. ESTÈVE and M. H. DEVORET, *J. Appl. Phys.* **77**, 2519 (1995)
- [51] D. C. GLATTLI, P. JACQUES, A. KUMAR, P. PARI and L. SAMINADAYAR, *J. Appl. Phys.* **81**, 7350 (1997)
- [52] P. SANTHANAM, S. WIND and D. E. PROBER, *Phys. Rev. B* **35**, 3188 (1987)
- [53] A. BENOÎT, D. MAILLY, P. PERRIER and P. NEDELLEC, *Superlattices and Microstructures* **11**, 313 (1992)
- [54] H. AKIMOTO, D. CANDELA, J. S. XIA, W. J. MULLIN, E. D. ADAMS and N. S. SULLIVAN, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 105301 (2003)
- [55] P. MOHANTY, E. M. Q. JARIWALA and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3366 (1997)
- [56] I. L. ALEINER and Y. M. BLANTER, *Phys. Rev. B* **65**, 115317 (2002)

- [57] A. TRIONFI, S. LEE and D. NATELSON, *Phys. Rev. B* **70**, 041304(R) (2004)
- [58] T. LUDWIG and A. D. MIRLIN, *Phys. Rev. B* **69**, 193306 (2004)
- [59] M. FERRIER, L. ANGERS, A. C. H. ROWE, S. GUÉRON, H. BOUCHIAT, C. TEXIER, G. MONTAMBAUX and D. MAILLY, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 246804 (2004)
- [60] G. BERGMANN, *Phys. Rev. B* **28**, 2914 (1983)
- [61] E. ABRAHAMS, P. W. ANDERSON, D. C. LICCIARDELLO and T. V. RAMAKRISHNAN, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979)
- [62] E. ABRAHAMS, P. W. ANDERSON, P. A. LEE and T. V. RAMAKRISHNAN, *Phys. Rev. B* **24**, 6783 (1981)
- [63] B. L. ALTSHULER and A. G. ARONOV, *JETP Lett.* **30**, 482 (1979)
- [64] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and P. A. LEE, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980)
- [65] B. L. ALTSHULER, D. KHMEL'NITZKII, A. I. LARKIN and P. A. LEE, *Phys. Rev. B* **22**, 5142 (1980)
- [66] B. L. ALTSHULER and A. G. ARONOV, *Solid State Commun.* **38**, 11 (1981)
- [67] M. E. GERSHENSON, V. N. GUBANKOV and Y. E. ZHURAVLEV, *JETP Lett.* **35**, 576 (1982)
- [68] D. ABRAHAM and R. ROSENBAUM, *Phys. Rev. B* **27**, R1413 (1983)
- [69] J. J. LIN and N. GIORDANO, *Phys. Rev. B* **35**, 1071 (1987)
- [70] J. J. LIN and N. GIORDANO, *Phys. Rev. B* **33**, 1519 (1986)
- [71] M. E. GERSHENSON, V. N. GUBANKOV and Y. E. ZHURAVLEV, *Solid State Commun.* **45**, 87 (1983)
- [72] P. SANTHANAM and D. E. PROBER, *Phys. Rev. B* **29**, 3733 (1984)
- [73] S. WIND, M. J. ROOKS, V. CHANDRASEKHAR and D. E. PROBER, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 633 (1986)
- [74] P. M. ECHTERNACH, M. E. GERSHENSON and H. M. BOZLER, *Phys. Rev. B* **48**, 11516 (1993)
- [75] R. M. MUELLER, R. STASCH and G. BERGMANN, *Solid State Commun.* **91**, 255 (1994)
- [76] R. P. PETERS, G. BERGMANN and R. M. MUELLER, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1093 (1988)
- [77] P. MOHANTY and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **55**, R13452 (1997)
- [78] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1074 (1998)
- [79] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **59**, 9195 (1999)
- [80] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **62**, 14061 (2000)
- [81] D. S. GOLUBEV, A. D. ZAIKIN and G. SCHÖN, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 1355 (2002)
- [82] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *J. Low Temp. Phys.* **132**, 11 (2003)
- [83] A. V. GALAKTIUNOV, D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **68**, 085317 (2003)
- [84] D. COHEN and Y. IMRY, *Phys. Rev. B* **59**, 11143 (1999)
- [85] U. GAVISH, Y. LEVINSON and Y. IMRY, *Phys. Rev. B* **62**, R10637 (2000)
- [86] P. A. MELLO, Y. IMRY and B. SHAPIRO, *Phys. Rev. B* **61**, 16570 (2000)
- [87] A. B. GOUGAM, F. PIERRE, H. POTHIER, D. ESTÈVE and N. O. BIRGE, *J. Low Temp. Phys.* **118**, 447 (2000)

- [88] F. PIERRE, A. B. GOUGAM, A. ANTHORE, H. POTHIER, D. ESTÈVE and N. O. BIRGE, *Phys. Rev. B* **68**, 085413 (2003)
- [89] D. NATELSON, R. L. WILLETT, K. W. WEST and L. N. PFEIFFER, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1821 (2001)
- [90] B. PANNETIER, J. CHAUSSY, R. RAMMAL and P. GANDIT, *Phys. Rev. B* **31**, R3209 (1985)
- [91] B. PANNETIER, J. CHAUSSY and R. RAMMAL, *Physica Scripta* **13**, 245 (1986)
- [92] G. BERGMANN, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1460 (1986)
- [93] G. BERGMANN, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1236 (1987)
- [94] C. V. HAESSENDONCK, J. VRANKEN and Y. BRUYNSERAEDE, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1968 (1987)
- [95] G. BERGMANN and H. BECKMANN, *Phys. Rev. B* **52**, R15687 (1995)
- [96] F. PIERRE and N. O. BIRGE, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 206804 (2002)
- [97] P. MOHANTY and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 066604 (2003)
- [98] P. NOZIÈRES, *J. Low Temp. Phys.* **17**, 31 (1974)
- [99] F. SCHOPFER, C. BÄUERLE, W. RABAUD and L. SAMINADAYAR, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 056801 (2003)
- [100] F. SCHOPFER, C. BÄUERLE, W. RABAUD and L. SAMINADAYAR, *Adv. in Solid State Phys.* **43**, 1811 (2003)
- [101] J. FRIEDEL, *Nuovo Cimento (Suppl.)* **7**, 287 (1958)
- [102] A. BLANDIN and J. FRIEDEL, *J. Physique Rad.* **20**, 160 (1959)
- [103] J. FRIEDEL, *Can. J. Phys.* **34**, 1190 (1956)
- [104] J. FRIEDEL, *Phil. Mag.* **43**, 153 (1952)
- [105] P. W. ANDERSON, *Phys. Rev.* **124**, 41 (1961)
- [106] W. J. DE HAAS, J. H. DE BOER and G. J. VAN DEN BERG, *Physica* **1**, 1115 (1934)
- [107] A. C. HEWSON, *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge University Press, 1997)
- [108] J. KONDO, *Prog. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964)
- [109] P. W. ANDERSON, G. YUVAL and D. R. HAMANN, *Phys. Rev. B* **1**, 1522 (1970)
- [110] P. W. ANDERSON, G. YUVAL and D. R. HAMANN, *Phys. Rev. B* **1**, 4664 (1970)
- [111] P. W. ANDERSON, G. YUVAL and D. R. HAMANN, *J. Phys. C* **4**, 607 (1971)
- [112] K. G. WILSON, *Nobel Symposia, Academic Press, New York* **24**, 68 (1974)
- [113] K. G. WILSON, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 773 (1975)
- [114] P. NOZIÈRES, *Low Temperature Physics Conference Proceedings LT 14, eds. Krusius & Vuorio* **5**, 339 (1974)
- [115] P. NOZIÈRES, *J. Physique* **37**, 271 (1976)
- [116] P. NOZIÈRES, *J. Physique* **39**, 75 (1978)
- [117] H. ISHII, *J. Low Temp. Phys.* **32**, 457 (1978)
- [118] J. E. GUBERNATIS, J. E. HIRSCH and D. J. SCALAPINO, *Phys. Rev. B* **35**, 8478 (1987)
- [119] M. B. MAPLE, in *Magnetism V* (G. T. Rado and H. Suhl eds., Academic Press, New York, 1973)

- [120] M. A. RUDERMAN and C. KITTEL, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954)
- [121] T. KASUYA, *Prog. Theor. Phys.* **16**, 45 (1956)
- [122] K. YOSIDA, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957)
- [123] J. A. MYDOSH, *Spin Glasses : An Experimental Introduction* (Taylor & Francis, eds, London-Washington DC, 1993)
- [124] J. L. THOLENCE and R. TOURNIER, *J. Physique* **35**, 229 (1974)
- [125] D. R. HAMANN, *Phys. Rev.* **158**, 570 (1967)
- [126] M. D. DAYBELL, in *Magnetism V* (G. T. Rado and H. Suhl eds., Academic Press, New York, 1973)
- [127] J. W. LORAM, T. E. WHALL and P. J. FORD, *Phys. Rev. B* **2**, 857 (1970)
- [128] C. RIZZUTO, *Rep. Prog. Phys.* **37**, 147 (1974)
- [129] O. LABORDE, *De l'effet Kondo à l'état verre de spins. Étude de la résistivité à très basses températures dans les alliages dilués AuFe CuMn PtCo*, Thèse de doctorat (Université Joseph Fourier, Grenoble (non publiée), 1977)
- [130] P. NOZIÈRES and A. BLANDIN, *J. Physique* **41**, 193 (1980)
- [131] M. G. VAVILOV and L. I. GLAZMAN, *Phys. Rev. B* **67**, 115310 (2003)
- [132] A. D. CAPLIN and C. RIZZUTO, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 746 (1968)
- [133] P. J. FORD, T. E. WHALL and J. W. LORAM, *Phys. Rev. B* **2**, 1547 (1970)
- [134] O. LABORDE and P. RADHAKRISHNA, *Solid State Commun.* **9**, 701 (1971)
- [135] P. J. FORD and J. A. MYDOSH, *Phys. Rev. B* **14**, 2057 (1976)
- [136] J. S. SCHILLING, P. J. FORD, U. LARSEN and J. A. MYDOSH, *Phys. Rev. B* **14**, 4368 (1976)
- [137] J. L. THOLENCE and R. TOURNIER, *J. Physique* **32**, 211 (1971)
- [138] J. L. THOLENCE, *Thèse de doctorat* (Université Joseph Fourier, Grenoble (non publiée), 1973)
- [139] G. FROSSATI, J. L. THOLENCE, D. THOULOZE and R. TOURNIER, *Low Temperature Physics Conference Proceedings LT 14*, eds. Krusius & Vuorio **3**, 370 (1974)
- [140] G. FROSSATI, J. L. THOLENCE, D. THOULOZE and R. TOURNIER, *Physica B* **84**, 33 (1976)
- [141] U. LARSEN, *Phys. Rev. B* **14**, 4356 (1976)
- [142] U. LARSEN, *Phys. Rev. B* **18**, 5014 (1978)
- [143] U. LARSEN, *J. Appl. Phys.* **49**, 1610 (1978)
- [144] M. G. VAVILOV, L. I. GLAZMAN and A. I. LARKIN, *Phys. Rev. B* **68**, 075119 (2003)
- [145] V. I. FALKO, *JETP Lett.* **53**, 340 (1991)
- [146] D. K. WOHLLEBEN and B. R. COLES, in *Magnetism V* (G. T. Rado and H. Suhl eds., Academic Press, New York, 1973)
- [147] P. MOHANTY and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4481 (2000)
- [148] G. ZARÁND, L. BORDA, J. VON DELFT and N. ANDREI, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 107204 (2004)
- [149] W. WEI, R. ROSENBAUM and G. BERGMANN, *Phys. Rev. B* **39**, 4568 (1989)

- [150] W. WEI, G. BERGMANN and R.-P. PETERS, *Phys. Rev. B* **38**, 11751 (1988)
- [151] P. MONOD, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1113 (1967)
- [152] B. L. ALTSHULER, M. E. GERSHENSON and I. L. ALEINER, *Physica E* **3**, 58 (1998)
- [153] C. BÄUERLE, F. MALLET, F. SCHOPFER, D. MAILLY, G. ESKA and L. SAMINADAYAR, *submitted to Phys. Rev. Lett.* , (2005)
- [154] N. E. ISRAELOFF, G. B. ALERS and M. B. WEISSMAN, *Phys. Rev. B* **44**, 12613 (1991)
- [155] P. G. N. DE VEGVAR, L. P. LÉVY and T. A. FULTON, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2380 (1991)
- [156] G. B. ALERS, M. B. WEISSMAN and N. E. ISRAELOFF, *Phys. Rev. B* **46**, 507 (1992)
- [157] G. NEUTTIENS, C. STRUNK, C. V. HAESSENDONCK and Y. BRUYNSERAEDE, *Phys. Rev. B* **62**, 3905 (2000)
- [158] M. BÜTTIKER, Y. IMRY and R. LANDAUER, *Phys. Lett.* **96A**, 365 (1983)
- [159] M. BÜTTIKER, Y. IMRY and M. Y. AZBEL, *Phys. Rev. A* **30**, 1982 (1984)
- [160] Y. GEFEN, Y. IMRY and M. Y. AZBEL, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 129 (1984)
- [161] C. P. UMBACH, S. WASHBURN, R. B. LAIBOWITZ and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **30**, 4048 (1984)
- [162] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and B. Z. SPIVAK, *JETP Lett.* **33**, 94 (1981)
- [163] D. Y. SHARVIN and Y. V. SHARVIN, *JETP Lett.* **34**, 272 (1981)
- [164] B. PANNETIER, J. CHAUSSY, R. RAMMAL and P. GANDIT, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 718 (1984)
- [165] M. MURAT, Y. GEFEN and Y. IMRY, *Phys. Rev. B* **34**, 657 (1986)
- [166] J. VIDAL, R. MOSSERI and B. DOUÇOT, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5888 (1998)
- [167] J. VIDAL, G. MONTAMBAUX and B. DOUÇOT, *Phys. Rev. B* **62**, R16294 (2000)
- [168] C. C. ABILIO, P. BUTAUD, T. FOURNIER, B. PANNETIER, J. VIDAL, S. TEDESCO and B. DALZOTTO, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5102 (1999)
- [169] C. NAUD, G. FAINI and D. MAILLY, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5104 (2001)
- [170] M. FERRIER, *Transport électronique dans les fils quasi-unidimensionnels : cohérence de phase dans les réseaux de fils quantiques et supraconductivité des cordes de nanotubes de carbone*, Thèse de doctorat (Université Paris-Sud, Orsay (non publiée), 2004)
- [171] B. DOUÇOT and R. RAMMAL, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1148 (1985)
- [172] B. DOUÇOT and R. RAMMAL, *J. Phys. (France)* **47**, 973 (1986)
- [173] M. PASCAUD and G. MONTAMBAUX, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4512 (1999)
- [174] E. AKKERMANS, A. COMTET, J. DESBOIS, G. MONTAMBAUX and C. TEXIER, *Ann. Phys.* **284**, 10 (2000)
- [175] C. TEXIER, *Communications privées*
- [176] M. BÜTTIKER, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986)
- [177] L. ONSAGER, *Phys. Rev.* **38**, 2265 (1931)
- [178] R. HÄUSSLER, E. SCHEER, H. B. WEBER and H. v. LÖHNEYSSEN, *Phys. Rev. B* **64**, 085404 (2001)
- [179] C. TEXIER and G. MONTAMBAUX, *Phys. Rev. B* **72**, 115327 (2005)
- [180] G. J. DOLAN, J. C. LICINI and D. J. BISHOP, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1493 (1986)

- [181] F. SCHOPFER, F. MALLET, D. MAILLY, C. TEXIER, G. MONTAMBAUX, L. SAMINADAYAR and C. BÄUERLE, *submitted to Phys. Rev. Lett.* , (2006)
- [182] J. KORRINGA, *Physica* **16**, 601 (1959)
- [183] G. CHEN and N. GIORDANO, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 209 (1991)
- [184] J. F. DiTUSA, K. LIN, M. PARK, M. S. ISAACSON and J. M. PARPIA, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 678 (1992)
- [185] M. A. BLACHLY and N. GIORDANO, *Phys. Rev. B* **46**, 2951 (1992)
- [186] M. A. BLACHLY and N. GIORDANO, *Phys. Rev. B* **49**, 6788 (1994)
- [187] M. A. BLACHLY and N. GIORDANO, *Phys. Rev. B* **51**, 12537 (1995)
- [188] V. CHANDRASEKHAR, P. SANTHANAM, N. A. PENEBRE, R. A. WEBB, H. VLOEBERGHES, C. V. HAESSENDONCK and Y. BRUYNSERAEDE, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2053 (1994)
- [189] G. BERGMANN, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2545 (1991)
- [190] G. BERGMANN, W. SHIEH and M. HUBERMAN, *Phys. Rev. B* **46**, 8607 (1992)
- [191] K. R. LANE, M. PARK, M. S. ISAACSON and J. M. PARPIA, *Phys. Rev. B* **51**, 945 (1995)
- [192] G. NEUTTIENS, J. EOM, C. STRUNK, V. CHANDRASEKHAR, C. V. HAESSENDONCK and Y. BRUYNSERAEDE, *Europhys. Lett.* **37**, 617 (1996)
- [193] I. MARTIN, Y. WAN and P. PHILIPS, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 114 (1997)
- [194] E. AKKERMANS and G. MONTAMBAUX, *Physique mésoscopique des électrons et des photons* (EDP Sciences-CNRS Éditions, coll. Savoirs Actuels, Paris, 2004)
- [195] P. SANTHANAM, *Phys. Rev. B* **35**, 8737 (1987)
- [196] P. SANTHANAM, *Phys. Rev. B* **39**, 2541 (1989)
- [197] B. DOUÇOT, *Thèse de doctorat* (Université Joseph Fourier, Grenoble (non publiée), 1985)
- [198] B. L. ALTSHULER and A. G. ARONOV, *JETP Lett.* **33**, 499 (1981)

LES EFFETS DE COHÉRENCE QUANTIQUE sont au cœur de la physique mésoscopique : ils gouvernent le comportement des conducteurs lorsque leur taille devient comparable à la longueur de cohérence de phase des électrons L_ϕ .

Les travaux expérimentaux présentés dans cette thèse, réalisés à très basse température et dans des nanostructures, concernent les effets de la cohérence de phase électronique sur les propriétés de transport de conducteurs métalliques diffusifs.

Nous nous sommes d'abord intéressés aux mécanismes de déphasage électronique en mesurant, à très basse température, la magnétorésistance de localisation faible de fils quasi-unidimensionnels d'Or contenant des impuretés magnétiques de Fer. Nous avons montré que le comportement du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ mesuré s'explique bien dans le cadre de la physique des impuretés Kondo, par la combinaison de l'effet Kondo à une impureté et des interactions entre impuretés de type RKKY qui dominent à plus basse température. Ce résultat apporte une contribution importante au débat sur la saturation de τ_ϕ à très basse température.

Par ailleurs, nous avons étudié les oscillations quantiques de magnétoconductance, Aharonov-Bohm (AB), $\Phi_0 = h/e$ périodiques, et Altshuler-Aronov-Spivak (AAS), $\Phi_0/2 = h/(2e)$ périodiques, dans des réseaux bidimensionnels d'anneaux en Argent présentant différentes géométries. En particulier, en utilisant des prédictions théoriques récentes, nous avons extrait une valeur du temps de cohérence de phase électronique τ_ϕ à partir des harmoniques de Fourier des oscillations AAS. La dépendance en température de τ_ϕ mesurée, différente de celle obtenue à partir de la magnétorésistance d'un fil quasi-1D, laisse supposer un effet de la topologie sur le déphasage dû à l'interaction électron-électron. Cet effet s'ajouterait aux effets topologiques plus simples mis en évidence en comparant les contenus harmoniques des oscillations de magnétoconductance mesurées d'une part dans les réseaux carré et d'autre part dans les réseaux présentant la géométrie non triviale, dite \mathcal{T}_3 . Enfin, nous avons mesuré la dépendance en taille des amplitudes des oscillations AB et AAS dans des réseaux constitués de 10^6 à 10 cellules élémentaires : lorsqu'une des dimensions du réseau devient plus petite que L_ϕ , la moyenne d'ensemble des oscillations quantiques est non triviale, révélant un nouveau régime dans lequel le transport électronique est dominé par des interférences quantiques subtiles. C'est une signature spectaculaire de la transition dimensionnelle de la physique macroscopique vers la physique mésoscopique des conducteurs quantiquement cohérents.

Mots clés : *physique mésoscopique, cohérence de phase électronique, interférences quantiques, transport électronique, localisation faible, fluctuations de conductance, effet Aharonov-Bohm, oscillations et corrections quantiques de conductance, déphasage et décohérence électroniques, métaux diffusifs, impuretés magnétiques, effet Kondo et interaction impureté-impureté RKKY*

QUANTUM COHERENCE EFFECTS lie at the heart of mesoscopic physics : they govern the behaviour of conductors when their size becomes comparable to the electron phase coherence length L_ϕ .

The experiments presented in this thesis, achieved at very low temperature and in nanostructures, deal with the effects of the electron phase coherence on the transport properties of metallic diffusive conductors.

We have first concerned ourselves with electron dephasing in measuring, at very low temperature, the weak localisation magnetoresistance of quasi-1D gold wires containing iron magnetic impurities. We have shown that the measured behaviour of the electron phase coherence time τ_ϕ is well described in the Kondo impurities physics framework, by the interplay between Kondo effect and the impurity-impurity RKKY type interactions dominating at lower temperature. This result adds an important contribution to the debate about the low temperature saturation of τ_ϕ .

Elsewhere, we have studied the quantum magnetoconductance oscillations, Aharonov-Bohm (AB), $\Phi_0 = h/e$ periodic, and Altshuler-Aronov-Spivak (AAS), $\Phi_0/2 = h/(2e)$ periodic, in 2D networks of silver rings with different geometries. Notably, using a recent theory, we have extracted τ_ϕ from the Fourier harmonics of the AAS oscillations. The measured temperature dependence of τ_ϕ , different from that extracted from the weak localisation magnetoresistance of a quasi-1D wire, suggests an effect of the topology on the electron dephasing due to electron-electron interaction. This subtle effect would add to the much more simple topological effects observed in the comparison of the harmonics contents of the magnetoconductance oscillations measured, on the one hand, in the square networks and, on the other hand, in the so-called \mathcal{T}_3 networks, which geometry is non trivial. Finally, we have measured the size dependence of the amplitudes of both AB and AAS oscillations in networks containing 10^6 to 10 unit loops : when one dimension of the network becomes smaller than L_ϕ , the ensemble averaging of the quantum oscillations is non trivial, revealing a new regime where electronic transport is dominated by subtle quantum interferences. This is a clear and convincing signature of the dimensional crossover leading from macroscopic physics to mesoscopic physics of quantum coherent conductors.
