



HAL
open science

Magnétorésistance et configuration de domaines

Patrick Warin

► **To cite this version:**

Patrick Warin. Magnétorésistance et configuration de domaines. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1999. Français. NNT: . tel-00000860

HAL Id: tel-00000860

<https://theses.hal.science/tel-00000860>

Submitted on 20 Nov 2001

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

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



Thèse de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :
Physique Quantique

par M. Patrick WARIN

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Magnétorésistance et Configuration de domaines

soutenue le 17 Décembre 1999

devant le jury composé de :

M. Claude CHAPPERT	Rapporteur
M. J. M. D. COEY	
M. Claude FERMON	Directeur
M ^{me} Claire LHUILLIER	Présidente
M. Kamel OUNADJELA	Rapporteur
M. Andre THIAVILLE	

UNIVERSITÉ PARIS VI

Table des matières

Introduction	1
1 Transport électronique	5
1.1 La structure de bandes des ferromagnétiques	6
1.1.1 Rappel sur les calculs de structure de bandes	6
1.1.2 Cas des ferromagnétiques	10
1.1.3 Cas des manganites	17
1.2 Le transport dépendant du spin	18
1.2.1 Rappels sur le transport électrique en général	18
1.2.2 Cas des métaux ferromagnétiques	24
1.3 La magnétorésistance dans les ferromagnétiques	25
1.3.1 L'effet Hall normal et extraordinaire	26
1.3.2 La magnétorésistance anisotrope	27
1.4 Variation en champ et en température de la magnétorésistance . .	30
1.4.1 Modification du spectre des magnons avec le champ magnéti- que et la température	31
1.4.2 Contribution des magnons à la magnétorésistance	31
1.4.3 Modèle à deux courants	33
1.4.4 Variation de $\frac{1}{r_{\uparrow\downarrow}}$ en champ magnétique	36
1.4.5 Expériences de magnétorésistance à haut champ	38
1.4.6 Comparaison du modèle avec l'expérience	40
1.4.7 Conclusion	40
2 Domaines magnétiques et parois	43
2.1 Bases du micromagnétisme	43
2.2 Les parois de domaines	45
2.2.1 Parois de Bloch	45
2.2.2 Parois dans les films minces à anisotropie planaire	46
2.2.3 Parois dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire . .	51
3 Magnétorésistance de paroi de domaine	55
3.1 Les premiers modèles	55
3.1.1 Modèle de Cabrera et Falicov	55
3.1.2 Modèle de Berger	56

3.2	Les modèles récents	57
3.2.1	Expérience et modèle de Viret	57
3.2.2	Modèle de Levy et Zhang	59
3.2.3	Modèle Balistique de Bauer	63
3.2.4	Autres modèles	65
3.3	Expériences de mesure de la résistance de paroi	66
4	Réalisation des échantillons	69
4.1	La géométrie adoptée	69
4.2	Croissance	72
4.2.1	Croissance du fer épitaxié	72
4.2.2	Dépôt des autres métaux	76
4.2.3	Croissances de couches de manganite	76
4.3	Gravures	77
4.3.1	La gravure ionique	77
4.3.2	La gravure ionique réactive	77
4.4	Lithographie électronique	79
4.4.1	Principe de la lithographie	79
4.4.2	Fabrication du premier montage	80
4.4.3	Fabrication du deuxième montage	81
4.4.4	Fabrication des échantillons sur des films déjà déposés	83
5	Caractérisation	89
5.1	Caractérisation magnéto-optique	89
5.1.1	Dispositif expérimental	89
5.1.2	Mesure magnéto-optique sur des films minces	91
5.2	Mesure de l'anisotropie magnétique par résonance ferromagnétique	93
5.3	La réflectivité de neutrons	97
5.3.1	Présentation théorique de la réflectivité	98
5.3.2	Réflectivité sur une couche mince magnétique	100
5.3.3	Caractérisation de couches minces	102
5.3.4	Conclusion	110
5.4	La microscopie à force magnétique (MFM)	110
5.5	Résistivité	112
5.6	Conclusion	113
6	Études micromagnétiques	115
6.1	Étude de plots triangulaires	117
6.1.1	Expériences	117
6.1.2	Simulations	121
6.1.3	Comparaison entre le calcul et les expériences	131
6.1.4	Conclusion	131
6.2	Étude de lignes de FePd	132
6.2.1	Objectifs	134

6.2.2	Résultats	135
6.2.3	Simulations	146
6.2.4	Conclusion	149
6.3	Conclusion des études micromagnétiques	149
7	Résultats	151
7.1	Imagerie magnétique	151
7.1.1	MFM sur la ligne	151
7.1.2	Microscopie de Lorentz	156
7.2	Mesure de magnéto-résistance	161
7.2.1	Mesure d'une ligne de cobalt	161
7.2.2	Mesure sur une ligne de fer épitaxié	168
7.2.3	Mesure sur une ligne de manganite	172
7.2.4	Mesures réalisées sur du FePd	176
7.3	Conclusion	184
	Conclusion	189
	Bibliographie	190

Remerciements

Je remercie Monsieur Michel Hammann, chef du Service de Physique de l'État Condensé, de m'avoir accepté au sein de son laboratoire afin que je puisse y effectuer ma thèse.

Je remercie Madame Claire Lhuilier de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Messieurs Kamel Ounadjela et Claude Chappert ont accepté le travail ingrat de rapporteur. Je les en remercie, ainsi que pour la pertinence de leurs remarques qui m'ont permis d'améliorer nettement la qualité du présent manuscrit. Messieurs J. M. D. Coey et André Thiaville, en tant que membres du jury, ont aussi pris beaucoup d'intérêt à mon travail. Qu'ils en soient tous remerciés.

Je remercie Claude Fermon d'avoir dirigé ma thèse. L'enthousiasme, la vivacité dont il fait toujours preuve, la liberté qu'il m'a accordée au cours de ce travail m'ont permis d'entreprendre beaucoup de travaux et ont contribué à la richesse de cette thèse.

Michel Viret m'a fait découvrir les joies (et les peines) des mesures de résistivité. Je lui dois énormément, et je l'en remercie vivement. Elin Søndergård a contribué pour une part non négligeable à la réalisation de certains échantillons, et m'a fait partager son enthousiasme pour la MBE et pour « MIR » en particulier. Nous avons fréquemment partagé les joies et les déceptions inhérentes à la réalisation des échantillons. Frédéric Ott a contribué lui aussi à ce travail en m'aidant à caractériser nos couches magnétiques par réflectivité de neutrons. Je les remercie pour leur disponibilité, leur efficacité et leur bonne humeur.

Ma collaboration avec Yves Samson a été très fructueuse, tant scientifiquement qu'amicalement. Il a toujours été d'une grande efficacité. Je l'en remercie.

J'ai partagé le bureau de Hans Glättli pendant deux ans. Je me souviendrai longtemps de nos longues discussions, scientifiques ou non, qui me permettaient souvent de rompre avec la monotonie du travail quotidien. Mes discussions avec Jacques-François Jacquinet au cours de nos trajets automobiles n'ont pas été moins fructueuses et m'ont permis d'appréhender les subtilités de la Reumeuneu. Enfin, Maurice Goldman, par sa culture scientifique et générale, et ses histoires truculentes sur son « Maître » a enrichi et égayé nos repas quotidiens. Je les remercie chaleureusement tous les trois.

Je remercie Gerard Francinet et Gerald Saux qui ont toujours su répondre avec célérité et efficacité à nos demandes les plus farfelues et sans le concours de qui une partie de ce travail n'aurait pu être réalisée. Je remercie Pierre-François Orfila et

Claudine Chaleil qui ont facilité la réalisation des échantillons utilisés durant ces trois années, par le soutien technique qu'ils fournissent au laboratoire.

Je remercie aussi Daniel Estève, Hugues Pottier, Philippe Joyez et Cristian Urbina qui m'ont enseigné l'art subtil de la lithographie électronique et de la fabrication des échantillons.

Je ne saurais jamais remercier suffisamment Blandine pour l'aide et le soutien qu'elle m'a apportés au cours de cette thèse. Elle a aussi eu l'extraordinaire patience et le courage de relire ce manuscrit et d'y dénicher les chausse-trappes que la langue française avait sournoisement dissimulées à mon attention parfois un peu trop légère. Merci encore...

Je remercie Nico (pour ses remarques pertinentes après la lecture du manuscrit), Ben, GGB, PitPat, Zouille, Fofie, Agnes, (Salut) Fred, Luc, Isabelle, Zazapoufi, Xav, Flo, Mélanie, Skal, VM, Tatiana, Pitbul, Marie, FGor, Laurent, Charlotte, Matthieu, Marie-Laure, Loic et les autres. Leur amitié a rendu ces trois années de dur labeur plus agréables et plus faciles à supporter (pas toujours le matin).

Enfin, toute énumération ayant une fin, je remercie les personnes oubliées dans cette liste. J'espère qu'elles ne m'en tiendront pas rigueur.

Introduction

La dernière décennie a montré un regain d'intérêt pour l'étude des matériaux ferromagnétiques. Il est, en partie, motivé par la possibilité d'aboutir à des applications dans des domaines touchant à l'électronique et l'informatique. L'utilisation de dispositifs à base de matériaux ferromagnétiques pourrait bouleverser le domaine du stockage de données. De même, l'élaboration de mémoires non-volatiles et réinscriptibles semble être un enjeu économique important pour les prochaines années [1]. Un nouveau domaine est né, la *magnétoélectronique*.

Une partie des percées effectuées dans le domaine du magnétisme, et en particulier du transport électronique dans les ferromagnétiques, est due au transfert de techniques appliquées jusque-là uniquement en physique des semiconducteurs. Ainsi la capacité à faire croître des couches métalliques d'épaisseurs très faibles, avec des taux d'impuretés très bas et des planéités excellentes, est l'une des raisons qui ont permis la découverte de la magnétorésistance géante [2, 3] (abrégée en GMR suivant son acronyme anglais).

Les techniques de lithographie permettent aujourd'hui de réduire les dimensions des objets étudiés, permettant l'étude d'objets dont les tailles latérales peuvent atteindre quelques dizaines de nanomètres. Alliées aux techniques de dépôts métalliques, elles ont permis la réalisation des « microsquids » (Superconducting QUantum Interferometer Device de taille micronique) ayant servi de sonde pour l'étude de la nucléation dans des nanofils de nickel et des petites particules ferromagnétiques [4, 5, 6].

Il devient ainsi possible d'observer des états de la matière condensée pour lesquels les conditions sur les bords (dans une ou plusieurs directions) dictent l'équilibre du système (citons par exemple les réseaux de plots magnétiques [7, 8]). Il est aussi possible d'observer des effets dont les longueurs caractéristiques nécessitent la fabrication d'échantillons de taille submicronique, comme l'effet Aharonov-Bohm [9].

En parallèle, la course à la miniaturisation conduit les industriels à réduire les dimensions des systèmes qu'ils doivent intégrer. L'industrie de l'enregistrement magnétique est engagée dans une course pour accroître les capacités de stockage. Plusieurs directions sont explorées en même temps, en particulier la sensibilité et la miniaturisation des têtes de lecture, l'augmentation de densité de l'information ou la vitesse de temps d'accès.

Cette réduction de dimensionalité a mené à la découverte de nouveaux effets,

comme ceux mentionnés plus haut, mais a aussi fait apparaître la nécessité de tenir compte de paramètres jusque-là négligés. Le magnétisme de surface est l'un des domaines dont l'étude s'est intensifiée ces dernières années. Dans l'optique de la réalisation de capteurs magnétiques de faibles dimensions, l'étude des comportements micromagnétique et électrique de d'objets de très faible dimension est devenue l'un des domaines les plus actifs de la *nano-physique*. Les conditions aux limites d'une part se sont révélées être l'un des moteurs déterminant les états d'équilibre, et d'autre part stabilisent des états instables dans d'autres circonstances (par exemple sous champ appliqué).

Ainsi, les structures en vortex sont stabilisées à partir d'une certaine taille. Ces vortex sont assez résistants à l'application d'un champ magnétique. Toutefois, ils sont susceptibles de se déplacer au sein d'une structure, modifiant ainsi la répartition d'aimantation. Lorsqu'une telle structure est traversée par un courant électrique et que sa résistance est utilisée en tant que sonde de champ magnétique, le déplacement du vortex induit des fluctuations de résistance que l'on peut assimiler à du bruit.

De même, une paroi magnétique peut engendrer un bruit similaire ne serait-ce que par le caractère irréversible de la création de domaines (nucléation) au cours d'un cycle d'hystérésis. Ainsi, dans un élément de taille micrométrique, la création et le déplacement d'une paroi peuvent engendrer un signal (« bruit ») qui se superposera au signal pertinent et le brouillera. Il est donc nécessaire d'évaluer l'importance de ce « bruit ».

Dans ce contexte, nous avons, au cours de ces trois années, créé des structures modèles pour l'étude des parois magnétiques et des vortex. Il nous a fallu déterminer dans chacun des cas la situation la plus propice à la création de ces objets. Dans le cas des parois, le but initial était d'améliorer les expériences de Viret *et al.* [10], en particulier grâce à l'ensemble des techniques de lithographie disponibles au laboratoire. Nous avons prévu, entre autre, de tester les différentes théories actuelles en changeant de matériaux. Il nous avait aussi paru intéressant d'effectuer la même mesure sur des manganites (voir chapitre 1.1.3 pour une définition) qui possèdent des propriétés de transport très particulières et dont les applications potentielles sont nombreuses.

Nous voulions d'autre part observer l'importance de l'anisotropie de forme sur la structure en domaines dans des objets de taille micrométrique et submicrométrique. Dans le cas de matériau sans forte anisotropie magnétocristalline, cela devait nous permettre la création de vortex, en particulier en jouant sur la symétrie d'ordre trois.

Nous nous sommes intéressés en particulier à certains composés ferromagnétiques que leurs propriétés magnétocristallines rendent particulièrement adaptés à l'enregistrement magnétique. Il était donc intéressant d'observer le comportement de tels matériaux lorsque les conditions aux limites sont modifiées.

Au chapitre 1, nous parlerons du transport électronique en insistant sur les spécificités des métaux ferromagnétiques dans ce domaine. Nous décrirons l'origine des différentes contributions à la magnétorésistance. Nous aborderons aussi les travaux

(1.4) effectués au cours de cette étude sur la variation de la magnétorésistance à haut champ.

Au chapitre 2, les principes théoriques de l'étude des domaines magnétiques seront présentés. Nous insisterons en particulier sur les différents types de parois rencontrés dans les couches minces.

Au chapitre 3, nous aborderons le problème de la magnétorésistance induite par une paroi magnétique. Une revue des différents modèles proposés jusqu'à aujourd'hui sera faite. Nous parlerons aussi des expériences réalisées à ce jour pour estimer la contribution des parois à la magnétorésistance dans les ferromagnétiques.

Le chapitre 4 sera consacré à la description de la réalisation des échantillons ayant servi à mesurer la résistance de paroi et à étudier les effets de l'anisotropie de forme (voir chapitre 6). Nous décrirons les procédés de dépôt de couches minces, de gravure et de lithographie, ainsi que certaines méthodes utilisées pour caractériser nos échantillons.

Au chapitre 5, nous décrirons les différentes méthodes expérimentales utilisées pour caractériser nos échantillons, ainsi que pour les mesurer. Nous parlerons en particulier de la réflectivité de neutrons (section 5.3).

Au chapitre 6, nous aborderons l'étude expérimentale et numérique d'objets magnétiques de taille micrométrique et submicrométrique. Des résultats sur la stabilité de domaines magnétiques dans une géométrie triangulaire seront exposés. Par ailleurs, une étude sur la réduction de taille latérale dans un matériau à anisotropie perpendiculaire sera présentée.

Le chapitre 7 sera consacré aux mesures de microscopie magnétique et de magnétorésistance. Des observations par microscopie à force magnétique et microscopie de Lorentz sur des parois tête-bêche seront présentées. Nous discuterons les résultats obtenus dans notre travail sur la résistivité induite par une paroi entre des domaines tête-bêche dans le cobalt. Des résultats différents, mais que nous essaierons d'interpréter, ont été obtenus avec un système identique réalisé dans une couche de fer épitaxié. Nous parlerons aussi des mesures de magnétorésistances sur des joints de grains dans un fil de manganite. Enfin, des mesures réalisées sur une couche de fer-palladium seront présentées qui peuvent être analysées à la lumière des modèles présentés au chapitre 3.

Enfin nous concluons ce manuscrit en abordant ce qui, à nos yeux, constitue les avancées de ce travail et les perspectives qu'il ouvre.

Chapitre 1

Transport électronique

La formule de Drude, qui exprime la conductivité d'un métal dans l'hypothèse de l'électron libre, montre en fait toute la richesse de la physique des solides. Cette formulation, qui repose sur deux concepts très importants qui sont le libre parcours moyen et la densité d'électrons de conduction, résume la difficulté de la compréhension du transport dans les solides.

Il est tout d'abord nécessaire de comprendre la portée du théorème de Bloch qui permet d'oublier la structure périodique du cristal pour ne plus se concentrer que sur le déplacement de l'électron considéré comme presque libre. Celui-ci se déplace librement au sein d'une matrice qui lui détermine son énergie. En effet, et c'est la théorie des liquides de Fermi qui permet d'expliquer l'intuition de Drude, l'électron est en quelque sorte « habillé » par les excitations du cristal. Un moyen d'en rendre compte est de modifier la masse de l'électron. C'est la notion de *masse effective*. On peut dire aussi que les interactions coulombiennes des atomes du réseau renormalisent la masse de l'électron. La résistivité – si l'on néglige dans un premier temps les interactions électron-électron et si l'on suppose les atomes fixes – est induite par les défauts dans ce bel ordonnancement. Ces défauts peuvent être ponctuels (lacunes, substitutions, présence d'atomes dans des sites interstitiels), lineaires (dislocations), surfaciques (joints de grains, défauts d'empilement, surfaces libres), volumiques (verres). Ceux-ci contribuent à ce qui est appelé la *résistivité résiduelle*.

La section 1.1 sera consacrée à quelques rappels sur les calculs de structures de bandes et ce qu'ils peuvent nous apporter dans l'explication de certaines mesures de magnétoresistances. L'origine du transport dépendant du spin et ses liens avec avec la structure de bandes sera le sujet de la section 1.2. Enfin dans la section 1.3 je parlerai des problèmes de magnétoresistance dans les couches minces. Le problème de la résistance induite par une paroi magnétique sera discuté en détail en 3. Les différentes théories actuelles seront présentées ainsi que les expériences réalisées jusque là. Enfin la section 1.4 sera consacrée aux calculs effectués sur la magnétoresistance à haut champ magnétique appliqué. Une comparaison avec des mesures faites sur une couche mince de cobalt sera effectuée.

1.1 La structure de bandes des ferromagnétiques

1.1.1 Rappel sur les calculs de structure de bandes

La forme de la surface de Fermi ainsi que la structure des niveaux d'énergies sont des éléments indispensables à la bonne compréhension et à la bonne interprétation des propriétés physiques. En effet les modèles développés aujourd'hui pour aller au delà des approximations « standard » de la physique du solide tiennent souvent compte de la connaissance de la structure de bandes des métaux. De plus, certaines propriétés physiques ne peuvent s'expliquer qu'en faisant appel à la structure de bandes et à la forme de la surface de Fermi (effet *de Haas - van Alphen*, par exemple). D'autre part, cette connaissance permet de contrôler les approximations effectuées lorsque l'on ne fait pas de calcul *ab-initio*.

Néanmoins ces calculs posent des problèmes théoriques et techniques. Concernant ce deuxième point, il faut garder en mémoire le fait que les calculs de structures de bandes sont des calculs de problèmes à N corps avec $N \simeq 6 \cdot 10^{23}$. Certaines approximations sont donc obligatoires pour rendre les calculs faisables. D'autres approximations sont nécessaires pour simplifier certaines difficultés théoriques.

Les calculs de structures de bandes sont rendus possibles par trois simplifications suivantes :

- L'approximation « muffin-tin » pour la dépendance spatiale de la densité électronique
- L'abandon des effets relativistes (sauf le spin)
- Le traitement des corrélations et de l'échange par l'approximation de la densité locale

L'approximation « muffin-tin » considère que la densité électronique est de symétrie sphérique et centrée sur chaque noyau, ne recouvrant aucune autre sphère, et constante entre toutes les sphères (fig 1.1). De nombreux tests ont été effectués pour mesurer la validité de cette approximation, et il semble que dans le cas des structures compactes, très fréquentes pour les métaux cristallisés, elle conduise à des erreurs faibles.

De même, si les éléments étudiés ont un numéro atomique inférieur à 50, les effets relativistes sont négligeables.

Les effets de corrélation et d'échange ne peuvent être négligés, sinon les calculs seraient limités à l'hydrogène. Cependant de nombreux progrès ont été effectués depuis les années 50. Les développements des théories de fonctionnelles de densité ont permis l'étude des gaz inhomogènes d'électrons en interaction. Nous présentons rapidement les théories développées par Kohn et Sham [11].

Il reste ensuite à choisir une base de représentation des fonctions d'ondes qui satisfont au théorème de Bloch et qui vérifient le Hamiltonien choisi. À l'intérieur de la sphère la fonction d'onde est généralement décomposée sur une base d'orbitales atomiques. C'est le choix de la décomposition dans la zone interstitielle qui

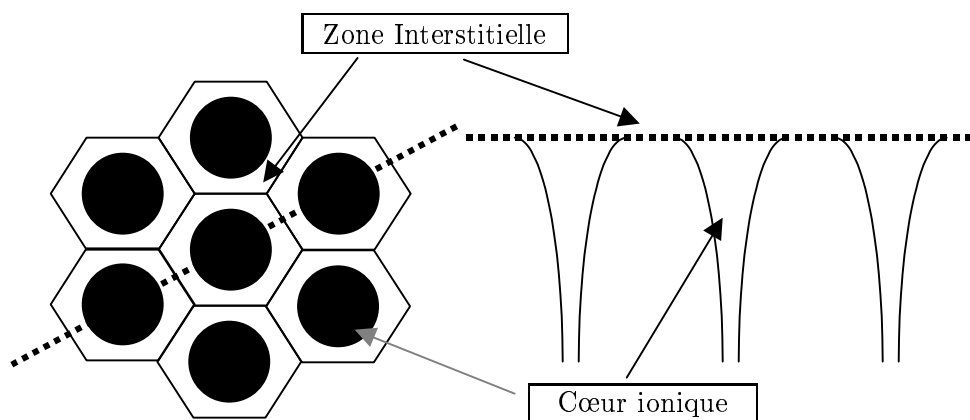


FIG. 1.1: Schéma à deux dimensions de l'approximation "muffin-tin". À droite, coupe du potentiel ionique. Entre les sphères dans la zone interstitielle, le potentiel est nul.

a été l'objet de recherches pendant de nombreuses années. Les différentes méthodes utilisées seront rapidement évoquées. Il reste enfin à minimiser l'énergie des différentes fonctions choisies, c'est le rôle de la méthode LSDA, traité dans le paragraphe suivant.

L'approximation LSDA

Cette approximation permet de calculer de façon précise certaines propriétés macroscopiques d'une structure cristalline telles que la chaleur spécifique, le module de dilatation. Le fait que les mouvements des électrons à l'intérieur d'un solide soient hautement corrélés a longtemps rendu impossible tout calcul *ab-initio* des systèmes condensés. Cette forte corrélation rend cependant possible la description en termes de quasi-particules indépendantes.

Un électron de la surface de Fermi se déplaçant à l'intérieur du système crée une dépression dans la distribution électronique. Cette dépression est appelé un trou, et l'ensemble électron-trou une quasi-particule. Le mouvement de celle-ci peut être considéré en première approximation comme indépendant du mouvement des autres quasi-particules. Il est alors possible d'analyser ces problèmes à N corps dans un cadre de particules indépendantes en généralisant les hypothèses de champs *self-consistants*.

Le traitement des effets de corrélation et d'échange par la théorie de la fonctionnelle de densité repose sur deux résultats de Hohenberg et Kohn [12]. Le premier montre que les propriétés du niveau fondamental (supposé non dégénéré) d'un système d'électrons en interaction sont des fonctionnelles de la densité électronique ρ . Le second concerne l'une de ces fonctionnelles, à savoir l'énergie totale $E[\rho]$. Hohenberg et Kohn montrent que $E[\rho]$ prend son minimum pour la densité électronique vraie. Kohn et Sham [11] utilisent cette propriété de minimum pour calculer la densité électronique. Puisque l'approximation de Hartree du champ *self-consistent*

est une procédure permettant de minimiser une approximation particulière de l'énergie totale $E[\rho]$, ils expriment cette dernière comme une somme de deux termes, le premier étant le terme de Hartree $E_H[\rho]$:

$$E[\rho] = E_H[\rho] + E_{xc}[\rho],$$

et le deuxième $E_{xc}[\rho]$, appelé terme d'échange et de corrélation regroupe les termes négligés dans l'approximation de Hartree.

Ils réobtiennent alors l'expression de Hartree :

$$(-\nabla^2 + V(\vec{r}) - \epsilon_i)\Psi_i(\vec{r}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\rho(r) = \sum_i |\Psi_i(\vec{r})|^2 \Theta(E_F - \epsilon_i), \quad (1.2)$$

où $V(\vec{r})$ est le potentiel cristallin, ∇^2 est l'opérateur d'énergie cinétique, exprimé en unité réduite, dans la représentation de position, $\Psi_i(\vec{r})$ est la fonction d'onde de la particule et $\Theta(x)$ est la fonction créneau.

Comme dans la méthode de Hartree, les orbitales, nécessaires au calcul de la densité électronique, sont déterminées par des équations à une particule, contenant une énergie potentielle qui dépend à son tour des densités électroniques. C'est donc une méthode elle aussi *self-consistante*. La seule différence vient de l'inclusion dans les équations à une particule de $E_{xc}[\rho]$ dans le potentiel effectif :

$$V(\vec{r}) = 2 \int dr' \frac{\rho(\vec{r}') - \rho_+(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \frac{\delta E_{xc}[\rho]}{\delta \rho(\vec{r})},$$

où $\rho_+(\vec{r})$ est la distribution de charge positive et les ϵ_i sont des multiplicateurs de Lagrange introduits pour fixer le nombre d'électrons lorsque les orbitales constituant la densité électronique sont modifiées. Les ϵ_i jouent le rôle d'énergie effective de particules simples, même si une identification aussi abrupte demande un raisonnement plus poussé. Ce développement n'est justifié rigoureusement que pour l'état fondamental, bien que l'on ne connaisse que des approximations simples de l'énergie d'échange et de corrélation $E_{xc}[\rho]$. Cependant, il offre l'énorme avantage de réduire un problème à N corps à celui d'un ensemble de problèmes à une particule couplés seulement au travers du potentiel $V(\mathbf{r})$.

L'approximation utilisée pour $E_{xc}[\rho]$ est celle introduite par Kohn et Sham [11] :

$$E_{xc}[\rho] \approx \int d^3r \rho(\vec{r}) \epsilon_{xc}^h(\rho(\vec{r})), \quad (1.3)$$

où $\epsilon_{xc}^h(\rho(\vec{r}))$ est la contribution de l'échange et des corrélations à l'énergie totale. La fonction $\epsilon_{xc}^h(\rho(\vec{r}))$ est elle-même connue uniquement par approximation, mais

elle a été calculée numériquement à une précision qui fait de l'équation 1.3 la principale approximation des calculs de structures de bande. C'est l'*approximation de densité locale* (LDA), qui suppose que la contribution à l'énergie totale dus à l'échange et aux corrélations de chaque portion non uniforme peut être ajoutée aux autres comme si le gaz d'électrons était localement uniforme.

Les hypothèses principales de cette approximation sont que :

- le trou d'échange et de corrélation est centré sur l'électron ;
- la densité électronique qui crée le trou est de type « gaz d'électrons » (c'est-à-dire possède un spectre d'excitation continu permettant l'écrantage de la charge) et approximativement uniforme à l'échelle du trou.

Les diverses méthodes d'approximations des fonctions d'ondes

Les calculs de structures électroniques supposent que l'on calcule les fonctions d'ondes électroniques. Pour cela diverses méthodes ont été développées que je vais maintenant exposer rapidement.

- **Méthode KKR (méthode dite des ondes réfléchies)**

On considère que chaque atome est la source d'une onde sortante ϕ de vecteur d'onde \mathbf{k} , correspondant à un électron d'énergie E se propageant dans la zone de potentiel constant. Pour deux ondes émises par des atomes différents distants de \mathbf{R}_i , il existe une relation de phase :

$$\phi(\mathbf{r} + \mathbf{R}_i) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_i}\phi(\mathbf{r}). \quad (1.4)$$

À la surface de chaque sphère atomique, les ondes incidentes ϕ_{in} et transmises ϕ_{out} sont égalisées. D'autre part, ϕ_{in} et ϕ_{out} sont développées sur une base d'harmoniques sphériques (HS). Enfin, en tant que fonctions d'ondes diffusées par un potentiel, elles sont reliées par la matrice de diffusion. Les coefficients du développement en HS sont reliés (dans le cas d'un potentiel à symétrie sphérique) par :

$$a_{lm} = \frac{1}{2}b_{lm}[1 - e^{2iq_l}], \quad (1.5)$$

où la phase q_l est une fonction de l'énergie et est déterminée par le fait que la solution de :

$$\frac{d^2 F_l(r)}{dr^2} + \left[k_0^2 - V(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] F_l(r) = 0, \quad (1.6)$$

ait la forme

$$F_l(r) = C \sin(k_0 r - \frac{\pi l}{2} + q_l) \quad (1.7)$$

hors de la sphère.

La première partie du calcul consiste à déterminer ϕ_{in} comme une superposition d'ondes venant des autres atomes. Cela nécessite le calcul de sommes infinies sur le réseau (Somme d'Ewald). La deuxième partie est le problème de diffusion. Lorsque le potentiel n'est pas de symétrie sphérique, on le traite en perturbation à partir d'une solution « muffin-tin ».

La méthode KKR est en fait une méthode intégrale dérivée de la précédente à l'aide de fonctions de Green.

• APW et OPW

Dans la sphère, la solution de l'équation de Schrödinger est obtenue par développement en harmoniques sphériques et les fonctions radiales sont obtenues par intégration numérique. Dans les régions de potentiel constant, des ondes planes sont choisies. À la surface de chaque sphère, l'équation de continuité (pour la fonction d'onde mais pas pour le gradient) est résolue en développant l'onde plane en polynômes de Legendre. Ce développement, pour des raisons de traitement numérique, est tronqué. On égalise alors le développement pour ϕ_{in} et ϕ_{out} . La solution est alors obtenue en combinant les deux solutions et est appelée onde plane généralisée (APW).

La méthode des ondes planes orthogonales (OPW) est basée sur le fait que les fonctions d'ondes de hautes énergies (celles qui nous intéressent, comme les états de conduction) doivent être orthogonales aux états de coeurs des atomes. La fonction d'onde est choisie comme une somme d'ondes planes et d'états de coeur. Les coefficients du développement sont calculés afin que les ondes planes et les états de coeurs soient orthogonales, ce qui a donné son nom à la méthode.

• méthode LCAO

Cette méthode permet le traitement efficace des atomes de transition pour lesquels les électrons sont très localisés. En effet les méthodes d'ondes planes sont alors plutôt moins performantes. La fonction d'onde est approximée par une combinaison linéaire d'orbitales atomiques (Linear Combination of Atomic Orbitals).

C'est une méthode très utile pour les éléments de transition. Les électrons d sont traités par la méthode LCAO, et les électrons de conduction sont traités par une approximation d'électrons presque libres.

1.1.2 Cas des ferromagnétiques

On appelle éléments de transition les éléments ayant des électrons occupant partiellement les niveaux d . Parmi ceux appartenant à la série dite des $3d$ on trouve

les métaux ferromagnétiques (fer, cobalt, nickel). Ils ont la propriété d'avoir une (ou plusieurs) bande(s) polarisée(s) en spin au niveau de Fermi, à qui on attribue généralement une partie des propriétés magnétiques de ces éléments. On peut remarquer que la bande polarisée est de type d , alors que les propriétés de conduction sont essentiellement dues aux électrons s . En fait, cette distinction n'a pas lieu d'être dans la mesure où il est difficile d'attribuer un caractère plutôt sp ou plutôt d aux électrons des métaux de transitions au niveau de Fermi [13]. Néanmoins, dans la plupart des modèles qui traiteront des propriétés de magnétorésistance, il sera fait une distinction entre des électrons dits « s », ayant une masse effective proche de celle des électrons libres, et des électrons dits « d », plus localisés avec une masse effective plus élevée et polarisés en spin.

L'explication du ferromagnétisme par le critère de Stoner (ferromagnétisme itinérant) suppose que ce sont les électrons de conduction qui sont à l'origine du ferromagnétisme. Cette hypothèse a été infirmée par des mesures de diffraction de neutrons polarisés. Ces mesures ont montrées que les électrons polarisés sont essentiellement localisés (de l'ordre de 90 %), ce qui est en contradiction avec un modèle de ferromagnétisme itinérant. Toutefois il existe effectivement au niveau de Fermi des électrons polarisés en spin itinérant qui contribue à l'aimantation des métaux ferromagnétiques, ce qui explique pourquoi l'aimantation ne correspond pas à un nombre entier d'électrons polarisés par atome.

Par rapport aux autres métaux de transition les ferromagnétiques n'ont pas beaucoup d'autres particularités. En revanche, les métaux dit nobles (Cu, Ag et Au), qui appartiennent en théorie à la même famille sont très différents dans la mesure où leur structure n'est pas $ns^2(n-1)d^9$, mais plutôt $ns^1(n-1)d^{10}$. Ainsi, leur surface de Fermi présente une structure d'électrons presque libres. Toutefois, la différence de résistivité entre les métaux nobles et les métaux de transition n'est pas très élevée car le courant est majoritairement porté par des électrons de type s [14, 15].

Le critère de Stoner

Le modèle d'échange d'électrons d'Heisenberg est incapable de rendre compte de deux faits importants :

- le nombre de μ_B par atome pour les métaux ferromagnétiques n'est pas entier ;
- le moment par atome de nickel varie de façon linéaire avec le nombre d'électrons sur les couches extérieures des impuretés ajoutées au nickel.

Ces deux faits sont interprétés par Stoner comme des conséquences de la non-localisation des électrons responsables du magnétisme dans les métaux de transition.

Il essaye alors de créer une théorie du ferromagnétisme qui tiendrait compte de l'existence de bandes dans les métaux, et du fait que ce sont précisément ces

électrons qui seraient responsables de l'existence d'une aimantation spontanée. Il ne rejette toutefois pas toutes les idées de Heisenberg, puisque l'un des moteurs de la théorie est l'interaction d'échange entre deux électrons de la bande.

Partant d'un métal paramagnétique, regardons les conséquences de l'existence d'une dissymétrie dans la distribution des électrons de spin up et down.

Dans un métal paramagnétique on a $p/2$ électrons de spin up et $p/2$ électrons de spin down. Partant de cet état rajoutons δq électrons de spin up.

À cause du principe d'exclusion de Pauli, cette dissymétrie induit une augmentation d'énergie cinétique $\partial E_c \delta q$ pour le gaz d'électrons, que l'on peut quantifier :

$$\partial E_c = \frac{\partial E}{\partial q} \delta q = \frac{\delta q}{n_F},$$

où $n_F = \left| \frac{\partial q}{\partial E} \right|_{q=q_F}$ est la densité au niveau de Fermi.

Appelons ΔE_{ex} l'énergie d'échange moyenne entre deux électrons de la bande. La variation d'énergie d'échange induite par l'augmentation du nombre d'électrons de spin up est :

$$\delta E_{ex} = \Delta E_{ex} \left[\left(\frac{p}{2} + \delta q \right)^2 + \left(\frac{p}{2} - \delta q \right)^2 - 2 \left(\frac{p}{2} \right)^2 \right].$$

La variation totale d'énergie est :

$$\delta E = \delta q^2 \left[\frac{1}{n_F} - 2\Delta E_{ex} \right].$$

La condition d'apparition du ferromagnétisme est alors :

$$2\Delta E_{ex} n_F > 1.$$

Pour avoir un métal ferromagnétique deux conditions doivent être remplies :

- l'énergie d'échange doit être grande ;
- la densité d'état au niveau de Fermi aussi.

Ce critère est très délicat à mettre en œuvre. Dans la plupart des métaux de transition, le produit $2\Delta E_{ex} n_F$ est proche de 1, et des variations faibles de la structure de bandes peuvent le faire passer au dessus ou en dessous de l'unité. Néanmoins, il a le mérite de montrer l'importance de la structure de bandes sur le ferromagnétisme et de prouver qu'il n'est pas nécessaire d'avoir des électrons localisés pour l'existence du ferromagnétisme.

Examen de la structure de bande des ferromagnétiques

Après avoir rappelé l'importance de la connaissance de la structure de bande, nous allons passer maintenant à l'examen de ces structures. En raison de la nécessité de faire des évaluations successives du potentiel cristallin (qui est calculé de manière *self-consistente*), les calculs de structures de bandes convergent lentement. Le potentiel de départ étant approximatif, les solutions obtenues sont entachées d'incertitudes. D'autre part, pour placer le niveau de Fermi, on fixe le nombre d'électrons dans une bande (« up » ou « down »). On arrête le calcul quand le « splitting » de bande donne un nombre d'électrons dans l'autre bande compatible avec la différence de population entre les deux bandes, connu expérimentalement par ailleurs (diffraction de neutrons ou de positrons par exemple).

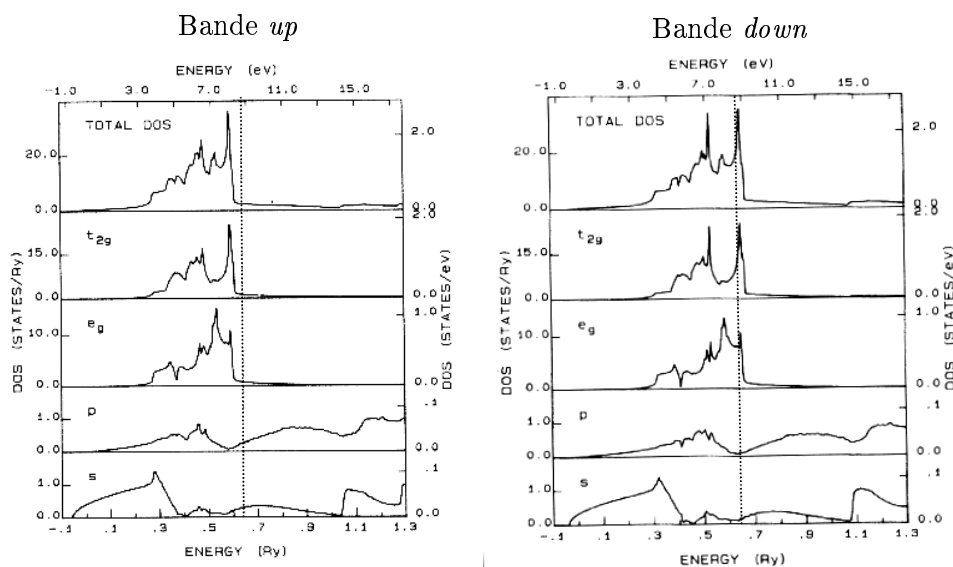


FIG. 1.2: Densité totale d'états dans chaque bande pour le nickel. Le trait pointillé représente le niveau de Fermi.

L'examen de la figure 1.2 correspondant au nickel permet de s'apercevoir de plusieurs choses. Tout d'abord, la polarisation au niveau de Fermi est très élevée. Il semble même qu'elle soit plus élevée que ce qui est mesuré expérimentalement [16]. Ces mesures ne sondent donc pas uniquement les niveaux proches du niveau de Fermi, mais intègre sur une certaine largeur en énergie. Il vaut mieux, pour les propriétés de transport, utiliser les polarisations mesurées expérimentalement par des méthodes de transport plutôt que des calculs de structures de bandes qui semblent donner une estimation exagérée des polarisations. Il semble en effet que la valeur obtenue pour la polarisation au niveau de Fermi soit très dépendante du type de mesure réalisée pour faire l'évaluation [17].

Deuxièmement, au niveau de Fermi, il est difficile de distinguer des fonctions d'onde de caractère s , et d'autres de type d . Le modèle à deux bandes n'est donc qu'une représentation schématique de la réalité. Les bandes au niveau de Fermi sont très fortement hybridées. Si l'on examine la figure 1.2 où est présentée la densité d'états projetée sur des états propres pour chaque énergie des fonctions d'ondes, on s'aperçoit qu'au niveau de Fermi, pour les états de « up » ou « down », les fonctions d'ondes sont plutôt de types d . Les bandes s ne sont d'ailleurs pas très polarisées.

D'autre part le modèle dit de « bande rigide » ne donne pas de résultat satisfaisant dans le cas du cobalt et du fer [18]. Il n'est pas possible de trouver la structure de bande d'un élément ferromagnétique en calculant la structure paramagnétique et en décalant les bandes de $\pm g\mu_B M/2$, pour tenir compte du splitting de bande. Ce dernier n'est en effet pas constant sur la surface de Fermi (en particulier pour le fer).

Enfin les surfaces de Fermi des trois métaux ferromagnétiques ne présentent en aucun cas une structure de type « électrons libres ». Les surfaces ont des géométries compliquées.

Nous allons maintenant détailler les résultats connus pour les trois métaux ferromagnétiques :

Le nickel a une structure cubique face centrée de la forme $4s^23d^8$. La surface de Fermi (voir figure 1.3) pour les électrons « down » a une structure similaire à celle du cuivre [19]. Elles sont d'ailleurs quasi identique [20]. Cependant comme le niveau de Fermi du nickel se trouve en dessous de celui du cuivre, il y a des états d de spin « down » au niveau de Fermi dans le nickel. Les surfaces d'électrons « down » sont appelées $s-d$ et $d-s$ pour les raisons suivantes. La surface $s-d$ a un caractère s le long de $[110]$ et d dans les autres directions, alors que la surface $d-s$ est de type s le long de $[100]$ et d ailleurs [21]. Les bandes sont globalement hybridées mais il est possible de déterminer le caractère local de chaque bande.

La bande $3d_{\uparrow}$ n'a quasiment pas d'état au niveau de Fermi. Les niveaux de trou n'ont pas énormément d'importance pour les propriétés physiques telles que les propriétés magnétiques [21]. En revanche, les trous dans la bande d au niveau de Fermi sont importants pour le transport puisqu'ils permettent la diffusion d'électrons s vers ces niveaux.

Enfin, le nickel est un métal compensé c'est à dire présentant le même nombre de porteurs plus que de porteurs moins, ce qui avait été vu expérimentalement par Fawcett et Reed, leur permettant de déduire la surface de Fermi [19].

Le cobalt est hexagonal compact de la forme $4s^23d^7$. La bande « up » est connectés suivant l'axe c . Autour de Γ , elle a une symétrie de type s .

La bande « down » a une structure beaucoup plus compliquée. En particulier, au point de haute symétrie, on observe une forte hybridation.

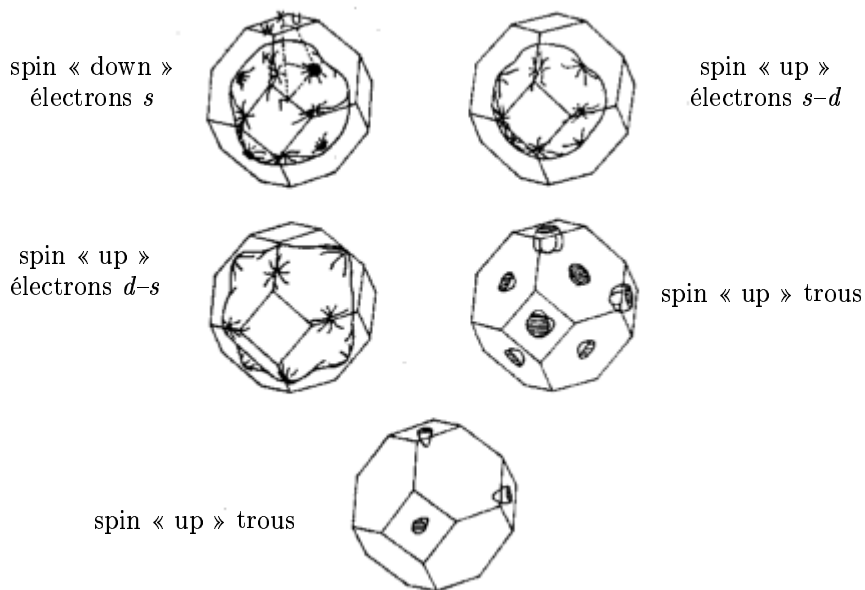


FIG. 1.3: Surface de Fermi du nickel, d'après Wakoh *et al.* [20].

Le fer a une structure cubique centrée. La surface de Fermi des électrons « up » ressemble beaucoup à celle de la famille du chrome (en particulier le molybdène [22]) car elle a 3 électrons. Elle présente donc les mêmes caractéristiques [23], c'est à dire les poches d'électrons le long de $\Gamma - H$ (appelées lentilles), l'octaèdre de trous centré en H et des poches de trous autour de N .

La bande « down » a une structure très complexe qui comprend en particulier des bras reliant H à N (voir figure 1.4) permettant d'interpréter les mesures d'effets *de Haas - van Alphen*.

En résumé, la structure de bande des trois métaux ferromagnétiques est assez dissemblable. Le nickel a une bande presque pleine. Il est considéré comme l'exemple typique du métal ferromagnétique. Les bandes d_{\uparrow} et d_{\downarrow} du fer et du cobalt au niveau de Fermi ne sont pas remplies. En revanche leur densité au niveau de Fermi est complètement différente. Des expériences de mesure de la polarisation ont montré que le fer était polarisé à 46 % à basse température [24]. Il semblerait cependant que sa polarisation diminue beaucoup quand la température augmente jusqu'à très faible à $T=300$ K [25].

Il est aussi important de constater la forte hybridation des bandes au niveau de Fermi. Son importance a été mis en évidence par Bauer *et al.* [26] dans des calculs *ab-initio* de GMR, où ils ont montré qu'il n'était pas nécessaire d'introduire de la

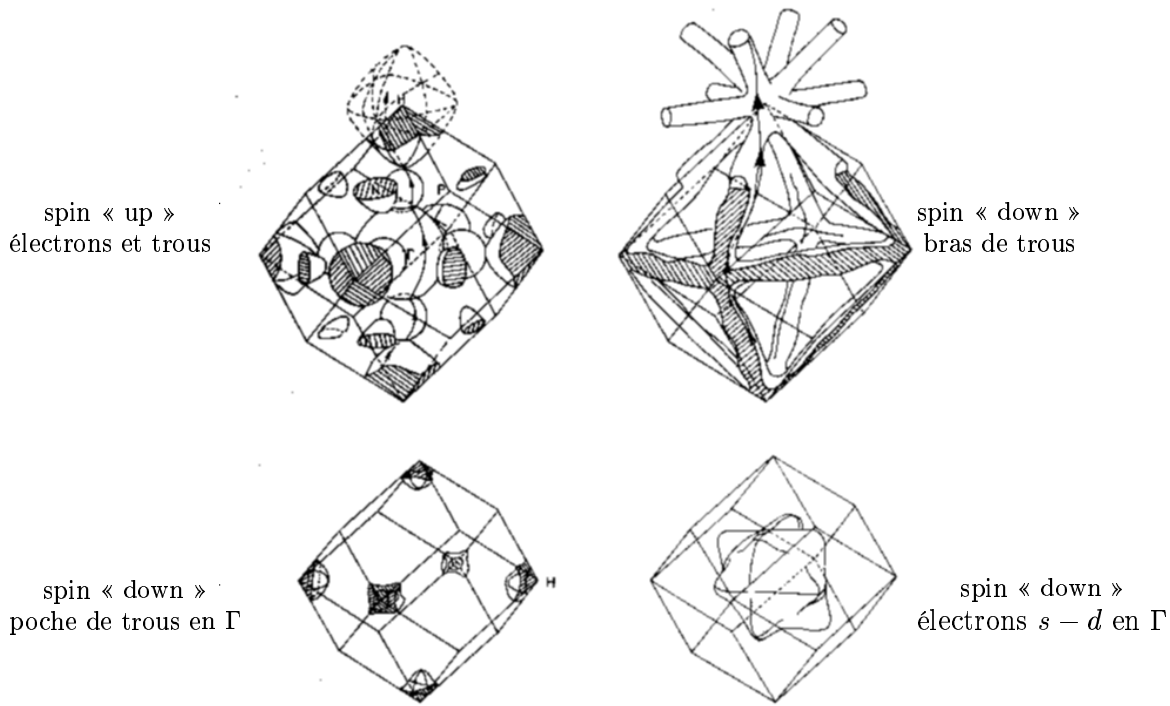


FIG. 1.4: Surface de Fermi du fer, d'après Wakoh et al. [18]. Les courbes en gras montrent les orbites ouvertes qui expliquent les mesures d'effet de Haas - van Alphen.

diffusion dépendante du spin sur des impuretés pour observer un effet GMR. Le désaccord de bande au niveau des interfaces ajouté à l'hybridation des bandes sp et d suffisait à créer des GMR de l'ordre de 120 % dans des multicouches Co/Cu.

En conclusion les aspects importants de la structure de bandes des métaux ferromagnétiques pour le transport sont :

- la densité d'états, au niveau de Fermi, des électrons de type s et d ;
- l'hybridation des bandes ;
- le splitting de bandes.

Ce sont ces différents aspects qui permettent ensuite d'utiliser avec plus ou moins de confiance les modèles à deux bandes, de supposer que les densités d'états sont presque sphériques, etc.

1.1.3 Cas des manganites

On pourra se reporter à l'article de revue de Coey *et al.* [27] pour une description détaillée de l'ensemble des caractéristiques des manganites. Nous allons néanmoins faire un rapide tour d'horizon de leurs propriétés de transport afin de resituer nos travaux dans le cadre des connaissances actuelles sur les manganites.

Les manganites à *valence mixte* (formule générale $A_{1-x}B_xMnO_3$ avec $A=La, Pr, Nd$ ou Sm et $B=Ca, Sr, Pb$ ou Ba) sont des composés de la famille des pérovskites. Le remplacement d'un ion trivalent (A) par un ion divalent (B) induit une valence mixte du manganèse Mn_x^{3+}/Mn_{1-x}^{4+} appelée *dopage*. La majeure partie des propriétés physiques de ces composés vient de ce dopage qui leur a aussi donné leur nom générique.

Leur préparation et leurs propriétés cristallographiques et magnétiques furent étudiés pour la première fois (pour $A=La$ et $B=Ca$ ou Sr) en 1950 par Jonker et van Santen [28]. Les propriétés de magnétorésistance et de transport furent décrites (pour le composé $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$) en 1954 par Volger [29] qui, le premier, mit en évidence une magnétorésistance négative près de la température de Curie.

Au début des années 90, l'application aux manganites de techniques utilisées pour la réalisation de couches minces de supraconducteurs à haute température critique [30] a fait resurgir l'intérêt pour ces composés, après la découverte de la magnétorésistance colossale (CMR) par Jin *et al.* [31].

L'attrait éprouvé pour ces composés vient de l'extraordinaire richesse des phénomènes physiques rencontrés. La possibilité de pouvoir faire varier le dopage sur une large gamme permet une analyse très fine de la physique de ces composés grâce à toutes les techniques spectroscopiques modernes. D'un point de vue théorique, les manganites ont amené l'introduction de nouveaux concepts tels que les polarons magnétiques, les polarons de Jahn-Teller, l'ordre orbital.

Une étude de diffraction de neutrons permit à Wollan et Koehler [32] de tracer le diagramme de phase magnétique et cristallographique du composé $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ pour x compris entre 0 et 1. Pour un dopage compris entre 0 et 0.3 le composé est antiferromagnétique et isolant. De $x=0.3$ à 0.5 il devient ferromagnétique et conducteur puis redevient antiferromagnétique et isolant pour $x=0.5$ à 1. Ils mirent ainsi en évidence pour la première fois un échange ferromagnétique dans un oxyde. De plus des mesures de résistivité permirent de montrer les liens très forts entre le magnétisme et le transport électronique.

Les travaux de Zener [33] en 1951 offrirent un cadre théorique qui permit d'expliquer plus tard le magnétisme de ces composés et ses liens avec les propriétés de transport, au travers de son mécanisme de *double-échange*. Sous l'hypothèse que le couplage intra-atomique de Hund est suffisamment fort et que les électrons ne changent pas leur spin lorsqu'ils sautent d'un ion à l'autre, ces électrons ne peuvent sauter que si les spins des ions sont parallèles. Une minimisation de l'énergie libre le conduit à trouver qu'une interaction ferromagnétique est favorisée quand les atomes magnétiques sont suffisamment séparés et que des électrons de conduction sont présents dans le système. Cette théorie fut appliquée au pérovskite de manganèse

[34] pour lequel Zener s'intéressa à l'échange entre une ion Mn^{3+} et Mn^{4+} *via* un ion oxygène et introduisit le concept de transfert simultané d'un électron d'un ion Mn^{3+} à un oxygène et de cet oxygène à un ion Mn^{4+} voisin. Dans le cas d'atomes magnétiques, les configurations $\text{Mn}^{3+} - \text{O} - \text{Mn}^{4+}$ et $\text{Mn}^{4+} - \text{O} - \text{Mn}^{3+}$ sont dégénérés si les spins des deux couches d sont parallèles. Le minimum de l'énergie est donc atteint pour l'alignement parallèle du spin des deux cations.

Nous nous sommes attachés plus particulièrement à l'étude des composés de type $x=0.3$, qui sont à la fois ferromagnétiques et conducteurs. Même si les manganites à dopage $x=0.3$ sont conducteurs, ce ne sont néanmoins que de piètres métaux. Très peu d'entre eux ont une valeur de résistivité résiduelle attendue pour un métal, c'est-à-dire inférieure à $1.5^{-6}\Omega m$, si l'on applique le critère selon lequel le libre parcours moyen doit être au moins égale à la distance inter-atomique. Dans certains composés la résistivité résiduelle peut atteindre des ordres de grandeurs *dix fois plus élevés*. La résistivité dans l'état métallique est anormalement sensible à la pression à cause d'une distorsion de l'octaèdre autour du manganèse qui réduit la mobilité des porteurs par désalignement des moments magnétiques entre deux atomes de Mn voisins. Cette résistivité est aussi très sensible aux choix du substrat et aux conditions de préparation des échantillons. La taille des grains est l'un des facteurs les plus importants qui peuvent influencer la résistivité résiduelle (voir à ce sujet la section 7.2.3).

En raison du mécanisme très spécifique de la conduction dans les manganites, ceux-ci sont considérés comme étant des demi-métaux. Cela signifie qu'une seule polarisation de spin est présente au niveau de Fermi. Des mesures de photoémissions ont été réalisées [35], qui montrent clairement le caractère demi-métallique des manganites. En revanche, les mesures de conduction par effet tunnel ont mesuré des polarisations inférieures à 100 % [24]. Néanmoins il est communément admis que les manganites sont demi-métalliques.

La propriété des manganites qui a le plus marqué les esprits est la très forte variation de résistivité qui se produit lorsqu'un champ magnétique est appliqué près de la température de Curie (T_c). Cet effet à été attribué au double échange. Un nombre très important d'études ont été effectuées sur le sujet, en particulier sur l'influence de la nature du cation divalent, de la taille des grains, du choix du substrat et de la température de dépôt.

1.2 Le transport dépendant du spin

1.2.1 Rappels sur le transport électrique en général

Suite à la découverte des électrons par J.J Thompson, Drude appliqua les résultats de la théorie cinétique des gaz aux transports électroniques. En assimilant les électrons à de particules indépendantes soumises à un champ électrique (et en supposant que le champ auquel ces particules sont soumises est le champ appliqué, ce qui est un problème en soi [36]), il supposa que celles-ci ne pouvant subir une accélération continue devaient être diffusées avec une probabilité exponentielle.

En écrivant d'autre part que le courant électrique est proportionnel à l'accroissement de vitesse de ces particules, il démontra la relation qui porte son nom (*loi de Drude*) et qui exprime la proportionnalité entre le courant et le champ électrique :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad \text{où} \quad \sigma = \frac{ne^2\tau}{m},$$

où e est la charge électrique d'un électron, τ est le temps de relaxation et n la densité d'électrons de conduction. En terme ondulatoire le champ électrique appliqué induit une variation du vecteur d'onde \mathbf{k} du paquet d'onde :

$$\hbar \dot{\mathbf{k}} = e\mathbf{E}.$$

Dans l'hypothèse du temps de relaxation, lorsque la perturbation (ici le champ électrique) s'arrête, le retour à l'équilibre du paquet d'onde s'exprime par :

$$\dot{\mathbf{k}} = -\frac{\delta \mathbf{k}}{\tau}.$$

À l'équilibre, les causes de variations du paquet d'onde s'annulent :

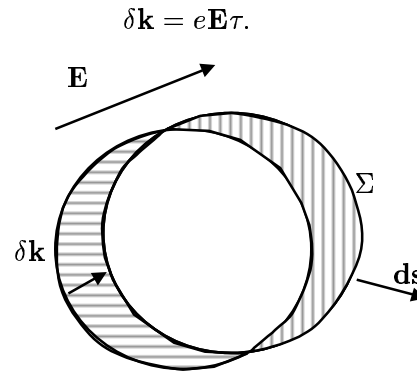


FIG. 1.5: *Déplacement d'une sphère de Fermi sous l'action d'un champ électrique. Les zones hachurées sont les zones effectivement concernées par le déplacement. Celui-ci a été exagéré volontairement à des fins illustratives.*

Sous l'action du champ électrique, il y a un déplacement de la sphère de Fermi de $\delta \mathbf{k}$. Si ce déplacement est faible, seuls les états à la surface sont concernés. C'est ce déplacement de la surface de Fermi qui représente le courant électrique circulant dans le solide et que l'on calcule alors de la manière suivante :

$$\mathbf{J} = \frac{ne}{4\pi^2} \int_{\mathfrak{S}} \mathbf{v} \delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{ds} = \frac{ne^2\tau}{4\pi^2} \int_{\mathfrak{S}} \mathbf{v} \mathbf{ds} \cdot \mathbf{E}, \quad (1.8)$$

où la borne d'intégration \mathfrak{S} signifie que l'on intègre sur la surface de Fermi et \mathbf{ds} est le vecteur de surface. On voit alors que la conduction est une propriété intrinsèque de la surface de Fermi.

Transport diffusif

• Formulation de Boltzmann

On s'intéresse ici à l'évolution de la fonction de distribution des électrons $f_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, qui mesure au voisinage d'un point \mathbf{r} le nombre d'électrons dans l'état \mathbf{k} . Cette fonction varie sous l'influence de la diffusion, du champ électrique appliqué, et de la diffusion électronique (nous garderons dans la suite le terme anglais de *scattering*). Si l'on s'intéresse à une évolution stationnaire du système, les évolutions se compensent et :

$$\dot{f}_{\mathbf{k},\text{diff}} + \dot{f}_{\mathbf{k},\text{champ}} + \dot{f}_{\mathbf{k},\text{scatt}} = 0. \quad (1.9)$$

Le terme de diffusion exprime la variation de $f_{\mathbf{k}}$ causée par l'évolution du nombre d'électrons due à leur vitesse spatiale. Le terme $\dot{f}_{\mathbf{k},\text{champ}}$ tient compte de la variation du vecteur d'onde \mathbf{k} dans un champ électrique et magnétique. L'équation 1.9 devient alors :

$$-\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \wedge \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} = -\dot{f}_{\mathbf{k},\text{scatt}}. \quad (1.10)$$

L'équation 1.10 est une formulation possible de l'*équation de Boltzmann*, fréquemment utilisée en théorie du transport dans les solides. Toute sa complexité réside dans le terme de scattering. Celui-ci contient les transferts d'électrons venant d'autres états \mathbf{k}' , et dépend donc de leur niveau d'occupation. Ce terme s'exprimera donc généralement par une intégrale sur l'ensemble des états, avec $f_{\mathbf{k}}$ sous l'intégrale. L'équation 1.10 est donc une équation intégro-différentielle.

Il est possible de simplifier un peu 1.10 en remarquant qu'à l'équilibre, exprimé par $f_{\mathbf{k}} = f_{\mathbf{k}}^0$ le terme de diffusion doit s'annuler. En revanche, la partie gauche de 1.10 n'a aucune raison de s'annuler. Dans celui-ci, on remplace $f_{\mathbf{k}}$ par $f_{\mathbf{k}}^0$, alors que l'on développe le terme de diffusion à l'ordre le plus bas en $f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0$. De cette façon, on arrive à l'*équation de Boltzmann linéarisée*.

Si l'on suppose des chocs purement élastiques, en appliquant l'hypothèse de microréversibilité, on peut écrire le terme de diffusion de la façon suivante :

$$\dot{f}_{\mathbf{k},\text{scatt}} = \int \{ (f_{\mathbf{k}'} - f_{\mathbf{k}'}^0) - (f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0) \} \mathcal{Q}_{\mathbf{k}}^{\mathbf{k}'} d\mathbf{k}', \quad (1.11)$$

où $\mathcal{Q}_{\mathbf{k}}^{\mathbf{k}'}$ est le taux de transition intrinsèque. Si l'on suppose que les surfaces d'énergies sont sphériques, c'est à dire que $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$ et \mathbf{k} sont colinéaires et que les probabilités de scattering ne dépendent que de l'angle entre \mathbf{k} et \mathbf{k}' , on peut alors définir une probabilité de transition différentielle $\mathcal{Q}(k, \theta) d\Omega$, qui est la probabilité qu'une particule d'impulsion k soit diffusée d'un angle θ dans l'angle solide $d\Omega$. On aboutit alors à :

$$f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0 = e\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \mathcal{E}_{\mathbf{k}}} \mathbf{E} / \int (1 - \cos \theta) \mathcal{Q}(k, \theta) d\Omega. \quad (1.12)$$

On pose :

$$\frac{1}{\tau(k)} = \int (1 - \cos \theta) \mathcal{Q}(k, \theta) d\Omega, \quad (1.13)$$

qui représente en quelque sorte un taux de transition pour un électron d'impulsion $\hbar\mathbf{k}$. Si on définit le vecteur courant électrique par :

$$\mathbf{J} = \int e\mathbf{v}_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}, \quad (1.14)$$

l'intégrale étant prise sur l'ensemble des vecteurs \mathbf{k} , on arrive pour le courant électrique à l'expression suivante :

$$\mathbf{J} = - \int \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot e^2 \frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \mathcal{E}_{\mathbf{k}}} \mathbf{E} \tau(k) d\mathbf{k}. \quad (1.15)$$

Or la dérivée de la distribution de Fermi est une fonction très piquée au niveau de la surface de Fermi si $E_F \gg k_B T$, ce qui est toujours vrai pour les métaux dans la gamme de température qui nous intéresse (jusqu'à la température ambiante). La somme sur tous les états \mathbf{k} se transforme en une somme sur la surface de Fermi. On retrouve une expression formellement identique à 1.8.

Plusieurs hypothèses importantes ont été faites pour arriver à cette expression. Tout d'abord nous avons fait l'hypothèse de processus de diffusion élastique. Cette hypothèse est vérifiée pour toutes les diffusions par des défauts. En revanche, lorsque l'on s'intéressera à des diffusions électron-électron ou électron-phonon, il faudra prendre en compte la conservation de l'énergie. L'intégration ne se fera donc plus strictement sur la surface du Fermi, mais sera élargie de la quantité d'énergie échangée au cours de la diffusion. Ensuite, le temps de relaxation n'est pas constant. Il dépend de \mathbf{k} . Tant que l'on a des processus élastiques, on peut ajouter les différents temps de relaxation pour obtenir la conductivité final. La diffusion par chaque diffuseur est indépendante. En revanche, dès que des processus inélastiques entrent en jeu, ils sont en compétition. Il devient alors plus délicat de définir un temps de relaxation par processus.

• Formulation de Landauer

Le formalisme de Landauer-Büttiker permet de calculer la conductance d'un conducteur attaché à deux réservoirs par des fils balistiques. La conductance est alors vue comme la probabilité pour un électron de traverser le conducteur. Il faut

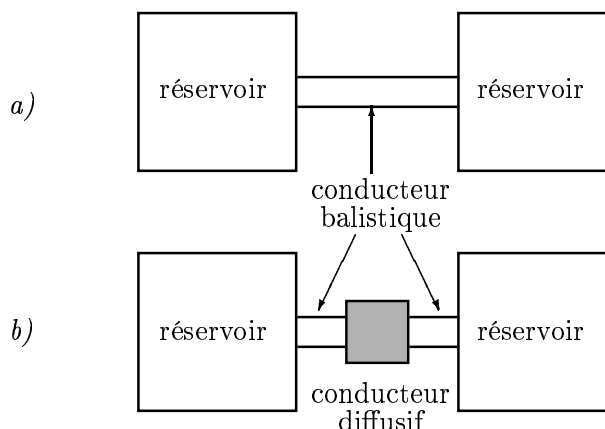


FIG. 1.6: a) : Schéma d'un conducteur balistique entre deux réservoirs. b) : un conducteur diffusif a été intercalé entre les deux réservoirs. Le conducteur balistique de la figure a) sert maintenant de fil de contact.

d'abord calculer la conductivité d'un conducteur balistique pour voir comment il peut se coupler à un conducteur diffusif. La figure 1.6 a) montre un schéma d'un tel conducteur.

Si l'on considère un conducteur attaché à deux gros réservoirs (différent en nature du conducteur), la conductance s'écrit $G = \sigma W/L$, σ étant la conductivité du matériel, W l'aire du fil et L sa longueur. Lorsque L tend vers zéro, G tend vers l'infini, ce qui est contraire à l'expérience. G atteint en fait une valeur limite G_c appelée la conductance de contact, plus connue par son inverse $1/G_c$ qui est la résistance de contact. Cette résistance est due à la redistribution des canaux de conduction à l'interface entre le contact (qui en a une infinité) et le conducteur (qui en a peu).

Si l'on suppose que les contacts sont sans réflexion (c'est-à-dire qu'un électron peut passer d'un conducteur étroit à un contact très large avec une probabilité de réflexion quasiment nulle), que l'on porte le premier contact au potentiel chimique μ_1 , le second contact au potentiel chimique $\mu_2 < \mu_1$, et que le nombre de modes transverses est M , alors le courant qui circule dans le conducteur ballistique vaut :

$$I = \frac{2e^2}{h} M \frac{\mu_1 - \mu_2}{e} \Rightarrow G_c = \frac{2e^2}{h} M = \frac{M}{12.9k\Omega}. \quad (1.16)$$

Si on intercale à présent dans le conducteur balistique un conducteur comprenant des impuretés diffusantes, la formule précédente est modifiée en :

$$G = \frac{2e^2}{h} MT, \quad (1.17)$$

où T représente la probabilité pour un électron de traverser le conducteur non balistique. Il est possible de vérifier que l'équation 1.16 vérifie la loi d'Ohm (voir par exemple le livre de S. Datta [37]).

Cette formulation s'étend aisément à une géométrie multiconnectée (par exemple une mesure quatre pointes) par l'expression suivante établie par Büttiker :

$$I_p = \sum_q [G_{qp}V_p - G_{pq}V_q] \quad \text{où} \quad G_{pq} = \frac{2e^2}{\hbar} \overline{T}_{p \leftarrow q}.$$

Il reste alors à exprimer $\overline{T}_{p \leftarrow q}$ qui est la somme des coefficients de transmission en chaque mode de chacun des conducteurs p et q.

Transport balistique

Si l'on considère deux électrodes semi-infinies séparées par une fine barrière isolante dans laquelle il y a une ouverture d'aire A (la figure 1.7 illustre un tel cas.), petite devant le libre parcours moyen des électrons, le transport au travers de cette ouverture est balistique et n'est limité que par A . Les électrons sont balistiques et ne sont donc pas diffusés en dehors de leur état de Bloch.

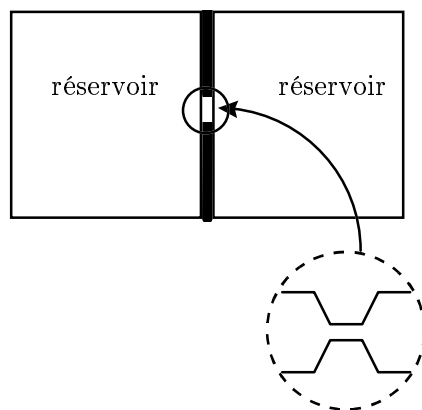


FIG. 1.7: Schéma d'un contact ponctuel balistique.

Si l'ouverture est faible, un tel contact ne perturbe pas les distributions à l'équilibre au sein des deux réservoirs. Le formalisme de Landauer-Büttiker a été utilisé par Bauer [38] et Schep *et al.* [26] pour calculer le transport dans des multicouches magnétiques. L'adaptation de la formule 1.16 à ce cas se fait simplement en considérant que les coefficients de transmission entre les modes dépendent du spin. Cette méthode leur a permis de montrer que le transport balistique dans des multicouches magnétiques peut donner lieu à de fortes magnétoresistances géantes

(jusqu'à 200% pour Fe/Cr[39]) pour peu que l'on tienne compte de manière rigoureuse de la structure de bande des matériaux. Ainsi ils ont montré que la diffusion dépendante du spin n'était pas nécessaire à l'obtention d'une magnétoresistance géante.

1.2.2 Cas des métaux ferromagnétiques

Modèles à deux bandes des métaux de transition

Pour expliquer la contradiction entre les différences de résistivité mesurées expérimentalement entre les métaux dits nobles (Cu, Ag, Au), et les métaux de transition, qu'ils soient ferromagnétiques ou pas, et le fait que la conduction se passe essentiellement par l'intermédiaire d'électrons de type s , Mott [14, 15] exposa l'argument suivant. La structure de bandes des métaux nobles est complètement différente de celle des autres métaux de transition dans la mesure où leurs bandes d sont pleines à 1 eV en-dessous du niveau de Fermi et ils ont un électron s . En revanche, comme il a été vu au chapitre 1.1.2, les métaux $3d$ présentent au niveau de Fermi des électrons des deux types. Dans la théorie de Boltzmann du transport électrique, en se plaçant dans l'hypothèse du temps de relaxation, un électron de conduction dans un métal de transition peut être diffusé vers un état s ou un état d . La résistivité, dans ce modèle, est proportionnelle à la probabilité de diffusion. Or la probabilité de diffusion d'un électron de conduction vers un état s ou d est proportionnelle à la densité d'état au niveau de Fermi pour la bande accueillante [40]. Comme la densité d'état des électrons d est beaucoup plus grande que celle des électrons s (voir figure 1.2), la probabilité d'être diffusée vers un état d est beaucoup plus élevée. Donc la résistivité des métaux de transition est plus grande que celle des métaux nobles, ce qui permet d'expliquer cette contradiction.

Mott appliqua ce modèle au cas des métaux ferromagnétiques pour expliquer l'augmentation de résistance au franchissement du point de Curie [15]. Dans les ferromagnétiques, le courant est transporté dans deux canaux, celui des électrons polarisés « up » et celui des électrons polarisés « down ». Ainsi, pour une diffusion vers un état s ou vers un état d , on a :

$$\begin{aligned}\Gamma_{s \rightarrow s} &\propto N_s, \\ \Gamma_{s \rightarrow d} &\propto N_d,\end{aligned}$$

où $\Gamma_{s \rightarrow s/d}$ est la probabilité de diffusion vers un état s ou d respectivement, et N_s (N_d) est la densité d'électrons de type s (d) au niveau de Fermi. Or, dans un métal ferromagnétique en-dessous de la température d'ordre, la population des états des bandes d dépend de leur polarisation par rapport à l'aimantation locale, c'est-à-dire, en notant d_\uparrow les électrons polarisés dans la direction de l'aimantation et d_\downarrow ceux polarisés dans le sens opposé :

$$N(d_\uparrow) \neq N(d_\downarrow).$$

La conséquence de cette différence de peuplement au niveau de Fermi est que l'un des deux canaux est plus diffusé que l'autre.

La formulation du transport dépendant du spin dans le formalisme de Boltzmann a été développé par Fert [41, 42] au travers du modèle à deux courants (voir le chapitre 1.4).

Envisageons d'abord le cas $T = 0$, pour lequel nous pouvons négliger les processus qui mélangent les deux états de spins (appelés processus de *spin-flip*). Formellement nous pouvons alors écrire, d'après ce qui a été dit précédemment, que la résistivité est la somme de deux résistivité en parallèle, une pour chaque canal de spin :

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}, \\ \rho_i &= \frac{m}{ne^2\tau_i} \quad i = \uparrow, \downarrow,\end{aligned}\tag{1.18}$$

où τ_i correspond au temps de relaxation pour le canal i . Il est possible d'exprimer formellement ces temps de relaxation [42].

Lorsque l'on tient compte des processus de spin-flip, 1.18 devient :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}},\tag{1.19}$$

où $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est le terme supplémentaire induit par les processus de spin-flip. Il existe différentes contributions à la résistivité parmi lesquelles la diffusion sur des impuretés, le couplage spin-orbite (magnétorésistance anisotrope), les collisions électron-électron, les collisions électron-magnon et la résistance induite par les parois magnétiques. Dans le prochain paragraphe, nous aborderons les effets du couplage spin-orbite et des parois de domaines. Nous parlerons au chapitre 1.4 des effets des interactions électron-magnon. La diffusion sur des impuretés avec spin-flip ne sera pas abordée car c'est un effet mineur sauf dans les alliages. En ce qui concerne les interactions électron-électron, Bourquard *et al.* [43] ont montré que leur importance était très faible dans les processus de spin-flip et ne pouvait en aucun cas expliquer les variations de la résistivité avec la température observées dans les ferromagnétiques.

1.3 La magnétorésistance dans les ferromagnétiques

Les différentes contributions dont il va être question ci-dessous peuvent être en partie séparées par une géométrie de mesure appropriée. Celle-ci se déduit entièrement de l'expression phénoménologique du tenseur de résistivité :

$$\rho(B) = \begin{bmatrix} \rho_{\perp}(B) & \rho_H(B) & 0 \\ \rho_H(B) & \rho_{\perp}(B) & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel}(B) \end{bmatrix}.\tag{1.20}$$

Les coefficients de la matrice de résistivité sont des fonctions du champ magnétique $B = \mu_0(H + M)$, où H est le champ magnétique appliqué et M l'aimantation locale. Il a été effectivement démontré expérimentalement que c'est B qui agit sur les trajectoires électronique et non H [44]. Les coefficients sont donc séparés en deux termes $\rho_{ij}(B) = \rho_{ij} + \rho_{ij}^0(B)$, où le terme ρ_{ij} est le terme dit « spontané » ou « extraordinaire » et $\rho_{ij}^0(B)$ est le terme ordinaire. Les termes spontanés ne peuvent être mesurés directement. Il faut faire des extrapolations en faisant attention au champ interne. Quand l'extrapolation à champ nul a été faite, on se trouve avec trois paramètres spontanés :

- $\rho_{\parallel} = \rho_{\parallel}(B = 0)$ qui est la résistivité pour le courant parallèle à l'aimantation à $B = 0$,
- $\rho_{\perp} = \rho_{\perp}(B = 0)$ qui est la résistivité pour le courant perpendiculaire à l'aimantation à $B = 0$,
- $\rho_H = \rho_H(B = 0)$ qui est le terme de Hall extraordinaire.

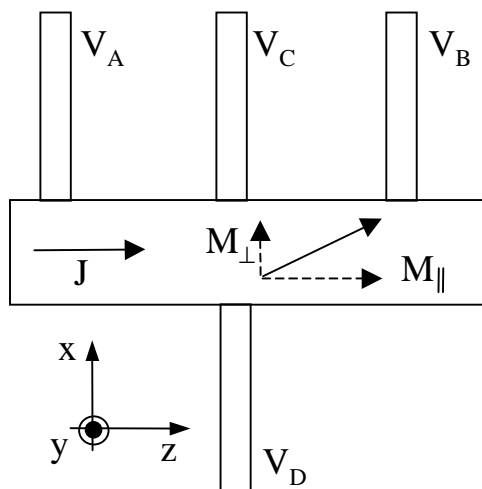


FIG. 1.8: Géométrie de mesure de magnétorésistance. Entre V_A et V_B il est mesuré la magnétorésistance longitudinale, et entre V_C et V_D la magnétorésistance de Hall.

1.3.1 L'effet Hall normal et extraordinaire

Un électron en mouvement dans un champ électrique et un champ magnétique subit la force de Lorentz qui s'exprime par :

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}),$$

où q est la charge de l'électron. Dans la géométrie dite de Hall, on observe alors une tension sur les bords du conducteur (entre V_C et V_D sur la figure 1.8) due à la

courbure des trajectoires électroniques par le champ magnétique. Dans un modèle simple de réponse linéaire et d'électrons libres, la résistivité de Hall s'écrit alors sous la forme :

$$\rho_{xy}(\mathbf{B}) = R_0 B = \frac{B}{nq}, \quad R_0 = \frac{1}{nq}$$

où n est le nombre d'électrons de conduction et R_0 est appelé la constante de Hall. On remarque que cette constante est indépendante du champ appliqué. Dans un métal, l'effet Hall ordinaire est relativement faible à cause du grand nombre de porteurs. Dans un métal ferromagnétique, il faut ajouter la contribution de l'aimantation, qui est appelé *effet Hall extraordinaire*. Généralement la résistivité de Hall dans un ferromagnétique est décomposée de la manière suivante :

$$\rho_{\mathbf{H}} = R_0 \mathbf{B}_{\perp} + R_s \mathbf{M}_{\perp},$$

où B_{\perp} (M_{\perp}) représente la partie du champ magnétique (de l'aimantation) perpendiculaire au courant.

Le terme extraordinaire est dominant jusqu'à ce que le champ appliqué atteigne la valeur de l'aimantation à saturation. R_0 est généralement très faible ce qui rend sa détermination délicate.

Perrier [45], dans les années 30, suggéra de regarder le facteur $\gamma_H = \rho_H / \rho^2$ plutôt que la résistance de Hall ρ_H . Expérimentalement, il fut trouvé que, dans le cas du fer et du nickel, γ_H varie très peu avec la température et que l'on peut écrire :

$$\begin{aligned} \rho_H &\propto (\rho(T))^n, \\ \text{Ni} : n &\propto 1.5, \\ \text{Fe} : n &\propto 1.5. \end{aligned} \tag{1.21}$$

De la forme de cette loi, il fut déduit que ρ_H devait être lié à la diffusion des électrons de conduction et que l'interaction responsable de cette diffusion était l'interaction spin-orbite. Luttinger, en 1958, développa une théorie quantique basée sur des diffusions élastiques avec des impuretés et obtint la loi: $\rho_H = a\rho + b\rho^2$. Le premier terme est de nature classique et est appelé en anglais *skew scattering*. Quant au deuxième, il est d'origine quantique et a pour nom, toujours en anglais, *side jump*.

En conclusion le *skew scattering* n'est pas suffisant pour décrire l'effet Hall anormal dans les ferromagnétiques au dessus de 100K. Ainsi dans le fer, comme $n = 2$, il semble que cela soit le *side-jump* qui prédomine, alors que pour le nickel les deux mécanismes sont présents.

1.3.2 La magnétorésistance anisotrope

Lorsque l'on regarde la variation de la résistivité longitudinale (c'est-à-dire mesurée entre V_A et V_B sur la figure 1.8) en fonction de l'orientation du

champ B , une dépendance angulaire est observée qui est appelé magnétorésistance anisotrope. Je regroupe sous ce vocable deux contributions différentes, qui sont la magnétorésistance normale dite de Lorentz qui est fonction du champ appliqué H , et la magnétorésistance anisotrope (abrégiée en AMR) qui est, elle, indépendante du champ appliqué et fonction uniquement de l'orientation de l'aimantation et du courant. Nous allons d'abord nous intéresser au terme dit anisotrope, d'une grande importance dans le cas qui nous occupe. En effet, lorsque l'on regarde la résistivité induite par une paroi magnétique, on regarde la variation de résistance en fonction du champ appliqué. On modifie alors l'orientation de l'aimantation dans certains domaines, ou bien la taille de certains domaines augmente par rapport à d'autres. Par ailleurs, dans une paroi, l'aimantation n'a pas de direction fixe. Pour toutes ces raisons, il est nécessaire de bien comprendre l'AMR.

L'AMR est définie de la manière suivante :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}}, \quad (1.22)$$

où ρ_{\parallel} désigne la résistivité quand l'aimantation et le courant électrique sont alignés, et ρ_{\perp} quand ils sont perpendiculaires.

L'AMR a été étudiée dans le nickel pour des raisons théoriques et dans le permalloy (alliage de nickel et de fer) pour des raisons industrielles. Néanmoins, les explications sont qualitativement les mêmes pour les autres métaux ferromagnétiques. Dans un ferromagnétique, au niveau de Fermi, l'une des bandes, que ce soit la d_{\uparrow} ou la d_{\downarrow} , est beaucoup plus peuplée que l'autre. Comme la résistivité des canaux est fonction de la densité d'état au niveau de Fermi, l'un des états de spin est beaucoup plus diffusé que l'autre (modèle de Mott). Si maintenant nous tenons compte du couplage spin-orbite, un état s de spin donné peut aussi être diffusé vers l'état d de spin opposé avec une probabilité faible qui dépend de l'angle que fait le courant avec l'aimantation [46, 47, 48].

Dans le cas du nickel, il se trouve que sans couplage spin-orbite la bande $3d_{\uparrow}$ étant absente au niveau de Fermi, les électrons de conduction s_{\uparrow} sont très faiblement diffusés.

Nous allons montrer comment l'orientation relative du courant et de l'aimantation modifie, par l'intermédiaire du couplage spin-orbite, la résistivité dans un ferromagnétique. Le couplage spin-orbite s'exprime de la façon suivante :

$$AL.S = A[L_z S_z + \frac{1}{2}(L_+ S_- + L_- S_+)],$$

où L est l'opérateur de moment cinétique orbital, S est l'opérateur de spin et A la constante du couplage spin-orbite.

En présence de ce couplage, les orbitales $3d_{\uparrow}$ sont alors mélangées avec des orbitales $3d_{\downarrow}$, ce qui a pour conséquence de rendre possible des transitions $s - d$ pour les états s_{\uparrow} . De plus, le mélange des états d_{\uparrow} et d_{\downarrow} n'est pas isotrope car la direction de l'aimantation est une direction de quantification naturelle du système

et brise la symétrie par rotation. Le couplage spin-orbite est donc anisotrope, ce qui fournit un mécanisme simple pour expliquer l'existence de l'anisotropie de magnétorésistance.

Pour mieux comprendre ce mécanisme, plaçons-nous dans un modèle de liaisons fortes. Supposons un champ d'échange $H_z^e S_z$ (orienté suivant la direction z de la figure 1.8) mais pas de champ cristallin. Ainsi sans spin-orbite, la densité d'état pour les 5 états d est la même (noté $\phi(m, i)$, m étant le nombre quantique orbitale et $i = \uparrow, \downarrow$ représentant l'état de spin), et leur dépendance spatiale est celle des orbitales d atomiques. Le premier terme du couplage lève la dégénérescence des 5 orbitales de spin donné. Nous le négligerons donc. Les fonctions d'ondes pour l'état down sont

$$\begin{aligned}\Psi(2, \downarrow) &= \left(1 - \frac{1}{2}\epsilon^2\right)\phi(2, \downarrow) + \epsilon\phi(1, \uparrow), \\ \Psi(1, \downarrow) &= \left(1 - \frac{3}{4}\epsilon^2\right)\phi(1, \downarrow) + \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2}\epsilon\phi(0, \uparrow), \\ \Psi(0, \downarrow) &= \left(1 - \frac{3}{4}\epsilon^2\right)\phi(0, \downarrow) + \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2}\epsilon\phi(-1, \uparrow), \\ \Psi(-1, \downarrow) &= \left(1 - \frac{1}{2}\epsilon^2\right)\phi(-1, \downarrow) + \epsilon\phi(-2, \uparrow), \\ \Psi(-2, \downarrow) &= \phi(-2, \downarrow),\end{aligned}$$

$\epsilon = A/H_e$ étant la constante de couplage liée à l'interaction spin-orbite. Nous prendrons pour les électrons s des ondes planes. Le potentiel de diffusion $s - d$, noté V , est supposé isotrope. La probabilité de transition s'exprime alors sous la forme :

$$P_{sd}^\downarrow \propto \int \int \int V e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \Psi(m, \downarrow)(r) dx dy dz.$$

En remarquant que les fonctions d'orientation des orbitales d sont de la forme :

$$\begin{aligned}m = \pm 2 & \quad (1/2\sqrt{2})(x \pm iy)^2, \\ m = \pm 1 & \quad (1/\sqrt{2})z(x \pm iy), \\ m = 0 & \quad (1/\sqrt{12})(r^2 - 3z^2),\end{aligned}$$

par interaction spin-orbite l'état $e^{i\mathbf{k}_z \cdot \mathbf{r}}$ n'est diffusé que par l'état $m = 0$, et l'état $e^{i\mathbf{k}_x \cdot \mathbf{r}}$ par les états $m = \pm 2, 0$. Les résistivités pour ces différents canaux de conduction sont alors :

$$\begin{aligned}\rho_{sd}^\uparrow(k_z) &= \frac{3}{2}\epsilon^2 \rho', \\ \rho_{sd}^\uparrow(k_x) &= \frac{3}{4}\epsilon^2 \rho', \\ \rho_{sd}^\downarrow(k_z) &= \left(1 - \frac{3}{2}\epsilon^2\right)\rho', \\ \rho_{sd}^\downarrow(k_x) &= \left(1 - \frac{3}{4}\epsilon^2\right)\rho',\end{aligned}$$

où ρ' est la résistivité due a une transition $s - d$ pour un état \downarrow en l'absence de couplage spin-orbite.

On pose alors :

$$\rho_{\parallel} = \frac{\rho_{sd}^{\uparrow}(k_z)\rho_{sd}^{\downarrow}(k_z) + \rho_{\uparrow\downarrow}(k_z)(\rho_{sd}^{\uparrow}(k_z) + \rho_{sd}^{\downarrow}(k_z))}{\rho_{sd}^{\uparrow}(k_z) + \rho_{sd}^{\downarrow}(k_z) + 4\rho_{\uparrow\downarrow}(k_z)},$$

$$\rho_{\perp} = \frac{\rho_{sd}^{\uparrow}(k_x)\rho_{sd}^{\downarrow}(k_x) + \rho_{\uparrow\downarrow}(k_x)(\rho_{sd}^{\uparrow}(k_x) + \rho_{sd}^{\downarrow}(k_x))}{\rho_{sd}^{\uparrow}(k_x) + \rho_{sd}^{\downarrow}(k_x) + 4\rho_{\uparrow\downarrow}(k_x)},$$

où le terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est le terme de spin-flip. On fait l'hypothèse supplémentaire que ce terme ne dépend pas de la direction du courant. On calcul alors l'AMR par la formule 1.22, et on aboutit à :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\frac{3}{4}\epsilon^2\rho'^2}{\frac{3}{4}\epsilon^2\rho'^2 + \rho'4\rho_{\uparrow\downarrow}}, \quad (1.23)$$

qui est positif. Malgré les simplifications extrêmes effectuées, le mécanisme principal de la magnétorésistance anisotrope est expliqué par ce modèle, en particulier le fait qu'une partie de la résistivité ρ_{\downarrow} soit transférée à ρ_{\uparrow} . On aboutit bien alors au résultat que la résistance pour le courant parallèle à l'aimantation ρ_{\parallel} est supérieure à celle pour le courant perpendiculaire à l'aimantation ρ_{\perp} .

1.4 Variation en champ et en température de la magnétorésistance

Les excitations de basse énergie dans les ferromagnétiques (appelées *magnons*) ont été introduites par F. Bloch et sont responsables de la réduction de l'aimantation lorsque la température augmente. Ces magnons correspondent à l'écartement du spin des électrons responsables du magnétisme de la direction moyenne de l'aimantation. Classiquement, une composante transverse de l'aimantation apparaît alors. D'un atome à l'autre, on peut montrer que cette composante tourne d'un angle qui est fonction de la distance interatomique. La composante transverse de l'aimantation se comporte comme une onde, dite *onde de spin*.

Ces magnons peuvent interagir avec les électrons de conduction. Au travers de collisions avec spin-flip, ils ont tendance à mélanger les deux canaux de conduction. Leur effet est donc d'augmenter la résistivité quand la température augmente [49, 50, 51, 52, 42].

1.4.1 Modification du spectre des magnons avec le champ magnétique et la température

D'après des expériences de diffraction inélastique de neutrons sur les trois métaux ferromagnétiques, le spectre des magnons est parabolique :

$$\epsilon_q = Dq^2,$$

où D est appelé coefficient de raideur, q est le vecteur d'onde de l'excitation et ϵ_q est l'énergie du magnon. Si l'on applique un champ magnétique H , le spectre est alors modifié :

$$\epsilon_q = Dq^2 + g\mu H.$$

Une discontinuité (un « gap » en anglais) s'ouvre dans le spectre, correspondant à un surplus d'énergie à fournir pour exciter un magnon de même vecteur d'excitation q .

L'évolution du spectre des magnons avec la température a aussi été mesurée par diffraction de neutrons. La dépendance en température de D peut se mettre sous la forme [53] :

$$D(T) = D_0 - D_1T^2 - D_2T^{5/2},$$

où D_1 et D_2 sont des corrections respectivement dues aux interactions électron-magnons, et entre magnons. Le rapport D_1/D_0 est de l'ordre de $10^{-6} K^{-2}$. Cette expression de D en fonction de la température est valable jusqu'à environ $0.4 T_c$ pour le fer et nickel.

1.4.2 Contribution des magnons à la magnétorésistance

Variation de la résistivité en fonction de la température dans les métaux de transition

Dès lors que l'on s'intéresse aux variations de la résistivité avec la température, il faut déterminer les « entités » susceptibles de diffuser les électrons. Les défauts ne donnant pas de contribution à la résistivité (du moins au-dessus de quelques Kelvin) qui soit fonction de la température, il reste alors :

- les collisions électron-phonon ;
- les collisions électron-électron.

Nous allons rapidement rappeler les lois de variation de la résistivité avec la température dues aux interactions des électrons avec ces entités.

• **Contribution des phonons**

C'est Bloch qui a mis en évidence le rôle important des phonons dans la diffusion des électrons. Nous ne rappellerons que les grandes lignes de ces résultats. Pour plus de détails, on pourra consulter la référence [40]

Dans la théorie du transport électronique de Boltzmann, la contribution des phonons à la résistivité, ρ_L , se met sous la forme :

$$\rho_L = 4\rho_\Theta \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 \mathcal{J}_5\left(\frac{\Theta}{T}\right), \quad (1.24)$$

$$\text{où } \mathcal{J}_5\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \int_0^{\Theta/T} \frac{z^5 dz}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})}, \quad (1.25)$$

où ρ_θ est une constante, Θ une température appelée *température de Debye* et \mathcal{J}_5 est une intégrale de Debye. Les phonons, pour l'établissement de la formule 1.24, obéissent à un modèle de Debye.

À haute température, \mathcal{J}_5 se comporte comme :

$$\mathcal{J}_5 = \frac{1}{4} \left(\frac{\Theta}{T}\right)^4 \quad \text{et} \quad \rho_L \sim \frac{T}{\Theta} \rho_\Theta \quad (T \gg \Theta). \quad (1.26)$$

En effet, quand $T \gg \Theta$, la quantification des phonons n'est plus importante et l'on peut considérer que chaque atome oscille de manière indépendante. La diffusion d'un électron par un atome du cristal sera simplement proportionnelle au carré des amplitudes de fluctuations des atomes autour de leur position d'équilibre, soit :

$$\rho_L \propto T, \quad T > \Theta.$$

À basse température, la limite supérieure de l'intégrale définissant \mathcal{J}_5 est infinie, et \mathcal{J}_5 tend vers une valeur constante égale à $\mathcal{J}_5(\infty) = 124.4$. La résistivité est alors proportionnelle à la puissance cinquième de la température :

$$\rho_L \sim 497.6 \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 \rho_\Theta \quad (T \ll \Theta).$$

Cela est dû au fait que le nombre de phonons disponibles pour la diffusion des électrons est réduit. D'autre part, à cause de la conservation de l'impulsion du cristal et de la faible valeur à basse température de l'impulsion des phonons, les électrons ne peuvent être diffusés que d'un angle très faible. La contribution des phonons à la résistivité est alors fortement réduite.

• **Contribution des électrons**

Le hamiltonien décrivant l'interaction entre deux électrons dans un cristal est celui de la force de Coulomb écrantée. Les éléments de matrice de ce hamiltonien sont nuls si l'on considère uniquement des processus N. Les électrons peuvent en

effet être considérés comme des billes qui roulent à la même vitesse dans un tuyau et ne peuvent donc pas se toucher. Il faut donc considérer des processus dit *Umklapp*, qui se font par échange d'un vecteur du réseau réciproque [40].

Dans ces conditions, et pour les métaux de transition, dans le cadre d'un modèle d'interaction $s - d$, la variation de résistance due aux collisions électrons-électrons est de la forme :

$$\rho_{s,d} \propto \left(\frac{v_s - v_d}{v_d} \right)^2 \left(\frac{kT}{\mathcal{E}_s} \right)^2,$$

où $v_s(v_d)$ est la vitesse des électrons $s(d)$ et \mathcal{E}_s l'énergie de Fermi.

Contrairement aux métaux normaux (monovalents et divalents par exemple) le facteur $\left(\frac{v_s - v_d}{v_d} \right)^2$, très grand, rend très importante la contribution des interactions électron-électron à la résistivité, au moins à basse température.

Dans les ferromagnétiques, Manari [49] a montré que la contribution des phonons était faible devant celle des magnons. D'autre part, pour les interactions avec spin-flip, Bourquard *et al.* [43] ont montré que la diffusion induite par les interactions électron-électron était de faible importance. Or, dans le modèle à deux courants, le plus approprié pour décrire la conduction dans les métaux ferromagnétiques, ce sont justement les interactions avec spin-flip qui doivent contribuer le plus à la résistivité.

1.4.3 Modèle à deux courants

L'évaluation de la contribution des interactions électron-magnon à la résistivité a été effectuée dans le cadre d'un modèle à deux bandes. L'une des bandes est une bande de conduction de type s , l'autre une bande de type d polarisée en spin, et responsable du ferromagnétisme. On s'intéresse aux effets de l'interaction $s - d$ [50] sur la conduction.

Ce problème va être traité dans le cadre du modèle à deux courants [41, 42] qui permet de traiter correctement la conductivité des métaux de transition ferromagnétiques.

L'équation de Boltzmann linéarisée s'écrit alors :

$$-\frac{e\hbar\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}}{m} \frac{\partial f^0(E_{\uparrow}(\mathbf{k}))}{\partial E} = \sum_i \sum_{\mathbf{k}'} \left[f_i(\mathbf{k}') \{1 - f_{\uparrow}(\mathbf{k})\} \Gamma_{\mathbf{k}'i}^{\mathbf{k}\uparrow} - f_{\uparrow}(\mathbf{k}) \{1 - f_i(\mathbf{k}')\} \Gamma_{\mathbf{k}\uparrow}^{\mathbf{k}'i} \right] \quad (1.27)$$

où le terme de droite tient compte de la transition entre l'état $(\mathbf{k} \uparrow)$ dans la bande $s \uparrow$ et l'état $(\mathbf{k}'i)$ dans la bande i , $i \in \{s \uparrow, s \downarrow, d \uparrow, d \downarrow\}$.

La résolution de ce système d'équation se fait en utilisant une fonction d'essai et en séparant la contribution pour les spin « up » de celle des spin « down ». On pourra se reporter à [41] pour plus de détails. On aboutit à :

$$\begin{aligned}
 -\frac{e\hbar}{m}\mathbf{k}\cdot\mathbf{E}\frac{\partial f^0(E_\uparrow(\mathbf{k}))}{\partial E} &= \frac{f_\uparrow(\mathbf{k}) - f^0(E_\uparrow(\mathbf{k}))}{\tau_\uparrow} + \frac{f_\uparrow(\mathbf{k}) - f_\downarrow(\mathbf{k})}{\tau_{\uparrow\downarrow}}, \\
 -\frac{e\hbar}{m}\mathbf{k}\cdot\mathbf{E}\frac{\partial f^0(E_\downarrow(\mathbf{k}))}{\partial E} &= \frac{f_\downarrow(\mathbf{k}) - f^0(E_\downarrow(\mathbf{k}))}{\tau_\downarrow} + \frac{f_\downarrow(\mathbf{k}) - f_\uparrow(\mathbf{k})}{\tau_{\uparrow\downarrow}}. \quad (1.28)
 \end{aligned}$$

Ces transformations aboutissent à l'introduction d'un nouveau temps de relaxation $\tau_{\uparrow\downarrow}$, dit temps de relaxation avec spin-flip qui correspond à des transitions de la bande s à la bande d avec changement de spin. Le terme de spin-flip tend à une augmentation de la résistivité car le canal le moins résistif (celui qui à le moins d'état possible pour transiter vers la bande d) peut être diffusé avec spin-flip vers l'autre bande. Ce mécanisme est appelé mélange de canaux (*mixing* en anglais).

La résolution du système d'équations 1.28 permet de trouver l'expression de la résistivité totale:

$$\begin{aligned}
 \rho &= \frac{\rho_\uparrow\rho_\downarrow + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_\uparrow + \rho_\downarrow)}{\rho_\uparrow + \rho_\downarrow + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}, \\
 \text{avec } \rho_i &= \frac{m^*}{ne^2\tau_i} \quad i \in \{\uparrow, \downarrow, \uparrow\downarrow\}.
 \end{aligned}$$

Contribution des magnons à $\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$

Nous allons maintenant calculer la contribution des magnons à $\tau_{\uparrow\downarrow}$. Dans les études de Kasuya [50], Mannari [49] et Goodings [52], le terme de spin-flip n'est pas pris en compte: sa contribution à la résistance est pourtant la plus importante. Fert [42] a évalué ce terme. Nous allons rappeler dans quel cadre il l'a fait.

Nous nous plaçons dans le cadre d'une interaction $s-d$ qui s'exprime sous la forme:

$$\begin{aligned}
 V_{s-d} &= -\sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_n J(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \exp(i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{R}_n) \\
 &\times \{(a_{\mathbf{k}'\uparrow}^* a_{\mathbf{k}\uparrow} - a_{\mathbf{k}'\downarrow}^* a_{\mathbf{k}\downarrow}) S_z^n a_{\mathbf{k}'\uparrow}^* a_{\mathbf{k}\downarrow} S_n^- a_{\mathbf{k}'\downarrow}^* a_{\mathbf{k}\uparrow} S_n^+\},
 \end{aligned}$$

où les opérateurs a sont les opérateurs d'annihilation et de création des électrons s , S_n est l'opérateur de spin d'un électron non-apparié du site n , et J est l'intégrale d'échange entre un électron non-apparié du site n et un électron de conduction de vecteur d'onde \mathbf{k} .

Le taux de transition correspondant au processus $\mathbf{k} \uparrow \rightarrow (\mathbf{k} + \mathbf{q}) \downarrow$ avec absorption d'un magnon de vecteur d'onde \mathbf{q} s'exprime sous la forme:

$$\begin{aligned}
 P(\mathbf{k} \uparrow, (\mathbf{k} + \mathbf{q}) \downarrow) &= \frac{4\pi S N J^2(\mathbf{q})}{\hbar} \frac{1}{\exp(\epsilon_q/k_B T) - 1} f^0(E_\uparrow(k)) \\
 &(1 - f^0(E_\downarrow(k) + \epsilon_q)) \delta(E_\downarrow(k) + \epsilon_q - E_\uparrow(k)).
 \end{aligned}$$

Reste ensuite en tenir compte de toutes les contributions des processus $\mathbf{k} \uparrow \rightarrow (\mathbf{k} + \mathbf{q}) \downarrow$ et $\mathbf{k} \downarrow \rightarrow (\mathbf{k} - \mathbf{q}) \uparrow$ pour achever le calcul.

Pour la suite du calcul, les électrons de conduction obéissent à une relation de dispersion parabolique de la forme :

$$E_{\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2 \mp NJ(0)S.$$

Les deux surfaces de Fermi sont donc sphériques, de rayons $k_{F\uparrow}$ et $k_{F\downarrow}$, séparées de q_1 :

$$q_1 = \frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{NJ(0)S}{k_F} \ll k_F.$$

Influence de la dépendance en champ magnétique du spectre des magnons sur la résistivité

Contrairement à Fert [42], nous ajoutons au spectre traditionnel des magnons un terme dépendant du champ magnétique, afin de tenir compte de l'influence d'un champ appliqué sur le spectre des magnons. L'énergie des magnons est alors de la forme :

$$\epsilon_q = \frac{\hbar^2}{2\mu} q^2 + g_B \mu H,$$

où μ , la masse effective des magnons, est de l'ordre de 10 fois la masse des électrons [42]. D'autre part, nous supposons que le système de magnons est à l'équilibre thermique. On aboutit alors à l'expression suivante pour $\tau_{\uparrow\downarrow}$:

$$\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{SNJ(0)^2 m^* \mu}{\pi \hbar k_F} \frac{1}{k_B T} \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \frac{\epsilon_q d\epsilon_q}{(1 - \exp(-\epsilon_q/k_B T))(\exp(\epsilon_q/k_B T) - 1)},$$

où

$$\epsilon_1 = \frac{\hbar^2}{2\mu} q_1^2 + g_B \mu H \text{ et } \epsilon_2 = \frac{\hbar^2}{2\mu} (2k_F)^2 + g_B \mu H.$$

À basse température, $\epsilon_2 \gg k_B T$, quel que soit le champ magnétique appliqué, d'où :

$$\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{SNJ(0)^2 m^* \mu}{\pi \hbar k_F} k_B T \int_{\theta_1/T}^{\infty} \frac{z dz}{(1 - \exp(-z))(\exp(z) - 1)} \quad (1.29)$$

$$\text{où } \theta_1(H) = \frac{1}{k_B} \frac{\hbar^2}{2\mu} q_1^2 + \frac{g_B \mu H}{k_B}. \quad (1.30)$$

Après calcul de l'intégrale, on arrive à la formule suivante :

$$\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \left(\frac{\mu}{m}\right)^2 \frac{v_a k_F^3 (k_B T)}{4\pi S \hbar E_F} F\left(\frac{\theta_1}{T}\right), \quad (1.31)$$

$$\text{avec } F(x) = 1/2 \left[x \ln \left(\frac{1 + \exp(-x)}{1 - \exp(-x)} \right) + Li_2(\exp(-x)) - Li_2(-\exp(-x)) \right],$$

où $Li_2(x)$ est la fonction dilogarithme défini par :

$$Li_2(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{k^2},$$

et θ_1 correspond à la température de coupure à laquelle un changement de régime dans la résistivité peut être observé.

1.4.4 Variation de $\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$ en champ magnétique

Nous allons nous intéresser aux variations de $\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$ en fonction de la température et du champ appliqué. $\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} &= \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}^0} G(\theta_1(H)/T) \\ G(\theta_1(H)/T) &= TF(\theta_1(H)/T). \end{aligned}$$

Nous allons donc étudier plutôt les variations de la fonction $G(\theta_1(H)/T) = TF(\theta_1(H)/T)$ à la fois en fonction de T , pour montrer que l'on retrouve les résultats présentés par Fert[42], et en fonction de H , pour expliquer au moins qualitativement des résultats jusque-là inexpliqués par la théorie.

La figure 1.9 présente la variation de la fonction $G(x)/T^2$, où x est égal à $\theta_1(H)/T$, en fonction de la température :

La courbe présente un pic vers $0.9\theta_1$. Au delà, la courbe présente une variation en T^{-1} qui signifie que $G(T)$ est une fonction presque linéaire de la température. La figure 1.10, qui présente le logarithme de $G(x)/T$ en fonction de $\log(T)$, confirme cette conclusion :

La variation de la fonction G en fonction du champ magnétique à température constante est tracée sur la figure 1.11.

La fonction G diminue lorsque le champ magnétique augmente, comme cela a été observée expérimentalement par exemple au paragraphe 7.2.1. La décroissance est ainsi attribuée à l'ouverture d'un gap dans la densité d'état des magnons, qui diminue le nombre de magnons disponibles pour effectuer des collisions.

La courbe de G en fonction de H pour $T = 4K$ est présentée sur la figure 1.12. La forme de cette courbe est complètement différente: elle s'amortit très rapidement. De plus son intensité est beaucoup plus faible à 4 K qu'à 100 K. Cette

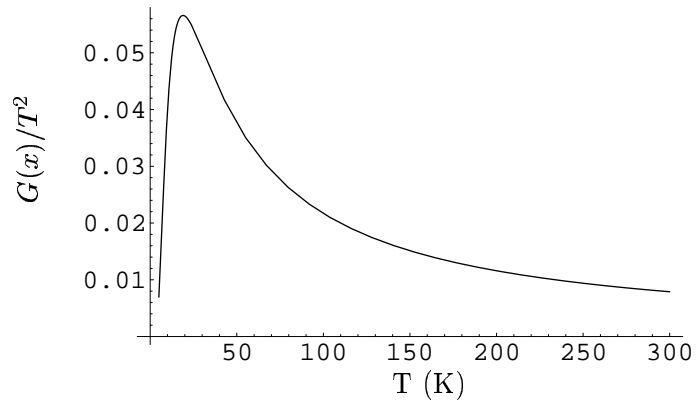


FIG. 1.9: Variation de $G(x)/T^2$ en fonction de T , avec $\theta_1 = 30$ K à $H = 0$.

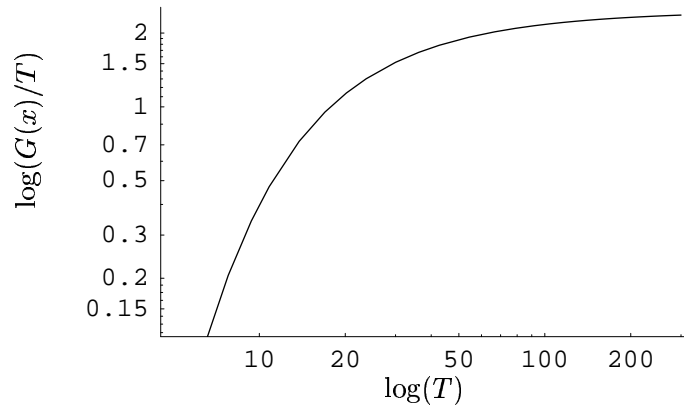


FIG. 1.10: Variation de $\log(G(x)/T)$ en fonction de $\log(T)$ avec $\theta_1 = 30$ K à $H = 0$.

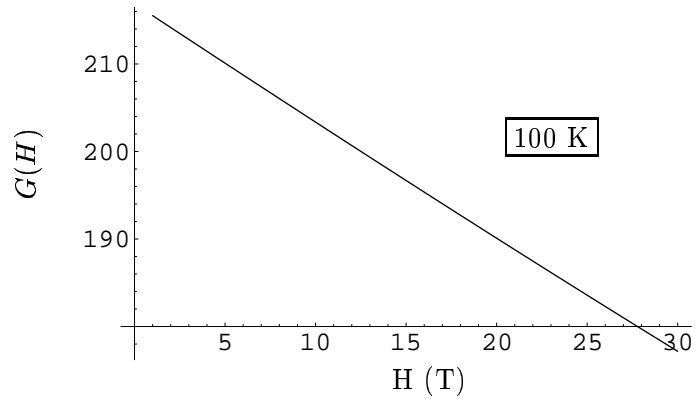


FIG. 1.11: Variation de $G(H)$ en fonction de H , avec $\theta_1 = 30$ K à $T=100$ K.

différence pourrait expliquer pourquoi le terme dit de Lorentz en B^2 domine à

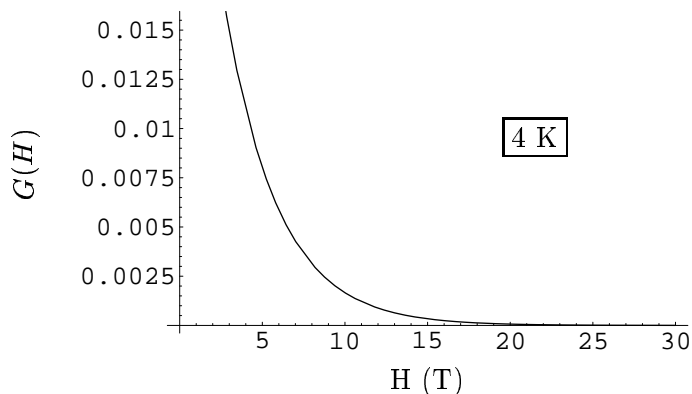


FIG. 1.12: Variation de $G(H)$ en fonction de H , avec $\theta_1 = 30 K$ à $T=4 K$.

basse température.

Enfin, nous avons regardé la variation de la dérivée de la fonction G par rapport à H en fonction du champ appliqué à trois températures différentes. Nous avons reporté ces variations sur la figure 1.13. Nous observons que la pente augmente avec la température, mais diminue lorsque le champ augmente.

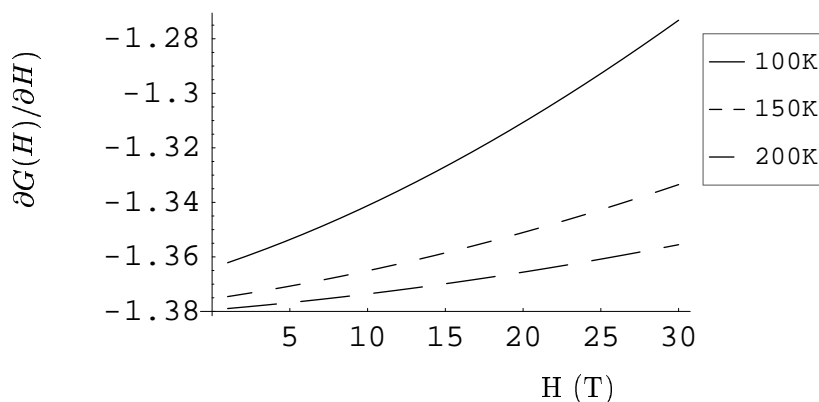


FIG. 1.13: Variation de $\partial G(H)/\partial H$ en fonction de H avec $\theta_1 = 30 K$ pour trois températures.

1.4.5 Expériences de magnétorésistance à haut champ

Des expériences de magnétorésistance sous fort champ magnétique ont été réalisées par B. Raquet au Laboratoire des champs intenses à Toulouse. Ces expériences ont été réalisées sur une couche de cobalt de 7 nm d'épaisseur. La mesure de la résistance est effectuée en géométrie 4 pointes avec les contacts alignés. Le champ magnétique est placé dans le plan de la couche, et aligné avec les contacts de mesure afin d'être en géométrie longitudinale. La couche mince est placée

dans un cryostat à hélium. Le champ magnétique est obtenu par décharge de capacités dans une bobine. Les points expérimentaux sont mesurés à *la volée*. Je présente sur la figure 1.14 les résultats obtenus. La magnétorésistance est définie par $MR(H) = [R(H) - R(0)]/R(0)$.

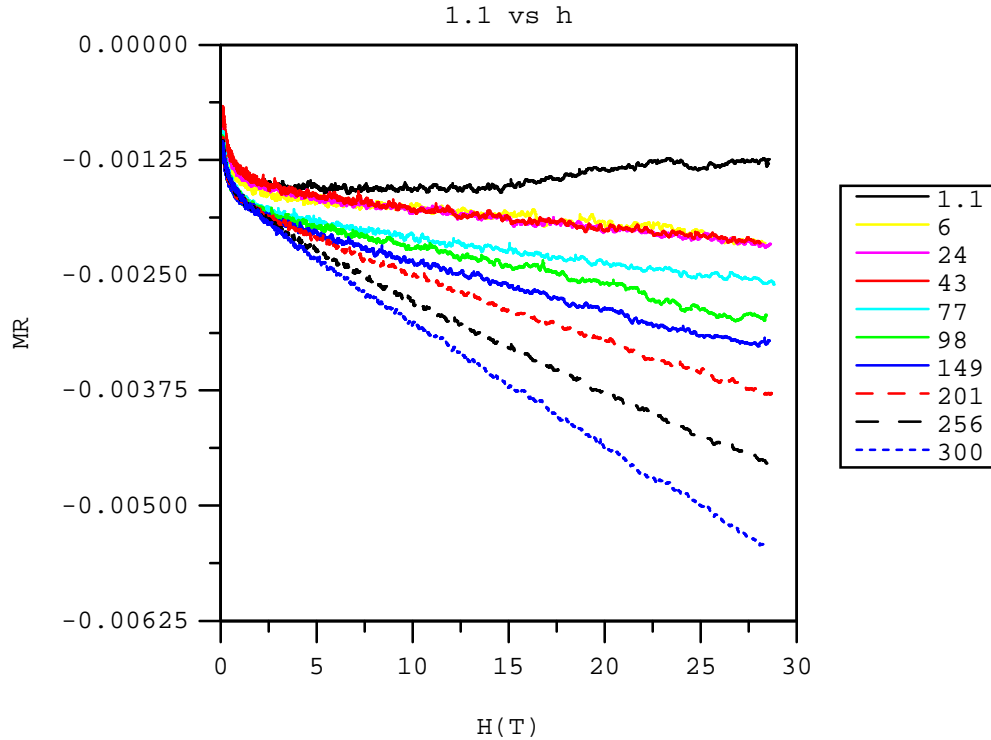


FIG. 1.14: Magnétorésistance en fonction du champ appliqué pour plusieurs températures.

La forte variation de la MR à bas champ correspond à la saturation de l'aimantation jusqu'à l'aimantation technique. On peut tout d'abord remarquer qu'à partir de 6 K la magnétorésistance mesurée est décroissante lorsque le champ appliqué augmente. Toutefois pour $T=6$ K, 24 K et 43 K, les courbes sont confondues. La pente ne change qu'à partir de $T=77$ K et décroît avec la température. Deuxièmement, la pente est négative et décroît avec la température. D'autre part, en-dessous de 6 K, la magnétorésistance diminue d'abord puis réaugmente lorsque le champ appliqué augmente. La partie de la courbe à fort champ est légèrement quadratique et peut être attribuée à la magnétorésistance de Lorentz qui est en B^2 .

La magnétorésistance à haut champ est un phénomène observé depuis de nombreuses années [46], mais pour lequel aucune explication n'a jusque-là été avancée.

1.4.6 Comparaison du modèle avec l'expérience

Je voudrais tout d'abord revenir sur la courbe de résistivité en fonction de la température obtenue sur notre couche de fer épitaxié de 70 nm d'épaisseur (voir figure 7.15). Si on trace cette courbe à partir de $T=150$ K et que l'on ajuste une loi de variation linéaire, on obtient la courbe présentée à la figure 1.15. L'accord entre cette loi linéaire et la courbe est très bon. D'autre part, la température de Debye dans le fer est de 464 K. Donc cette variation de la résistivité en fonction de la température ne peut pas être due à une contribution de phonons. Nous avons montré au chapitre 1.4.4 que les magnons à haute température donnaient pour la résistivité une loi de variation linéaire avec la température. Cette variation linéaire à haute température ($T > 150$ K) donc est vraisemblablement due à la diffusion des électrons de conduction par les magnons.

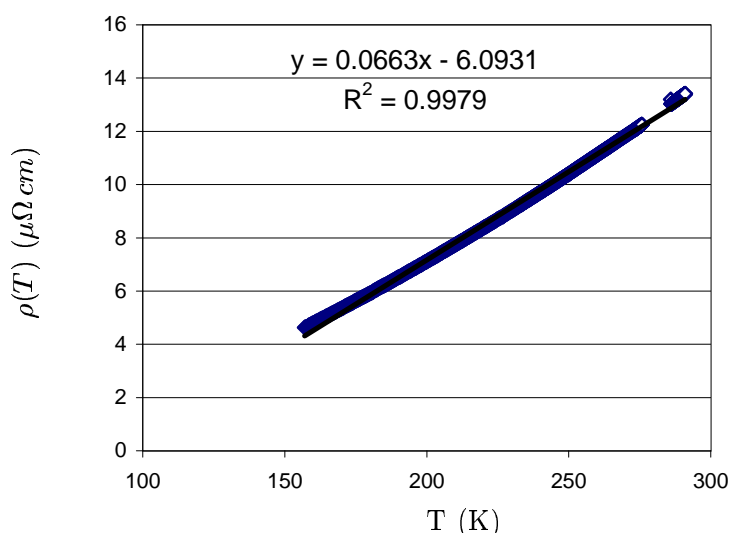


FIG. 1.15: Résistivité pour une couche de fer(100) sur MgO, avec un ajustement linéaire dont l'équation est donnée sur le graphe.

En second lieu, revenons à la courbe présentée sur la figure 1.14. Cette courbe présente des variations linéaires de la magnétorésistance à haut champ. De plus, les pentes des droites diminuent avec la température. Le modèle présenté dans la partie 1.4.4 est compatible avec ces variations. Enfin, à très basse température, la variation de la résistance induite par les magnons est rapidement amortie comme prévu par le modèle, et c'est le terme de Lorentz qui domine à haut champ (courbe à $T=6$ K sur la figure 1.14).

1.4.7 Conclusion

Pour conclure, l'accord entre le modèle et les courbes expérimentales est relativement bon. La physique de la magnétorésistance sous haut champ semble donc

décrite de manière correcte par ce modèle. Celui-ci est compatible avec les modèles antérieurs de variation de la résistance d'un matériau ferromagnétique en fonction de la température. Cependant nous verrons que ces variations ne peuvent pas être décrites dans toutes les gammes de température par ces lois en T^2 , contrairement aux variations en fonction du champ magnétique qui semblent se comporter linéairement, au moins dans la gamme accessible à l'expérience.

Pour s'assurer de l'accord entre ce modèle et les expériences, il serait souhaitable de réaliser des expériences complémentaires, en particulier sur des lignes, afin de s'assurer de la direction des lignes de courant par rapport au champ magnétique. Il serait aussi intéressant de regarder l'influence de la direction du champ magnétique appliqué. Il serait peut-être possible de coupler les électrons avec des modes de magnons différents, fonctions de la géométrie du système mesuré.

Chapitre 2

Domaines magnétiques et parois

Le micromagnétisme a pour objet de déterminer par le calcul les configurations d'aimantation dans des structures microniques et submicroniques. Un matériau ferromagnétique peut être caractérisé par la présence d'une aimantation spontanée M_s , dépendant de la température, et, dans une moindre mesure, d'un champ appliqué. Cette aimantation spontanée est expliquée par la théorie de Weiss du champ moléculaire. Ses fondements microscopiques reposent sur des forces d'échanges (Heisenberg). Cependant, rien dans ces théories ne permet de deviner l'orientation de l'aimantation \mathbf{M} .

Alors que l'intensité de \mathbf{M} est effectivement uniforme à l'échelle d'un échantillon à une température donnée, son orientation ne l'est pas. L'existence des domaines a été postulée par Weiss pour réconcilier sa théorie avec les faits expérimentaux.

Brown a posé les bases du micromagnétisme en 1960, mais l'histoire de ce domaine de la physique remonte aux premières théories d'Akulov (1928) et Becker (1930), visant à expliquer les courbes d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques. C'est Bloch qui, en 1932, invente une théorie sur la zone de transition entre deux domaines (la paroi de Bloch), et permet ainsi la création d'une théorie quantitative sur les domaines. Ce fut le point de départ d'une floraison de travaux et de découvertes dans ce domaine.

Expliquer la formation d'une paroi en partant d'une théorie au niveau atomique n'est pas réaliste, en raison de la taille du système à considérer (un domaine de $1\ \mu\text{m}$ par $1\ \mu\text{m}$ par $50\ \text{nm}$ dans le fer contient 37 millions d'atomes) et du grand nombre de forces en jeu, dont certaines sont à longue portée.

2.1 Bases du micromagnétisme

La théorie du micromagnétisme est donc nécessairement phénoménologique, et repose sur une hypothèse de continuité : l'aimantation ne doit varier que d'un angle très faible d'un site atomique à l'autre ; on peut alors remplacer $\mathbf{M}(\mathbf{r}_i)$ en chaque point i par une fonction $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, où \mathbf{r} est le vecteur position. D'autre part s'il existe des variations abruptes de l'aimantation, elles se font nécessairement sur

une échelle petite devant la taille des domaines.

La suite de l'approche consiste à évaluer l'ensemble des termes intervenant dans le calcul de l'énergie libre du système à température constante la minimiser. Il est aussi possible de calculer le couple total exercé par toutes les forces en présence sur le moment magnétique $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ d'un élément de volume $d\tau$. L'équilibre thermodynamique est atteint quand le couple exercé sur chaque élément $d\tau$ est nul. Les deux méthodes sont équivalentes.

En chaque point \mathbf{r} de l'échantillon, l'aimantation est décrite par ses cosinus directeurs α , β et γ , qui sont donc des fonctions de \mathbf{r} (voir figure 2.1).

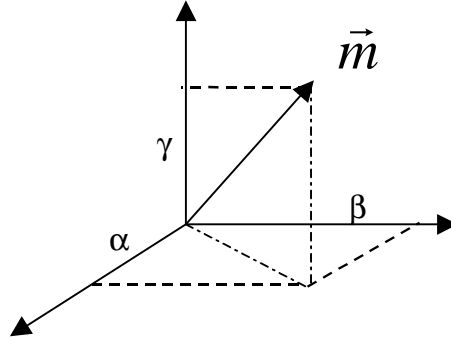


FIG. 2.1: Définition des cosinus directeurs.

L'énergie libre G du système ferromagnétique s'écrit alors :

$$G = \int \left\{ \frac{1}{2}A[(\nabla\alpha)^2 + (\nabla\beta)^2 + (\nabla\gamma)^2] + w_a - \frac{1}{2}\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}' - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0 \right\} d\tau, \quad (2.1)$$

où \mathbf{H}' est le champ créé par l'ensemble des autres moments magnétiques au point \mathbf{r} , appelé *champ de fuite* ou *champ démagnétisant*; \mathbf{H}_0 est le champ appliqué; A est la constante d'échange; et w_a est le terme d'anisotropie magnétocristalline, qui peut prendre deux formes :

$$w_a = K_1(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2) + K_2\alpha^2\beta^2\gamma^2 \text{ anisotropie cubique,} \quad (2.2)$$

$$w_a = K_1(1 - \gamma^2) + K_2(1 - \gamma^2)^2 \text{ anisotropie uniaxiale.} \quad (2.3)$$

Cette formulation contient l'ensemble des ingrédients nécessaires aux calculs micromagnétiques. La résolution analytique de ces équations est généralement impossible. Avec quelques approximations, des ordres de grandeurs corrects peuvent cependant être obtenus dans certains cas. Le terme le plus compliqué à évaluer de l'équation 2.1 est le terme $\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}'$ qui couple un moment magnétique au champ de fuite. Ce terme est appelé *énergie démagnétisante*. On peut résoudre le problème du champ de fuite à l'aide d'un potentiel. On introduit pour cela des densités volumique et surfacique de charges de la façon suivante :

$$\lambda_V = -\operatorname{div} \mathbf{m} \quad \sigma_S = \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}, \quad (2.4)$$

$\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ étant l'aimantation réduite et \mathbf{n} la normale sortante. On trouve alors le champ de fuite grâce au potentiel créé par ces charges, comme en électrostatique. Grâce à ces charges, il est aisé de voir quelles sont les situations défavorables pour l'orientation d'un moment. Ainsi, un moment perpendiculaire à une surface crée une densité de charge surfacique, coûteuse en énergie. Le champ démagnétisant s'opposera donc à des moments orientés perpendiculairement à une surface. Ainsi, dans le cas d'une couche mince infinie aimantée perpendiculairement à sa surface, le champ de fuite s'oppose à l'aimantation.

Je vais maintenant introduire deux notations fréquemment utilisées dans la théorie du micromagnétisme. Elles servent à comparer des matériaux différents ou des situations différentes. On définit la quantité K_d par :

$$K_d = \frac{M_s^2}{2\mu_0}.$$

On utilise fréquemment aussi la quantité sans dimension Q , appelée *facteur de qualité* défini par :

$$Q = \frac{K}{K_d},$$

où K est une constante d'anisotropie. Cette quantité représente le rapport entre l'énergie d'anisotropie magnétocristalline et l'énergie démagnétisante. Elle sert à mesurer la force d'une anisotropie, par exemple pour savoir si une anisotropie perpendiculaire à une surface est suffisamment forte pour que l'axe de facile aimantation soit orienté dans la direction de l'axe d'anisotropie ou non.

2.2 Les parois de domaines

2.2.1 Parois de Bloch

Dans le cas où l'on considère, dans un matériau massif, deux domaines à 180° , orientés suivant la direction z , avec une invariance par translation suivant Oyz , l'énergie d'une paroi d'aire unité γ_p s'obtient à partir de 2.1 [54, 55], et s'écrit :

$$\gamma_p = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[K f(\theta) + A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 \right] dx, \quad (2.5)$$

où θ représente l'angle que fait la projection de l'aimantation sur le plan de la paroi avec une direction de référence, $f(\theta)$ représente l'énergie magnétocristalline, et A est la constante d'échange. Cette description est unidimensionnelle.

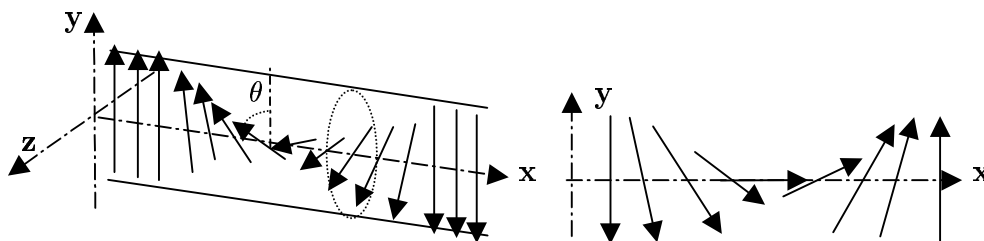


FIG. 2.2: Schéma des deux modèles de paroi. À gauche une paroi de Bloch. À droite une paroi de Néel. Les directions de rotations diffèrent : selon l'axe x pour la paroi de Bloch, selon l'axe z pour la paroi de Néel.

On arrive, après calcul, aux expressions suivantes pour l'énergie de paroi γ_p en fonction de γ_0 représentant l'unité d'énergie de paroi, et pour la largeur de la paroi δ en fonction de δ_0 représentant l'unité de longueur de paroi :

$$\gamma_p = \gamma_0 \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sqrt{f(\theta)} d\theta \quad (2.6)$$

$$\gamma_0 = \sqrt{KA},$$

$$\delta = \delta_0 \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{1}{\sqrt{f(\theta)}} d\theta \quad (2.7)$$

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}.$$

Dans le cas des matériaux uniaxes (Co, FePd), l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline est de la forme :

$$f_a = K \sin^2 \theta.$$

Le profil de la paroi est dans ce cas donné par :

$$\cos \theta = -\tanh\left(\frac{x}{\delta_0}\right). \quad (2.8)$$

On trouvera des expressions similaires pour les parois dans des matériaux à axes binaires et ternaires dans les livres de références (par exemple [55]). Le tableau 2.1 regroupe les valeurs des largeurs de paroi pour les trois métaux de transition et pour l'ensemble des configurations possibles.

2.2.2 Parois dans les films minces à anisotropie planaire

Dans le cas où l'invariance translationnelle suivant y ou z est brisée, c'est-à-dire dans le cas où s'intéresse à des films ou des fils, les parois ne sont plus

TAB. 2.1: Taille des parois suivant la direction de la normale à la paroi et le type de matériau. (m.s) signifie que les calculs ont été fait en tenant compte de la magnétostriction. Valeurs numériques tirées de [56].

	Type de Paroi	Direction normale au domaine Largeur réduite δ/δ_0		
		[001]	[110]	[111]
Fer $\delta_0 = 130$	90°	3.14	3.97	3.14
	180°	∞	5.60	
	180° (m.s)	10.87	5.59	
Cobalt $\delta_0 = 50$	180°		3.14	
Nickel $\delta_0 = 260$	70.53°	3.85	4.26	-
	109.47°	∞	3.31	3.85
	180° (m.s)	-	7.91	

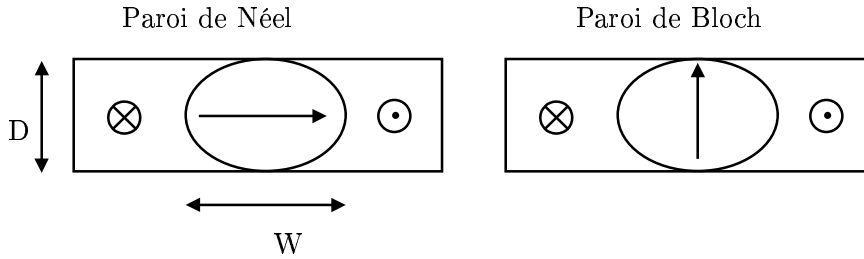


FIG. 2.3: Schéma expliquant la transition entre une paroi de Bloch et une paroi de Néel dans une couche mince.

forcément de type Bloch (aimantation sortant du plan), mais peuvent être de type Néel (aimantation tournant dans le plan).

Néel a proposé un argument simple pour expliquer cette transition. Si l'on considère que les parois sont de forme cylindrique, et que l'on calcule le facteur démagnétisant N associé à des ellipsoïdes de révolution représentant ces parois (voir figure 2.3), on aboutit à :

$$N_{\text{Bloch}} = \frac{W}{D + W} \quad \text{et} \quad N_{\text{Néel}} = \frac{D}{D + W},$$

où W est la taille de la paroi à 180° et D est l'épaisseur du film. Si N_{Bloch} est plus grand que $N_{\text{Néel}}$, alors la paroi sera de type Néel. Dans la cas contraire, elle sera de type Bloch. Pour le cobalt, la transition a lieu à partir de $D \approx 15$ nm. Cet argument est cependant très qualitatif, et de nombreuses autres structures de parois sont venues s'ajouter à celles déjà présentées.

S'il est possible de décrire, dans les matériaux massifs, les parois par des modèles à une dimension, cette représentation n'est plus réaliste pour les couches minces. Dans ce cas, la description des domaines nécessite des modèles à plus d'une dimension pour l'aimantation et/ou pour le champ de fuite. Nous allons présenter maintenant les différents types de parois de domaines proposés pour décrire les parois dans les couches minces à anisotropie planaire.

Paroi de Néel symétrique

Le profil d'aimantation dans la paroi est schématisé par le dessin présenté sur la figure 2.4. La paroi est constituée d'un cœur de longueur W_{core} , dans lequel l'aimantation tourne rapidement et qui constitue la partie la plus chargée, et d'une queue de longueur W_{tail} dans lequel l'aimantation tourne plus doucement.

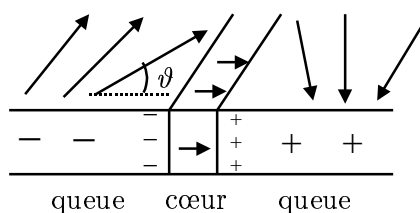


FIG. 2.4: Profil d'une paroi de Néel symétrique. Les signes (+ et -) représentent les charges associées à l'énergie dipolaire. L'angle entre les directions de l'aimantation locale et de l'aimantation au centre du cœur est noté ϑ .

Les longueurs W_{core} et W_{tail} s'expriment par :

$$W_{core} = 2\sqrt{\frac{A(1-h^2)}{(K_u + K_d)(1-c_0)^2}},$$

$$W_{tail} = 0.56D \frac{K_d}{K_u}.$$

La figure 2.5 montre les profils de parois calculés pour des couches de permalloy de différentes épaisseurs. La paroi de Néel symétrique demande une description unidimensionnelle de l'aimantation mais une description bidimensionnelle du champ de fuite.

Paroi de Bloch asymétrique et de Néel asymétrique

La paroi de Bloch asymétrique permet d'éviter le champ de fuite créé normalement dans une paroi de Bloch classique. Ce type de paroi a été postulé par LaBonte [58]. Ces parois apparaissent dans des films plus épais que ceux dans lesquels les parois de Néel symétriques sont stables. En surface, elles ressemblent à des parois de Néel classique comme le montre la figure 2.6. Il serait plus judicieux de les appeler « paroi de vortex ».

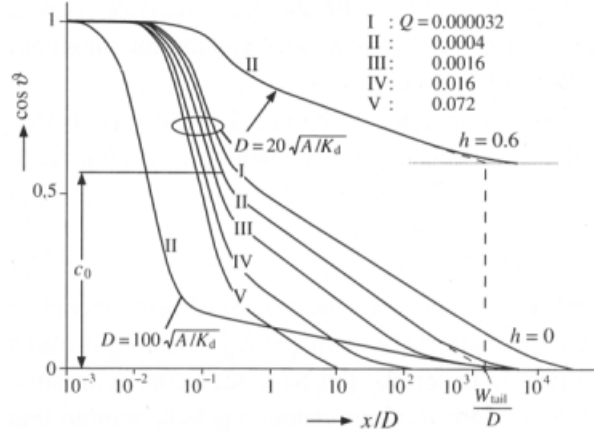


FIG. 2.5: Composante de l'aimantation perpendiculaire à la paroi (d'après [57] page 244). Les paramètres sont l'anisotropie réduite $Q = K_u/K_d$ et le champ appliqué en unité réduite $h = HJ_s/2K_u$. En abscisse est représentée la distance au centre du cœur divisée par l'épaisseur du film. En ordonnée est représenté le cosinus de ϑ , défini à la figure 2.4. Pour le cas II, W_{tail} et c_0 sont indiqués.

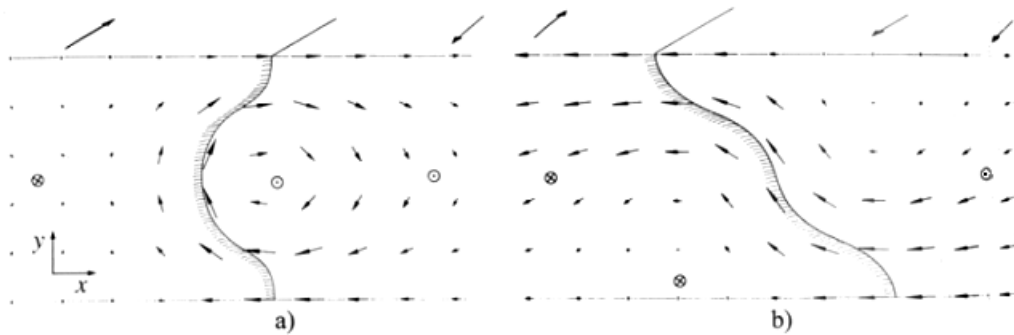


FIG. 2.6: **a)** schéma d'une paroi de Bloch asymétrique ; **b)** schéma d'une paroi de Néel asymétrique. Le centre de la paroi est figuré par la ligne où $m(z)=0$.

La stabilité de la paroi de Bloch asymétrique n'est pas très grande lorsqu'un champ magnétique est appliqué, car l'aimantation à la surface pointe dans des directions opposées pour les deux surfaces de la couche. La paroi de Néel asymétrique devient alors plus stable.

Paroi « cross-tie »

Ce type de paroi fut observé par Huber *et al.* dans une couche mince de permalloy en 1958. La paroi principale est découpée à intervalles réguliers, par des lignes courtes appelées « cross-tie » par Huber *et al.* La structure de cette paroi,

ainsi qu'un exemple, sont représentée sur la figure 2.7.

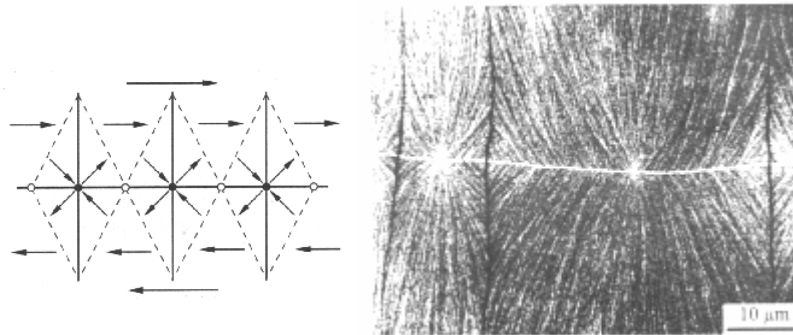


FIG. 2.7: A gauche, schéma d'une paroi cross-tie. Les cercles creux représentent des points de Bloch, et les cercles pleins des lignes de Bloch. A droite, image de la surface d'un film de permalloy de 35 nm d'épaisseur par microscopie à transmission. Le schéma et la photo sont empruntés au livre de Hubert et al. [57].

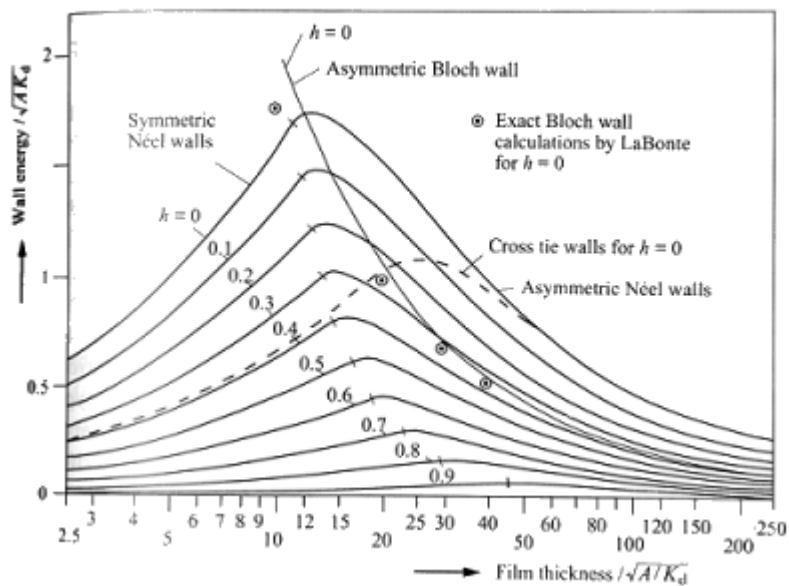


FIG. 2.8: Énergie des différents types de parois en fonction du champ appliqué h exprimé en unité réduite. Les énergies ont été calculées numériquement pour le permalloy ($Q=0.00025$). Les marques sur les lignes correspondent à la transition entre paroi de Néel symétrique et asymétrique. Figure tirée du livre de Hubert et al. [57].

La figure 2.8 montre les valeurs des énergies pour les différents types de paroi en fonction du champ appliqué et de l'épaisseur, pour un facteur de qualité cor-

respondant au permalloy. On remarque que pour les épaisseurs faibles et à champ nul, la paroi stable est la paroi cross-tie. Ensuite, quand l'épaisseur augmente, la paroi de Bloch asymétrique devient la plus stable. Si l'on applique un champ magnétique, la simulation prédit une transition entre une paroi de type cross-tie et une paroi de Néel symétrique ou asymétrique suivant l'épaisseur. Au delà d'une certaine épaisseur, la paroi de Bloch asymétrique devient la plus stable.

Exemple : parois dans des lignes de rapport d'aspect 4 sur 1

Ramstöck *et al.* [59] ont examiné la stabilité des différentes parois présentées jusque là dans une ligne infiniment longue et de rapport largeur sur hauteur égal à 4. La paroi est supposée parallèle à l'axe de la ligne. Dans ce cas, la paroi de Néel symétrique est la plus stable pour des épaisseurs faibles, car la taille de la queue est limitée par la largeur de la ligne. La figure 2.9 résume les résultats de Ramstöck *et al.* [59]. On remarque aussi que, pour des facteurs de qualité supérieurs à 1, la paroi de Bloch symétrique devient la plus stable pour de grandes épaisseurs. Son domaine de stabilité augmente au fur et à mesure que Q augmente. On retrouve globalement les tendances prédites par Néel, à savoir qu'à faible épaisseur la paroi Néel est la plus stable, et qu'au delà d'une certaine épaisseur, la paroi de Bloch devient plus stable.

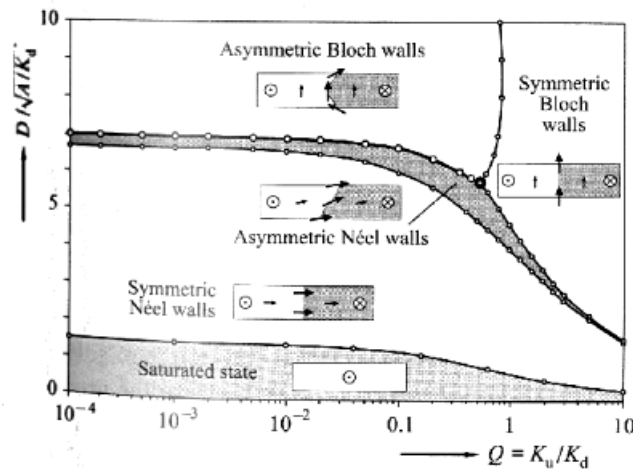


FIG. 2.9: *Domaine de stabilité des différents types de parois dans une ligne de rapport largeur sur hauteur égale à 4. L'axe des abscisses représente le facteur de qualité, et celui des ordonnées l'épaisseur divisé par la longueur de paroi. Figure extraite des travaux de Ramstöck et al. [59].*

2.2.3 Parois dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire

Dans les matériaux à forte anisotropie uniaxiale, les parois de domaines sont des parois de Bloch symétriques. Dans les couches minces à anisotropie perpendi-

culaire se posent deux problèmes. Le premier vient de la présence de charges en surface dans les domaines d'aimantation perpendiculaire. Le second est aussi lié aux charges en surface, mais dans la paroi cette fois-ci. Pour le premier des deux, Landau a proposé la structure suivante (schéma *b* de la figure 2.10), qui permet de réduire les charges magnétiques au prix d'une augmentation de l'énergie magnéto-cristalline. Les domaines d'aimantation parallèle à la surface s'appellent *domaines de fermeture*, car ils permettent la fermeture des lignes de champ de fuite dans la couche mince. La figure 2.10 montre deux types de domaines de fermeture.

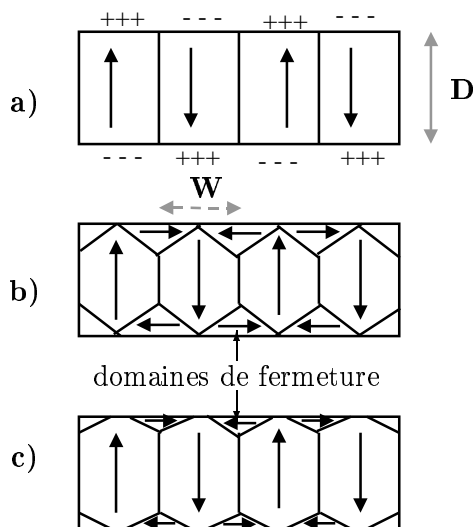


FIG. 2.10: **a)** couche mince sans domaines de fermeture ; **b)** les domaines de fermeture couvrent toute la surface ; **c)** les domaines de fermeture ne couvrent que partiellement la surface.

L'énergie f des configurations **a)** ($f_n c$) et **b)** (f_c) a été calculée par Kittel [60] en fonction de l'épaisseur D , de l'anisotropie magnéto-cristalline K_u , et de l'énergie de paroi γ_p :

$$f_c = (2\sqrt{2} - 1)\gamma_p + \sqrt{2\gamma_p D K_u} \quad W_c = \sqrt{\frac{2D\gamma_p}{K_u}}, \quad (2.9)$$

$$f_n c = 2\sqrt{1.7\gamma_p D} M_s \quad W_n c = \sqrt{\frac{\gamma_p D}{1.7M_s^2}}. \quad (2.10)$$

La figure 2.11 montre la solution proposé pour résoudre le second problème qui permet de réduire les charges en surfaces dans la paroi. Celle-ci n'est plus alors une paroi de Bloch classique. L'aimantation à la surface se met dans une direction parallèle à celle-ci pour réduire l'énergie démagnétisante. L'angle de rotation des moments de la paroi en surface est fonction de l'épaisseur de la couche et du facteur de qualité [61].

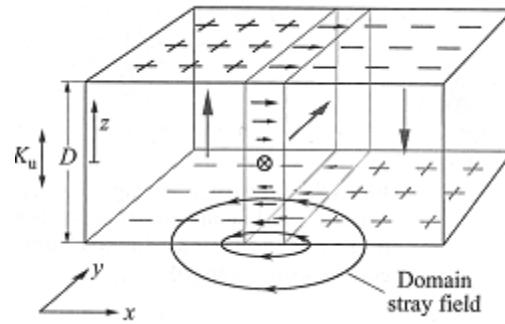


FIG. 2.11: Schéma du champ de fuite et de la structure de la paroi dans un film à anisotropie perpendiculaire. La direction de l'aimantation dans la paroi a tendance à s'aligner dans le champ de fuite des domaines.

Chapitre 3

Magnétorésistance de paroi de domaine

L'existence de domaines dont l'aimantation pointe dans des directions différentes implique la présence de régions dans lesquels la direction de l'aimantation varie sur une distance faible. Ces zones sont appelées parois de domaine. La largeur d'une paroi est due à la minimisation de son énergie libre. Il existe, à l'intérieur des parois, une compétition entre l'énergie d'échange qui tend à l'alignement des spins voisins, et qui donc tend à élargir la paroi, et l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline qui, en favorisant des directions préférentielles pour l'aimantation tend à diminuer la largeur de la paroi. Ces objets ont été beaucoup étudiés, à la fois théoriquement et expérimentalement.

Des expériences de transport électrique, effectuées sur des whiskers de fer (aiguille cristallisée de quelques millimètres de long et quelques centaines de microns de large), ont montré que la magnétorésistance à bas champ était négative et pouvait atteindre des valeurs de plusieurs centaines de %. La résistance induite par les parois de domaines fut une des explications avancées à l'époque pour expliquer en partie l'amplitude du phénomène.

3.1 Les premiers modèles

3.1.1 Modèle de Cabrera et Falicov

Ce modèle est une tentative pour expliquer la magnétorésistance très élevée observée dans des « whiskers » de fer lorsque l'on applique un champ magnétique faible (entre 0 et 100G). Isin *et al.* [62] puis Taylor *et al.* [63] invoquèrent la possibilité que l'essentiel de la résistance à champ nul provienne de la diffusion des électrons par les parois magnétiques entre domaines d'aimantations différentes.

L'hypothèse de Cabrera et Falicov [64] est que le libre parcours moyen Λ_0 est beaucoup plus grand que la largeur de la paroi λ . D'autre part, pour faciliter les calculs, ils supposent que la surface de Fermi est une sphère (ce qui revient à se

placer dans un modèle d'électrons libres). Comme nous l'avons dit à la section 1.1.2, cette hypothèse est loin d'être vérifiée dans les ferromagnétiques. Pour être cohérent, il faut de plus supposer que le « splitting d'échange » est beaucoup plus petit que l'énergie de Fermi :

$$2\mu_0 B_0 \ll E_F. \quad (3.1)$$

Cela implique alors que les rayons des sphères de Fermi des électrons \uparrow et \downarrow sont quasiment identiques. Conscients des conséquences de ces hypothèses, les auteurs font le calcul dans deux conditions. La première est déterminée par 3.1 et la deuxième par :

$$2\mu_0 B_0 \approx E_F, \quad (3.2)$$

qui tient mieux compte des propriétés des métaux ferromagnétiques, mais qui n'est pas cohérente avec le modèle des électrons libres.

Les auteurs considèrent la paroi comme un dioptré plan et calculent les coefficients de réflexion et transmission au travers de cette paroi dans deux cas limites :

- la paroi a une largeur indéterminée, mais l'écart entre la densité d'état des spins up et des spins down est très faible ;
- la paroi a une largeur telle que $k_F \lambda \ll 1$ mais l'écart entre la densité d'état des spins up et des spins down est variable.

Dans le premier cas, les auteurs trouvent que la variation de résistivité est quasiment nulle. Dans le second cas, qui n'est pas très réaliste (la longueur d'onde de Fermi est de l'ordre de l'angström, alors que les longueurs de paroi typiques sont plutôt de l'ordre de la dizaine de nanomètre), ils obtiennent des résultats correspondant aux valeurs de magnétorésistance observés dans les « whiskers » de fer [62, 63], pour un rapport entre les densités d'état au niveau de Fermi entre les deux populations de spin très important (compris entre 2 et 3), mais compatible avec les rapports réels.

3.1.2 Modèle de Berger

Le modèle de Berger [65] propose *a contrario* du modèle précédent un passage adiabatique de l'électron au travers de la paroi. En considérant que lors de son passage au travers de la paroi, l'électron dans son mouvement de précession autour du champ local s'écarte très peu de cette direction, Berger arrive à la conclusion que l'augmentation de résistance due à une paroi magnétique est négligeable.

3.2 Les modèles récents

3.2.1 Expérience et modèle de Viret

Viret *et al.* [10] ont réalisé une expérience de magnétorésistance dans des couches minces de nickel et de cobalt. En mesurant la résistance en configuration, longitudinale et transverse, et en ajoutant les deux courbes, ils ont trouvé des « bosses » aux alentours du champ coercitif qui se superposent au signal.

Normalement, la contribution de l'AMR à la magnétorésistance est :

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta,$$

où θ est l'angle que fait le vecteur courant avec l'aimantation locale. Si l'on tourne le courant de 90° , et que l'on ajoute les deux valeurs, on aboutit à :

$$\rho(\theta) + \rho(\theta + \pi/2) = \rho_{\parallel} + \rho_{\perp}.$$

Ils attribuent cette excès de magnétorésistance observé à la présence de parois magnétiques. Viret définit une fréquence de rotation induite par l'aimantation dans la paroi $\omega_{wall} = v_F/2d_w$. Il compare cette fréquence à la fréquence de précession de Rabi des porteurs $\omega_{Rabi} = E_{exc}/\hbar$. Si ces deux fréquences sont du même ordre de grandeur, alors le passage de l'électron dans la paroi n'est ni instantané ce qui impliquerait $\omega_{Rabi} \ll \omega_{wall}$, ni adiabatique ce qui impliquerait $\omega_{Rabi} \gg \omega_{wall}$. Le spin de l'électron précesse alors (voir fig.3.1) autour de la direction locale de l'aimantation.

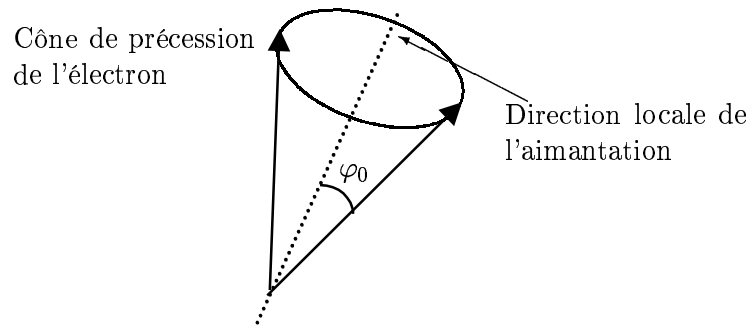


FIG. 3.1: Schéma de précession du spin de l'électron autour de l'aimantation locale.

Les figures 3.2 et 3.3 montrent une simulation de précession d'un spin autour de l'aimantation locale dans une paroi. L'équation de l'aimantation dans la paroi est identique à celle proposée par Bloch. On remarque que les plus grandes déviations ont lieu à partir du moment où l'électron a dépassé le milieu de la paroi (correspondant à l'origine sur les graphes).

Comme lors des expériences de GMR effectuées dans des matériaux granulaires (précipité de Co dans Ag), Viret propose alors de tenir compte de l'angle moyen

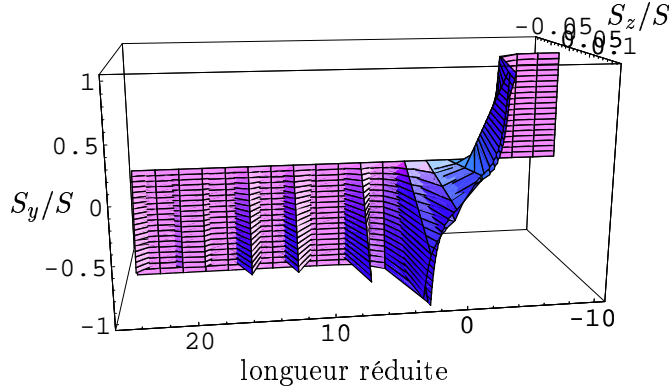


FIG. 3.2: Simulation de la précession d'un spin autour de l'aimantation d'une paroi. En abscisse est représentée la distance x/δ_0 au centre de la paroi (modélisée par les équations unidimensionnelle présenté au chapitre 2.2). Les ordonnées représentent la composante (y ou z) du spin ou de l'aimantation. Les oscillations qui apparaissent dans la queue sont dues à l'amortissement du spin.

φ_0 que fait le spin de l'électron avec l'aimantation locale. Cet angle est responsable d'une diminution du libre parcours moyen de l'électron dans la paroi. Viret estime la valeur de cet angle de la manière suivante :

$$\varphi_0 = \frac{\pi \hbar v_{F\perp}}{E_{exc} d_w}.$$

D'autre part, dans un ferromagnétique, le libre parcours moyen d'un électron s'exprime en fonction de l'angle θ que fait le spin du porteur avec le moment magnétique du centre diffuseur [66] par :

$$\lambda_\theta = \frac{\bar{\lambda}}{1 + p^2 + 2p \cos(\theta)},$$

où p est le rapport de diffusion dépendant du spin et $\bar{\lambda}$ le libre parcours moyen.

Ainsi toute déviation angulaire entre les électrons de conduction et l'aimantation locale doit donner lieu à une augmentation de résistivité qui a pour expression :

$$\frac{\Delta R_w}{R_w} = \frac{2p}{(1-p)^2} (1 - \langle \cos \theta \rangle).$$

Or $1 - \langle \cos \theta \rangle = 1 - \cos^2 \varphi_0 = \varphi_0^2$, ce qui donne comme expression pour l'excès de résistance d'un échantillon induit par une paroi, ramené à la densité de paroi d_w/d_s :

$$\frac{\Delta R_w}{R_w} = \frac{2p}{(1-p)^2} \left(\frac{\pi \hbar v_{F\perp}}{E_{exc}} \right)^2 \frac{1}{d_w d_s}.$$

Viret *et al.* trouvent un bon accord entre ce modèle et les courbes expérimentales.

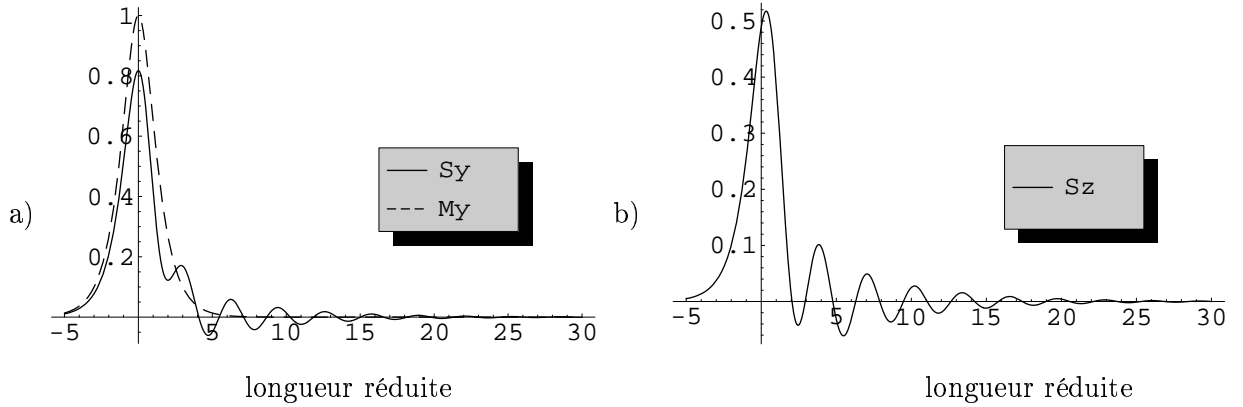


FIG. 3.3: a) Composante suivant l'axe y de l'aimantation M_y et du spin S_y . b) composante suivant l'axe z du spin S_z . L'axe des abscisses représente la direction suivant la normale à la paroi et est exprimé en unité de δ_0 , la longueur de paroi.

3.2.2 Modèle de Levy et Zhang

C'est le premier modèle qui prenne en compte, dans un calcul quantique, l'effet de la variation d'aimantation dans une paroi sur le spin de l'électron. Levy *et al.* [67] introduisent un repère local à l'intérieur de la paroi et décomposent l'espace des spins dans ce repère. Cela leur permet de tenir compte de la précession du spin dans la paroi et du mélange qu'elle induit entre les états de spin up et down. En utilisant ensuite le hamiltonien qui décrit la GMR dans les multicouches [68] et en résolvant l'équation de Boltzmann, Levy *et al.* arrivent à une expression pour l'augmentation de résistivité induite par une paroi qui donne un ordre de grandeur compatible avec les expériences publiées par Viret *et al.* [10].

Le hamiltonien utilisé par les auteurs est :

$$H_0 = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + J\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}), \quad (3.3)$$

où $V(\mathbf{r})$ est le potentiel périodique cristallin, J est le splitting d'échange, $\boldsymbol{\sigma}$ est l'opérateur de spin de l'électron et $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ un vecteur unité pointant dans la direction de l'aimantation locale.

Le potentiel de diffusion des électrons est donné par :

$$V_{scatt} = \sum_i [v + j\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}_i)] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \quad (3.4)$$

où \mathbf{r}_i est la position d'une impureté et j représente la dépendance en spin du potentiel diffuseur. La fonction d'onde des électrons est décrite par un spineur à

deux composantes $\Psi(\mathbf{r})$ fonction de la position \mathbf{r} , $\phi_{\uparrow(\downarrow)}(\mathbf{r})$ étant la composante « up » (respectivement « down »).

Dans les systèmes où l'aimantation est constante en direction, l'axe de quantification du spin $\boldsymbol{\sigma}$ est $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_z$. Si un autre axe a été choisi, le Hamiltonien équation 3.3 peut être diagonalisé en faisant tourner l'opérateur $\boldsymbol{\sigma}$ pour être parallèle à M_z ,

$$\Psi(\mathbf{r}) = R_\theta \begin{pmatrix} \phi_\uparrow(\mathbf{r}) \\ \phi_\downarrow(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

où $R_\theta \equiv \exp(-i\frac{\theta}{2}\hat{n}\cdot\boldsymbol{\sigma})$ et \hat{n} est l'axe de rotation, de telle manière que $\boldsymbol{\sigma}(\theta)\cdot\hat{M} = \sigma_z$. Le Hamiltonien ainsi transformé devient diagonal pour les variables de spin :

$$H_\theta \equiv R_\theta^{-1}H_0R_\theta = -\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + J\sigma_z. \quad (3.6)$$

Les états propres de ce Hamiltonien correspondent à ceux de la structure de bande dépendant du spin pour un métal ferromagnétique dans un modèle à deux bandes.

Dans une paroi, la direction de l'aimantation varie et est une fonction de la distance (voir figure 3.3). L'angle de rotation dans l'équation 3.5 devient donc une fonction de la position et donc l'opérateur de rotation aussi. Comme la position et l'impulsion sont des variables qui ne commutent pas, l'opérateur de rotation utilisé pour rendre le Hamiltonien de l'équation 3.3 diagonal ne commutera plus avec l'opérateur d'énergie cinétique. Il faut alors remplacer le terme d'énergie cinétique de l'équation 3.3 par :

$$R_\theta^{-1}\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}R_\theta = \frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V_{pert}, \quad (3.7)$$

où

$$\begin{aligned} V_{pert} &= R_\theta^{-1} [P^2/2m, R_\theta] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{n})(\nabla\theta)\cdot\mathbf{p} - \frac{i\hbar^2}{4m}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{n})\nabla^2\theta \\ &\quad + \frac{i\hbar^2}{8m}|\nabla\theta|^2. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Le terme additionnel V_{pert} , créé par la rotation de l'aimantation dans la paroi, n'a pas d'états propres purs en spin. Ainsi le terme V_{scatt} va diffuser les électrons d'un état à l'autre et va donc mélanger les deux canaux de conduction. L'application d'un champ magnétique, en détruisant la paroi, redonnera les états propres de l'équation 3.6. Comme le terme V_{scatt} ne mélange pas les états propres de l'équation 3.6, les deux canaux à l'intérieur d'un domaine sont indépendants. L'origine de la magnétorésistance supplémentaire créée par une paroi vient donc du mélange des états induit par le terme V_{pert} .

Pour estimer quantitativement cet accroissement de résistance, Levy *et al.* considèrent une paroi à 180° , l'aimantation tournant continûment sur une distance d , $\theta(x) = \pi x/d$ pour $0 < x < d$ et $\sigma \cdot \hat{n}$ égale à σ_z ou σ_x) pour une paroi de Bloch ou de Néel. Dans l'expression de V_{pert} , pour ces types de parois, le deuxième terme est nul et le troisième, qui se contente d'induire un décalage en énergie du potentiel, ne sera donc pas pris en compte.

Au premier ordre en V_{pert} , les états propres de $H_0 + V_{pert}$ sont :

$$\Psi_{\uparrow}(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \alpha^{-2}(k_x) \left[R_{\theta} \begin{pmatrix} e^{i\mathbf{k}_{\uparrow} \cdot \mathbf{r}} \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{ik_x}{k_F} \xi R_{\theta} \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\mathbf{k}_{\uparrow} \cdot \mathbf{r}} \end{pmatrix} \right], \quad (3.9)$$

$$\Psi_{\downarrow}(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \alpha^{-2}(k_x) \left[R_{\theta} \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\mathbf{k}_{\downarrow} \cdot \mathbf{r}} \end{pmatrix} + \frac{ik_x}{k_F} \xi R_{\theta} \begin{pmatrix} e^{i\mathbf{k}_{\downarrow} \cdot \mathbf{r}} \\ 0 \end{pmatrix} \right], \quad (3.10)$$

où le coefficient $\alpha^{-2}(k_x)$ et les énergies propres sont des fonctions d'ondes sont données par :

$$\alpha^{-2}(k_x) = 1 + (\xi k_x / k_F)^2 \quad (3.11)$$

$$\epsilon_{\mathbf{k}\sigma} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\sigma}^2}{2m} + \sigma J \quad \text{où } (\sigma = \pm \text{ ou } \uparrow \downarrow) \quad (3.12)$$

$$\xi \equiv \pi \hbar^2 k_F / 4mdJ. \quad (3.13)$$

Dans le cadre d'une approximation adiabatique (correspondant au modèle de Berger) seul le premier terme des expressions (3.9) et (3.10) serait gardé. C'est le second terme de ces expressions qui permet d'aller au delà de cette approximation.

Pour calculer la résistivité induite par une paroi nous allons évaluer les éléments de matrice du potentiel de diffusion électronique dépendant du spin (équation 3.5) entre les états de $H_0 + V_{pert}$,

$$V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\sigma\sigma'} = \int \Psi_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{k}, \mathbf{r}) V_{scatt} \Psi_{\sigma'}(\mathbf{k}', \mathbf{r}) d^3 r. \quad (3.14)$$

En utilisant la théorie de Boltzmann du transport électrique, et en négligeant la réflexion des électrons incidents sur la paroi, la fonction de distribution hors d'équilibre pour chaque état propre de $H_0 + V_{pert}$ satisfait à :

$$\begin{aligned} -e\mathbf{v}^{\sigma} \cdot \mathbf{E} \delta(\epsilon_F - \epsilon_{\mathbf{k}\sigma}) &= \frac{1}{8\pi^3} \int W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\sigma\sigma'} [f^{\sigma}(\mathbf{k}) - f^{\sigma}(\mathbf{k}')] d^3 \mathbf{k}' \\ &\quad - \frac{1}{8\pi^3} \int W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\sigma-\sigma'} [f^{\sigma}(\mathbf{k}) - f^{-\sigma}(\mathbf{k}')] d^3 \mathbf{k}', \end{aligned} \quad (3.15)$$

où $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\sigma\sigma'}$ est obtenu grâce à la règle d'or de Fermi :

$$W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\sigma\sigma'} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\sigma\sigma'}|^2 \delta(\epsilon_{\mathbf{k}\sigma} - \epsilon_{\mathbf{k}'\sigma'}). \quad (3.16)$$

Pour un courant parallèle à la paroi (abrégé en CIW¹), la partie hors-équilibre de la fonction de distribution des électrons est écrit sous la forme $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}g(\mathbf{k})$, où la fonction $g(\mathbf{k})$ est une fonction paire de $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}$. De cette manière, les termes dépendant de \mathbf{k}' dans l'équation 3.15 s'annule et la solution de l'équation 3.15 s'obtient sous la forme d'un unique temps de relaxation, et on arrive à l'expression suivante pour la résistivité :

$$\rho_{CIW} = \rho_0 \left[1 + \frac{\xi^2 (\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{5 \rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow} \right], \quad (3.17)$$

où ρ_0^s est la résistivité pour le canal s du ferromagnétique et où $\rho_0^{-1} = 1/\rho_0^\uparrow + 1/\rho_0^\downarrow$ est la résistivité du métal sans paroi. Le premier terme de l'équation 3.17 vient de la conduction indépendante de chacun des deux canaux, et le deuxième terme représente la résistivité induite par la paroi, qui est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la paroi. Ce terme est évidemment fonction de la dépendance en spin de la résistivité dans un métal ferromagnétique.

Dans le cas d'un courant perpendiculaire à la paroi (CPW), il est nécessaire de faire une approximation pour résoudre l'équation intégrale 3.15. Le terme hors-équilibre est remplacé par une moyenne sur les variables angulaires. De cette façon, le calcul conduit à l'expression suivante de la résistivité ρ_{CPW} :

$$\rho_{CPW} = \rho_0 \left[1 + \frac{\xi^2 (\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{5 \rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow} \left(3 + \frac{10 \sqrt{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}}{\rho_0^\uparrow + \rho_0^\downarrow} \right) \right]. \quad (3.18)$$

Il est maintenant possible de calculer l'augmentation de résistance induite par une paroi magnétique dans les deux cas limites d'un courant dans la paroi (CIW) et du courant perpendiculaire à la paroi (CPW) :

$$R_{CIW} = \frac{\rho_{CIW} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\xi^2 (\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{5 \rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}, \quad (3.19)$$

$$R_{CPW}/R_{CIW} = 3 + \frac{10 \sqrt{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}}{\rho_0^\uparrow + \rho_0^\downarrow}. \quad (3.20)$$

Il est intéressant d'estimer les valeurs de R_{CPP} et R_{CDP} dans le cas du fer, du cobalt et du nickel. Nous prendrons pour les paramètres les valeurs numériques su tableau 3.1.

Comme on pouvait s'y attendre, les valeurs de résistance dans la paroi (R_{CIW}) sont environ 5 fois plus faible que celles de résistance perpendiculaires à la paroi (R_{CPW}). À la figure 3.4, je présente la courbe de variation de R_{CPW} en fonction

1. pour respecter la terminologie de Levy *et al.*

TAB. 3.1: Valeur de la résistance de paroi dans le cas du courant dans la paroi et perpendiculaire à la paroi. Les valeurs des paramètres utilisés sont rappelées.

	Fe	Ni	Co
Épaisseur de la paroi (nm)	40	100	15
Vecteur d'onde de Fermi (\AA^{-1})	1.71	1.75	1.75
ξ	0.035	0.035	0.12
$p = \rho_0^\uparrow/\rho_0^\downarrow$	10	5	10
$R_{CIW}(\%)$	0.22	0.20	1.05
$R_{CPW}(\%)$	1.29	1.21	7.11

de $p = \rho_0^\uparrow/\rho_0^\downarrow$ le paramètre d'asymétrie de spin. Pour les trois métaux de transition, cette fonction est croissante en p , et linéaire pour les grandes valeurs de p . Comme la valeur de p est intrinsèque aux impuretés rajoutées (voir la référence [25]), il est possible de vérifier cette loi en dopant spécifiquement les couches minces avec différentes impuretés. Par exemple, pour le cobalt, le vanadium a un rapport d'asymétrie de spin $p = 1$, celui du zirconium est estimé à $p = 3.3$ et celui du fer à $p = 12$ [69]. C'est dans le nickel que la gamme de valeur de p est la plus vaste. C'est donc avec ce métal qu'il faudrait faire cette expérience, même si à p égal c'est dans le cobalt que l'effet est le plus grand.

Ces valeurs sont calculées à $T = 4.2$ K. À température ambiante, un effet légèrement plus faible est attendu du fait de la diminution du rapport d'asymétrie de spin avec la température. En particulier, pour le fer, $\rho^\uparrow/\rho^\downarrow$ est quasiment égal à 1 à température ambiante [25].

On peut comparer l'effet de la paroi à celui du couplage spin-orbite dans un domaine d'aimantation uniforme. Bien que les énergies impliquées dans le couplage spin-orbite soient beaucoup plus faibles que le terme d'échange, il y a un effet de mélange entre les états qui induit aussi une résistivité supplémentaire importante (voir chapitre sur AMR).

3.2.3 Modèle Balistique de Bauer

Bauer *et al.* [38] ont calculé de manière *ab-initio* la diffusion d'électrons de conduction sur des parois de domaines sans impuretés dans le Ni, Co et Fe en suivant Cabrera et Falicov [64]. Ils se basent néanmoins sur des structures de bandes réalistes. Les propriétés de transport sont calculées à l'aide de fonctions de Green spécifiques [70], à partir de la théorie de la fonctionnelle de densité dans l'approximation locale, en tenant compte des variables de spin [71].

Bauer *et al.* se placent dans une situation où les dimensions de l'échantillon sont plus faibles que le libre parcours moyen l dû aux défauts. Ces résultats sont

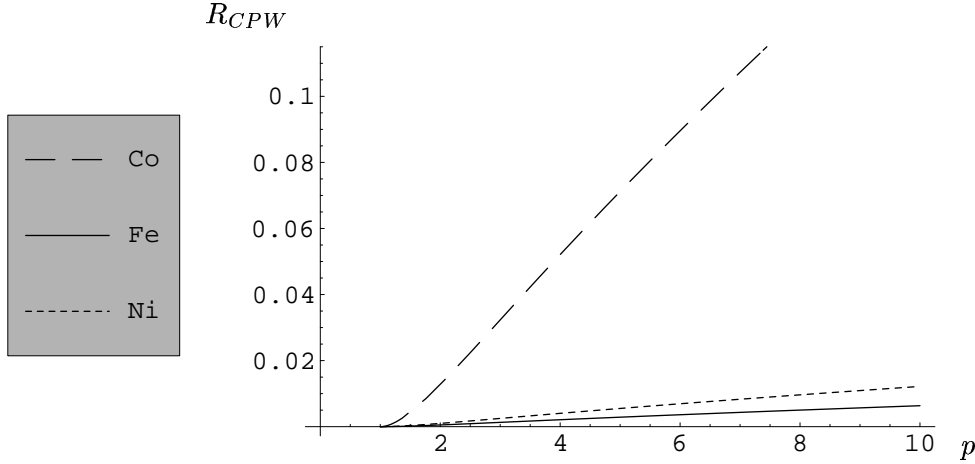


FIG. 3.4: Variation de R_{CPW} en fonction de p , le rapport d'asymétrie de spin pour les trois métaux de transition.

applicables à des contacts ponctuels de diamètre d faible devant l . Cependant ils ne tiennent pas compte de la quantification latérale du système, en supposant $d \gg \lambda_F$ où λ_F est la longueur d'onde de Fermi.

Ils calculent alors la conductivité de contact au sens de Sharvin [72] dans le formalisme de Landauer, c'est à dire

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{k_{\parallel}} \sum_{\mu\nu} |t_{\nu\mu}(k_{\parallel})|^2,$$

où k_{\parallel} est un vecteur de Bloch parallèle à la paroi, conservé au cours de la transmission. L'amplitude de transmission au travers de la paroi d'un état $k_{\parallel}\mu$ entrant vers un état $k_{\parallel}\nu$ sortant est $t_{\nu\mu}(k_{\parallel})$.

Pour modéliser la paroi dans leur calcul de structure de bande, Bauer *et al.* ont utilisé une méthode matricielle. Ils calculent la matrice de transfert \mathbf{T} d'une couche en fonction des matrices de transmission et de réflexion pour des électrons venant de gauche ou de droite :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_L - R_R(T_R)^{-1}R_L & R_R(T_R)^{-1} \\ (T_R)^{-1}R_L & (T_R)^{-1} \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

Les matrices de transmission sont calculées dans la base nécessaire au calcul de structure de bande suivant la méthode détaillée dans [73]. En terme d'états de Bloch, qui ne sont pas diffusés par le cristal, la matrice de transmission est diagonale.

Les auteurs ont regardé deux cas limites de représentation d'une paroi. Tout d'abord, lorsque le spin de l'électron traversant la paroi suit adiabatiquement l'aimantation locale. Ce cas correspond à celui d'une spirale de spin infinie, et constitue

une limite inférieure. Il faut dans ce cas, pour diminuer les temps de calcul, utiliser des états de Bloch généralisés, qui permettent de tenir compte de la brisure de symétrie induite par la rotation de l'aimantation. L'autre cas est celui où la paroi est divisée en un nombre fini de couches, entre lesquelles l'aimantation tourne d'un angle constant $\delta\theta$ égal au gradient angulaire au centre de la paroi. C'est celui d'une spirale de spin finie. Les magnétorésistances calculées dans ces deux cas sont résumées dans le tableau 3.2.

TAB. 3.2: Valeur de magnétorésistance de paroi pour les trois métaux de transition d'après [71].

	Fe	Ni	Co
Épaisseur de la paroi (nm)	40	100	15
cas 1 (%)	0.13	0.11	0.33
cas 2 (%)	0.39	0.16	0.46

Il faut tout d'abord remarquer que les valeurs de magnétorésistance de parois sont toutes très faibles quel que soit le métal, inférieures à 0.5 %. La magnétorésistance de parois n'est donc pas très forte, au vu de ce calcul, lorsque l'on considère une conduction balistique des électrons. Néanmoins, aucune expérience n'a encore été réalisée à ce jour dans des conditions se rapprochant de celles de van Hoof *et al.* [73].

3.2.4 Autres modèles

D'autres auteurs ont proposé des modèles pour la résistance de paroi. En particulier, Tatara *et al.* [74] tiennent compte dans leur calcul des corrections de localisation faible. En effet, à basse température, lorsqu'un électron est diffusé par des impuretés, il existe une probabilité que cet électron revienne sur lui-même, après un certain nombre de diffusions, et interfère destructivement avec lui-même. Ce phénomène est appelé *localisation faible*, car il induit une augmentation de résistivité, et se rapproche de la localisation par le fait que la particule se trouve comme piégée sur son site. La localisation faible est brisée par application d'un champ magnétique assez élevé. En effet le champ magnétique induit un déphasage de la fonction d'onde ce qui a pour effet de détruire les interférences.

Tatara *et al.* calculent donc ces corrections et trouvent qu'une paroi diminue la localisation faible, car l'aimantation interne variant rapidement à l'intérieur de la paroi, les déphasages successifs ne s'ajoutent pas de manière cohérente. La résistance dans une paroi magnétique diminue donc. L'application d'un champ magnétique, qui fait disparaître les parois, a pour effet de faire supprimer le déphasage aléatoire induit par les parois. La résistance augmente donc. Tatara *et al.* en concluent que les parois induisent une magnétorésistance négative. L'amplitude de l'effet est très faible, de l'ordre de 0.001 %.

Toutefois, le calcul effectué ne tient pas compte de l'asymétrie de spin (différence de temps de relaxation entre les deux orientations de spin).

Brataas *et al.* [75] ont repris les calculs de Tataru *et al.* en suivant le même cheminement. Ils ont, en revanche, tenu compte de l'asymétrie de spin. Ils aboutissent à un résultat assez voisin de celui de Levy *et al.* dans le cas où le splitting de bande est grand.

3.3 Expériences de mesure de la résistance de paroi

À la suite des travaux de Viret *et al.*, des expériences ont été conduites afin de mesurer plus précisément la contribution des parois magnétiques au transport dans les ferromagnétiques. Gregg *et al.* [76] ont effectué des mesures de magnétorésistance sur des films minces de cobalt épitaxié. Pour des épaisseurs supérieures à 30 nm, l'aimantation de la couche s'oriente parallèlement à la direction de croissance si l'anisotropie magnétique est beaucoup plus grande que l'énergie démagnétisante de la couche. Le courant électrique qui parcourt la couche mince est alors partout perpendiculaire à l'aimantation. On est donc dans le cas idéal où la résistance anisotrope est minimale et constante sauf dans les parois. Ce système était donc parfait pour étudier la résistance induite par des parois magnétiques. Gregg *et al.* ont, comme Viret *et al.*, mesuré une contribution positive des parois à la magnétorésistance et du même ordre de grandeur. Toutefois, l'anisotropie magnétocristalline du cobalt dans ces couches n'est pas suffisante pour que l'axe de facile aimantation soit réellement perpendiculaire. La couche présente alors des domaines de fermeture, appelés domaines de fermeture de Néel, dont l'aimantation est orientée dans le sens de la couche (voir figure 2.10 du chapitre 2).

Plus l'anisotropie est faible, plus le volume occupé par ces domaines de fermeture est grand. Or, étant orientés, dans le plan de la couche, ils ajoutent une contribution d'AMR aux mesures. Rüdiger *et al.* [77] ont montré ce phénomène, en refaisant les expériences de Gregg *et al.* Ils en ont conclu que ce système ne permettait pas de mesurer la valeur de la résistance d'une paroi magnétique.

Rüdiger *et al.* ont effectué des mesures de magnétorésistance sur des couches de fer épitaxié dans lesquelles ils ont gravé des fils de 200 nm à 2 μm de large [78]. En désaimantant leur ligne parallèlement et perpendiculairement à son axe, ils ont pu faire varier la quantité de domaines et l'orientation des aimantations des domaines (voir figure 3.5). Ils ont trouvé que la différence de magnétorésistance entre l'état transverse et l'état parallèle changeait de signe lorsque la température variait. Ils ont attribué ce changement de signe à la magnétorésistance de Lorentz (effet de courbure des lignes de courant par le champ magnétique total B). Ces auteurs ont réussi à déterminer une température à laquelle les contributions dues au couplage spin-orbite (AMR) et celles dues à la magnétorésistance de Lorentz sont égales à champ appliqué nul (voir figure 3.5). L'analyse simultanée de la configuration en domaines magnétiques des fils et de la valeur de la magnétorésistance à champ nul leur permet de conclure à une contribution négative des parois à la

magnétorésistance.

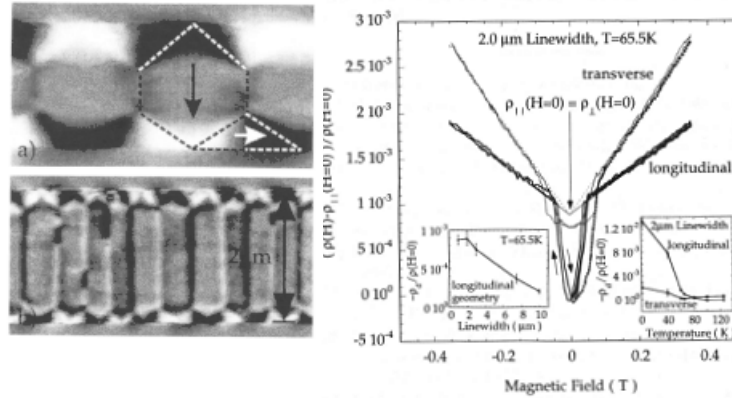


FIG. 3.5: À gauche, image MFM des fils utilisés pour la mesure de la magnétorésistance de paroi. La ligne du haut a été désaimantée dans le plan perpendiculairement à l'axe de la ligne, et celle du bas longitudinalement. À droite, courbe de magnétorésistance à la température où l'AMR et la magnétorésistance de Lorentz se compensent. D'après Kent *et al.*[78].

Ravelosona *et al.* [79] ont utilisé des couches ordonnées de FePd (avec des Q supérieur à 1) pour réaliser une expérience similaire à celle de Gregg *et al.* Leurs résultats indiquent que la magnétorésistance de paroi est positive, conformément à la théorie de Levy *et al.* [67]. Néanmoins la structure en domaines des couches de FePd est une structure en labyrinthe. La magnétorésistance totale est donc un mélange de contribution pour le courant dans les parois et perpendiculaire aux parois. Or, lorsque le courant circule dans une paroi de Bloch dans une couche à anisotropie perpendiculaire, une contribution d'AMR, difficile à évaluer, se superpose à la résistance induite par la paroi. Comparer la valeur expérimentale de Ravelosona *et al.* aux résultats du modèle de Levy *et al.* est donc délicat.

Taniyama *et al.* [80] ont réalisé des mesures de transport sur une ligne de cobalt en zigzag. En étudiant les variations de la magnétorésistance en fonction de l'angle entre le champ magnétique et la direction de la ligne, ils ont pu déterminer une valeur pour la résistance de paroi, qu'ils trouvent négative.

Enfin, des expériences ont été réalisées [81] entre deux fils de nickel mis en contact puis écartés. Les auteurs ont rapporté des magnétorésistance de plus de 200%, qu'ils attribuent à des parois coincées au niveau des contacts ponctuels. Cette mesure se rapproche des simulations de van Hoof *et al.* [73, 71], mais les résultats obtenus ne sont pas du même ordre de grandeur. Par ailleurs, la taille des contacts rend difficile la comparaison avec les autres mesures, car, comme l'a montré P. Bruno [82], les parois magnétiques dans un contact ponctuel sont fortement perturbées.

En conclusion, les résultats actuels sur la magnétorésistance de paroi peuvent être résumés de la manière suivante. Dans les couches continues, lorsque l'on est capable d'éliminer les contributions d'AMR de la magnétorésistance, les résultats semblent aller dans le sens des travaux de Viret [10] et Levy [67], c'est à dire une magnétorésistance de paroi positive. En revanche, en ce qui concerne le transport dans des géométries où l'on tente de contrôler la propagation du courant, les travaux réalisés jusqu'ici semblent indiquer que la magnétorésistance de paroi est négative. Aucune théorie ne permet à l'heure actuelle d'expliquer une telle valeur négative de la résistance de paroi.

Chapitre 4

Réalisation des échantillons

À la suite des travaux de Viret *et al.* [10], nous avons voulu mesurer la résistance induite par une seule paroi magnétique afin de nous éviter l'estimation toujours délicate de la densité de paroi (voir le chapitre 1). De plus les expériences réalisées sur des couches continues, même dans le cas favorable de couches à aimantation perpendiculaire, ne permettent pas de tirer de conclusion définitive sur la validité des modèles proposés pour la compréhension de l'origine du phénomène.

Il nous a fallu choisir une géométrie nous permettant de connaître précisément les contributions dues à l'AMR. En effet dans la plupart des expériences réalisées jusqu'à ce jour, les processus de retournement de l'aimantation dans les nanostructures réalisées pour mesurer la résistance de paroi étaient trop complexes pour permettre de dégager une compréhension claire des résultats.

Le plan de ce chapitre est le suivant. Dans la section 4.1, j'aborderai la géométrie de mesure que nous avons choisie. La section 4.2 sera consacrée aux problèmes de croissance des échantillons et la section 4.3 aux méthodes de gravure. Nous parlerons de la lithographie électronique qui nous a permis de fabriquer nos échantillons à la section 4.4.

4.1 La géométrie adoptée

Deux expériences ont été réalisées afin de mesurer la résistance d'une paroi magnétique. La première, dont le schéma de principe est illustrée à la figure 4.1 est basée directement sur les premiers travaux de Viret *et al.*. La deuxième tient compte des enseignements de la première afin de corriger ces principales erreurs.

Dans la première expérience, nous avons voulu induire par anisotropie de forme la présence d'une paroi dans une structure rectangle-ligne-rectangle. Les deux rectangles étant orientés de façon différente, l'application d'un champ parallèlement à la direction de la ligne crée une paroi dans la ligne reliant les deux rectangles. Cette ligne mesure environ 100 nm de large. Entre les quatre contacts la distance est d'environ 200 nm. L'ensemble de la structure est réalisé dans le même matériau ferromagnétique et en une seule étape de lithographie.

Des premières mesures effectuées avec cette géométrie nous ont montré que la propagation d'une paroi dans la ligne est perturbée par les contacts, car ceux-ci sont en cobalt comme la ligne. La paroi alors se tord aux niveaux des contacts. Pour remédier à ce défaut, nous avons été amené à concevoir le schéma présenté à la figure 4.2.

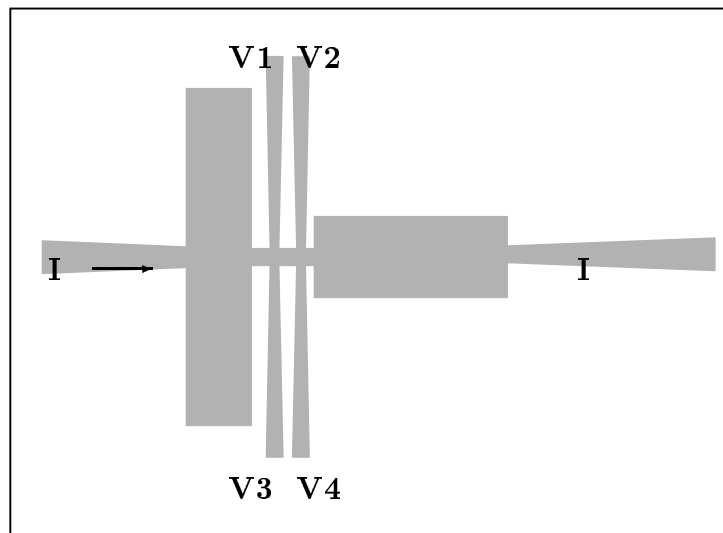


FIG. 4.1: *Schéma de la première expérience réalisée en cobalt.*

Nous avons réalisé une deuxième structure destinée à favoriser la propagation de parois magnétiques dans un fil fin. Une ligne fine, d'à peu près 200 nm de large, de 50 nm d'épaisseur et de 4 μm de long relie un carré de 1 micron de côté et un rectangle de 1 μm de large et de 10 μm de long. Des contacts en or espacés de 300 nm sont disposés le long de la ligne. Ils seront utilisés pour des mesures de tension. La figure 4.2 montre un schéma du dispositif.

La présence du carré et du rectangle doit permettre d'induire une paroi magnétique dans la ligne, comme dans le cas de la géométrie précédente. En effet, l'anisotropie de forme défavorise le retournement de l'aimantation dans le carré par rapport au rectangle. Nous espérons que, pendant les cycles d'hystérésis, au moins une paroi se propagera dans la ligne.

La finesse de la ligne nous assure que les lignes de courant seront bien définies. D'autre part, elle diminuera la formation de domaines de fermetures qui ont très souvent perturbé les interprétations des résultats expérimentaux.

Nous avons étudié deux types de matériaux. En premier lieu, des métaux de transition de la série du fer, c'est à dire le fer et le cobalt. Pour ces deux métaux, nous avons utilisé des couches minces déposées au laboratoire par évaporation au canon à électrons ou par pulvérisation cathodique. Dans le cas du fer, nous avons travaillé avec des échantillons épitaxiés déposés au canon à électrons. En second lieu, les couches minces de manganites et de FePd qui nous ont été données par

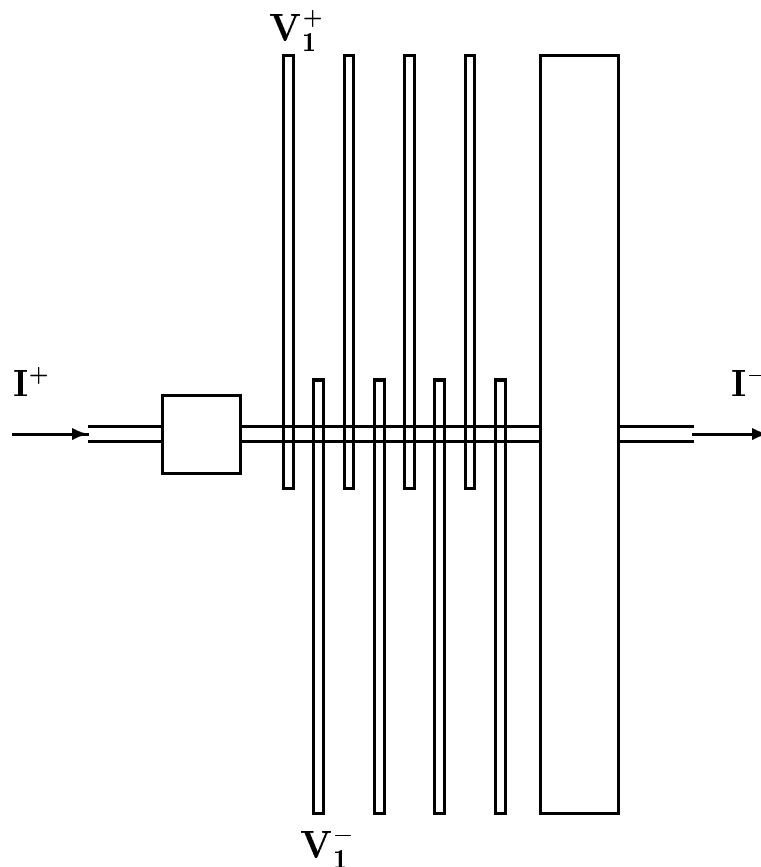


FIG. 4.2: Schéma du second dispositif expérimental. Le courant circule entre I^+ et I^- . Les tensions sont mesurées à l'aide des contacts perpendiculaires à la ligne.

d'autres laboratoires, et dont j'aborderai rapidement les modes de dépôt pour les manganites dans cette section et pour le FePd à la partie 6.

Les méthodes de croissance, de lithographie et de gravures font l'objet des trois prochaines sections. J'ai d'abord présenté les schémas des montages pour montrer que ce sont les schémas, puis les matériaux étudiés employés qui dictent les méthodes lithographiques employées. En effet, l'enchaînement des étapes pour la réalisation d'un échantillon dans un matériau épitaxié (fer, manganite, Fe-Pd) sera différent de celui pour un matériau que l'on peut simplement évaporer au travers d'un masque. D'autre part, les caractéristiques physiques de certains composés peuvent imposer certains choix techniques.

4.2 Croissance

4.2.1 Croissance du fer épitaxié

Le fer cristallise à température ambiante dans une structure cubique centrée (bcc, abréviation anglaise). Le paramètre de maille vaut 2.8684 Å. Nous avons déposé le fer sur de l'oxyde de magnésium MgO qui cristallise en maille cubique à faces centrées avec : Mg(0,0,0) et O(1/2,1/2,1/2). Plus concrètement, Mg et O sont deux mailles cubiques à faces centrées décalées de $a_{MgO}/2$ ou a_{MgO} est le paramètre de maille de MgO et qui vaut 4.212 Å. Une coupe suivant le plan (100) est représentée sur la figure 4.3.

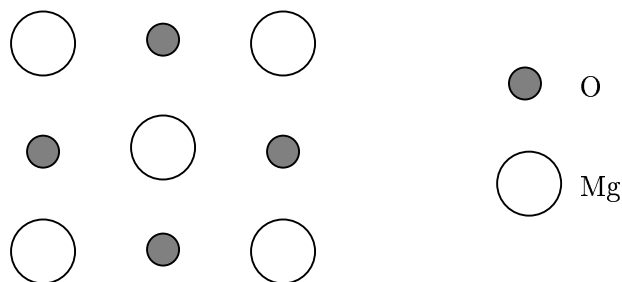


FIG. 4.3: Projection du MgO suivant le plan (001).

La distance entre deux atomes de Magnésium sur la diagonale vaut :

$$a_{diag} = \frac{a_{MgO}}{\sqrt{2}} = 2.9776 \text{ \AA},$$

ce qui est assez proche du paramètre de maille du fer bcc. Nous avons donc choisi le plan (001) comme départ de l'épitaxie. Le réseau du fer se met alors à 45° de celui du MgO.

Nous avons travaillé avec des substrats polis de MgO monocristallins orientés (001). La surface du substrat est nettoyée soigneusement avant le dépôt. La deuxième opération à réaliser consiste à chauffer les substrats à 1000° C sous une atmosphère d'oxygène, afin de réoxygéner la surface car les atomes d'oxygène en surface ont tendance à désorber. Des mesures de microscopie à force atomique (voir figure 4.4) nous ont permis de vérifier la bonne planéité de la surface polie (après ce traitement) en mesurant la largeur des terrasses. Celles-ci doivent être suffisamment grandes pour que le dépôt se fasse dans de bonnes conditions.

Puis le substrat est chauffé à nouveau, à une température de 800° C, dans le bâti sous atmosphère d'oxygène. Le dépôt se fait à température ambiante jusqu'à ce que l'intensité du signal RHEED (Reflective High Energy Electron Diffraction) ait diminué de moitié. Nous utilisons un canon à électrons pour évaporer le fer. La vitesse de dépôt est de 0.5 Å/min. Après le dépôt du fer, on évapore une couche de molybdène de 5 nm pour protéger le fer de l'oxydation.

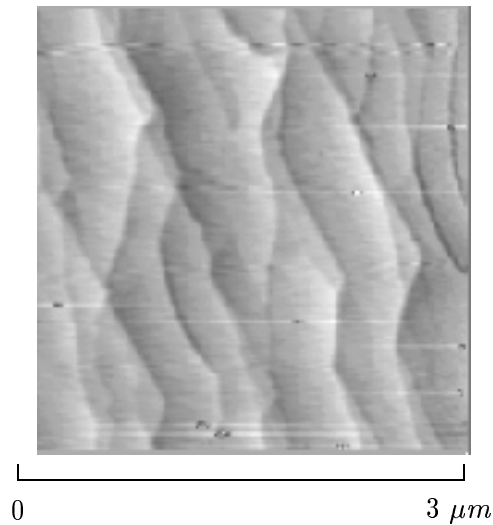


FIG. 4.4: Image de microscopie à force atomique de la surface du MgO (001). Les terrasses font de l'ordre de $0.2 \mu m$ de large et une maille atomique en hauteur.

Le fer ayant tendance à former des îlots (croissance de type Volmer-Weber), la couche est alors recuite pendant une heure à $600^\circ C$ pour l'aplanir, puis le dépôt est recommencé dès que la température devient inférieure à $100^\circ C$.

La figure 4.5 montre une image RHEED du MgO prise avant le dépôt. On distingue parfaitement les trois points caractéristiques d'une structure cubique face centrée. Les lignes plus diffuses que l'on distingue sont les lignes de Kikuchi. Elles sont dues à des processus inélastiques.

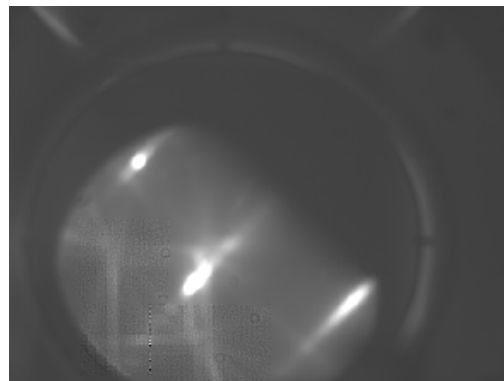


FIG. 4.5: Image RHEED de la surface du MgO (001) suivant la direction $[100]$ du MgO .

La figure 4.6 montre une image RHEED après 300 \AA de dépôt. le faisceau d'électrons incidents est placé suivant l'axe diagonal.

Des mesures du paramètre de maille du fer à la surface ont été effectuées sur les images RHEED prises au cours de la croissance. Elles ont montré que le paramètre de maille du fer relaxait de 3.06 \AA pour les premières couches à 2.87 \AA à la surface de la couche de 300 \AA , ce qui est compatible avec l'existence d'un désaccord entre la longueur de la demi-diagonale du MgO et le paramètre de maille du fer.

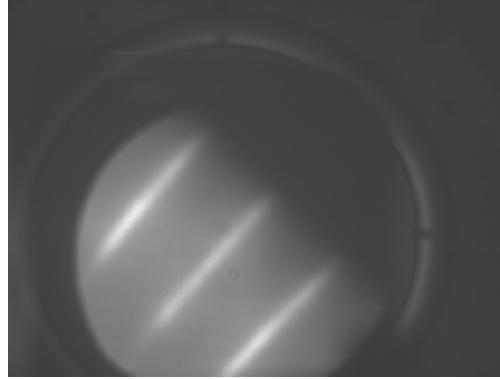


FIG. 4.6: Image RHEED de la surface (001) du Fe après 300 \AA de dépôt. Le faisceau est orienté suivant la direction $[110]$ du fer.

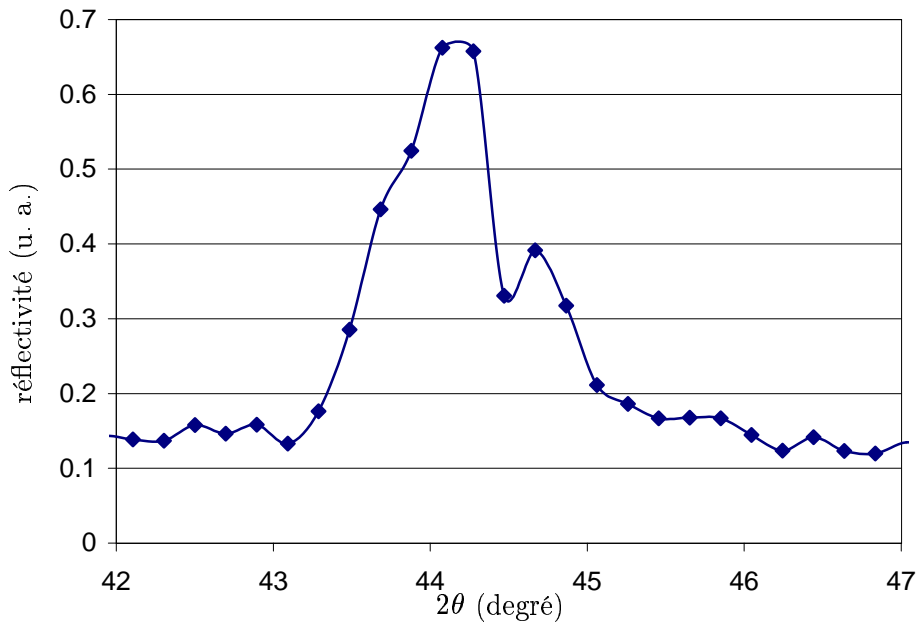


FIG. 4.7: Mesure de diffraction dans le plan sur une couche $\text{Mo}(50 \text{ \AA})/\text{Fe}(300 \text{ \AA})/\text{MgO}$. Le faisceau incident est orienté suivant la direction $[110]$ du fer. La longueur d'onde du faisceau est de 1.58 \AA . Le pic à 44.1° correspond au pic (100) du MgO et le pic à 44.66° au pic (110) du fer.

Des études par diffraction de rayons X ont été réalisées sur ces couches pour

mesurer leur qualité cristallographique. Les mesures de diffraction dans le plan ont été effectuées en se plaçant suivant la diagonale du fer. Un pic est attendu vers $2\theta = 44.66^\circ$. Le balayage se fait donc autour de cette valeur. La courbe obtenue est présentée à la figure 4.7. On distingue un pic étroit à $2\theta = 44.1^\circ$. Cette valeur de pic de Bragg correspond au pic du MgO pour $(hkl)=(100)$. On a aussi un pic à 44.66° qui correspond au pic (110) du fer. La largeur de ce pic montre que le paramètre de maille varie de 2.85 \AA à 2.90 \AA , ce qui s'explique probablement par la relaxation du paramètre du fer au cours de la croissance.

L'épaisseur déposée et la densité moyenne du fer ont été mesurées par réflectivité de rayons X (voir figure 4.8). Les paramètres utilisés pour réaliser l'ajustement sont identiques à ceux de l'ajustement de la courbe de réflectivité de neutrons présentée au chapitre 5.3.

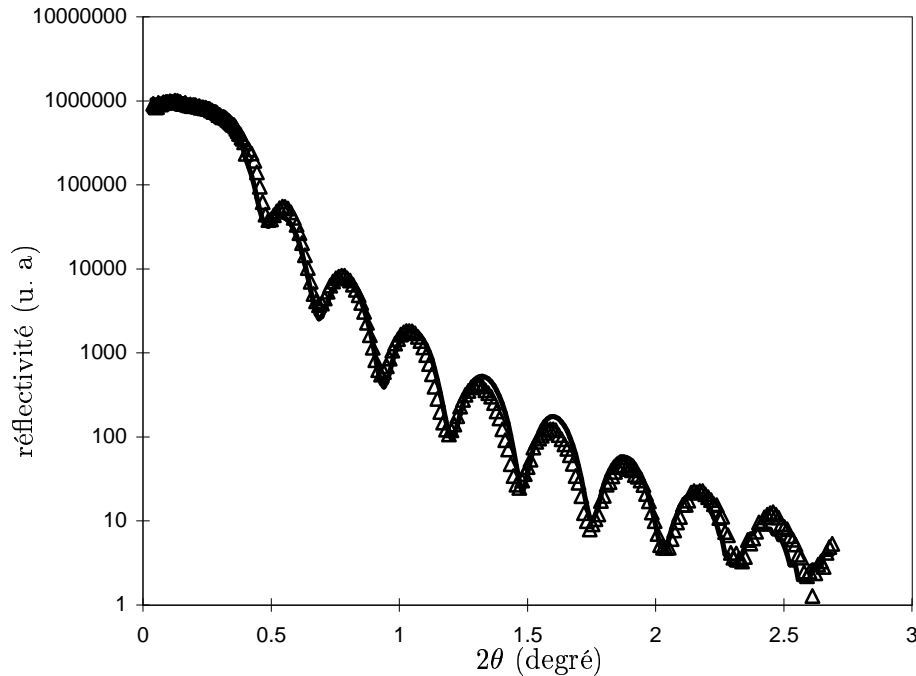


FIG. 4.8: Mesure de réflectivité et courbe théorique ajustée aux données expérimentales sur une couche $Mo(50 \text{ \AA})/Fe(300 \text{ \AA})/MgO$. La longueur d'onde du faisceau est de 1.58 \AA .

En conclusion, les couches de fer déposées au laboratoire par épitaxie par jets moléculaires sont de très bonne qualité, comme l'indiquent l'image RHEED de la figure 4.6 et le pic de diffraction dans le plan. Le désaccord de maille entre le MgO et le fer explique la relaxation observée du paramètre de maille du fer entre la surface du MgO et la surface de l'échantillon.

4.2.2 Dépôt des autres métaux

Les seules couches réalisées par épitaxie par jet moléculaire au laboratoire ont été les couches de fer. Les autres dépôts métalliques, pour lesquels nous n'avons pas cherché à obtenir une texturation, ont été effectués par évaporation par canon à électrons ou pulvérisation par magnétron radio-fréquence (RF). Ces couches étaient donc polycristallines.

L'évaporation par canon à électron consiste à faire fondre dans un creuset le matériau à déposer à l'aide d'un faisceau électronique. Un filament traversé par un courant de plusieurs ampères émet des électrons qui sont accélérés puis déviés vers le creuset à l'aide d'un champ magnétique. Il est possible de balayer le faisceau (à l'aide de bobines magnétiques) à la surface du matériau pour homogénéiser le chauffage. Les espèces s'évaporent alors et vont se déposer sur le substrat qui est situé au dessus du creuset et protégé par un cache durant le réglage du taux de dépôt. La vitesse du dépôt est contrôlée *in situ* par une balance à quartz.

La pulvérisation consiste à utiliser un plasma pour venir arracher à une cible les atomes qui iront ensuite se déposer sur un substrat. Dans une chambre, un gaz (généralement l'argon) est introduit, à une pression de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ mbar, puis ionisé grâce à un générateur RF (13.56 MHz). Pour augmenter l'efficacité du plasma, un aimant est placé sous la cible. Son rôle est de confiner les électrons près de la cible. Dans le cas des ferromagnétiques cette technique est beaucoup moins efficace car la cible écrante le champ créé par l'aimant. La puissance RF détermine la vitesse de dépôt. Cette technique permet d'obtenir des couches très planes et très homogènes, mais de densité plus faible et contenant des atomes d'argon.

4.2.3 Croissances de couches de manganite

Les couches minces de manganite étudiées dans cette thèse ont été réalisées à deux endroits : au Laboratoire Louis Néel par A. Llobet et L. Ranno et à l'Unité mixte Thomson-CNRS au LCR par R. Lyonnet et J. P. Contour.

La méthode la plus classique pour fabriquer des couches minces de manganite est le dépôt par laser pulsé (PLD en anglais). Cette méthode a été développée pour les dépôts de cuprates supraconducteurs et est donc bien maîtrisée. Elle consiste à utiliser un faisceau laser pulsé (laser excimère (KrF) ou Nd:YAG triplé ou quadruplé) focalisé sur une cible de céramique de la composition requise. L'énergie de l'impulsion (quelques Jcm^{-2}) crée un plasma en forme de plume normale à la surface de la cible. Les espèces de hautes énergies du plasma sont alors récupérées sur un substrat, et le film mince croît de cette façon. Deux paramètres sont fondamentaux dans cette méthode : la pression en oxygène à l'intérieur du bâti et la température du substrat. Pour obtenir de bons films, il faut travailler à une pression en oxygène comprise entre 10 et 50 Pa, et utiliser des substrats monocristallins d'oxydes à paramètre de maille proche des manganites comme de MgO , SrTiO_3 , LaAlO_3 chauffés entre 600°C et 800°C .

D'autres techniques peuvent être utilisées comme la pulvérisation cathodique,

l'épitaxie par jets moléculaires... Pour de plus amples renseignements, le lecteur pourra consulter l'article de revue de Coey *et al.* [27].

4.3 Gravures

4.3.1 La gravure ionique

Une des étapes essentielles de la réalisation des échantillons est la gravure des motifs (étape 3 du processus illustré sur la figure 4.11 ou 5 de celui illustré sur la figure 4.15) pour laquelle nous avons utilisé un canon à ions dont je vais aborder rapidement le mode de fonctionnement.

Un gaz (Ar, Kr ou O₂) est introduit dans la chambre du canon. Un filament de tungstène (la cathode sur la figure 4.9) est traversé par un courant. Une différence de potentiel est appliquée entre l'anode et la cathode du dessin 4.9 pour extraire des électrons du filament qui ionisent alors le gaz. Une autre différence de potentiel est appliquée entre la grille intérieure et la cathode pour former le faisceau d'ions chargés positivement. La forme de cette grille détermine la focalisation du faisceau. Un filament extérieur, appelé neutralisateur émet des électrons pour neutraliser le faisceau. Sans cette précaution, l'échantillon à graver se chargerait positivement, ce qui risquerait de créer un potentiel répulsif à la surface de l'échantillon.

Le faisceau est perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Son orientation dans le faisceau d'ion est faite visuellement. Nous n'avons donc pas pu faire d'étude sur l'influence de l'angle d'incidence sur la gravure dans notre bâti. Nous savons néanmoins que l'angle d'incidence a un effet important sur le taux de gravure et sur la forme des flancs des structures gravées.

L'étalonnage de la gravure est réalisé à l'aide d'un dispositif de mesure de résistivité installé au niveau du porte-échantillon. Deux fils de cuivre attachés à l'échantillon par de la laque d'argent sont raccordés à un ohm-mètre disposé à l'extérieur du bâti. Nous pouvons ainsi suivre en direct l'évolution de la résistance de l'échantillon au cours de la gravure. Nous mesurons le taux de gravure des couches continues de chaque métal utilisé dans le processus. Cela nous permet ensuite de choisir avec précision l'épaisseur de la couche de titane qui nous sert de masque pendant la gravure de façon à ce qu'il y en ait au moins suffisamment pour graver la couche inférieure sans que le motif ne soit endommagé (de plus amples explications seront données à la section 4.4.4).

4.3.2 La gravure ionique réactive

Nous disposons également au laboratoire d'un bâti de gravure ionique réactive (RIE en anglais). Nous l'avons utilisé pour le nettoyage de substrats, et pour enlever le molybdène servant à prévenir les effets de charge en lithographie électronique.

Le principe en est le suivant : un gaz est introduit dans une enceinte pompée jusqu'à 510^{-5} mbar. Il est ionisé par un générateur RF. Une différence de potentiel

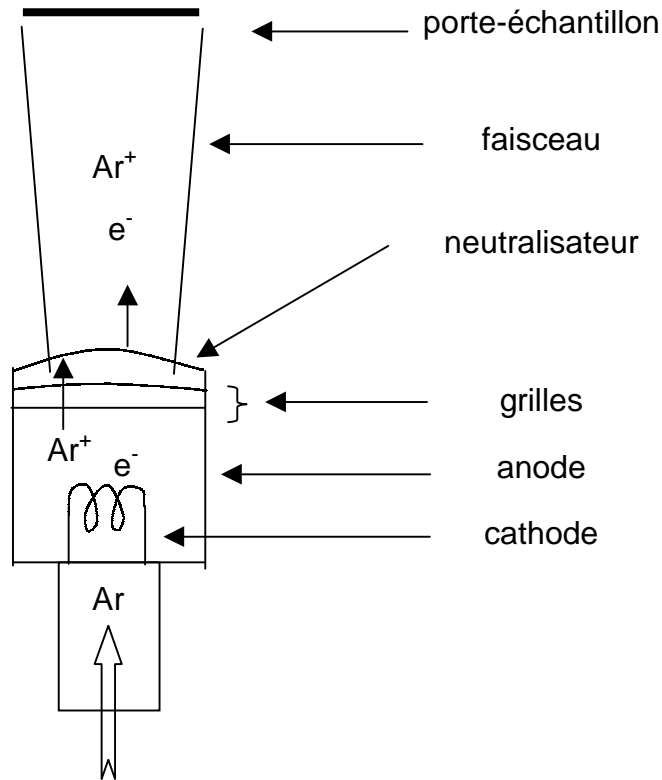


FIG. 4.9: Schéma du canon à ions servant à la gravure des échantillons.

est établie qui attire les éléments ionisés vers le substrat. La gravure est une combinaison de processus physiques (bombardement) et chimiques (réaction en surface des espèces réactives créées dans le plasma). La RIE est une gravure sélective. Le type de matériau à graver détermine le gaz qui pourra être employé. Dans certains cas, plusieurs gaz peuvent être utilisés. Dans ce cas là, c'est la réactivité des gaz vis-à-vis des autres couches qui détermine le choix. Ainsi, pour graver des résines polymères, on utilise du dioxygène, alors que pour graver l'oxyde de silicium et le molybdène, c'est le SF_6 qui est employé. Les paramètres importants de ce type de gravure sont la tension appliquée, qui fixe en partie la vitesse de gravure, le débit et la pression du gaz. Une faible pression rend la gravure anisotrope, alors qu'une forte pression conduit à une gravure isotrope.

En conclusion de cette partie sur les méthodes de gravure, il nous faut aborder la question des profils de gravure. La RIE permet d'obtenir des flancs beaucoup plus droits que la gravure ionique. En effet, cette dernière induit un redépôt sur les flancs des structures, ce qui conduit à des formes plutôt trapézoïdales. En revanche, en RIE il existe toujours un risque de formation de film de polymère (à base de fluor) à la surface du film pendant la gravure.

4.4 Lithographie électronique

La réalisation de nos échantillons pour la mesure de la résistance de la paroi magnétique a nécessité un processus de lithographie électronique en deux étapes. Je vais tout d'abord faire une présentation rapide de la lithographie électronique avant d'expliquer les différents processus employés.

4.4.1 Principe de la lithographie

Le but de la lithographie est de réaliser dans une couche un dessin représentant par exemple un circuit, des plots, des lignes... Pour cela, il est nécessaire de transférer le motif dans une résine. Le principe est voisin de la photographie. Un rayonnement (UV, X, électronique) vient impressionner au travers d'un masque (matériel ou non) une résine, qui est ensuite développée pour révéler le dessin. Il faut ensuite transférer le dessin de la résine vers la couche concernée. Différentes méthodes existent, comme il existe différentes solutions de lithographie suivant les couches dont on dispose. Je vais décrire les méthodes que j'ai utilisées pour réaliser les échantillons utilisés au cours mon travail.

La lithographie électronique consiste en un bombardement d'une résine polymère par un faisceau d'électrons. Cette étape est appelée *insolation*.

Au cours de l'insolation, lorsque les électrons atteignent la couche de résine deux situations peuvent se produire suivant la nature de la résine :

- les électrons permettent localement la création de nouvelles liaisons. La zone irradiée est alors constituée de chaînes plus longues qui sont moins solubles dans le solvant utilisé pour la révélation du motif (appelé révélateur). Ce type de résine s'appelle une résine *négative*.
- les électrons cassent des liaisons dans la zone irradiée. Cette zone est alors plus soluble dans le révélateur. Ce type de résine s'appelle une résine *positive*.

Nous avons travaillé avec une résine positive. Ce type de résine permet d'obtenir une taille de trait plus petite.

Je vais maintenant d'écrire rapidement notre *modus operandi*. Le faisceau d'électrons est formé à partir d'un filament de tungstène dans une enceinte basse pression ($P < 10^{-5}$ mbar). La focalisation du faisceau se fait à l'aide de lentilles magnétiques et on utilise pour la réaliser une tache de laque d'argent préalablement déposée sur l'échantillon.

Le microscope électronique que nous utilisons pour réaliser nos lithographies est un microscope électronique à balayage de marque JEOL et de type JSM840. En condition d'observation nous travaillons avec une tension d'accélération de 10 kV, alors qu'en condition d'insolation cette tension est de 35 kV.

La zone irradiée est fonction de la dimension latérale du faisceau, du substrat, de l'épaisseur de la résine. Il se forme dans la résine, au niveau de la zone irradiée

une « poire » d'irradiation qui correspond à la zone insolée. Cette poire est due à la rétrodiffusion des électrons sur le substrat comme présenté à la figure 4.10. La taille de cette poire varie avec la nature du substrat et la tension d'accélération.

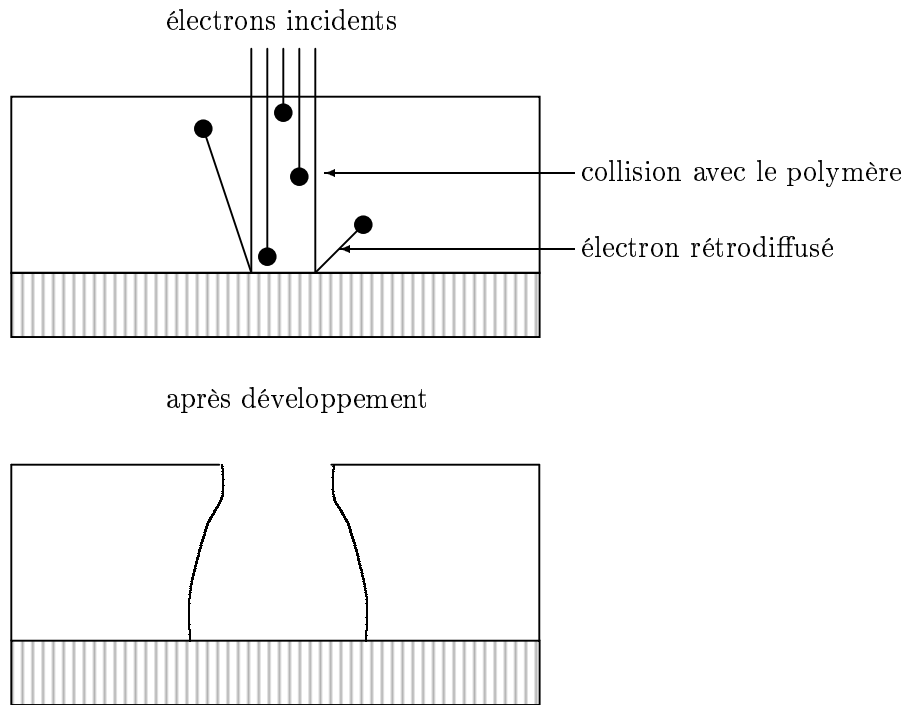


FIG. 4.10: Schéma expliquant la formation de la « poire » d'irradiation par rétrodiffusion des électrons.

Le dessin du motif est réalisé ensuite par un enchaînement de points espacés d'environ 3 à 4 nm ; cet espacement est inférieur à la taille de la poire qui est d'environ 30 nm. La résolution limite de notre appareil est de l'ordre de 70 nm.

La résine que nous avons utilisée est le PolyMethyl MethAcrylate (abrégié en PMMA). Sa sensibilité est $180 \mu\text{As}/\text{cm}^2$. Le révélateur que nous utilisons est le MethylIsoButylKetone (abrégié en MIBK) dans lequel l'échantillon est plongé pendant 35 s, avant d'être rincé dans du propanol pour arrêter le développement.

La résolution est aussi fonction de l'épaisseur de la couche de PMMA utilisée. Si on utilise une couche de résine épaisse, la résolution diminue.

4.4.2 Fabrication du premier montage

Afin de réaliser le premier montage nous sommes parti d'une couche de cobalt pulvérisé sur silicium oxydé, que nous avons protégé avec une couche de chrome (5 nm). Nous avons déposé une seule couche de résine (PMMA) de 100 nm. La couche de cobalt faisait 30 nm d'épaisseur. Pour réaliser le montage de la figure 4.1, le PMMA nous a servi de masque pour la gravure ionique. Je présente à la figure 4.11 le schéma de principe de cette fabrication.

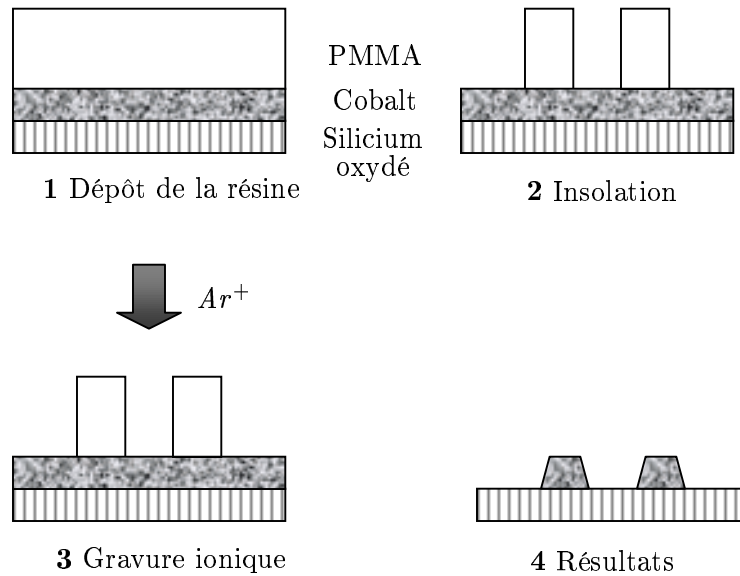


FIG. 4.11: Schéma de principe de la fabrication du premier échantillon.

Nous avons ensuite abandonner ce procédé de fabrication car, le taux de gravure du PMMA (par gravure ionique) étant trois fois plus élevé que celui du cobalt, nous ne pouvions pas utiliser des couches de cobalt plus épaisses tout en gardant la même résolution. En particulier si nous voulions disposer de plus de contacts de mesure de tension aussi peu espacé, cette technique n'aurait pas permis de le faire. Il ne nous permettait donc pas de déposer des épaisseurs plus importantes de cobalt et de réaliser des circuits de cette façon.

4.4.3 Fabrication du deuxième montage

La réalisation du deuxième montage a nécessité la mise au point d'un processus en deux étapes :

- préparation de la ligne ;
- placement des contacts de tension sur cette ligne.

centrage

Première étape

La lithographie de la ligne cobalt constitue la première partie. La résine électronique est déposée sur un substrat de silicium oxydé (étape 1 de la figure 4.12). Nous utilisons deux couches de résines de poids moléculaires différents, le MAA (MethylAcrylic Acide) et le PMMA, pour faciliter la dissolution de la résine après

le dépôt de la couche de cobalt (étape 4 de la figure 4.12). Cette étape est appelée le *lift-off*. La couche de MAA à une épaisseur d'environ 400 nm, celle de PMMA fait environ 85 nm.

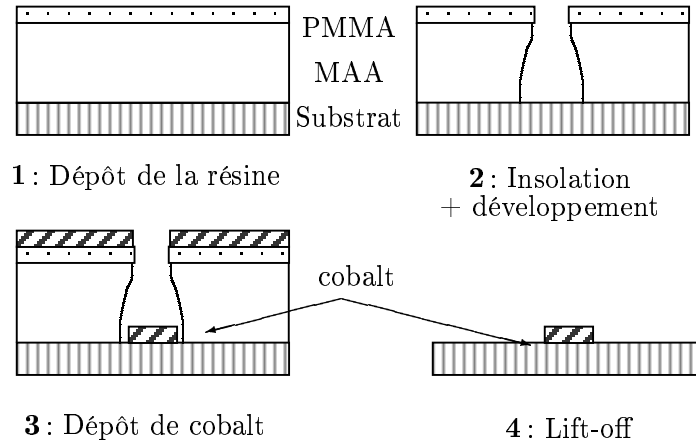


FIG. 4.12: *Fabrication de la ligne de cobalt pour le deuxième montage.*

Dans cette première partie, nous définissons aussi des repères de centrage qui nous permettront, durant la seconde étape, de nous aligner précisément sur la ligne. L'insolation de la résine se fait avec une tension accélératrice de 35 kV et un courant de 11.5 pA pour le champ 1000 qui correspond aux détails les plus fins. Le développement se fait dans le MIBK. Après un contrôle au microscope optique, nous déposons le cobalt (étape 3). Ce dépôt se fait dans une chambre d'évaporation disposant d'un canon à électrons. La pression dans l'enceinte est de 10^{-9} mbar. Le taux de dépôt, mesuré par une balance à quartz, est d'environ 1.5 \AA/s . Enfin le lift-off se fait dans un bain d'acétone chaud (50°), pendant environ une dizaine de minutes. À la suite de ces opérations, nous allons contrôler au microscope optique et, si nécessaire, au microscope électronique la qualité du lift-off.

Deuxième étape

Le processus lithographique est identique à celui de la première étape mis à part le métal déposé, ici de l'or au lieu du cobalt. En revanche, pour disposer nos contacts il nous faut nous aligner avec une précision inférieure au micron. Cette précision est obtenue de la manière suivante :

- dans un premier temps, nous repérons deux coins de plots de contact, représentés sur la figure 4.13a), qui constitueront les bases du repère propre au

dessin. La platine du microscope est pilotable par ordinateur. Une correction automatique de jeu y est incluse. Une fois ces deux points repérés, nous n'utilisons plus que le pilotage de la platine par ordinateur, qui nous assure une précision de l'ordre de quelques microns ;

- la précision du positionnement est vérifiée à l'aide d'une croix située à 200 μm du centre de notre dessin (cette croix apparaît sur la figure 4.13*b*)).
- la platine est alors positionnée au centre théorique du dessin. L'ordinateur de contrôle nous permet de visualiser des fenêtres prédéfinies. Si notre placement est suffisamment bon, nous devons observer dans ces fenêtres les croix de centrage disposées au bord du champ 1000 (voir figure 4.13*c*) ;
- pour finir le centrage est réalisé en tenant compte du décalage du faisceau en fonction du courant.

La figure 4.14 montre un échantillon après achèvement de l'ensemble du processus. Comme le montre cette figure, la procédure d'alignement fonctionne bien. Malheureusement la dissolution de la résine de cet échantillon lors de la deuxième étape ne s'est pas bien passée et un fil de contact a cassé. Néanmoins il reste 7 contacts pour faire une mesure.

4.4.4 Fabrication des échantillons sur des films déjà déposés

Première étape

Lorsque nous travaillons avec des échantillons sur lesquels se trouve déjà déposée la couche mince qui nous intéresse, le processus présenté dans la partie précédente n'est plus utilisable. En effet il faudrait pouvoir transférer le motif de la résine vers la couche mince ce qui est impossible avec une résine positive déposée au-dessus de la couche mince. Une première solution consisterait à utiliser une résine négative et à graver la couche avec la résine comme masque. Le problème posé par cette technique réside dans le fait que les résines négatives pour microscopie électronique ont une moins bonne résolution que les résines positives. D'autre part, ces résines ne constituent pas d'excellents masques pour la gravure ionique, en particulier lorsque l'on veut graver des manganites, car elles résistent beaucoup moins bien au bombardement ionique que les couche de manganites. La solution que nous avons donc choisie est d'utiliser une couche intermédiaire qui nous servira de masque pour la gravure ionique. Il faut alors choisir un composé qui peut être déposé au canon à électrons afin de pouvoir être « lifté ». Ce composé doit également bien résister à la gravure ionique à l'argon. Enfin, il faut pouvoir enlever cette couche intermédiaire à la fin de la fabrication.

Un certain nombre de métaux répondent à ces critères dont le titane, le niobium et le molybdène. Nous pouvons déposer du titane dans notre chambre d'évaporation par canon à électron, mais pas dans notre bâti MBE. Le titane s'enlève par RIE avec du CF_4 , alors que le niobium et le molybdène sont attaqués par le SF_6 dans

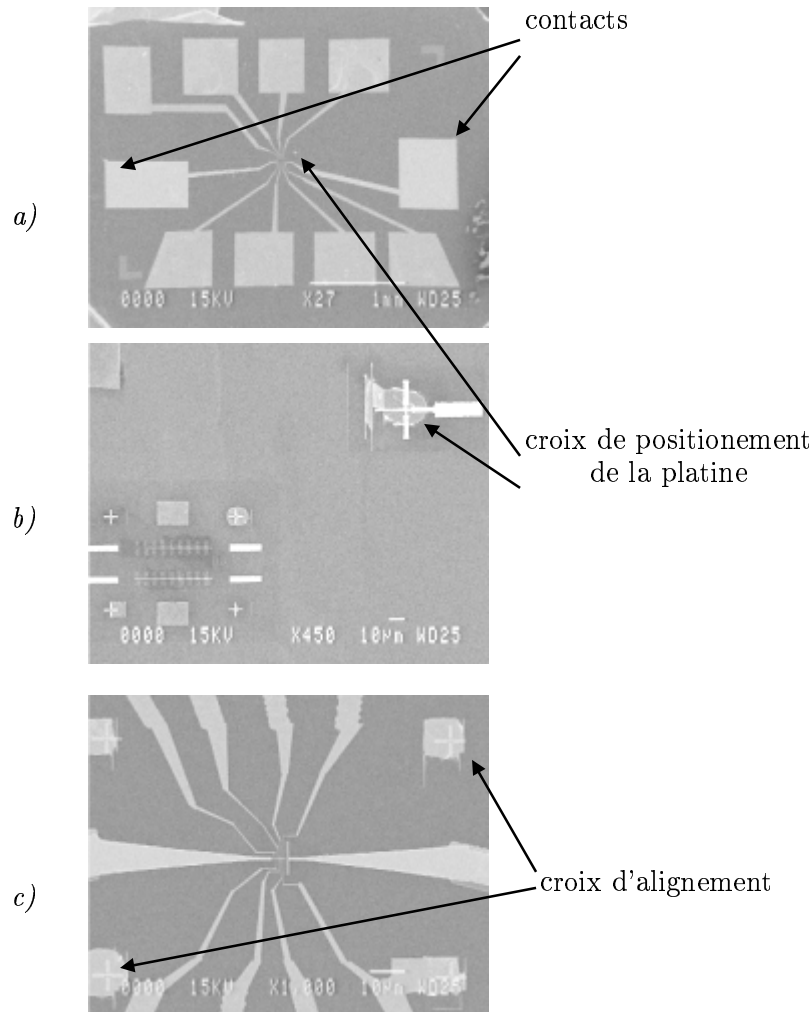


FIG. 4.13: a) image au champ 30 d'un échantillon terminé. Les contacts montrés par les flèches ont été fabriqués lors de la première étape et servent au positionnement de la platine ; b) croix permettant de vérifier la précision du repère servant aux déplacements motorisés (image correspond à un échantillon de test d'alignement) ; c) croix d'alignement pour le champ 1000. On observe que la résine a bien été insolée sur les croix.

des conditions plus douces. Cependant la température de fusion du niobium et du molybdène est très élevée. Lors du dépôt pour le lift-off, le rayonnement infrarouge du métal en fusion brûle la résine. Pour cette raison nous avons donc choisi le titane.

Je présente sur la figure 4.15 un résumé de la première étape du processus. Nous utilisons les mêmes épaisseurs de résines et des conditions d'insolation assez voisines qu'à la première étape de la fabrication de la ligne de cobalt. Les conditions

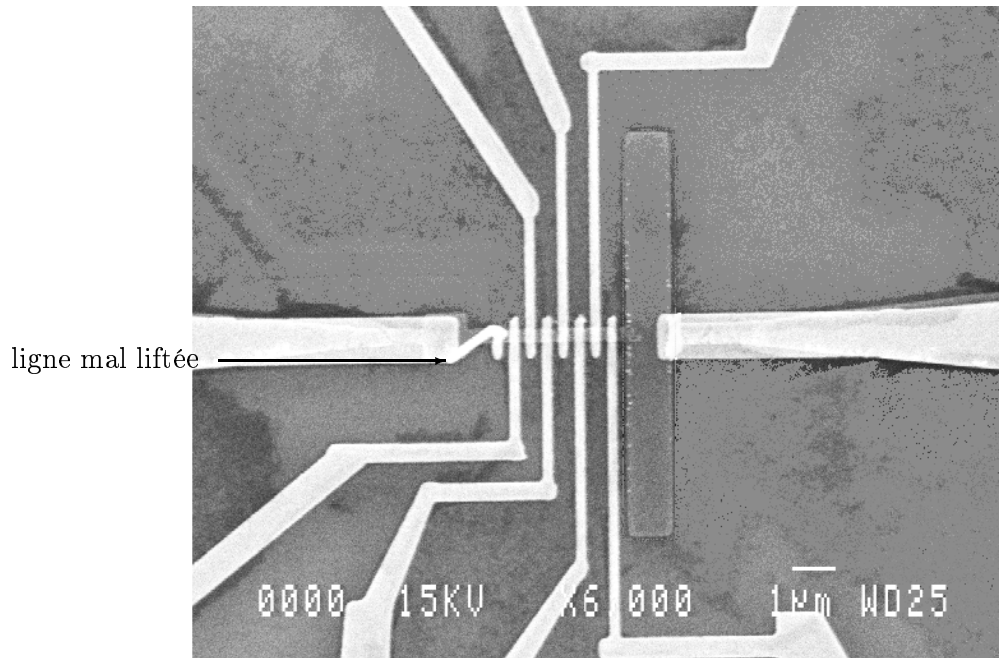


FIG. 4.14: *Résultat final. On peut remarquer qu'une ligne n'a pas bien « lifté ».*

d'insulations diffèrent légèrement car la couche sous la résine n'est plus du silicium oxydé mais celle que l'on veut graver.

Deuxième étape

Les substrats les plus communément utilisés pour le dépôt de couches minces métalliques ou d'oxydes sont généralement des isolants. Tandis que le silicium oxydé ne nous pose aucun problème, les autres substrats isolants (MgO , SrTiO_3 , Al_2O_3 ...) nous gênent considérablement durant la phase d'insolation de la deuxième étape. En effet, les électrons s'évacuent très mal de la surface des isolants. Nous sommes alors en présence d'effets de charge, qui dans un premier temps perturbent le positionnement pour nous aligner, puis peuvent dévier le faisceau, ce qui a évidemment un effet dramatique sur la lithographie.

Pour résoudre ce problème, nous déposons une fine couche de molybdène (5 nm d'épaisseur) avant de déposer la résine pour la deuxième étape. Cette épaisseur est suffisante pour permettre une bonne évacuation des charges en surface. La suite du processus est la même. Après le lift-off final, nous enlevons la couche de Mo, grâce à une gravure RIE au SF_6 . Pour éviter toute attaque de l'or des contacts par le gaz, nous travaillons à très basse tension de polarisation (moins de 30 V).

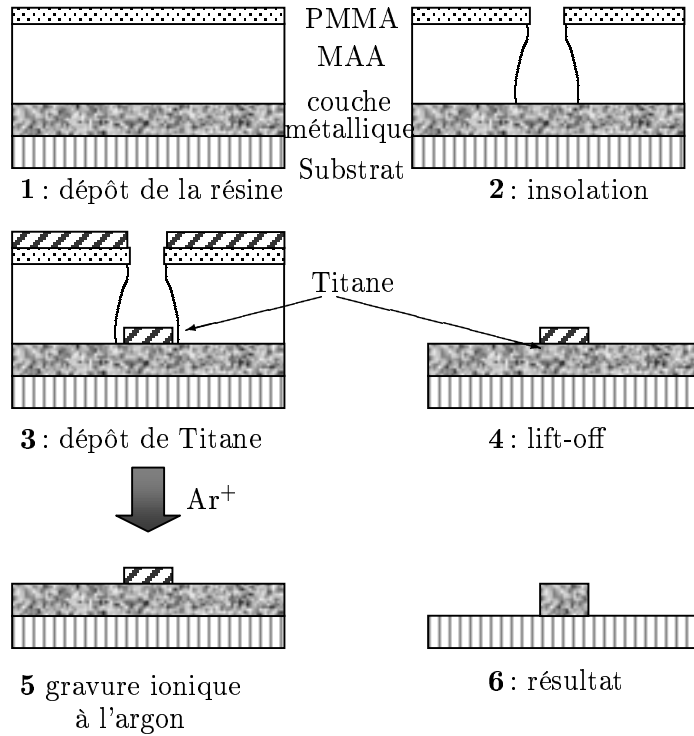


FIG. 4.15: *Processus de fabrication de la ligne dans le cas où l'on veut transférer un motif dans une couche préalablement déposée.*

Nous n'avons pas constaté, en microscopie à force atomique, de dégradation de la surface.

La figure 4.16 montre une micrographie prise sur un échantillon après avoir retiré la couche de molybdène. Les zones blanches sont des endroits où il y a accumulation de charges. À ces endroits, le faisceau est complètement réfléchi. Cela illustre bien la nécessité de la couche de molybdène. On remarque que près des fils d'or, il n'y a pas d'effet de charge.

La figure 4.17 montre un échantillon (fourni par le laboratoire Louis Néel) après l'ensemble du processus mais avant de retirer la couche de molybdène. Une des extrémités des lignes est plus grosse que voulue et doit certainement toucher le contact voisin. À cet endroit la résine n'était sans doute pas parfaitement homogène et la dose d'électrons a été trop importante pendant l'insolation.

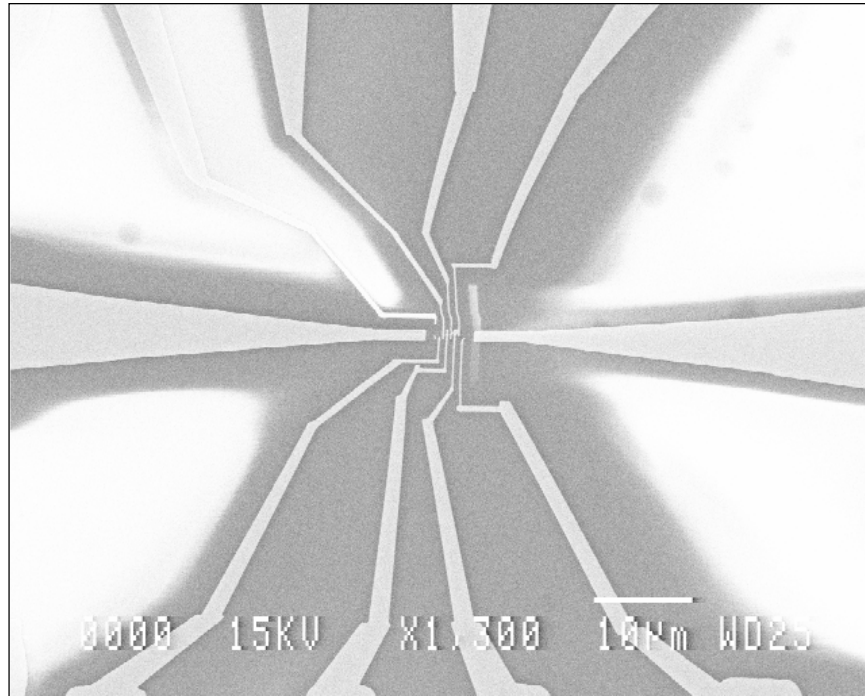


FIG. 4.16: Exemple d'effet de charge sur le MgO.

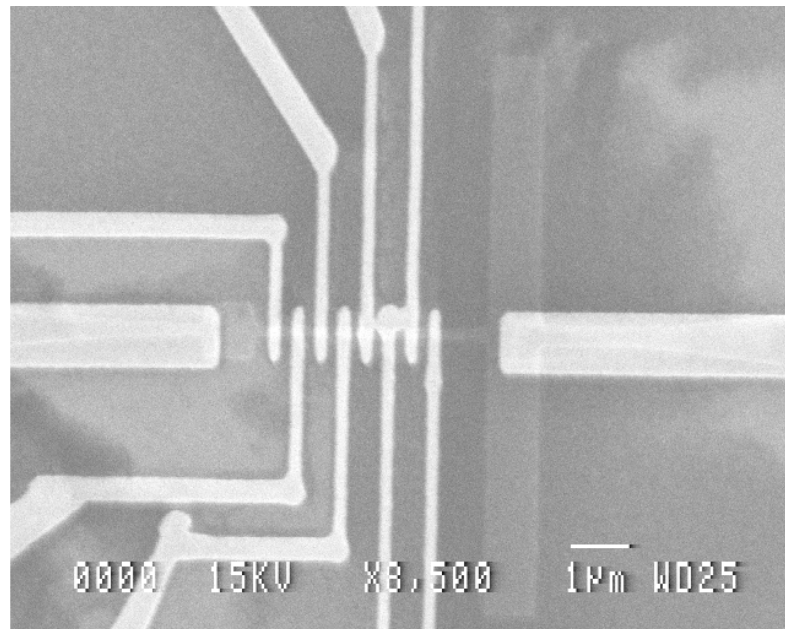


FIG. 4.17: Échantillon à la fin de la fabrication. Les contacts d'or sont en clair. La ligne de cobalt, plus foncée, peut être distinguée sous les contacts d'or. Le carré et le rectangle sont bien visibles.

Chapitre 5

Caractérisation

Nous avons utilisé différentes méthodes pour étudier les propriétés magnétiques des couches minces déposées au laboratoire :

- la réflectivité Kerr ;
- la résonance ferromagnétique ;
- la réflectivité de neutrons polarisés ;
- la microscopie à force magnétique (MFM).

5.1 Caractérisation magnéto-optique

5.1.1 Dispositif expérimental

Les effets magnéto-optiques résultent de l'interaction de la lumière avec un milieu aimanté ou de son passage dans un champ magnétique. L'état de polarisation de la lumière est alors modifié. lorsqu'une onde est polarisée linéairement, on peut observer une rotation de la polarisation, et un changement de son ellipticité. Les effets du premier ordre en puissance de l'aimantation (ou du champ appliqué) sont les effets Faraday et Kerr, ainsi que le dichroïsme circulaire magnétique.

L'effet Faraday est observé en transmission tandis que l'effet Kerr est observé en réflexion, ce qui est plus approprié pour des couches minces métalliques.

On distingue trois types d'effets Kerr suivant l'orientation de l'aimantation par rapport au plan de la couche et au plan d'incidence. Nous avons uniquement travaillé en géométrie longitudinale, avec la lumière polarisée parallèlement (voir schéma 5.1).

La réflectivité Kerr permet de mesurer des cycles d'hystérésis, et de déterminer les directions de facile aimantation d'une couche mince ferromagnétique. La rotation de la polarisation de la lumière étant fonction de l'aimantation moyenne de la couche, une variation d'aimantation induit une variation de la rotation de la polarisation de la lumière. On peut ainsi remonter au cycle d'hystérésis. On répète

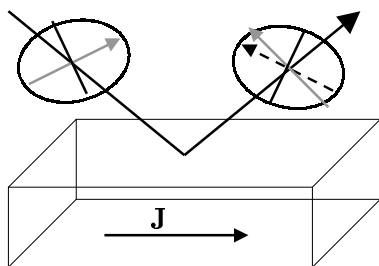


FIG. 5.1: Schéma de l'effet Kerr longitudinal en polarisation parallèle. Les flèches grises représentent le champ électrique E de la lumière. La flèche noire représente la polarisation incidente pour comparaison avec la polarisation réfléchie.

cette mesure en faisant tourner l'échantillon par rapport à la normale à sa surface. On peut alors remonter aux axes de faciles et de difficiles aimantations de la couche mince.

Le dispositif expérimental utilisé pour la réflectivité Kerr est illustré sur la figure 5.2. La source lumineuse du spectromètre à effet Kerr est un laser He-Ne ($\lambda = 632.8$ nm). L'incidence du faisceau lumineux sur l'échantillon peut varier de 10° (effet Kerr presque perpendiculaire) à 90° (incidence rasante). Le faisceau lumineux est polarisé grâce à un polariseur de Glan-Thompson (rapport d'extinction de 10^5). Une lame semi-réfléchissante sert à prélever une partie du faisceau afin de contrôler les fluctuations d'intensité de la source laser. Le faisceau lumineux est alors éventuellement modulé (en intensité ou en état de polarisation) puis est réfléchi sur l'échantillon. L'état de polarisation du faisceau réfléchi par l'échantillon est ensuite analysé par un deuxième polariseur Glan-Thompson monté sur une rotation motorisée. Nous pouvons travailler suivant trois modes de mesure :

- mesures statiques : le faisceau incident n'est pas modulé ;
- modulation de l'intensité du faisceau laser par un hacheur mécanique et détection synchrone ;
- modulation de l'état de polarisation du faisceau laser incident (de circulaire gauche à circulaire droite) à l'aide du modulateur électro-optique.

Le mouvement de l'ensemble des éléments optiques est motorisé :

- rotation de l'angle de polarisation du faisceau incident,
- rotation de l'analyseur (précision mécanique de 0.001°),
- rotation θ , 2θ ,
- bascule et translation de l'échantillon.

La motorisation des réglages de la tête goniométrique est indispensable pour des balayages $\theta/2\theta$ car il s'avère que, malgré une précision mécanique de 0.01° des différents mouvements (la précision du mouvement de l'analyseur est supérieure pour s'assurer de la précision de la mesure de rotation de la polarisation), les réglages ne peuvent pas être conservés sur l'ensemble d'un balayage et doivent être « rattrapés ». La direction servant de référence est la direction du bras 2θ . L'échantillon est monté sur un support rotatif afin de permettre des mesures pour différentes orientations de l'échantillon par rapport au plan d'incidence de la lumière. Ce mouvement est indispensable pour les mesures d'anisotropie magnétique. Le champ magnétique peut être appliqué soit longitudinalement soit transversalement par rapport au plan d'incidence de la lumière. Son intensité peut varier entre -20 et $+20$ mT.

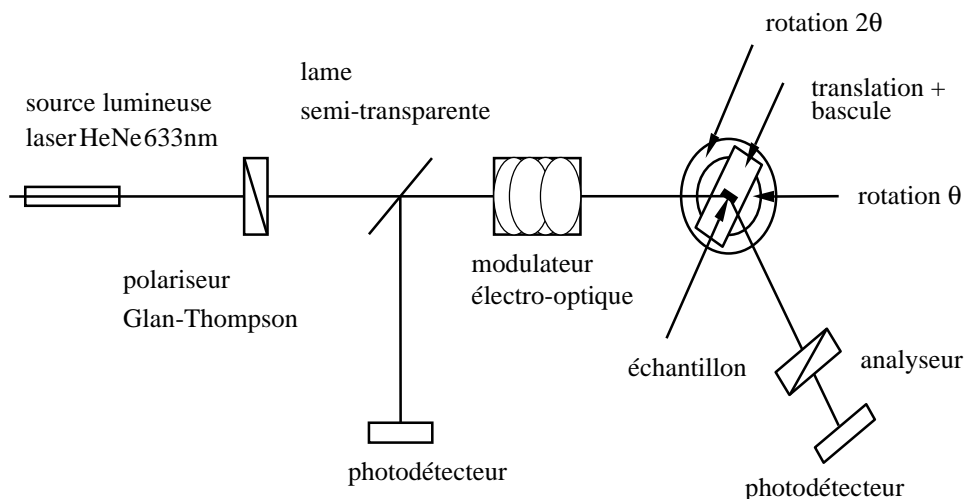


FIG. 5.2: Schéma du dispositif de réflectivité Kerr du laboratoire.

5.1.2 Mesure magnéto-optique sur des films minces

Nous avons effectué des mesures magnéto-optiques sur nos couches en utilisant le banc de mesure Kerr présenté ci-dessus pour tester la qualité magnétocristalline de nos films.

Film mince de cobalt

Dans le cas du cobalt polycristallin, pour des films de 50 nm d'épaisseur déposés par évaporation électronique sur un substrat de silicium oxydé et recouvert d'une couche de titane de 5 nm d'épaisseur, nous avons mesuré des coercivités de l'ordre de 1.5 mT (voir figure 5.3). Nous avons aussi essayé de déterminer l'éventuelle présence d'axe d'anisotropie dans nos couches. Je présente en figure 5.3 le résultat de ces mesures. Les angles sont mesurés par rapport aux axes (100) du

silicium. Lors de la mesure, nous nous sommes placés près du minimum du signal de l'analyseur afin de ne pas mélanger les contributions dues à la variation de la polarisation de celles dues à la variation de l'hélicité. L'angle d'incidence de 55° par rapport à la normale à l'échantillon est choisi pour les mêmes raisons [83].

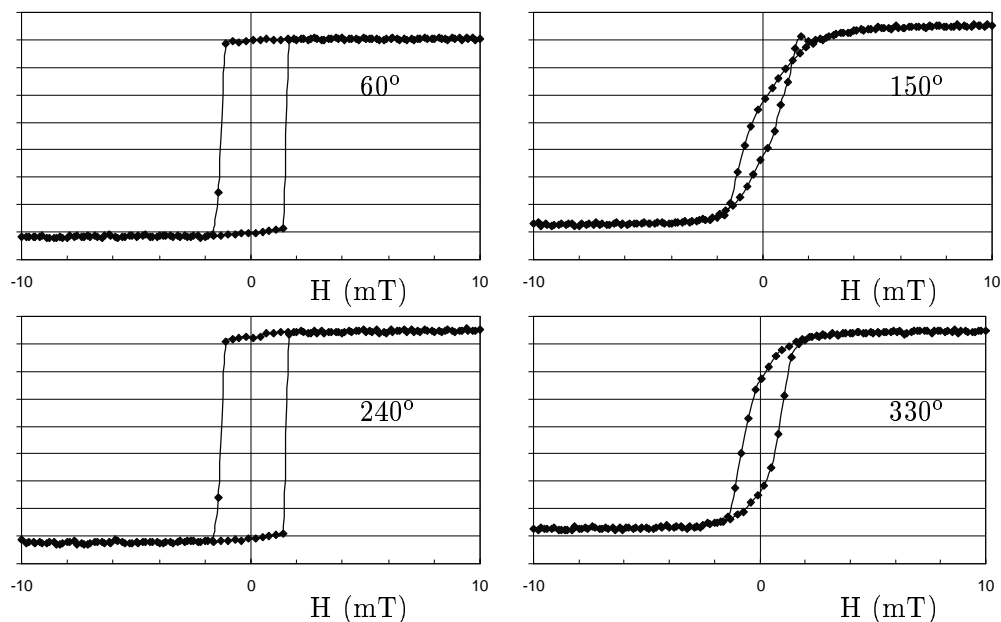


FIG. 5.3: *Mesure Kerr longitudinale et en polarisation parallèle à 4 angles différents pour la détermination de l'anisotropie dans une couche de cobalt polycristallin Ti(5 nm)/Co(50 nm)/SiOx. L'axe des abscisses est gradué en mT. La coercivité est d'environ 1.5 mT. L'axe des ordonnées représente le signal absolu mesuré.*

Nous pouvons remarquer que la couche présente une légère anisotropie uniaxiale, qui n'est cependant pas suffisante pour refermer complètement le cycle lorsque le champ est orienté suivant l'axe dur. Le cycle d'hystérésis à 150° est encore ouvert en raison de la coercivité des grains qui composent la couche. Nous remarquons d'autre part, que la coercivité est plus grande d'un facteur 2 environ suivant l'axe difficile que l'axe facile. Enfin, l'aimantation à rémanence est inférieure à 1 lorsque l'on est orienté suivant l'axe difficile. Elle est proche de 0.5 pour l'angle de 150° . Les courbes de la figure 5.3 ont été normalisées à leur valeur à saturation pour les comparer (voir figure 5.4).

Film épitaxié de fer

Des mesures magnéto-optique ont été réalisées sur les couches de fer épitaxiées fabriquées au laboratoire. Nous avons pu constater que la couche présentait deux

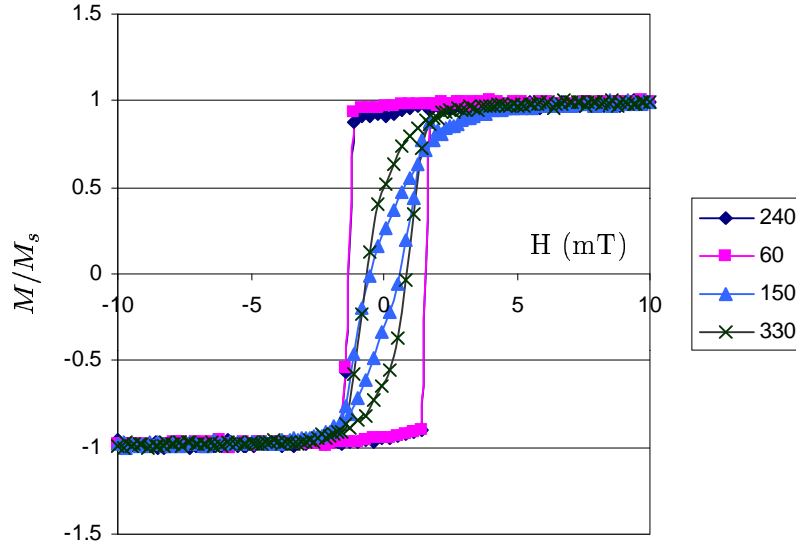


FIG. 5.4: Courbes de la figure 5.3 ramenées à la même échelle pour comparaison.

axes de facile aimantation dans le plan à 90° l'un de l'autre, et deux axes de difficile aimantation à 45° des axes faciles. La figure 5.5 présente le champ coercitif en fonction de l'angle par rapport à la direction $[(100)]$ du fer. Les courbes d'effets Kerr longitudinales présentent, lorsque le champ appliqué est orienté à moins de 10° environ d'un axe facile (baptisé *ee* ou *he* sur la figure), un seul saut à un champ H_c , alors qu'au delà, elles présentent deux sauts aux champs H_{c1} et H_{c2} . H_{c1} est légèrement supérieur à H_c . Ce phénomène a déjà été observé par Cowburn *et al.*[84]. Il correspond à la superposition d'une anisotropie cubique et d'une anisotropie uniaxiale faible.

Les couches de fer déposées au laboratoire présente bien une anisotropie magnétocristalline cubique comme attendu dans ce genre de couche.

5.2 Mesure de l'anisotropie magnétique par résonance ferromagnétique

Pour évaluer plus précisément la valeur de la constante d'anisotropie uniaxiale dans nos couches de cobalt, nous avons effectué des mesures de résonance ferromagnétique.

Cette méthode, similaire à la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) [85] et à la Résonance Électronique de Spin (abrégé en ESR en anglais), consiste à faire résonner une aimantation autour d'un champ magnétique effectif à la fréquence de Larmor. On détecte alors l'absorption d'énergie lors du passage à résonance à l'aide d'un petit champ micro-onde appliqué perpendiculairement au champ H_0 .

Le dispositif expérimental consiste en une cavité dans laquelle on dispose

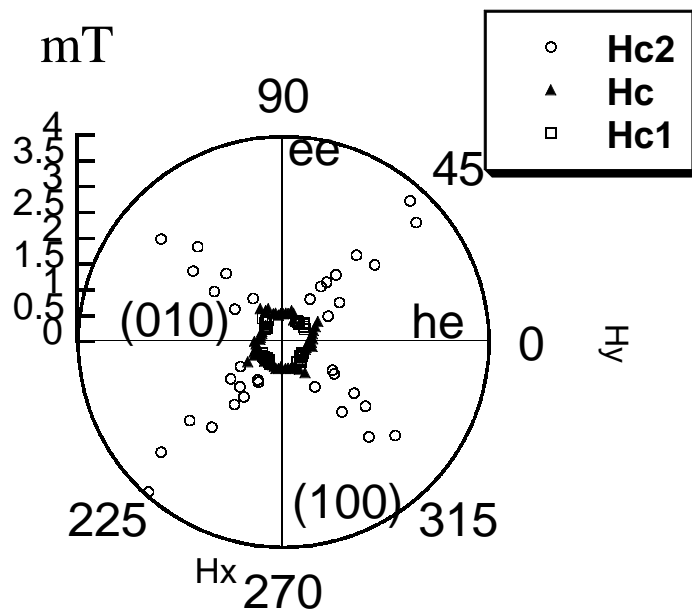


FIG. 5.5: Mesure des axes d'anisotropie d'une couche de fer épitaxié sur MgO. L'angle de la direction du champ magnétique appliqué est mesuré par rapport à l'axe [100] du MgO. Les directions représentées sur le dessin sont celles du fer. ee et he sont les axes faciles. Hc_1 et Hc_2 sont les champs de sauts pour les cycles à deux sauts, Hc est le champ de saut pour les cycles à un saut. En ordonnée est représenté le champ coercitif en mT.

l'échantillon. Cette cavité est faiblement couplée à un guide d'onde qui y amène le champ radio-fréquence délivré par un Klystron ($f \approx 16$ GHz). Par un dispositif de détection synchrone (« lock-in »), la fréquence du Klystron est asservie à celle de la cavité. L'ensemble de ce dispositif est placé dans l'entrefer d'un électroaimant. Autour des pièces polaires de cet électroaimant sont disposées deux bobines en configuration de Helmholtz pour moduler le champ. À l'aide d'un deuxième dispositif de détection synchrone, on détecte à la fréquence de modulation du champ la perte d'intensité du champ radiofréquence.

La figure 5.6 présente une courbe de résonance obtenue sur la même couche de cobalt que celle utilisée pour les expériences de réflectivité Kerr. Nous avons répété cette mesure en tournant le champ magnétique par rapport à l'un des bords de l'échantillon. La courbe 5.7 présente l'ensemble des mesures effectuées.

Tout d'abord, nous observons que les courbes de résonance sont toutes très symétriques. À chaque fois, une seule résonance est observée. D'autre part, l'amplitude de variation du champ de résonance en fonction de l'angle est faible, signe d'une faible valeur de l'anisotropie.

En prenant pour valeur du champ de résonance l'intersection de la courbe d'absorption avec le zéro Volt, nous obtenons la courbe présentée sur la figure

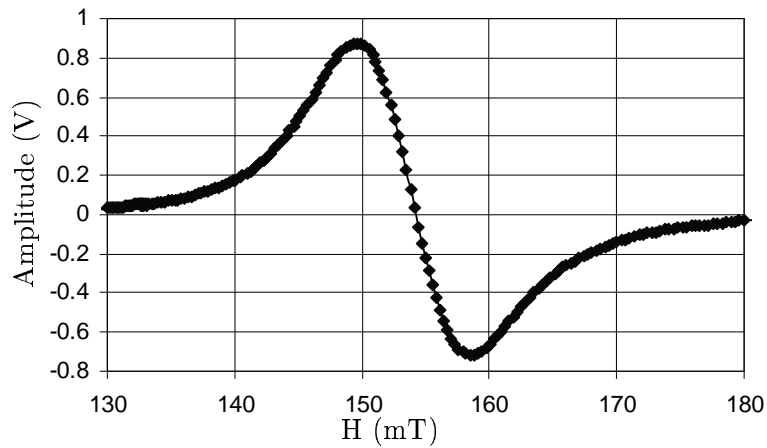


FIG. 5.6: Courbe de résonance mesurée pour un angle de 270° mesuré entre la direction du champ magnétique et le bord de l'échantillon.

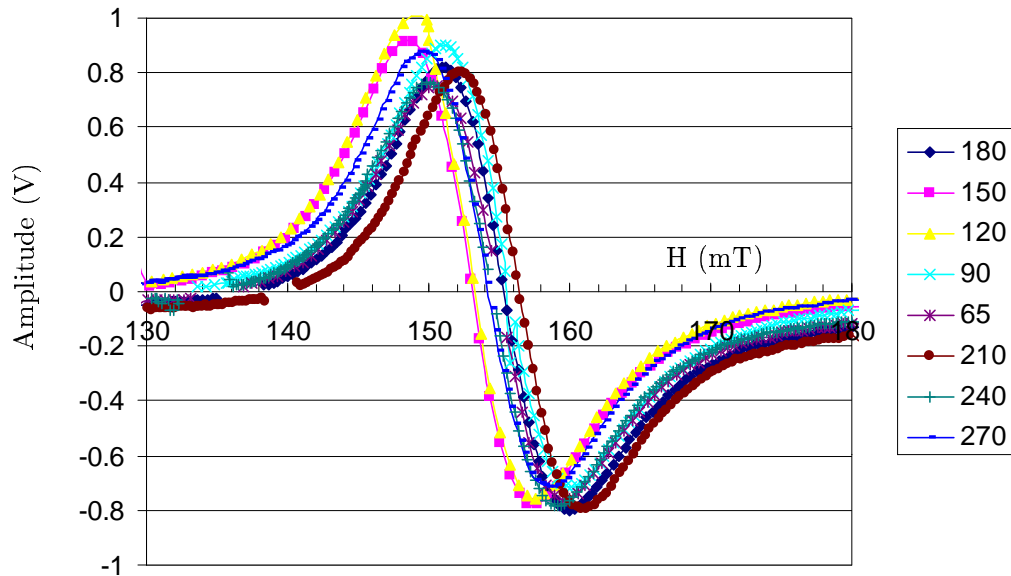


FIG. 5.7: Ensemble des courbes de résonance mesurées sur une couche de cobalt de 50 nm déposée par évaporation.

5.8. Sur cette figure est également présentée la courbe théorique du champ de résonance en fonction de l'angle calculé pour une anisotropie uniaxiale suivant la formule donnant la condition de résonance :

$$\omega^2 = \gamma^2 \left(H_0 + 4\pi M - \frac{2K_u^\perp}{M} + \frac{2K_u^\parallel}{M} \cos^2(\varphi_a - \alpha) \right) \left(H_0 + \frac{2K_u^\parallel}{M} \cos^2(\varphi_a - \alpha) \right), \quad (5.1)$$

avec $\gamma = g \frac{e}{2mc}$, M l'aimantation de la couche, K_u^\parallel la constante d'anisotropie uniaxiale planaire, et φ_a la direction de l'anisotropie. Les paramètres de la courbe théorique, présentés dans le tableau 5.1, sont ajustés aux données expérimentales. Nous avons choisi de ne pas tenir compte, pour l'ajustement, d'une éventuelle anisotropie perpendiculaire K_u^\perp , car les mesures de réflectivité de neutrons indiquent que l'aimantation dans nos couches est planaire (voir paragraphe 5.3.3).

TAB. 5.1: Paramètres utilisés pour l'ajustement de la courbe théorique aux données expérimentales.

K_u^\parallel	K_u^\perp	ω (GHz)	φ_a
$1.2 \cdot 10^4$	0	16.2	150°

La courbe obtenue ne s'ajuste pas parfaitement aux données. Cela est dû à l'existence d'incertitudes sur la mesure du champ de résonance, qui viennent de l'approximation effectuée dans le choix de la ligne de base. Si celle-ci est en réalité décalée par rapport au zéro, ou non horizontale, cette approximation introduit des erreurs dans la mesure de la résonance. Toutefois, nous pouvons néanmoins dire que l'anisotropie magnétocristalline dans nos couches est inférieure à $1.2 \cdot 10^4$. La valeur de K_u^\parallel obtenue est très faible. Nos couches déposées par évaporation au canon à électrons ne présentent donc pas de forte anisotropie.

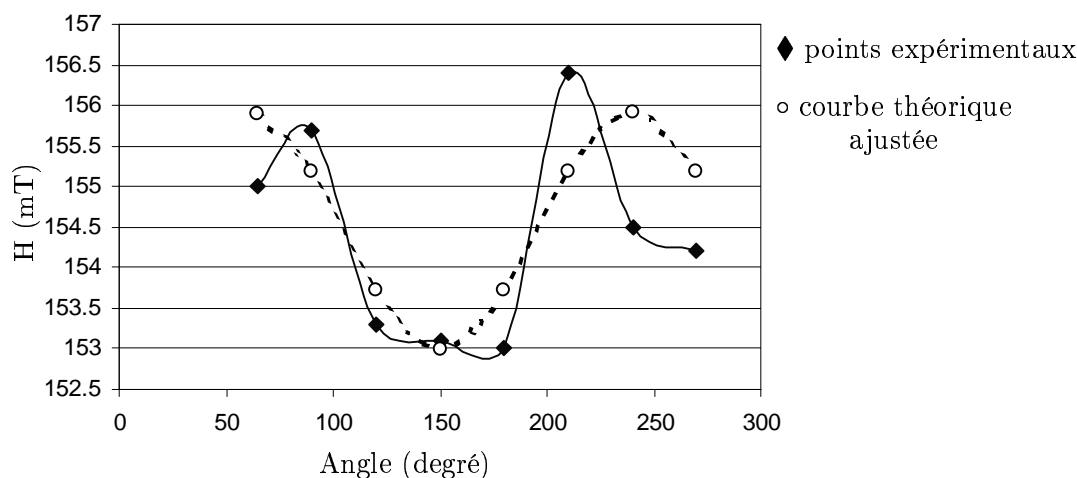


FIG. 5.8: Champ de résonance en fonction de l'angle entre le champ appliqué et un bord de l'échantillon.

5.3 La réflectivité de neutrons

Nous avons utilisé la réflectivité de neutrons polarisés (RNP) comme méthode de caractérisation magnétique et structurale de nos couches magnétiques. Par rapport à d'autres méthodes de caractérisation magnétique, la RNP permet d'obtenir une valeur absolue de l'aimantation par atome. Grâce à l'analyse précise des signaux de réflectivité, l'homogénéité cristalline de la couche peut être estimée. Dans le cas d'une multicouche, Fermon [86] a développé une théorie permettant, par ajustement numérique, de déterminer dans chacune des couches les paramètres structuraux (densité) et magnétiques (aimantation par atome, orientation de l'aimantation). La réflectivité est donc un outil efficace pour analyser la qualité magnétique des couches minces déposées au laboratoire. De plus, Fermon a développé une méthode permettant, au cours d'un cycle d'hystérésis et pendant une mesure de réflectivité, de suivre indépendamment l'aimantation d'une seule couche magnétique au milieu d'autres couches.

D'autre part, le diamagnétisme du substrat ne pose pas de problème comme en SQUID ou en AGFM lorsque l'on mesure des cycles d'hystérésis, puisque seules sont importantes les couches réellement traversées par le faisceau de neutrons. La grande sensibilité de la réflectivité de neutrons a été démontrée par des expériences sur des systèmes de couches enterrées, dans lesquelles des aimantations de $0.1\mu_B$ par atome ont pu être détectées. D'autre part, la réflectivité est un outil idéal pour l'étude de multicouches, puisque l'on a accès au profil magnétique de chacune des couches.

Le neutron est une particule neutre de spin $1/2$. Sa neutralité le rend particulièrement intéressant en tant que particule sonde, car il n'est pas soumis à l'interaction coulombienne. Le neutron interagit avec la matière de deux façons :

- au travers de l'interaction forte avec les noyaux, dont la portée est très faible (de l'ordre de quelques fermis, $1\text{ fm}=10^{-6}\text{ nm}$),
- par interaction magnétique avec les spins électroniques non compensés et avec les spins nucléaires.

Les neutrons sont produits dans des réacteur au cours de réactions de désintégration de l'uranium. Le spectre d'émission est un spectre de corps noir. La température du modérateur utilisé (généralement de l'hydrogène liquide) détermine le maximum du spectre, que l'on peut calculer par l'équation 5.2 :

$$\frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} = k_B T \iff \lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2mk_B T}}. \quad (5.2)$$

Pour $T = 300\text{ K}$, $\lambda = 1.7\text{ \AA}$. Les neutrons thermiques sont très adaptés à la physique du solide car leurs longueurs d'onde sont proches des distances interatomiques.

5.3.1 Présentation théorique de la réflectivité

L'étude en réflectivité de neutrons consiste à envoyer un faisceau de neutrons sur une surface avec un angle très faible par rapport à celle-ci. Comme la réflectivité de rayons X, cette technique permet de sonder des couches minces de très faible épaisseur. D'autre part, grâce à leur spin, les neutrons sont sensibles au magnétisme potentiel de la couche. Enfin, alors que la section de capture des rayons X est une fonction croissante du numéro atomique, celle des neutrons ne dépend que de résonances particulières. L'hydrogène a une grande section de capture alors que celle du deutérium est petite. Le neutron est donc un outil de prédilection pour l'étude des propriétés de la matière et en particulier du magnétisme¹.

Cependant du point de vue expérimental, les flux de neutrons sont beaucoup plus faibles que les flux de rayons X. Les expériences de diffraction de neutrons sont donc très longues. Ce que l'on gagne en absorption par rapport aux rayons X est généralement perdu en flux.

Le schéma typique d'une expérience de réflectivité est montré sur la figure 5.9, où sont introduites les principales notations. La quantité importante est le vecteur \mathbf{q} , appelé vecteur de transfert, qui, comme en diffraction X, est la différence entre le vecteur d'onde réfléchi et le vecteur d'onde incident. Puisque l'on travaille en réflectivité \mathbf{q} sera généralement faible, car le flux de neutrons étant lui-même faible, il n'est pas possible de travailler à grands angles.

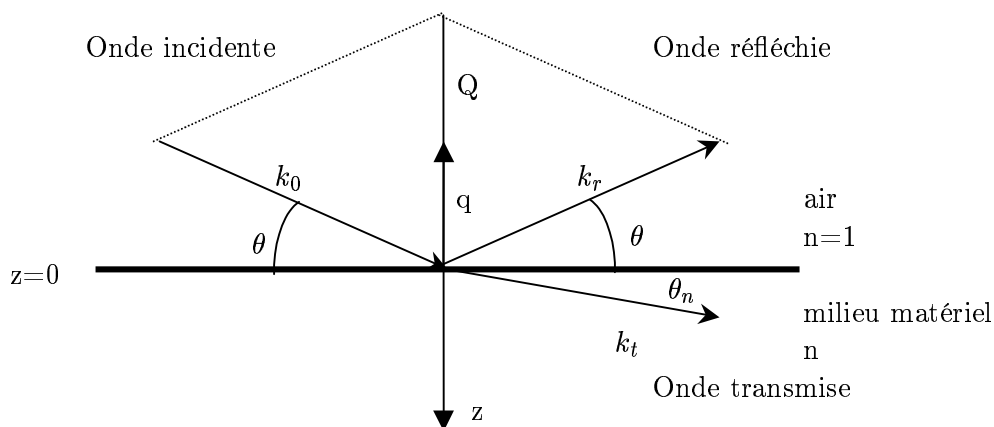


FIG. 5.9: *Réflexion d'une onde plane sur une surface parfaite .*

Le neutron est représenté en formalisme de Schrödinger par un spineur à deux composantes $|\Psi(\mathbf{r})\rangle$ et sa fonction d'onde obéit à l'équation de Schrödinger :

$$\left\{ \frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + (E - V(\mathbf{r})) \right\} |\Psi(\mathbf{r})\rangle = 0, \quad (5.3)$$

1. Il est maintenant possible d'étudier les propriétés magnétiques de la matière avec des rayons X.

où $|\Psi(\mathbf{r})\rangle$ s'écrit :

$$|\Psi(\mathbf{r})\rangle = \Psi_+(\mathbf{r})|+\rangle + \Psi_-(\mathbf{r})|-\rangle.$$

On dira que le neutron est *up* quand il est dans un état $|+\rangle$ et *down* quand il est dans un état $|-\rangle$. Ces deux états ne sont différenciés qu'en présence de champ magnétique extérieur, qui peut servir d'axe de quantification. En l'absence de champ, la fonction d'onde sera représentée par une fonction d'onde sans dépendance en spin. La dépendance en \mathbf{r} ne sera pas rappelée.

L'article de Fermon [86] est une bonne introduction à la réflectivité de neutron. Nous allons néanmoins rappeler à quelles types d'interaction le neutron est soumis, avant de décrire la réflectivité de neutrons sur des couches minces magnétiques.

L'interaction neutron-noyau²

La diffusion d'un neutron par un noyau est due à l'interaction forte entre les deux particules. Le potentiel d'interaction forte V_{if} est grand mais de portée très petite (de l'ordre de quelques fermis) par rapport à la longueur d'onde du neutron. On peut ainsi écrire V_{if} de la manière suivante :

$$V_{if} = b \frac{2\pi\hbar^2}{m} \delta(\mathbf{r}),$$

où b est une grandeur complexe mesurée expérimentalement, dépendant du noyau, appelée *longueur de diffusion* ; sa partie réelle peut être positive ou négative, sa partie imaginaire rend compte de l'absorption possible du neutron par le noyau. De plus, b ne dépend du spin nucléaire qu'à très basse température (inférieure à 1 K), ce qui ne sera jamais le cas ici. Nous n'en tiendrons donc pas compte.

Les valeurs des longueurs de diffusion pour tous les éléments sont disponibles dans les livres de références sur les neutrons. Je voudrais juste faire quelques remarques sur quelques éléments. On pourra remarquer par exemple que la valeur de b est négative pour le titane ($b = -3$), positive pour le nickel ($b = 10$). Cette propriété est utilisée pour la réalisation de supermirroirs qui servent de polariseur de neutrons. On remarquera aussi que le gadolinium, le samarium, le cadmium sont d'excellents absorbeurs de neutrons ; l'hydrogène absorbe quant à lui correctement les neutrons.

L'interaction magnétique

Le neutron interagit magnétiquement par l'intermédiaire de son spin avec le moment magnétique orbital et avec le moment magnétique de spin des électrons non-appariés. Formellement, cette interaction s'écrit :

2. Appelée aussi *pseudo-potentiel de Fermi*.

$$V_M = -g_n \mu_0 \mu_n \sigma \cdot \mathbf{B}, \quad (5.4)$$

où \mathbf{B} est un champ magnétique de la forme :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\nabla \times \left(\frac{\mu_e \times \mathbf{r}}{r^3} \right) - \frac{e\mathbf{v}_e \times \mathbf{r}}{r^3} \right).$$

De plus, le neutron interagit aussi avec le champ extérieur : c'est l'interaction Zeeman, qui s'écrit formellement de la même façon que l'interaction précédente (équation 5.4), en remplaçant \mathbf{B} par \mathbf{B}_0 , le champ magnétique extérieur (champ terrestre ou champ appliqué).

5.3.2 Réflectivité sur une couche mince magnétique

Dans ce cas, le potentiel magnétique présenté au paragraphe 5.3.1 s'ajoute au pseudo-potentiel de Fermi.

Le neutron est donc sensible au vecteur \mathbf{B} , qui s'écrit :

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + (1 - D)\mathbf{M}), \quad (5.5)$$

où \mathbf{H} est le champ appliqué et D le facteur démagnétisant. Dans le cas d'une couche mince infinie et d'aimantation homogène, le champ démagnétisant compense exactement la composante perpendiculaire de l'aimantation. Le neutron n'est donc sensible qu'à la composante planaire de l'aimantation, et le potentiel magnétique s'exprime ici sous la forme :

$$V_{M_\alpha} = -\mu_0 \mu_n g_n \sigma \cdot \mathbf{M}_{\alpha\parallel}, \quad (5.6)$$

où $\mathbf{M}_{\alpha\parallel}$ est la projection de l'aimantation de la couche α dans le plan de la couche.

Le potentiel total d'interaction dans la couche α s'exprime alors sous la forme :

$$V_\alpha = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho_\alpha b_\alpha - \mu_0 \mu_n g_n \sigma \cdot \mathbf{M}_{\alpha\parallel} - \mu_n g_n \sigma \cdot \mathbf{B}_0. \quad (5.7)$$

Pour comparer les termes d'interactions magnétique et nucléaire, on peut réécrire la partie magnétique de la façon suivante :

$$V_M = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho_\alpha b_{M\alpha} \quad \text{où} \quad b_{M\alpha} = \frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{\mu_0 \mu_n g_n \sigma \cdot \mathbf{M}_{\alpha\parallel}}{\rho_\alpha}. \quad (5.8)$$

TAB. 5.2: Valeurs des longueurs de diffusion nucléaire b_n , magnétiques b_M , de la section efficace d'absorption σ_a pour quelques éléments fréquemment dans les couches minces magnétiques.

élément	b_n (fm)	b_M (fm)	σ_a
Fe	9.45	5.4	2.56
Co	2.49	4.5	37.2
Ni	10.3	1.6	4.49
Si	4.15		0.17
Ti	-3.44		6.1

Si la polarisation du neutron n'est pas aligné avec le champ appliqué, il faut tenir compte de la précession du neutron. Celle-ci va induire des signaux de spin-flip très important. Nous allons, dans la suite, considérer uniquement le cas où la polarisation du neutron est alignée avec le champ appliqué.

Le tableau 5.2 présente les valeurs de b_M pour les métaux de transition ferromagnétiques. On remarque qu'elles sont du même ordre de grandeur que les valeurs de b_n , ce qui fait tout l'intérêt du neutron comme sonde pour les systèmes magnétiques.

La résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'une couche (ou d'une multicouche) magnétique a été traité par Fermon [86]. Le neutron doit dans être représenté par un spineur. De plus, comme l'a montré Fermon, les conditions de continuité aux interfaces doivent prendre en compte les phénomènes de « spin-flip » éventuels dans la couche magnétique. Le « spin-flip » est induit par une différence d'alignement entre la polarisation du neutron et l'aimantation de la couche (induit par exemple par une anisotropie interfaciale). On obtient alors 8 équations au lieu de 2 précédemment. Pour une présentation complète de la résolution de réflectivité magnétique, on pourra se reporter à la thèse de F. Ott [87].

Je vais maintenant présenter quelques exemples de résolution de ces équations, et la forme des courbes de réflectivité que l'on obtient alors.

Tout d'abord, dans le cas de la réflectivité sur un dioptre magnétique, la composante normale du vecteur \mathbf{q} dans le milieu magnétique s est :

$$q_s^z = \sqrt{q_0^2 - 16\pi\rho(b_n \pm b_M)}. \quad (5.9)$$

Deux vecteurs de coupure, pour la réflectivité « ++ » (neutron incident « up », neutron mesuré « up ») et pour la réflectivité « -- » (neutron incident « down », neutron mesuré « down »), peuvent ainsi être définis par :

$$q_c^\pm = \sqrt{16\pi\rho(b_n \pm b_M)}. \quad (5.10)$$

Dans le cas où le champ magnétique de polarisation des neutrons est parallèle à l'aimantation à saturation de la couche, les intensités de réflectivité r^{++} et r^{--} s'expriment sous la forme suivante :

$$r^{++} = \frac{q_0 - q_s^+}{q_0 + q_s^+} \quad r^{--} = \frac{q_0 - q_s^-}{q_0 + q_s^-}, \quad (5.11)$$

où les vecteurs q_s^\pm sont donnés par 5.9. La courbe de réflectivité en fonction de q_z obtenue est représenté sur la figure 5.10. On observe deux plateaux de réflectivité, correspondant aux valeurs de q_c^\pm .

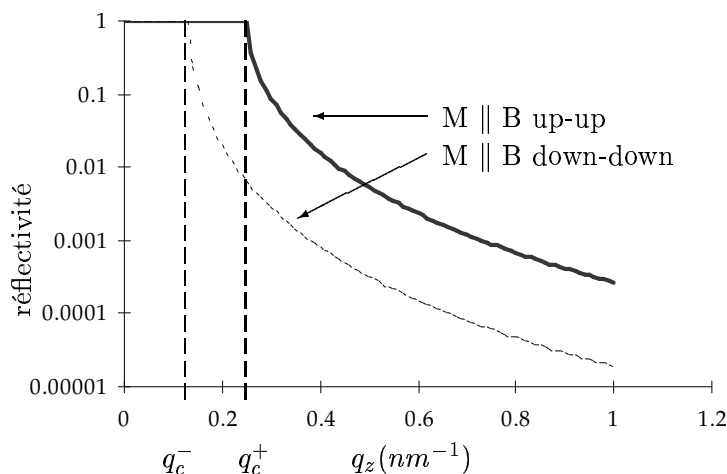


FIG. 5.10: *Réflectivité sur un dioptre magnétique, le champ B étant appliqué parallèlement à l'aimantation M .*

Ensuite, lorsque l'on s'intéresse à la réflectivité d'une couche mince magnétique déposée sur un substrat non magnétique, la seule différence importante par rapport à ce qui précède est l'apparition de franges de Kiessig dont la période est, comme précédemment, fonction de l'épaisseur de la couche magnétique.

La figure 5.11 présente une courbe de réflectivité correspondant à une couche de fer (30 nm d'épaisseur) déposée sur du saphir.

On peut remarquer qu'il est beaucoup plus difficile de définir le vecteur d'onde critique dans le cas d'un système magnétique. Cela est dû aux effets de spin-flip.

5.3.3 Caractérisation de couches minces

Informations apportées par la réflectivité de neutrons

Les informations qu'il est possible d'obtenir grâce à la réflectivité de neutrons polarisés avec analyse de polarisation sont présentées succinctement ci-dessous.

- Ordre magnétique dans les multicouches par observation des pics de Bragg magnétiques.

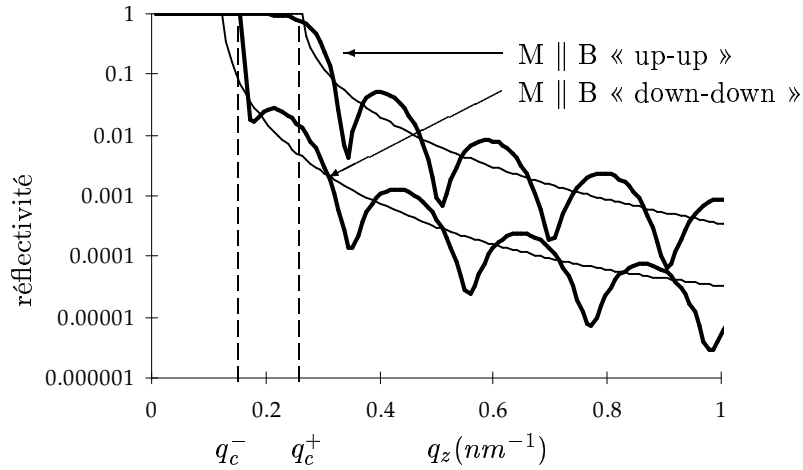


FIG. 5.11: *Réflectivité sur une couche de fer de 30 nm (trait gras) et sur un dioptre de fer (trait fin), le champ B étant appliqué parallèlement à l'aimantation M .*

- Détection de petits moments dans des couches enterrées. La sensibilité de la réflectivité permet d'observer des moments de $0.1 \mu_B$ par atome.
- Cycle d'Hystérésis. La réflectivité de neutrons permet de réaliser des cycles d'Hystérésis couches par couches [88].
- Détermination du profil magnétique de l'aimantation planaire. C'est l'apport essentiel de la réflectivité de neutrons polarisés avec analyse de polarisation. Dans des couches simples, des rotations d'aimantation induites par des anisotropies de surface [89], des effets de polarisation de surface [90] ou de polarisation par contraintes mécaniques [91] sont détectables et quantifiables par cette méthode.

Présentation du réflectomètre PADA

Les expériences de réflectivité sur une couche magnétique est la suivante se passent de la manière suivante : on aimante à saturation la couche magnétique. La direction de polarisation des neutrons est obtenue par l'intermédiaire d'un polariseur (constitué de miroirs polarisants ne réfléchissant qu'une seule polarisation). On peut inverser la direction de polarisation à l'aide d'un flippeur de Mezei constitué de deux bobines. On a ainsi la possibilité d'envoyer des neutrons polarisés *up* ou « + » et des neutrons polarisés *down* ou « - ». Pour sélectionner la polarisation à observer, on utilise un flippeur. L'analyse de polarisation est effectuée par un dispositif similaire au polariseur, qui ne laisse passer qu'une seule polarisation. Le faisceau réfléchi est ensuite collecté par un compteur de neutrons (à He_3). On obtient ainsi quatre types de signaux correspondant aux 2 positions des flippeurs

et appelés « ++ », « +- », « -+ » et « -- ». En réalité, les signaux « +- » et « -+ » sont égaux, donnant au total trois signaux différents.

Le faisceau de neutrons polychromatiques est produit par le réacteur Orphée. À la sortie du guide est disposé un monochromateur en graphite qui sélectionne les neutrons de longueur d'onde égale à 4 Å. Ce choix est lié à des contraintes de résolution. Le maximum du flux en sortie du guide est situé vers 2 Å. Le passage de 2 Å à 4 Å nous fait perdre environ 40 % de neutrons, mais nous fait gagner un facteur 2 en résolution angulaire. Celle-ci limite l'épaisseur des couches que l'on peut regarder. En effet, plus les couches sont épaisses, plus les franges de Kiessig sont fines et rapprochés. La résolution angulaire du spectromètre nous limite à des épaisseurs inférieures à 100 nm. Ensuite sont disposés des miroirs polarisants dont l'efficacité est de 97 à 99 %, correspondant à un rapport de flipping d'environ 30.

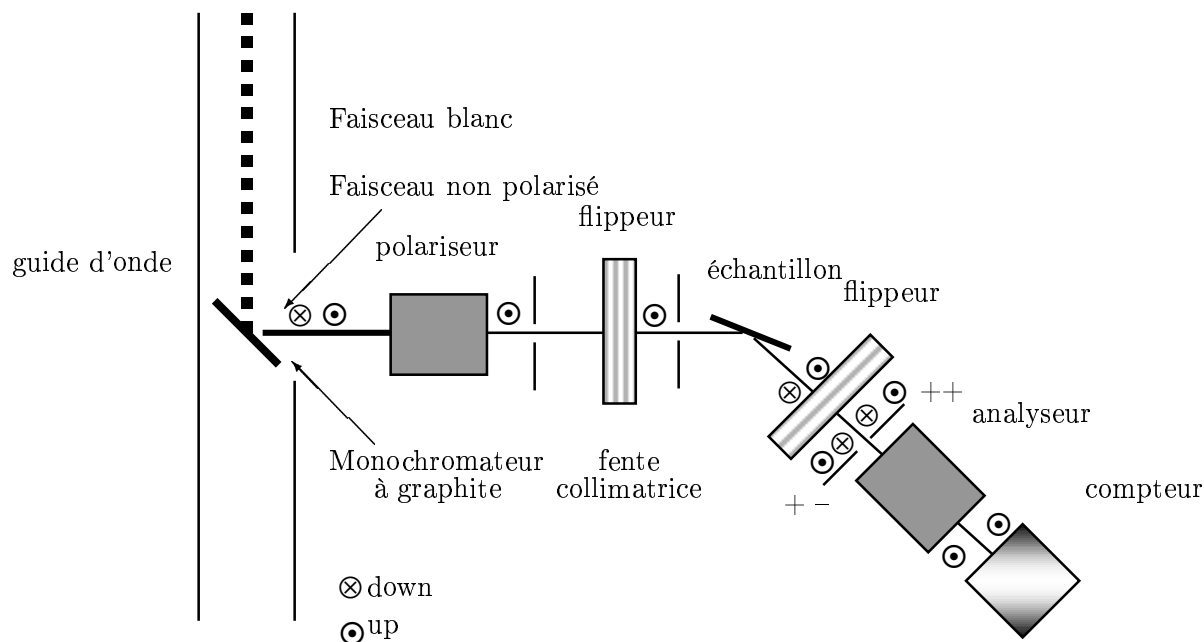


FIG. 5.12: Description du spectromètre PADA du réacteur Orphée. Sur la figure est illustré l'observation de signaux « ++ » et « +- ». Pour observer le signal « +- », il faut flipper le signal réfléchi.

Résultats de caractérisation

Je présente, dans cette section, quelques résultats de réflectivité de neutrons obtenus sur des systèmes utilisés par la suite en lithographie, pour la réalisation

de nos circuits. La qualité des couches déposées au laboratoire, ou venant d'autres laboratoires, a été vérifiée par la PNR. Au cours de notre travail, nous avons fréquemment utilisé la réflectivité de neutrons polarisés pour vérifier la qualité magnétique des couches minces utilisées pour fabriquer nos échantillons. Je ne présente que quelques études réalisées pour montrer les informations que l'on peut obtenir grâce à cette technique.

• Cobalt

Pour vérifier la qualité de nos couches de cobalt déposé dans notre bâti d'évaporation nous avons réalisé des mesures de réflectivité de neutrons polarisés. Nous voulions avoir accès à la valeur du moment magnétique par atome, ainsi qu'à la valeur du produit ρb , qui est une indication de la pureté de notre couche.

La figure 5.13 présente une courbe de réflectivité réalisée sur une couche Ti(5 nm)/Co(50 nm)/SiO_x. Les valeurs des épaisseurs sont celles mesurées grâce à une balance à quartz. Il faut signaler que les deux couches n'ont pas été réalisées dans la même chambre, et que la couche de cobalt a donc été remise à pression atmosphérique pendant à peu près deux minutes.

TAB. 5.3: Valeurs utilisées pour réaliser l'ajustement de la figure 5.13.

	épaisseur (Å)	b (fm)	moment (μ_B /at)	densité
Si Oxydé	na	7.1859	0	0.5
Cobalt	437	2.49	1.72	0.859
Ti Oxydé (TiO_2)	82	0.74	0	0.566

Les valeurs utilisées pour ajuster les courbes théoriques aux points expérimentaux sont résumées dans le tableau 5.3. Nous avons été obligés de tenir compte de l'oxydation de la couche de protection de titane. D'autre part, les valeurs des épaisseurs ne correspondent pas exactement aux valeurs mesurées par la balance à quartz. La valeur du moment par atome obtenue par ajustement est de 1.72. Nos couches de cobalt sont de très bonne qualité magnétique. On remarque en outre que la densité obtenue par ajustement est plus faible que la densité théorique de 0.911, ce qui est fréquent dans les couches minces. Les défauts dans les couches minces (grains, dislocations) diminuent, en effet, la densité par rapport à celle du matériau cristallisé parfait. On constate que la courbe théorique reste en phase avec les données expérimentales. cela signifie que la couche est homogène en épaisseur à grande distance (de l'ordre de 10%). De plus, pour réaliser l'ajustement nous n'avons pas ajouté de rugosité. Nous pouvons en conclure que la rugosité est inférieure au nanomètre. Il aurait fallu compter aller beaucoup plus loin en angle pour être plus précis.

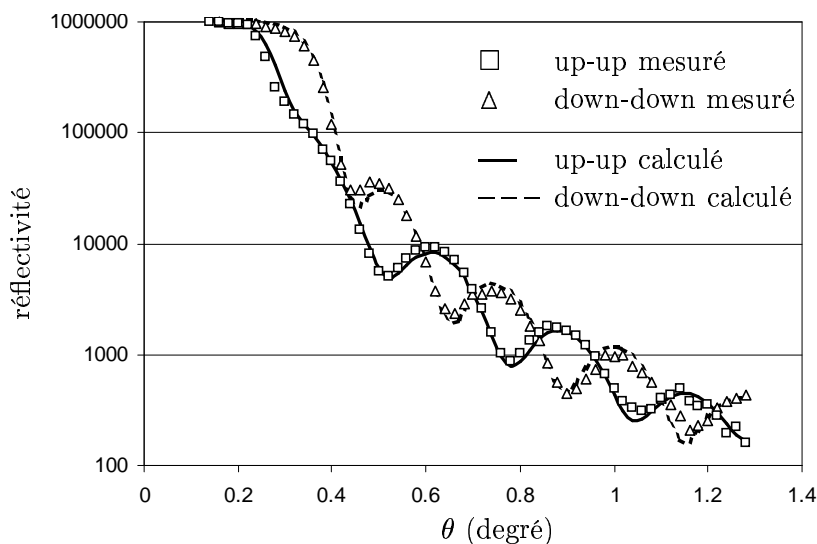


FIG. 5.13: Signal de réflectivité d'une couche de cobalt déposée par évaporation au laboratoire et courbe théorique ajustée aux données expérimentales.

• Fer épitaxié

La figure 5.14 montre la courbe obtenue pour une couche de fer de 30 nm d'épaisseur recouverte, comme toutes nos couches de fer, d'une couche de protection de molybdène. Le tableau 5.4 regroupe les valeurs utilisées pour l'ajustement de la courbe théorique aux données expérimentales, présentées sur la figure 5.14. La valeur du moment par atome obtenue est de 2.26. Cette valeur est légèrement supérieure aux valeurs obtenues par calculs de structures de bande, qui donnent 2.2, ainsi qu'aux mesures de diffractions sur des matériaux massifs.

Il est à noter que, comme souvent pour les couches minces, la densité de la couche de fer épitaxié est plus faible que la densité du fer massif. Dans notre cas, la valeur de densité obtenue, 7.93, est inférieure de 6.7% à la densité théorique (8.5). Cette diminution provient vraisemblablement de la relaxation du paramètre de maille du fer au cours de la croissance.

Nous avons compter jusqu'à $\theta = 2^\circ$. Nous observons 4 oscillations sur la courbe 5.14. L'homogénéité à grande distance de la courbe peut être estimée à moins de 10% de l'épaisseur totale soit 10 nm. Par ailleurs aucune rugosité n'ayant été utilisée pour réaliser l'ajustement, celle-ci est très faible, c'est à dire inférieure à 1 nm. La couche de protection de molybdène étant polycristalline, une image AFM de la surface ne nous permet pas d'avoir de cette façon une mesure de la rugosité.

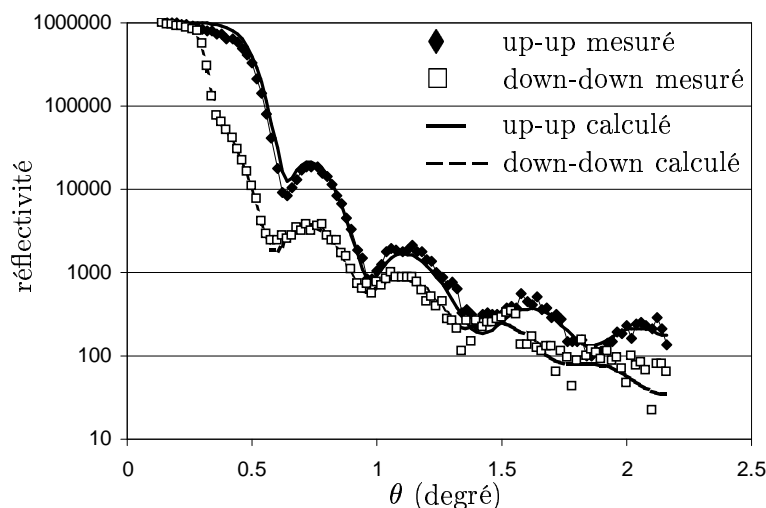


FIG. 5.14: *Signal de réflectivité sur une couche de Mo(5 nm)/Fe(100)(30 nm)/MgO déposée par évaporation au laboratoire et courbe théorique ajustée aux données expérimentales.*

TAB. 5.4: *Valeurs utilisées pour réaliser l'ajustement de la figure 5.14.*

	épaisseur (Å)	b	moment	densité
MgO	na	9.19	0	0.534
Fe	262	9.45	2.26	0.793
Mo	44	7.39	0	0.640

• Manganites

La figure 5.15 présente une courbe de réflectivité réalisée sur l'échantillon AL890 fabriqué à l'UMR Thomson/CNRS par Rose Lyonnet et constitué de $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ sur un substrat de SrTiO_3 . Les valeurs des paramètres obtenus pour le meilleur ajustement sont présentés dans le tableau 5.5 :

TAB. 5.5: *Valeurs utilisées pour l'ajustement de la figure 5.15.*

	épaisseur (nm)	b	m (μ_B /atome)	densité
SrTiO_3		21.7	0	1.7
$\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$	41	23.6	1.5	1.7

On remarquera que le moment par atome est très inférieur à la valeur théorique de $3 \mu_B$. Cet écart important est dû en partie au fait que la mesure a été réalisée avec un champ appliqué de 12 mT, insuffisant pour saturer la couche de $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$, comme le montrent les mesures de magnétométrie SQUID pré-

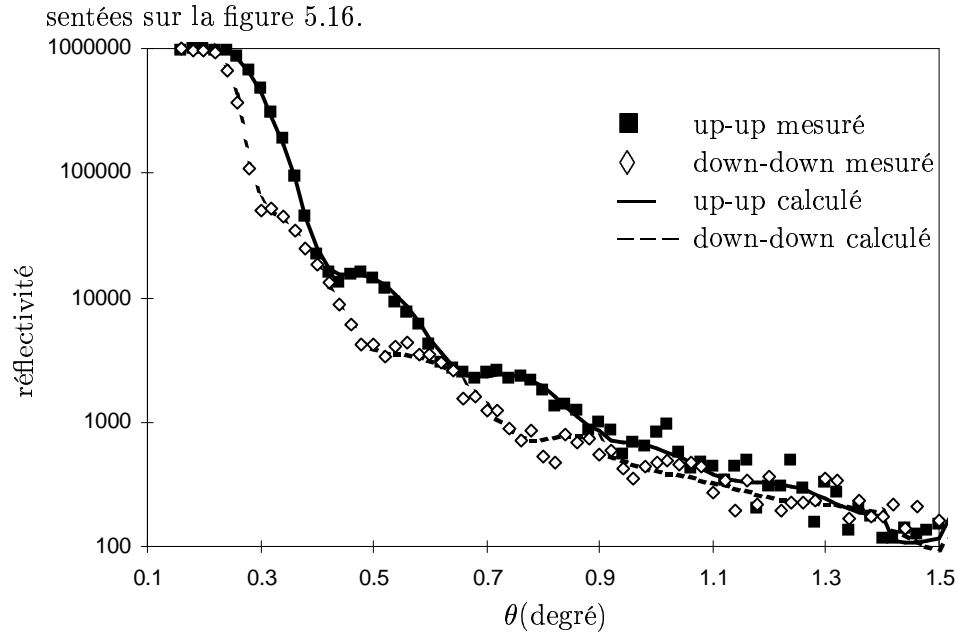


FIG. 5.15: Signal de réflectivité de l'échantillon $Al_{890}La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3/SrTiO_3$ et courbe théorique ajustée aux données expérimentales.

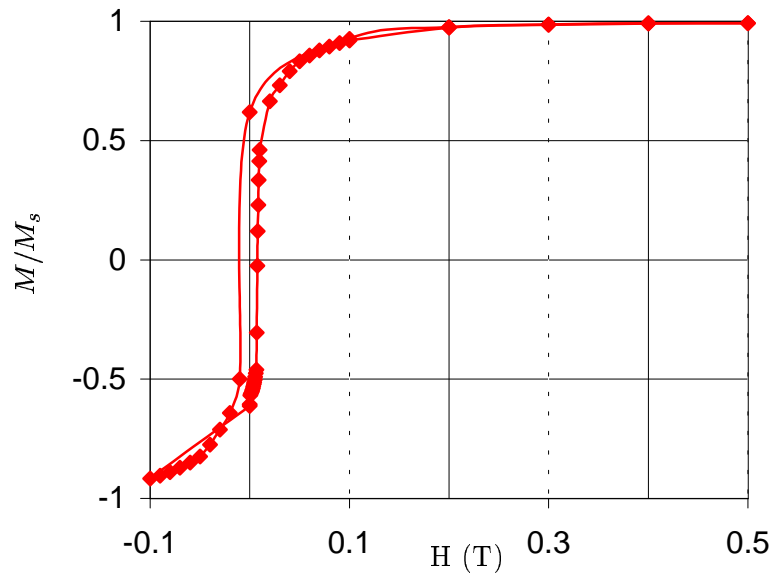


FIG. 5.16: Mesure d'aimantation par magnétométrie SQUID faite à 4.2 K. La saturation est obtenue vers 300 mT.

D'autre part, cette réduction est aussi dû au rôle du $SrTiO_3$, qui, étant un réducteur puissant, déplete le manganite à l'interface sur une certaine profondeur.

Des études ont été réalisées sur des bicouches pour étudier ce phénomène. Je présente à la figure 5.17 les profils magnétiques en profondeur obtenue sur une bicouche de composition $\text{SrTiO}_3(5 \text{ nm})/\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3(45 \text{ nm})/\text{SrTiO}_3$ fabriquée à l'UMR Thomson-CNRS par R. Lyonnet. L'ajustement théorique aux données expérimentales nous permet de trouver une aimantation par atome de $3.2 \mu_B$ au centre de la couche. En revanche, à l'interface avec le substrat, l'aimantation est très réduite puisqu'elle chute à $2 \mu_B$. D'autre part, il nous faut utiliser une couche d'aimantation différente ($3 \mu_B$) et de 20 nm d'épaisseur, entre la première couche et l'interface avec une couche de protection, pour ajuster les données.

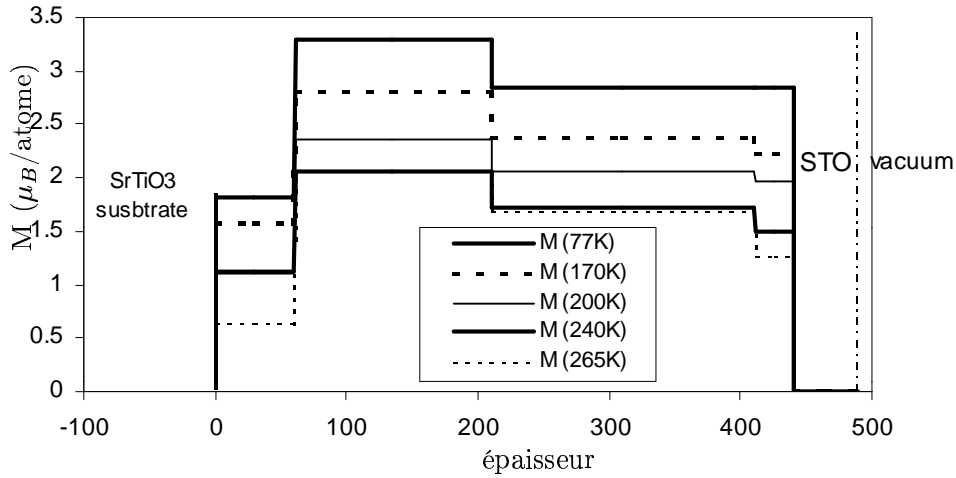


FIG. 5.17: Aimantation (en μ_B/atome) en fonction de l'épaisseur (mesurée depuis le substrat), pour différentes températures, étudiée sur une bicouche $\text{SrTiO}_3(5 \text{ nm})/\text{La}_{0.33}\text{Sr}_{0.67}\text{MnO}_3(45 \text{ nm})/\text{SrTiO}_3$ fabriquée à l'UMR Thomson-CNRS par R. Lyonnet, avec un champ appliqué de 1.2 T.

Cette étude a permis de mieux comprendre les problèmes de réduction d'aimantation dans les couches minces de manganites. Elle nous a permis aussi de pouvoir exploiter correctement les données obtenues par magnétométrie SQUID. En évaluant l'aimantation par atome par réflectivité de neutrons, nous avons pu étalonner notre expérience de SQUID pour tenir compte du diamagnétisme des substrats. Pour une étude plus complète des problèmes de réduction d'aimantation aux interfaces dans les couches de manganites, on pourra se reporter à l'article de Ott *et al.* [1].

5.3.4 Conclusion

La réflectivité de neutrons avec analyse de polarisation est un puissant outil de caractérisation des couches minces magnétiques et d'une grande sensibilité. L'exemple de la réduction d'aimantation des manganites aux interfaces en est une belle illustration. En ce qui nous concerne, elle nous a permis de mieux connaître nos couches. Nous avons ainsi pu évaluer la qualité magnétique de nos couches en mesurant le moment par atome. Nous avons aussi pu mesurer la densité des couches déposées au laboratoire.

Nous avons pu constater la très bonne qualité des couches déposées dans notre bâti MBE.

5.4 La microscopie à force magnétique (MFM)

L'invention de la microscopie de force (SFM) par Binnig, Quate et Gerber en 1986 [92] a bouleversé le domaine de la physique des surfaces. Le principe de cette microscopie est fort simple. Une fine pointe (appelée sonde) balaye une surface à une distance très faible (quelques nanomètres). L'influence de la surface sur la sonde est alors observée. La détection de l'effet de la surface sur la sonde peut se faire de plusieurs manières : par la variation de la fréquence de résonance de la sonde, par la variation de la déflexion d'un laser, par la modification du courant tunnel entre la pointe et la surface (métallique dans ce cas)... La nature de la sonde détermine en partie le type d'interaction observé. Par exemple, une pointe magnétique est sensible aux lignes de champ qui partent de la surface. Le premier microscope à force magnétique (MFM) a été mis au point par Martin et Wickrasaminghe [93], qui s'en sont servi pour observer une tête d'enregistrement magnétique, et Sáenz *et al.* [94]. Depuis ce type de microscope a été utilisé pour observer des bandes magnétiques, des couches minces magnétiques, des structures lithographiées [95, 8]...

Les raisons du succès rencontré par le MFM sont sa grande résolution (10 - 100 nm), sa grande sensibilité et sa facilité de mise en œuvre. La détection des lignes de champ se fait à l'aide d'une pointe fine en silicium ou en nitrure de silicium (Si_3N_4), recouverte d'une couche magnétique. Le matériel le plus souvent utilisé est un alliage CoCr. La pointe est attachée à un levier flexible. Les vibrations de ce levier sont mesurées et permettent d'avoir accès à l'interaction entre la pointe et la surface.

En première approximation, la pointe est assimilée à un dipôle ponctuel. La force qui agit sur la pointe s'exprime par le gradient de l'énergie magnétique du dipôle :

$$F = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) = \mathbf{m} \cdot \nabla(\mathbf{H}), \quad (5.12)$$

où \mathbf{m} est le moment magnétique de la pointe et \mathbf{H} le champ magnétique au point où se trouve le dipôle. Dans le cas d'une véritable pointe, il faut intégrer l'équation 5.12 sur l'ensemble des dipôles formant la pointe.

En fait, le MFM ne permet pas de détecter directement l'aimantation de la surface. La figure 5.18 illustre le principe de détection du MFM. La pointe est uniquement sensible au champ de fuite. Dans une région où le champ de fuite est perpendiculaire à l'aimantation de la pointe (dans la mesure où une telle approximation est possible), il n'y a pas de force agissant sur la pointe. Le levier ne réagit donc pas. En revanche, si le champ magnétique local a une composante colinéaire à celle de la pointe, une force agissant sur le levier apparaît. Le signe de la résultante des forces est fonction de l'orientation relative de la pointe et du champ local. Lorsque la pointe est balayée à la surface de l'échantillon, elle parcourt des zones où des champs magnétiques locaux ont des orientations variables. Il en résulte une image où les zones claires et sombres représentent des champs magnétiques attractifs ou répulsifs. Pour déduire l'aimantation de la surface observée, il faut interpréter les images obtenues en fonction de l'orientation supposée de l'aimantation de la pointe. L'information qui est obtenue est reliée à l'aimantation près de la surface de l'échantillon. On parle alors de « contraste de charges magnétiques ».

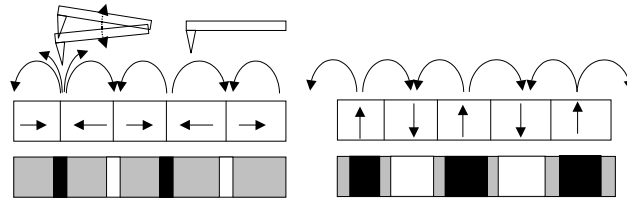


FIG. 5.18: Schéma du fonctionnement d'un microscope à force magnétique, pour une pointe aimantée verticalement. À gauche, cas d'une couche à aimantation planaire. C'est au niveau des parois que l'on a le plus de contraste. Dans le cas d'une couche à aimantation perpendiculaire (à droite), c'est au centre des domaines que le champ de fuite est le plus fort.

À l'heure actuelle, le MFM est l'une des méthodes les plus employées pour l'étude des configurations en domaines dans les structures magnétiques. En effet, contrairement à la microscopie de Lorentz, il ne nécessite pas de préparation spécifique des échantillons. En revanche, l'information obtenue est partielle et il faut faire certaines hypothèses pour déduire le profil magnétique de la couche (où au moins celui de la surface).

Nous avons effectué toutes nos mesures de MFM sur un Nanoscope *III* de Digital, en mode entrelacé. Ce mode consiste à réaliser plusieurs passages successifs sur la même ligne. Lors du premier passage, l'information topographique est enregistrée. Lors du deuxième, la pointe survole l'échantillon à une hauteur constante, dite *hauteur de vol*, par rapport à la topographie locale. L'information sur la structure magnétique est extraite de l'image en phase.

Il arrive très fréquemment que, pour les études par microscopie à force magnétique, le système nécessite d'être mis dans un état désaimanté. Cela permet d'étudier le système dans un état magnétique que l'on peut reproduire pour peu que la désaimantation ait été effectuée soigneusement. Le schéma de la figure 5.19

résume le mode opératoire que nous avons suivi pour chaque désaimantation, et qui est expliqué dans la suite :

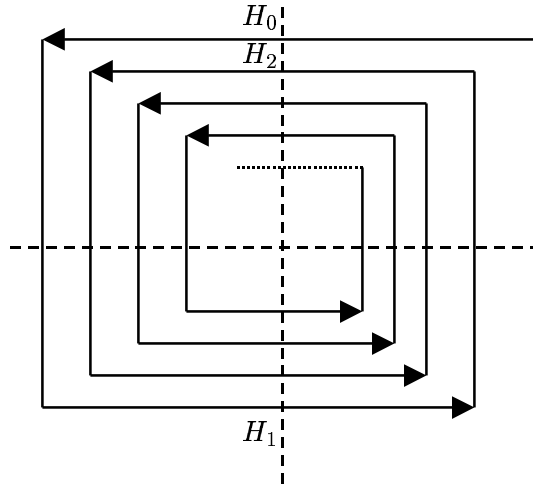


FIG. 5.19: *Principe de la désaimantation. On part du champ H_0 , puis on applique un champ magnétique opposé d'intensité plus faible, et on continue...*

- la phase dite d'initialisation : saturation dans une direction donnée à une valeur de champ H_0 ;
- diminution du champ appliqué jusqu'à 0, puis application d'un champ $H_1 = -0.9 H_0$, de sens opposé à H_0 ;
- diminution du champ appliqué jusqu'à 0, puis application d'un champ $H_2 = -0.9 H_1 = 0.81 H_0$ de même sens que H_0 ;
- poursuite du processus jusqu'à ce que le champ appliqué soit nul (inférieur à 10 Oe en fait, qui correspond à la précision de l'ampèremètre de l'alimentation de courant de l'électroaimant).

5.5 Résistivité

Nous avons monté au laboratoire une expérience de mesure de résistivité sous champ magnétique à basse température. Nous avons utilisé un cryostat Oxford à circulation d'Hélium installé dans un électroaimant qui nous permet d'appliquer des champs magnétiques jusqu'à 2.5 T. La température au niveau de l'échantillon est mesurée à l'aide d'une résistance *cernox* (pour oxyde de cérium), celle dans le cryostat à l'aide d'une résistance de platine. La régulation de la température est effectuée par un contrôleur Lakeshore DRC 82C.

Autour des pièces polaires de l'électroaimant sont disposées deux bobines en configuration de Helmholtz qui nous permettent d'atteindre $\pm 400 G$. Le dispositif

de mesure est constitué d'une alimentation de courant stabilisée (K220) qui peut délivrer jusqu'à 100 mA sous 100 V. Les mesures de tension sont réalisées par un voltmètre électronique (K2001) disposant de 10 canaux indépendants de mesure. Nous effectuons donc une mesure dans une géométrie traditionnelle 4 pointes.

L'ensemble des opérations est piloté par ordinateur. La transmission des ordres et des données se fait par l'intermédiaire d'un bus IEEE piloté par une carte GPIB. L'ensemble est programmé en langage Pascal Objet.

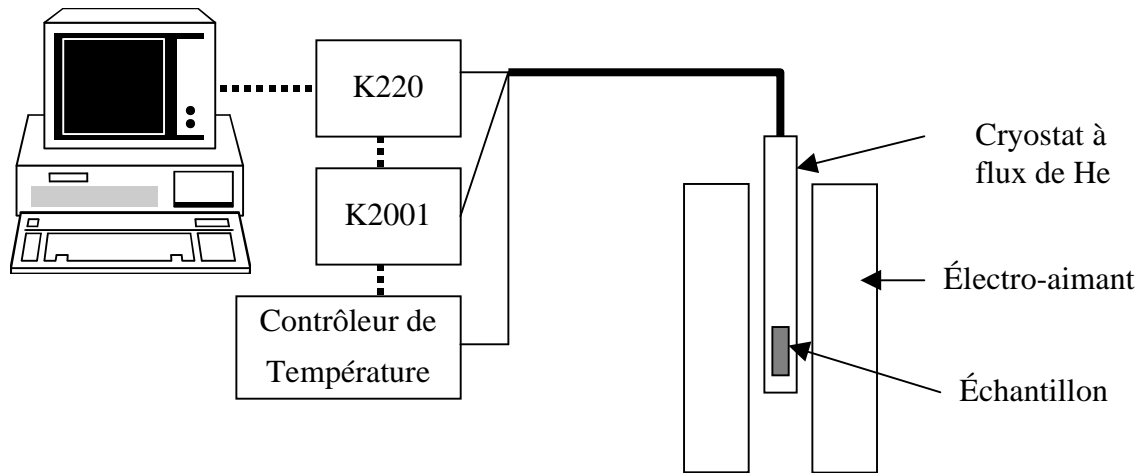


FIG. 5.20: Schéma du montage expérimental de résistivité.

La mesure commence par l'établissement du champ magnétique. Nous attendons (environ une seconde) la stabilisation du champ magnétique et l'amortissement d'éventuels courants de Foucault dans le circuit de mesure. Le courant électrique est établi dans un sens puis dans l'autre et nous utilisons ces deux mesures pour faire une moyenne et enlever ainsi les éventuelles tensions de décalage. Une fois toutes les mesures à un champ donné prises, le courant électrique est coupé, de façon à éviter un chauffage possible de l'échantillon et en particulier des structures de faibles dimensions.

Il faut signaler que notre carte de balayage a été responsable de la destruction de nombreux échantillons. En effet, le passage d'un canal de mesure à un autre canal cause des surtensions dans le circuit qui peuvent endommager nos échantillons, comme illustré sur la figure 5.21. Nous avons donc protégé les canaux de mesure de tension par des résistances de 10 k Ω . D'autre part, lors de la connexion de l'échantillon, nous nous sommes mis systématiquement à la masse afin de ne pas nous « décharger » dans le circuit.

5.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les techniques de dépôts de couches minces, les techniques de lithographie électronique et de gravure et les moyens de

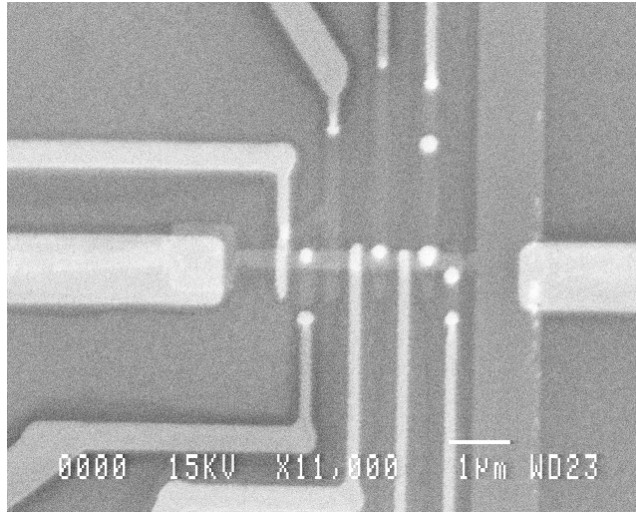


FIG. 5.21: *Exemple de dégâts causés par une ou plusieurs surtensions dans le circuit. Cette figure pourra être comparée à la figure 4.17.*

caractérisations physiques (à l'exception de la réflectivité de neutrons qui fera l'objet d'un chapitre à part entière) que nous avons utilisés au cours de ce travail de thèse pour la réalisation des systèmes destinés à l'étude de la résistance d'une paroi magnétique et des configurations de domaines dans des géométries contrôlées.

Nous avons en particulier développé des méthodes de lithographie en deux étapes afin de fabriquer des structures de faibles dimensions latérales, pour réaliser des mesures de transport dans des fils ferromagnétiques et ce afin que les contacts de tensions ne perturbent pas les propriétés magnétiques des fils.

Chapitre 6

Études micromagnétiques

Je présente dans cette partie des travaux dont la partie expérimentale (microscopie à force magnétique) a été réalisée en collaboration avec Y. Samson du Centre d'Étude Nucléaire de Grenoble.

Grâce aux techniques de lithographie et de dépôt de couches minces métalliques, il est maintenant possible de réaliser des structures magnétiques de dimensions réduites pour lesquelles les interactions fondamentales déterminant les configurations d'équilibres sont en compétition.

En particulier, de nombreuses études ont été effectuées sur la compétition entre l'anisotropie magnétocristalline et l'énergie démagnétisante (transition anisotropie perpendiculaire - anisotropie planaire dans des couches minces [96, 97, 98]). D'autres études se sont concentrées sur la détermination de la configuration la plus stable en fonction de la taille pour une géométrie donnée [8].

Les informations apportées par ces travaux sont importantes pour des applications dans le domaine du stockage de données, pour la conception de nouvelles têtes de lecture, où il faut maîtriser les processus d'aimantation, les configurations de domaines. D'autre part, les efforts effectués pour l'accroissement des capacités de stockage imposent la fabrication d'objet de plus en plus petit dont il faut comprendre, à l'avance, le magnétisme.

Ces études ont été motivées par deux objectifs. Étudier la stabilité d'un vortex et obtenir un système pour les mesures de transport dans une paroi.

6.1 Étude de plots triangulaires

Introduction

Le comportement magnétique de petits objets micrométriques ou sub-micrométriques est un problème fondamental du micromagnétisme. Alors que, dans des couches continues, l'anisotropie de forme n'intervient que par l'intermédiaire du champ démagnétisant de la couche, dans des petits objets, la forme impose des conditions aux limites à l'interaction dipolaire qui peuvent déterminer la configuration magnétique de ces objets. La compétition entre l'énergie d'échange et l'énergie dipolaire devient alors très importante, et détermine la configuration en champ nul de l'objet.

Ainsi on a montré que dans des plots cylindriques de permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), en dessous d'une taille de 150 nm, la configuration stable est monodomaine (pour des épaisseurs inférieures à 80 nm)[8], formant ainsi ce que l'on a appelé des nanoaimants. Au dessus de cette taille, l'état stable est un état de vortex, où l'aimantation est toujours orthoradiale. Il est clair que ce type de résultat est modifié si, par exemple, le matériau utilisé pour réaliser ces objets est épitaxié. Dans ce cas là, l'anisotropie magnétocristalline devient un des paramètres déterminant les configurations à l'équilibre.

Nous nous sommes intéressés à l'étude expérimentale et théorique de plots triangulaires de cobalt. Nous voulions observer quelles étaient les configurations stables en fonction de la taille des triangles. En particulier, nous voulions estimer l'importance de la symétrie d'ordre trois sur l'équilibre du système. Nous avons donc à la fois préparé par lithographie électronique des plots triangulaires que nous avons étudiés par microscopie à force magnétique et réalisé des calculs numériques d'énergie de configuration magnétique.

6.1.1 Expériences

En utilisant les techniques de lithographie électronique présentées dans la partie 4.4.4, nous avons réalisé des triangles équilatéraux en cobalt pulvérisé et évaporé. Les plots réalisés dans du cobalt pulvérisé, protégés par une fine couche de chrome (5 nm), ont été élaborés suivant le procédé lithographique présenté au paragraphe 4.4.4. Les autres plots ont été réalisés suivant le procédé présenté au paragraphe 4.4.3. Nous avons évaporé 50 nm de cobalt, puis sorti pendant 2 minutes l'échantillon pour le transférer dans une autre chambre pour déposer une couche de protection de titane de 5 nm.

Les cotés des triangles mesurent 0.5 μm , 1 μm , 2 μm et 4 μm . La figure 6.1 montre une micrographie électronique de plots de 1 μm . L'épaisseurs de cobalt déposée sur un substrat de silicium oxydé était de 50nm. La couche a été protégée par 5 nm de Ti pour éviter l'oxydation des plots.

Ces plots ont été observés par microscopie à force magnétique au CENG avec Y. Samson. Les pointes utilisées sont en CoCr avec des champs coercitifs évalués

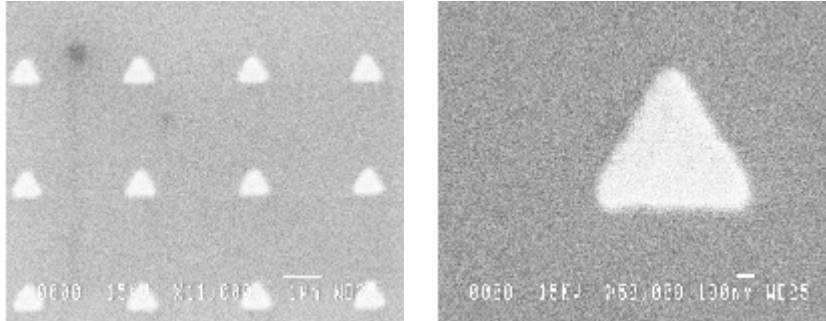


FIG. 6.1: Images prises au microscope électronique à balayage d'un réseau de plots triangulaires de $1 \mu\text{m}$ de côté. Ces plots ont été fabriqués par lift-off de 50 nm de cobalt et 5 nm de titane pour les protégés.

entre 300 et 500 Oe suivant la qualité du dépôt. Les pointes étaient aimantées perpendiculairement au plan de la couche. Aucun traitement magnétique n'avait été appliqué à ces plots avant leurs observation.

Intéressons-nous d'abord à un triangle de côté 500 nm, réalisé dans une couche de cobalt de 50 nm pulvérisé, dont des images AFM et MFM sont montrées à la figure 6.3. On observe tout d'abord que les sommets sont légèrement arrondis. Cette imperfections est due aux limitations du microscope électronique ainsi qu'à la gravure ionique. De plus, le triangle n'est pas équilatéral mais isocèle, le côté en bas de l'image étant le plus grand. Concernant la structure magnétique présentée sur l'image de droite, le triangle semble se divisé en trois domaines eux-mêmes triangulaires. Chacun de ces domaines a pour sommet commun le centre de gravité du triangle, et pour cotés deux bissectrices et le côté du triangle principal reliant les deux sommets bissectés. L'aimantation dans ces domaines (indiquée par des flèches sur la figure 6.3) est parallèle au grand côté comme semble l'indiquer l'image magnétique. Cette subdivision en trois domaines triangulaires conduit à l'existence au centre du triangle d'un vortex (dessin présenté à la figure 6.2).

La signature de ce vortex pourrait être la zone grisée aperçue au centre du triangle. La structure du triangle ressemble à celle présentée sur la figure 6.8 sous le nom « vortex ».

Cette structure magnétique est donc comparable à celle observée dans des plots cylindriques de permalloy par C. Miramond *et al.* [8]. Néanmoins, les diamètres des cylindres étaient plutôt au-dessus du micron. Dans le cas des plots de permalloy, pour un diamètre compris entre 100 nm et $1 \mu\text{m}$, le plot est divisé en deux domaines. Dans le cas du triangle de 500 nm, nous observons une structure de ce

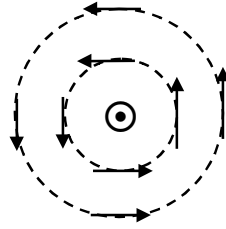


FIG. 6.2: Schéma d'un vortex vue de dessus. Au centre l'aimantation sort du plan. À l'extérieur l'aimantation est dans le plan, et en se rapprochant du centre, la composante dans le plan s'annule sur une distance de l'ordre $\sqrt{A/K_d}$.

type confiné au centre. L'anisotropie de forme, dans cette gamme de tailles et pour des épaisseurs comparables, détermine certainement l'arrangement magnétique.

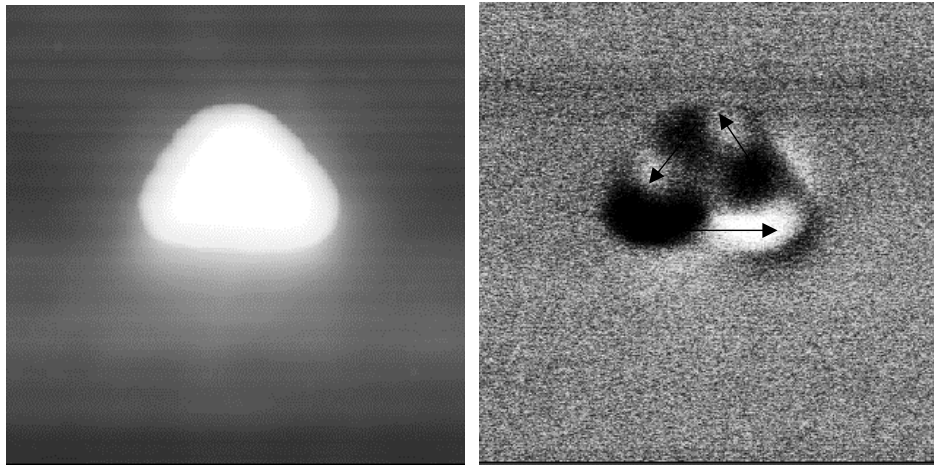


FIG. 6.3: Image topographique et magnétique d'un plot triangulaire de 500 nm de côté de cobalt pulvérisé. La pointe du microscope était aimantée perpendiculairement à la couche. Les flèches sur l'image de droite représente une interprétation possible de l'aimantation des domaines.

Des études d'holographie électronique ont été réalisées par A. Tonomura *et al.* [99, 100] sur des structures similaires et ont donné des résultats assez voisins. En particulier, elles ont mis en évidence l'existence du vortex au centre du triangle [99].

La figure 6.4 montre une image obtenue sur un triangle de 1 μm de côté, réalisé cette fois-ci par évaporation et lift-off. On notera d'abord la plus grande symétrie du triangle par rapport au triangle précédent. La configuration magnétique est semblable à celle du triangle de 500 nm. Les aimantations sont figurées par des flèches. Le contraste est cependant nettement moins bon que sur l'image 6.3 et les

zones blanches apparaissent moins nettement. Ces différences sont peut être dues à un meilleur confinement du champ de fuite.

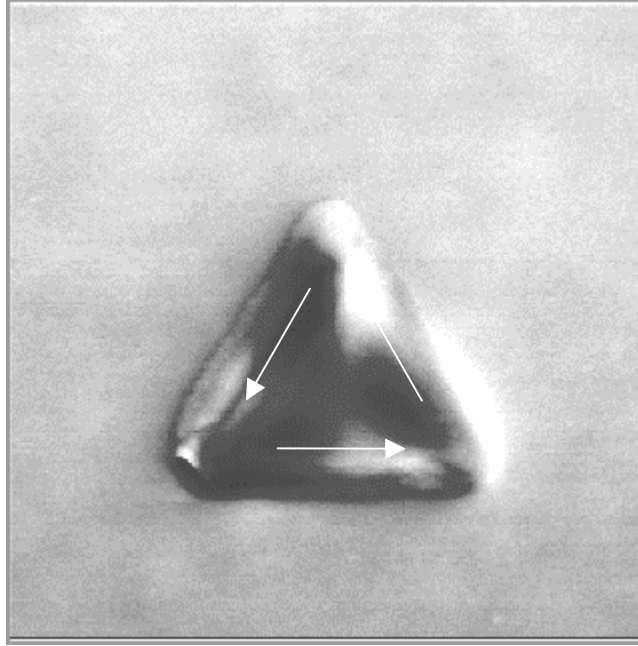


FIG. 6.4: Image magnétique d'un triangle de $1 \mu\text{m}$ de côté de cobalt évaporé.

Sur la figure 6.5 est présentée une vue d'ensemble de triangles réalisés à nouveau avec du cobalt pulvérisé, comme le triangle de 500 nm ci-dessus. La dimension du côté des triangles de gauche est de $2 \mu\text{m}$, et celle des triangles de droite de $4 \mu\text{m}$. Leur aspect topographique est le même que celui du triangle de 500 nm , car ils ont été réalisés à partir du même dessin initial, multiplié par un facteur d'échelle pour atteindre les tailles voulues.

Il est intéressant de constater l'importance de l'inégalité de taille des côtés dans la manière dont s'ordonnent les domaines. Le plus grand nombre de subdivisions apparaît seulement à l'un des sommets du côté le plus long qui est le même pour tous les triangles de l'image 6.5. Comme pour les autres triangles présentés jusque-là, un vortex est présent au centre de chacun des triangles. Enfin, il faut noter que la symétrie d'ordre trois reste quasiment préservée, sauf pour le triangle signalé par une flèche (colonne de droite, au centre) qui présente une structure beaucoup plus complexe. Cette complexité pourrait être due à des défauts ponctuels dans le triangle.

La figure 6.6 montre une image prise sur un triangle de $3 \mu\text{m}$ de côté. Les côtés du triangle montrent des traces du lift-off. Néanmoins, ces traces ne perturbent pas suffisamment la pointe pour que le contraste observé puisse être d'une autre origine que magnétique. Le centre du triangle semble être dans une configuration proche

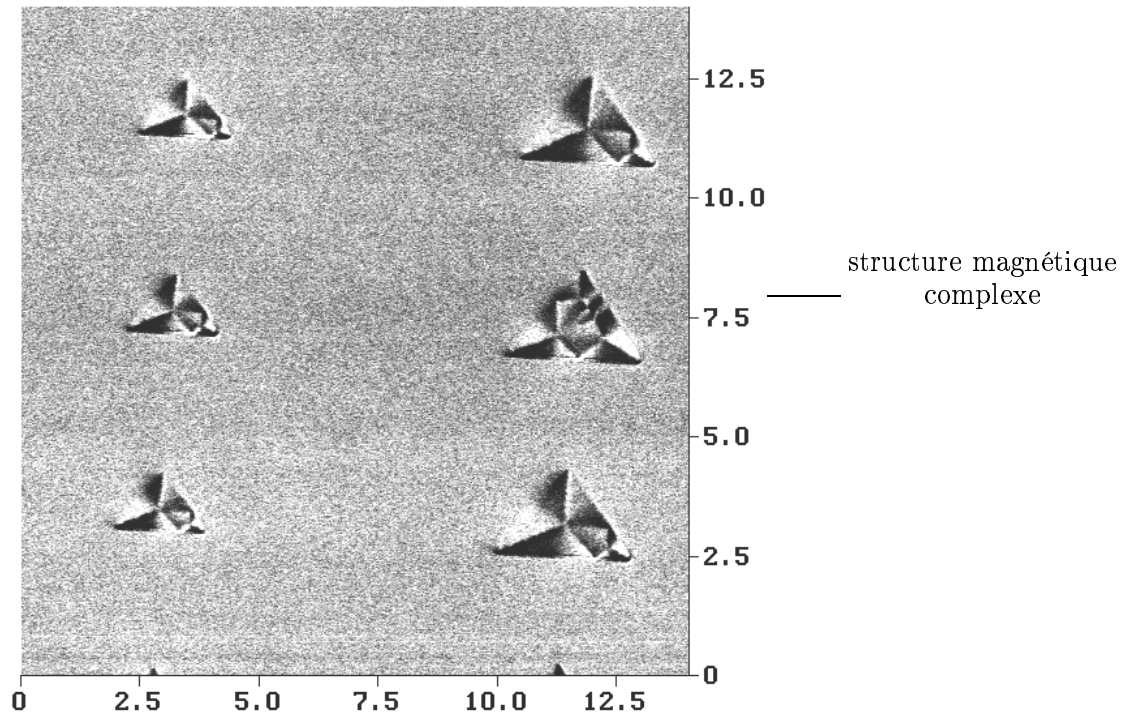


FIG. 6.5: Image magnétique de plots triangulaires de $2\ \mu\text{m}$ à gauche et $4\ \mu\text{m}$ à droite de côté. On notera la grande complexité de la structure magnétique du plot de $4\ \mu\text{m}$ central.

de celle appelée précédemment « hexagone » à la figure 6.8. Les sommets, bien que partiellement endommagés par le lift-off, ont une configuration magnétique plus complexe. Celle-ci semble différente pour les deux sommets du bas de l'image.

La configuration magnétique du triangle de la figure 6.6 ne ressemble pas aux structures des triangles de la figure 6.5. Ce sont très certainement les défauts de surface qui déterminent des différences de configurations d'équilibre pour deux triangles de taille voisine.

6.1.2 Simulations

Principe du calcul

Nous avons essayé de déterminer, à partir de configurations modèles, la configuration de plus basse énergie en fonction de la longueur du côté du triangle. Néanmoins le calcul que nous avons effectué n'est pas un vrai calcul de micromagnétisme dans la mesure où nous fixons arbitrairement la direction de l'aimantation. Une simulation correcte aurait nécessité que nous laissions la direction de l'aimantation libre et que nous minimisions l'énergie du système. Cette méthode,

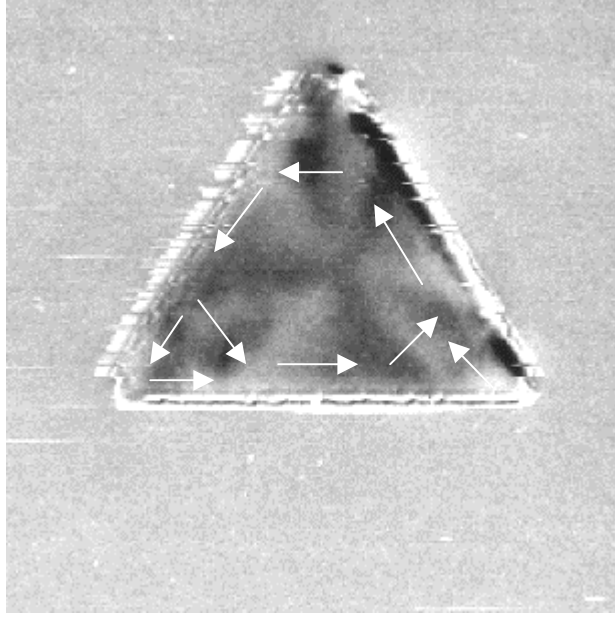


FIG. 6.6: Image magnétique d'un plot triangulaire de cobalt évaporé de 3 μm de côté. Les flèches indiquent une orientation possible de l'aimantation.

qui est rigoureuse, nécessite beaucoup de temps de calcul. Comme nous nous intéressons à une estimation rapide de la configuration d'équilibre de nos systèmes, nous n'avons pas effectué cette minimisation.

Nous n'avons tenu compte que de deux termes dans le calcul de l'énergie E d'un triangle, à savoir l'énergie d'échange calculée entre plus proches voisins et l'énergie dipolaire (non tronquée).

$$E = -A \sum_i \sum_{j \text{ ppv}} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j + M_s^2 \sum_i \sum_{j>i} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - 3(\vec{S}_i \cdot \vec{n}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{n}_{ij})}{r_{ij}^3} \right], \quad (6.1)$$

où \vec{S}_i est un vecteur de norme 1 pointant dans la direction de l'aimantation, i est un indice parcourant l'ensemble des cellules, *ppv* signifie que la somme est limitée aux plus proches voisins, $\vec{n}_{ij} = \vec{r}_{ij}/r_{ij}$ et \vec{r}_{ij} est le vecteur reliant les centres des triangles i et j . Les aimantations n'ont que des composantes planaires. Le calcul est strictement bidimensionnel.

Un triangle est subdivisé en triangles équilatéraux plus petit suivant le schéma présenté à la figure 6.7. En fait, il y a deux types de triangles qui sont ceux obtenus lorsque un hexagone régulier est divisé en triangles équilatéraux.

On s'intéresse maintenant au réseau formé par les centres de gravité des triangles. Au centre de gravité de chaque triangle est placé un moment magnétique qui représente l'aimantation de l'ensemble du triangle. On définit le pas p comme

la distance entre deux centres de gravité de deux triangles T1 voisins (c'est à dire appartenant à deux losanges contigus). Il y donc une relation entre le pas p , le nombre de losange N le long d'un côté et la longueur d'un côté a : $a = (N + 1)p$. Nous avons travaillé à pas constant pour nos études de stabilité en fonction de la taille.

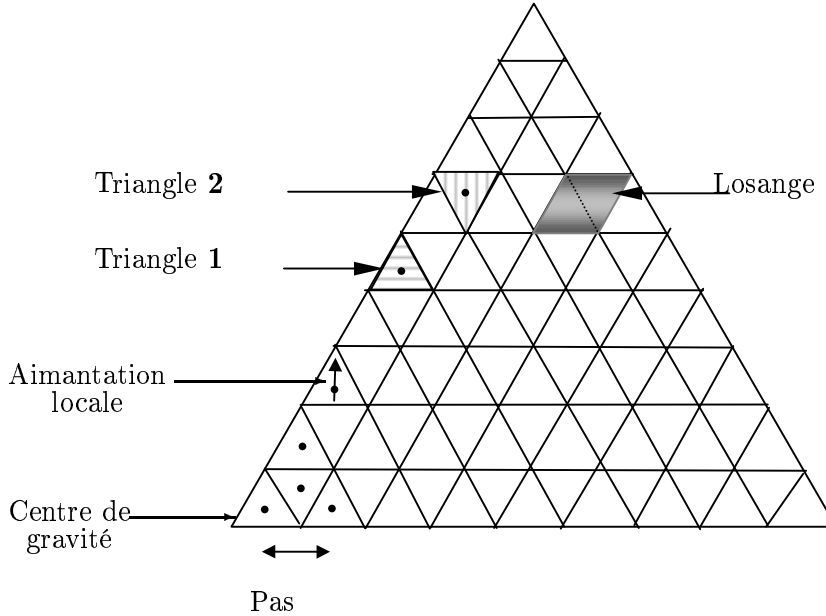


FIG. 6.7: Principe du maillage utilisé pour les simulations. Les deux types de triangles, T1 et T2, sont représentés ainsi qu'un losange, réunion d'un triangle de type T1 et d'un triangle de type T2.

Le pas du maillage est choisi de manière à être comparable à la taille d'une paroi à 180° . Une étude de l'influence du pas pour une taille donnée de côté du triangle a été réalisée et montre que le choix du pas est très important. En effet, s'il est pris trop grand l'énergie d'échange est surévaluée, puisque la quantité d'aimantation en interaction d'échange est proportionnelle à la taille de chacun des sous-triangles. En revanche, s'il est trop petit, le coût de l'abandon de l'énergie de paroi dans les calculs est injustifié puisque les petits domaines d'aimantation différentes sont alors très proches. Cette proximité a pour conséquence de favoriser énergétiquement les structures possédant beaucoup de parois.

D'autre part il est important de signaler que, comme nous n'avons pas pris en compte d'anisotropie magnétocristalline, les parois dont nous parlons sont de type Néel, c'est à dire des parois chargées.

Ensuite, pour chacune des configurations, on calcule la somme des énergies d'échange et dipolaire. L'énergie dipolaire est calculée point par point et la somme n'est pas tronquée à partir d'une certaine distance. Nous avons fait ce choix, aux dépens de la vitesse d'exécution pour ne pas rajouter d'approximation supplé-

mentaire.

L'ensemble des configurations choisies est montré sur la figure 6.8. Un certain nombre d'entre elles présentent beaucoup de charges en surface (« vortex1 », « hexagone 2 », « hexagone 3 »). D'autres ont beaucoup de parois (« trivortex », « hexagone »). Il faut signaler aussi le fait que nous n'avons pas tenu compte de l'énergie du vortex central. Néanmoins ce n'est pas une très grosse erreur dans la mesure où son énergie n'est pas très grande.

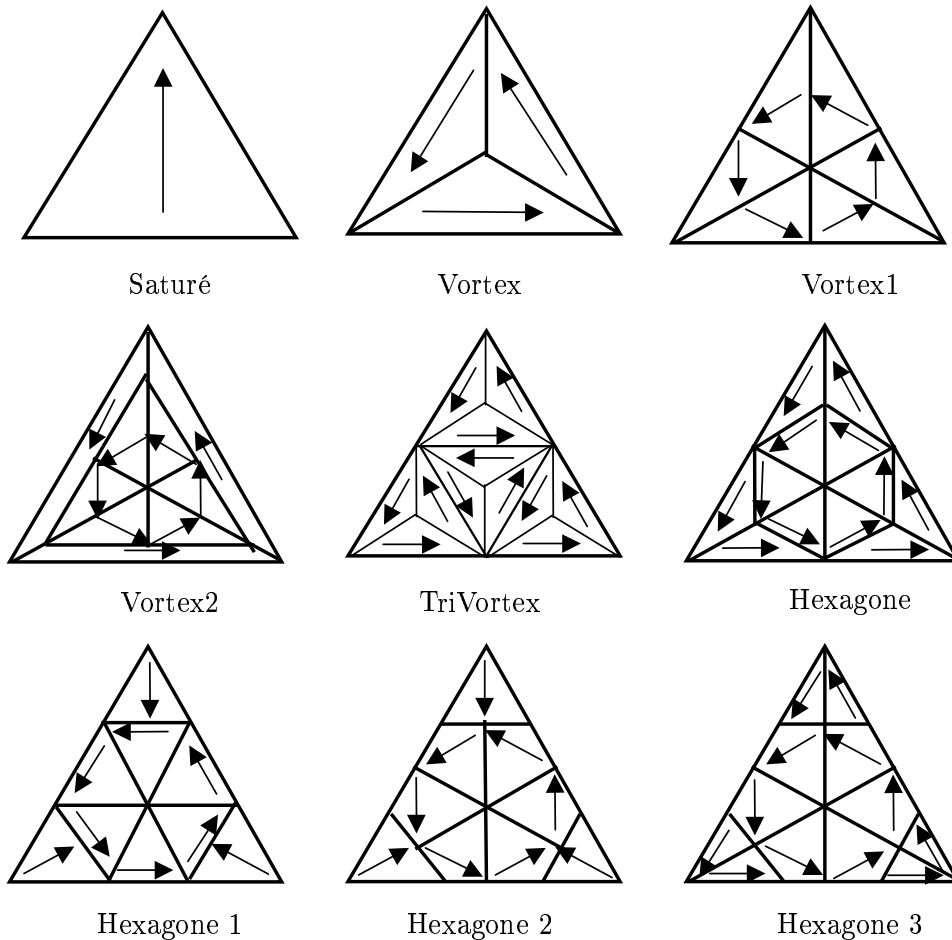


FIG. 6.8: Configurations de domaine choisies pour les simulations.

Ces configurations ont toutes été choisies pour leur haut degré de symétrie d'ordre trois. De plus, nous avons essayé de rendre compte de certaines structures observées en MFM : d'une part, l'existence de subdivisions dans les pointes du triangle, d'autre part la diminution dans certain cas du contraste avec l'augmentation de la taille, ce qui semble indiquer l'existence de configurations équivalentes à un vortex, même pour des structures de grandes dimensions.

Résultats des simulations

Je présente maintenant les résultats obtenus par ces simulations. Les valeurs choisies pour les paramètres A et M_s sont présentées dans le tableau 6.1.

TAB. 6.1: Valeurs des paramètres utilisées pour les simulations.

	A	$M_s(emu\ cm^3)$
Co	1.10^{-6}	1400
Fe	2.10^{-6}	1700

Sur la figure 6.9 est présenté l'énergie totale du système (en unités arbitraires) en fonction de la taille du triangle, pour des tailles allant de 250 nm à 2 μm . On observe tout d'abord que deux configurations ont des énergies très différentes des autres. Il s'agit de la configuration « saturé », dont l'énergie est toujours positive ce qui signifie qu'elle n'est pas stable, et de la configuration « trivortex », dont l'énergie devient négative à partir de $a = 1 \mu\text{m}$, mais qui reste toujours beaucoup plus faible en valeur absolue que les autres.

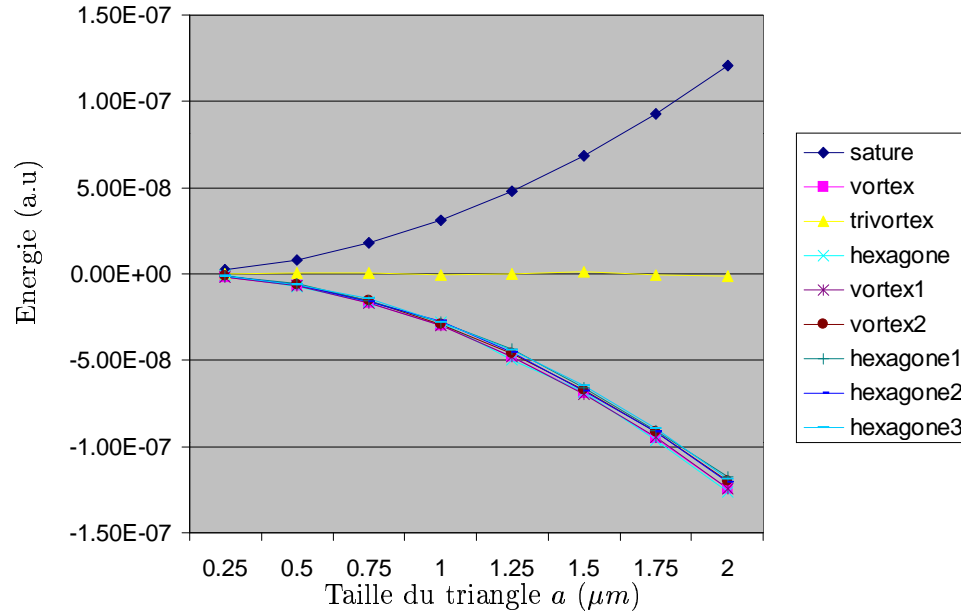


FIG. 6.9: Énergie totale des différentes configurations du triangle, en fonction de la taille pour $p=7.8 \text{ nm}$, pour les paramètres du fer.

Je vais maintenant me concentrer uniquement sur les configurations restantes, c'est-à-dire celles dont les énergies totales sont à peu près égales. Pour permettre

une comparaison entre toutes ces configurations, nous avons tracé le logarithme de l'énergie en fonction de la taille (figure 6.10).

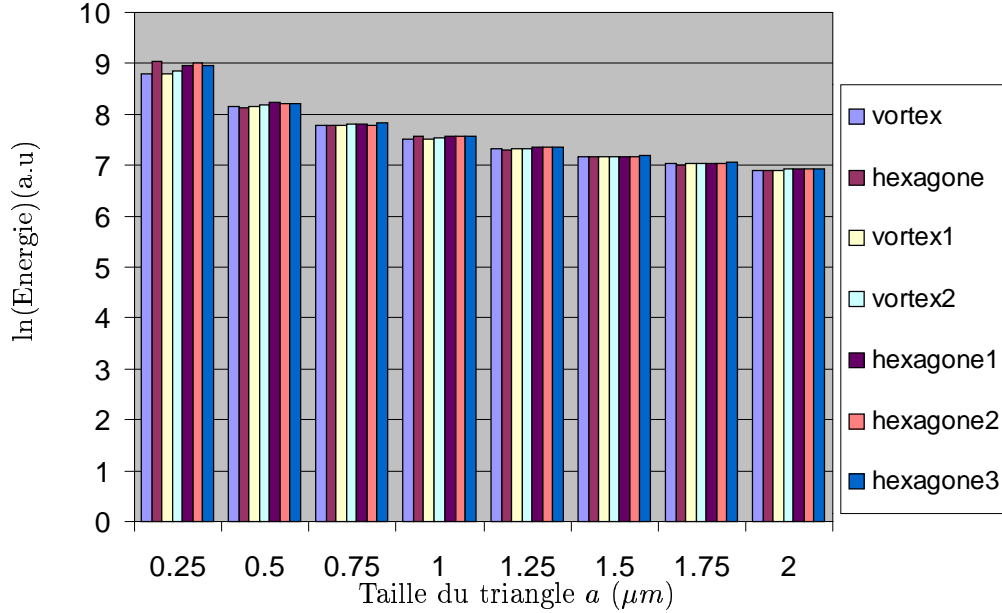


FIG. 6.10: Logarithme de l'énergie des différentes configurations restantes en fonction de la taille pour $p=7.8$ nm pour les paramètres du fer.

On remarque tout d'abord que les écarts en énergie entre les différentes configurations diminuent quand la taille augmente. Les configurations que nous avons choisies de regarder sont donc assez voisines en énergie. D'autre part, les configurations qui sont les plus stables (si la stabilité est définie comme le fait d'avoir l'énergie la plus basse) sont les configurations « vortex », « vortex1 » et « hexagone ». En fait, ces structures sont très proches entre elles, géométriquement parlant, puisque les aimantations font rarement plus de 30° d'écart d'une structure à l'autre en un même point.

Afin de pouvoir mieux analyser les résultats, nous avons déterminé pour chaque taille N la configuration la plus stable, puis nous avons calculé le rapport suivant, appelé Δ_N^i , où i parcourt l'ensemble des configurations :

$$E_N^{\min} = \min_{i \in \{\text{conf}\}} \{E_N^i\},$$

$$\Delta_N^i = \log \left(\frac{E_N^i}{E_N^{\min}} \right). \quad (6.2)$$

Nous avons regardé l'influence du pas sur la stabilité pour une taille donnée de $1 \mu\text{m}$. Malheureusement, on n'observe pas de réelle convergence, au sens mathématique du terme. Nous retrouvons en revanche un résultat important de cette étude,

qui est l'échangeabilité des configurations « vortex », « hexagone » et « vortex1 ». Nous remarquons aussi que lorsque la taille du système croît, les différences en énergie entre les différentes configurations diminuent. Pour des questions de rapidité, nous avons choisi de travailler avec un nombre de 64 et 80 losanges pour la taille de $1 \mu\text{m}$.

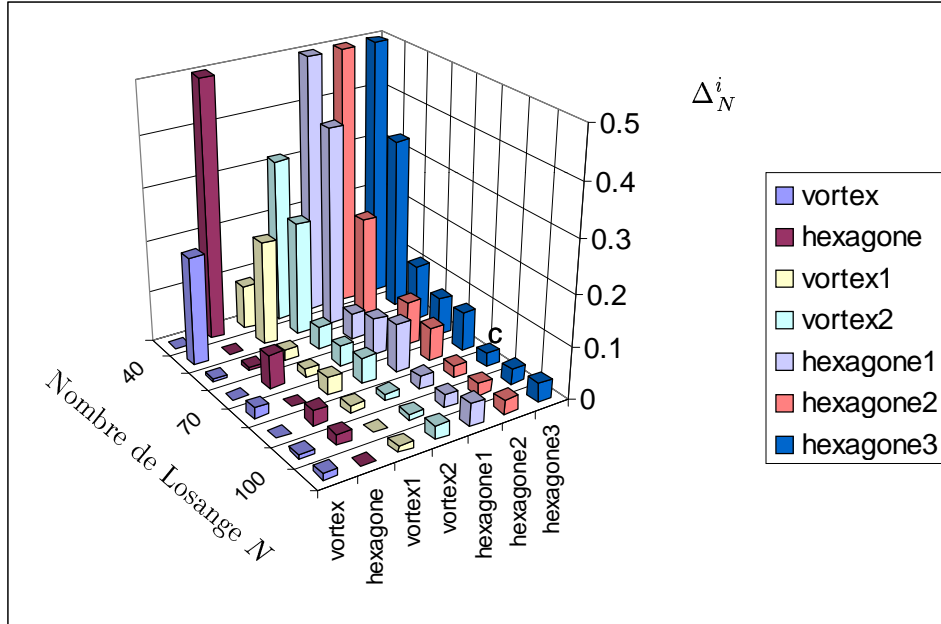
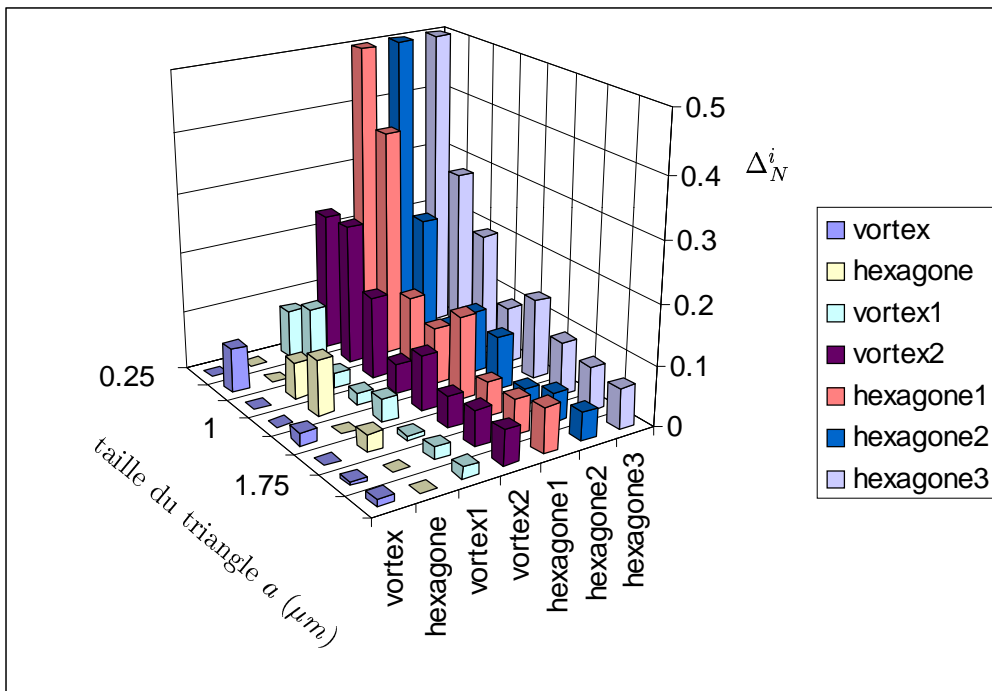


FIG. 6.11: Étude de taille effectuée pour un triangle de $1 \mu\text{m}$ de large, pour les paramètres du fer. L'abscisse représente le nombre de losange sur un côté.

Nous nous sommes ensuite placés à pas constant et avons regardé l'influence de la taille sur la stabilité. Nous avons sélectionné deux pas, $p = 7.8 \text{ nm}$ (figure 6.12) et $p = 6.25 \text{ nm}$ (figure 6.13). Nous observons que ce sont exactement les mêmes configurations que précédemment qui sont les plus stables. En revanche, les différences de stabilité sont assez importantes en particulier pour les petites tailles.

On remarque que, pour $p = 6.25$, la configuration « vortex 2 » devient presque stable que les configurations déjà citées pour des tailles supérieures à $1 \mu\text{m}$ (figure 6.13). En revanche, les autres structures sont toujours aussi défavorisées, sauf peut-être « hexagone 2 » pour la pas de 6.25 et pour une taille de $1.5 \mu\text{m}$. Les configurations présentant un vortex en leur centre sont donc préférentiellement adoptées par le système pour cette gamme de taille, comme l'avait déjà observé expérimentalement Tonomura sur une particule de cobalt triangulaire de 300 nm [99]. Il ressort aussi de cette analyse que les structures présentant un maximum de domaines dont l'aimantation est le plus parallèle possible au bord sont favorisées. Cela est dû à l'énergie démagnétisante, qui défavorise les structures dont les ai-


 FIG. 6.12: Rapport Δ_N^i pour $p=7.8$ nm pour le cobalt.

mantations ne sont pas parallèles à une surface où à un bord. Sont naturellement défavorisées les structures présentant un trop grand nombre de domaines, ou trop de domaines avec des aimantations suivant des directions trop écartées. Il faut cependant remarquer que l'appellation de domaines est ici un peu abusive. En effet, dans ce type de structures, les angles entre les aimantations d'un domaine à l'autre sont de 60° à 120° . Nous sommes certainement en présence de parois de Néel, qui sont des parois chargées et qui sont donc plus étendues que des parois de Bloch. La structure en domaines à l'équilibre d'objets triangulaires est certainement une structure proche de l'une de nos structures de plus basse énergie, sans toutefois être une copie conforme de l'une d'entre elles.

Je présente page 130 sur les figures 6.14 et 6.15 les résultats obtenus pour le fer, qui sont assez similaires à ceux du cobalt. Néanmoins on note que pour la taille de 250 nm la configuration « hexagone » a une énergie très élevée pour $p = 7.8$ nm et très basse pour $p = 6.25$ nm. Cette différence doit être due au fait que le pas $p = 7.8$ constitue une limite pour ce calcul dans le cas du fer.

Il est intéressant de noter que la configuration « hexagone » a une énergie assez élevée pour le pas $p = 6.25$, pour les deux matériaux et pour la taille de $1.75 \mu\text{m}$, alors que cette configuration est celle d'énergie minimale pour le pas $p = 7.8$, pour les deux matériaux.

En conclusion, il n'y a pas de grande différence entre les deux matériaux. Cette faible sensibilité aux paramètres est certainement due au fait que ces éléments ont

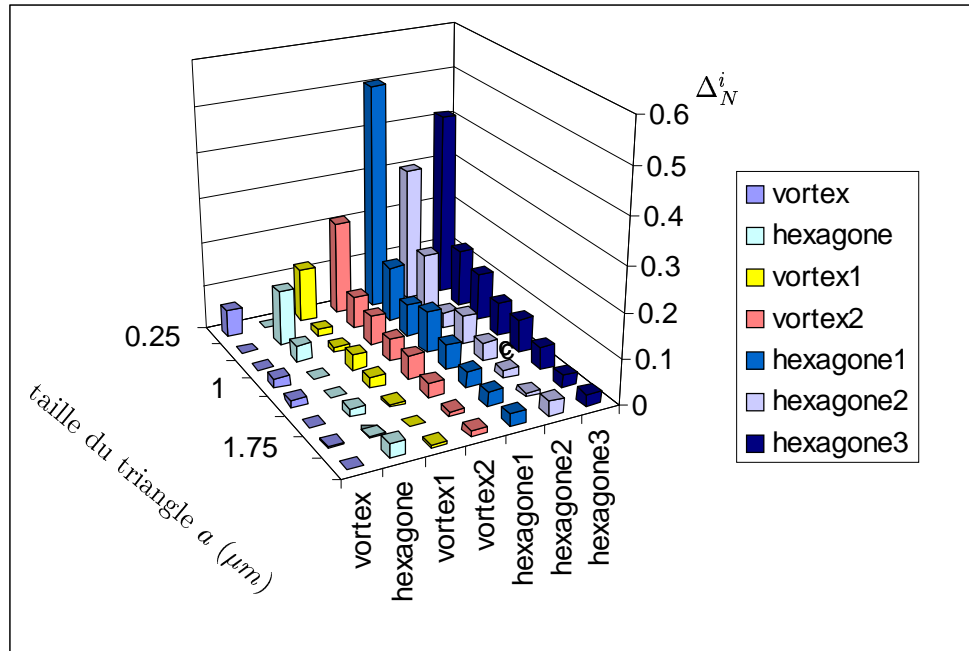


FIG. 6.13: Rapport Δ_N^i pour $p=6.25$ nm pour le cobalt.

des longueurs d'échanges voisines. Or c'est la seule longueur d'échelle qui compte dans cette simulation. D'autre part, les structures qui ont été considérées sont assez peu différentes, énergétiquement parlant pour des tailles de $1.75 \mu\text{m}$. Cela signifie que nous décrivons peut-être correctement le système. Il se peut aussi, que les simulations deviennent très sensibles à la portée infinie de l'interaction dipolaire. Dans ce cas, la précision numérique des calculs devient fondamentale afin de ne pas tronquer par erreur (ou par maladresse) le calcul.

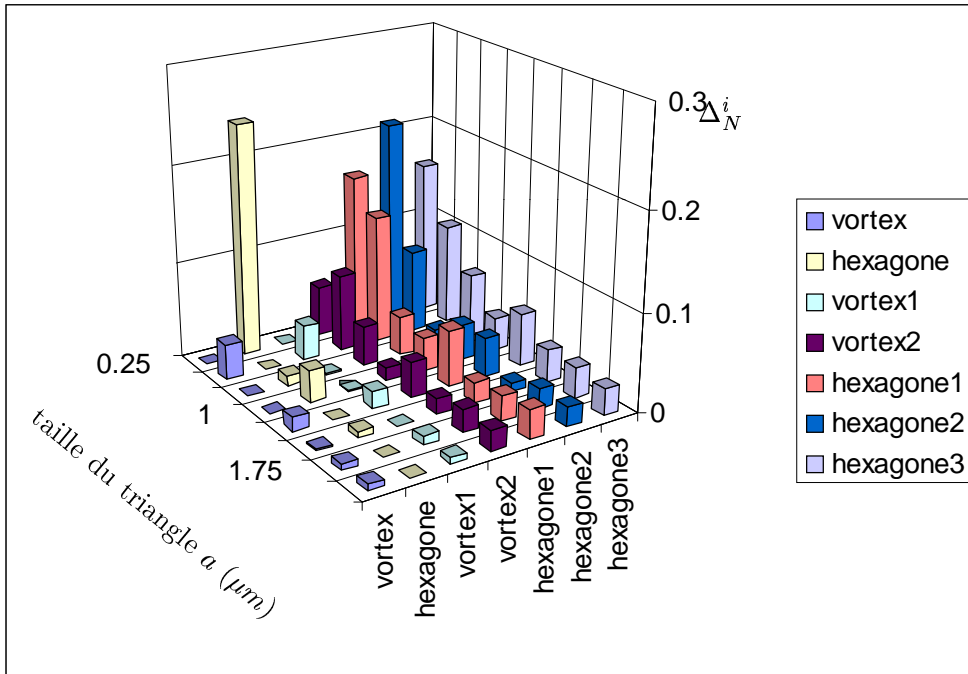


FIG. 6.14: Rapport Δ_N^i pour $p=7.8$ nm pour le fer.

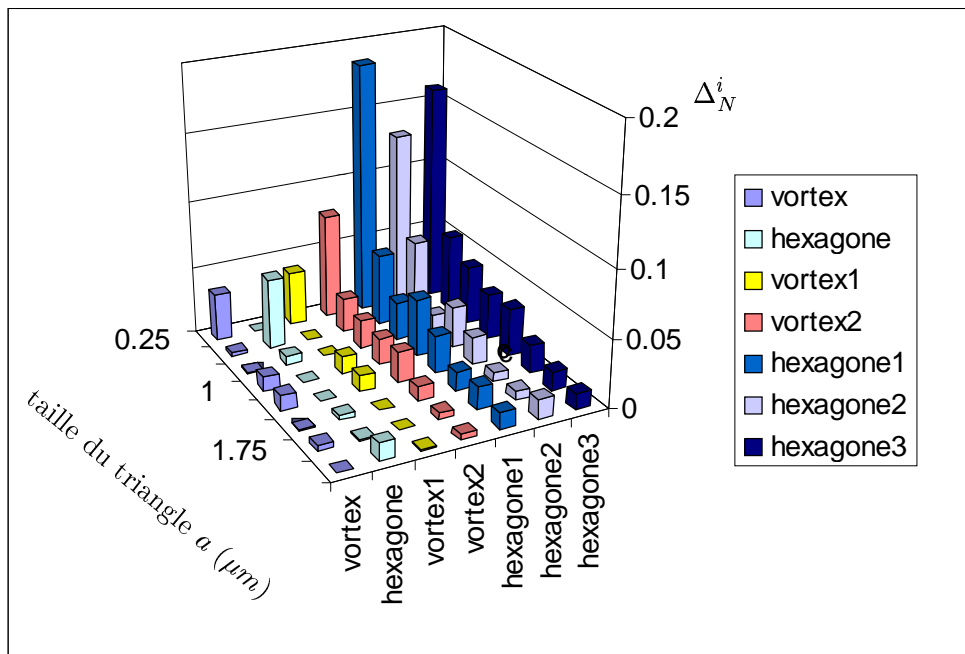


FIG. 6.15: Rapport Δ_N^i pour $p=6.25$ nm pour le fer.

6.1.3 Comparaison entre le calcul et les expériences

Il faut tout d'abord signaler que les calculs ont été motivés par des résultats expérimentaux préliminaires encourageants obtenus sur des structures triangulaires. Les configurations magnétiques que nous avons choisi de modéliser sont donc initialement inspirées de ces résultats, en particulier les configurations « vortex » et « trivortex », inspirées de la structure complexe du triangle de la figure 6.5. Nous avons ensuite cherché des configurations préservant la symétrie d'ordre trois, laquelle pourrait créer des sous-structures dans les pointes, et qui auraient un ou plusieurs vortex. Seules les structures avec un seul vortex sont stables : expérimentalement, aucune structure ressemblant à la structure « trivortex » n'a pu être observée.

Nous observons expérimentalement que, au moins jusqu'à $1 \mu\text{m}$, la structure la plus stable est la structure dite « vortex ». Concernant les triangles de l'image 6.5, il est difficile de dire si le vortex est l'état le plus stable pour des triangles de 2 et $4 \mu\text{m}$ de côté, ou bien si la différence de taille entre les côtés est suffisante pour stabiliser une structure normalement instable. Néanmoins, mis à part le triangle de structure plus complexe, les triangles de l'image 6.5 semblent adopter une structure magnétique semblable à celle appelée « vortex 1 » au paragraphe 6.1.2 et schématisé sur la figure 6.8.

Si l'on regarde maintenant le triangle de l'image 6.6, deux types de subdivisions semblent possibles dans les pointes. Le centre ressemble à une structure « hexagone » ; ce triangle semble donc mélanger les structures « hexagone » et « hexagone 1 ». Ce triangle étant plus régulier que ceux de l'image 6.5, nous pouvons suggérer que la structure la plus stable pour des triangles de cette taille est de type « hexagone », avec une incertitude sur l'orientation des domaines dans les pointes.

Les simulations effectuées nous permettent de retrouver les grandes tendances observées expérimentalement. Les structures les plus stables sont celles possédant un vortex au centre et des aimantations parallèles aux bords. Les structures en domaines plus complexes ne deviennent stables que pour des tailles suffisamment grandes, c'est-à-dire à partir de $1.5 \mu\text{m}$. Par exemple, la structure « hexagone 2 » devient énergétiquement très proche des trois configurations les plus stables pour une taille de $1.75 \mu\text{m}$ et plus.

6.1.4 Conclusion

En conclusion, nous pouvons dire que cette étude a montré la richesse des configurations en domaines dans un triangle équilatéral lorsque la longueur du côté du triangle varie. Cette richesse est due en partie à l'incommensurabilité entre la symétrie d'ordre trois et les domaines à 180° dans le cobalt. Celle-ci crée en effet une certaine frustration géométrique qui conduit à la stabilisation d'état en forme de vortex.

Des résultats différents pourront certainement être obtenus en utilisant une couche épitaxiée pour laquelle l'anisotropie est contrôlée. Il serait ainsi intéressant

de regarder la compétition entre une symétrie cubique et une symétrie d'ordre trois dans un triangle. Récemment, Yu *et al.* [101] ont regardé les configurations magnétiques dans une structure micronique en forme d'aiguille, dans une couche de Fe(110) (anisotropie planaire uniaxiale). Au sommet, ils ont observé des structures avec des domaines de fermetures qui laissent à penser que, dans le cas d'une anisotropie cubique, une frustration géométrique pourrait être observée.

En ce qui concerne les simulations, des études de minimisation d'énergie seront évidemment nécessaires pour achever ce travail. Toutefois, comme dans toute confrontation entre simulation et expérience, les défauts de surface ainsi que la qualité cristallographique de la couche peuvent, à eux seuls, modifier suffisamment les états d'énergie pour rendre la comparaison des observations et des calculs délicate.

6.2 Étude de lignes de FePd

Nous nous sommes intéressés à la réalisation de nanostructures dans un alliage de fer-palladium (FePd) épitaxié, fabriqué au CENG par l'équipe d'Alain Marty [102, 103]. Cet alliage croît dans la structure $L1_0$ (type CuAu(I)), qui consiste en un plan d'atomes de fer alternant avec un plan d'atomes de Palladium (voir figure 6.16). Le réseau de sites est un réseau cubique à faces centrées. Suivant les conditions de croissance (vitesse d'arrivée des atomes, température du substrat), l'anisotropie magnétique, qui se développe naturellement suivant l'axe c est plus ou moins forte. Pour les échantillons utilisés ici, l'axe c est perpendiculaire au plan de la couche. On est donc dans une situation de film mince à anisotropie perpendiculaire. Ce type de couche, présentant d'énormes potentiels d'application dans le domaine de l'enregistrement magnétique, a été massivement étudié.

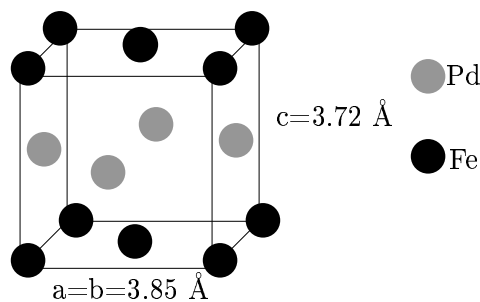


FIG. 6.16: Structure cristalline $L1_0$ de l'alliage de FePd. Le paramètre de maille dans le plan a est de 3.85 \AA et celui hors du plan c de 3.72 \AA .

La figure 6.17 présente une courbe d'aimantation typique des échantillons de FePd. Les couches à aimantation perpendiculaire de ce type présentent des cour-

bes d'hystérésis typiques des systèmes dits à *bulles et bandes*. Le processus de retournement de l'aimantation commence d'abord par la nucléation d'une bulle, d'aimantation opposée à celle des autres domaines, et dont la taille caractéristique est de l'ordre de la longueur dipolaire. Ensuite, à partir de cette bulle, un domaine grossit et prend la forme d'une bande dont la largeur est fonction du champ et de l'épaisseur de la couche [104]. Récemment, des mesures de MFM sous champ sur des couches minces de FePd, réalisées par O. Klein au LSI, ont confirmé que ce scénario était aussi valable pour des couches minces d'épaisseur faible.

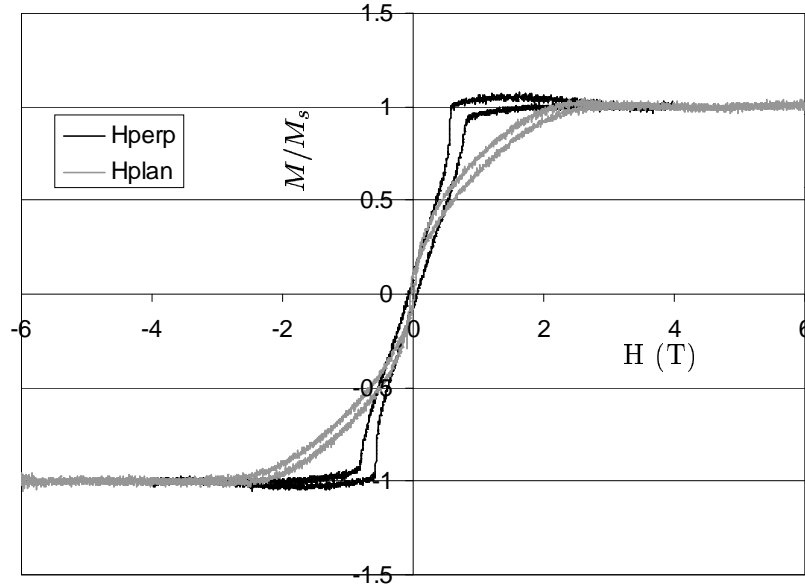


FIG. 6.17: Courbe d'aimantation mesurée par VSM sur une couche de FePd déposée sur MgO. Le champ a été appliqué dans le plan de la couche (courbe en gris) et perpendiculairement à ce plan (courbe en noir).

Le fer-palladium présente à rémanence une structure en serpentín similaire à celle des grenats ferrimagnétiques. La largeur des domaines est fonction de l'épaisseur de la couche [103]. La figure 6.18 présente la loi de variation, mesurée expérimentalement par MFM, de la taille des domaines en fonction de l'épaisseur de la couche.

Elle atteint un minimum de 70 nm pour une épaisseur de la couche de 30 nm. Nous avons travaillé sur des couches de 2 épaisseurs différentes, 18 nm et 30 nm. Le facteur de qualité correspondant est de 0.8 pour la couche de 18 nm d'épaisseur et 1.6 pour celle de 30 nm. Dans le second cas, l'anisotropie magnétocristalline force l'aimantation de la couche dans la direction perpendiculaire à la couche, nous assurant une composante de l'aimantation dans le plan nulle.

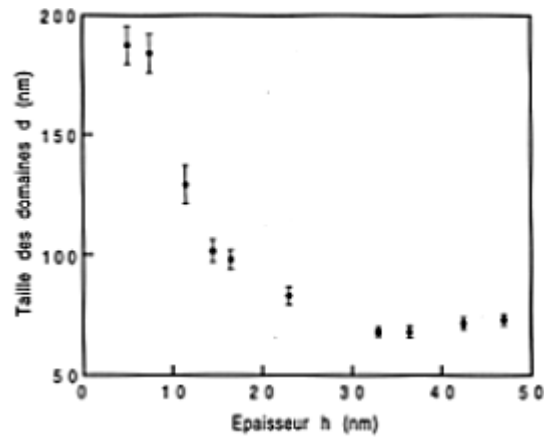


FIG. 6.18: Courbe de variation de la taille des domaines en fonction de l'épaisseur du film de FePd dans une structure L10, d'après la thèse de V. Géhanno [103].

6.2.1 Objectifs

Notre objectif était d'observer l'influence de la réduction de dimension latérale sur l'organisation des domaines. En particulier, jusqu'à quelle largeur la structure en serpentins est-elle préservée? En-dessous de cette largeur critique, quel type de structure obtient-on? La période augmente-t-elle?

Si la largeur d'une ligne est réduite jusqu'à une taille de l'ordre de quelques largeurs de domaines, la configuration de ces derniers risque d'être perturbée. On peut s'attendre à trouver des domaines orientés suivant l'axe de la ligne, ou perpendiculairement à cet axe.

Des études ont déjà été réalisées sur des structures lithographiées dans du cobalt épitaxié, un matériau à aimantation perpendiculaire [104], par Hehn *et al.* [95]. Le cobalt épitaxié (dont l'axe c est perpendiculaire au plan de la couche) [104], possède lui aussi, à partir d'épaisseurs de 50 nm, un axe de facile aimantation perpendiculaire. Hehn *et al.* ont gravé des carrés de 500 nm de côté dans des couches de cobalt dont l'épaisseur varie de 25 nm à 150 nm. L'observation de ces carrés par microscopie à force magnétique montre l'importance de la taille des domaines magnétiques sur les configurations de domaines observées; cette longueur d'échelle permet en effet d'expliquer les différentes structures magnétiques observées, en particulier le passage d'une forme d'haltère (à 150 nm) à une forme de bande (à 50 nm) puis à une structure en anneaux concentriques (à 25 nm).

6.2.2 Résultats

Couche de 30 nm d'épaisseur

Nous avons réalisé, par lithographie électronique, lift-off et gravure ionique, comme expliqué à la section 4.4.3, des lignes de $100\ \mu\text{m}$ de long et de largeur variable.

- *Lignes dans l'état vierge*

- Image d'une couche continue (« bulk »)

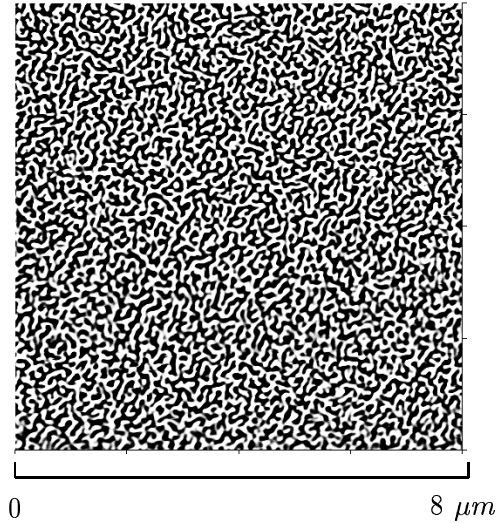


FIG. 6.19: Image d'une couche de fer-palladium non gravée. La structure magnétique en serpentín est clairement visible.

- Image du rectangle de contrôle

Pour vérifier que la gravure n'endommagerait pas la structure caractéristique en serpentín dans le FePd, nous avons réalisé sur la même couche que celle sur laquelle ont été réalisées les structures présentées plus loin, une zone rectangulaire de $100\ \mu\text{m}$ par $150\ \mu\text{m}$. L'image 6.20 a été prise au centre de ce rectangle pour éviter tout effet de bord. Nous pouvons constater que l'arrangement en serpentín semble bien conservé. D'autre part, la période des domaines mesurée sur cette figure est bien de $140\ \text{nm}$. La gravure ionique n'a donc pas abîmé notre couche.

- Ligne de $5\ \mu\text{m}$ de large

Sur la ligne de $5\ \mu\text{m}$ de large présentée à la figure 6.21, l'anisotropie de forme ne semble pas avoir d'effet important sur la structure en domaine au centre de la ligne (figure 6.22b). En particulier, l'isotropie de direction d'orientation des domaines est conservée, comme sur une couche continue. En revanche, sur

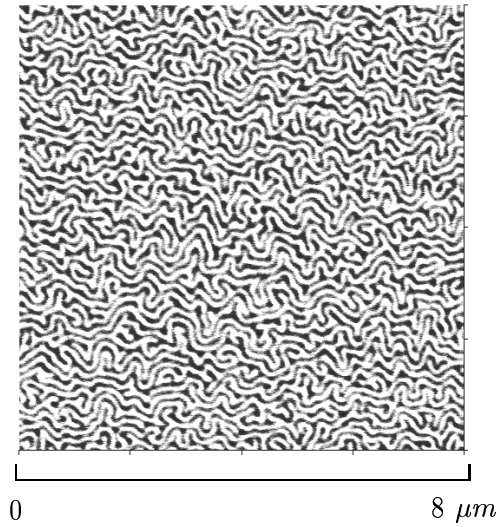


FIG. 6.20: Image du rectangle de contrôle dans la couche gravée de fer-palladium. La structure magnétique en serpentins est clairement visible.

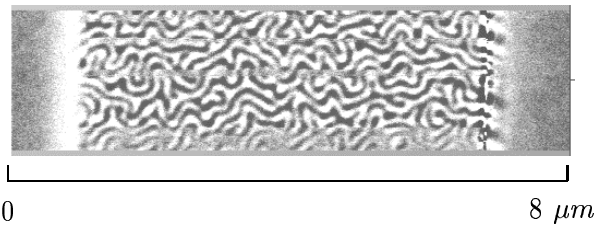


FIG. 6.21: Ligne de 5 μm de large. La période de 140 nm semble bien conservée.

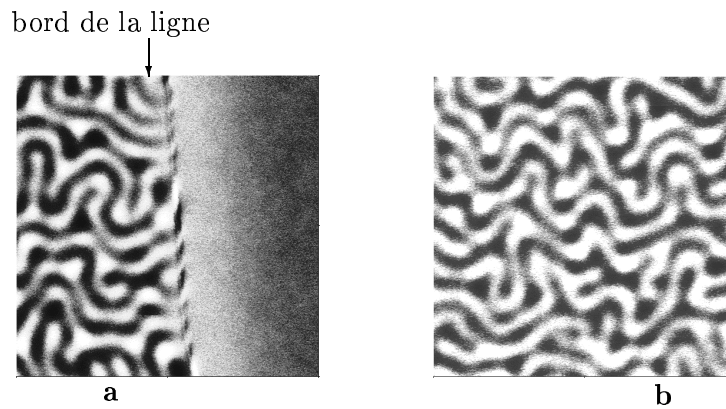


FIG. 6.22: Image effectuée sur le côté (image de gauche) et au centre (image de droite) de la ligne de 5 μm présentée à la figure 6.21.

les bords (figure 6.22a), les domaines semblent s'orienter préférentiellement perpendiculairement au bord de la ligne.

- Ligne de $1\ \mu\text{m}$ de large

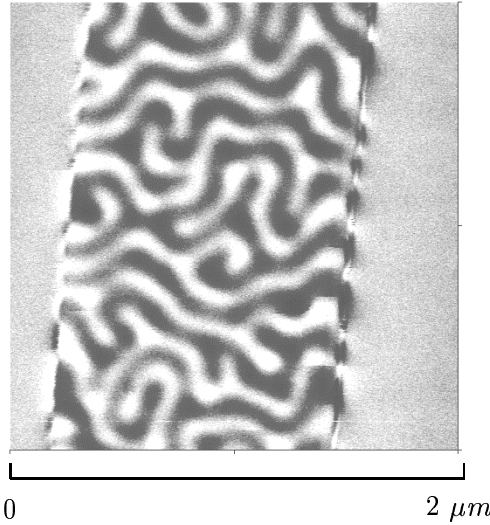


FIG. 6.23: Ligne de $1\ \mu\text{m}$ de large. La période de $140\ \text{nm}$ semble ici encore bien conservée.

Sur une ligne de $1\ \mu\text{m}$ de large, les domaines semblent de plus en plus s'ancrer perpendiculairement au bord. L'anisotropie de forme contraint donc les domaines à se mettre perpendiculairement au bord.

- Lignes de largeur inférieure à $1\ \mu\text{m}$

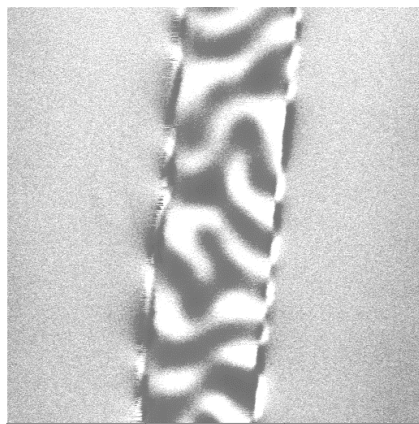


FIG. 6.24: Ligne de $0.4\ \mu\text{m}$ de large. La période de $140\ \text{nm}$ semble bien conservée. On observe également l'ancrage des parois à 90° par rapport au bord de la ligne.

La figure 6.24 présente une image réalisée sur une ligne $0.4 \mu\text{m}$ de large. L'ancrage perpendiculaire est encore plus important sur cette ligne que sur les précédentes. Cela renforce à notre avis le sentiment que, pour minimiser l'énergie dipolaire, les parois s'orientent préférentiellement perpendiculairement aux bords de la ligne.

Sur le bord de la ligne de la figure 6.24, un contraste d'origine magnétique apparaît. Il est presque partout opposé au domaine symétrique par rapport au bord de la ligne (voir bord droit sur la figure 6.24). L'origine de ce contraste peut être attribuée aux lignes de champ du domaine situé au bord et qui bouclent sur le côté de la couche (voir figure 6.25). Sur certaines images on observe le contraire (voir figure 6.23).

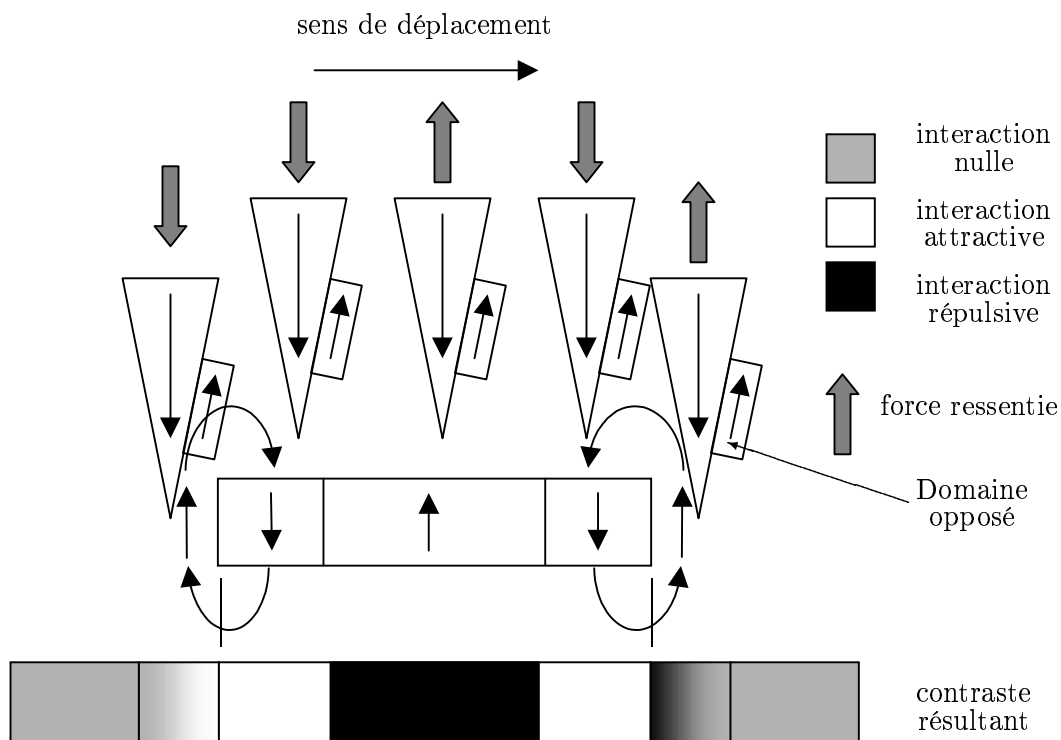


FIG. 6.25: Explication possible de l'origine du contraste asymétrique observé parfois aux bords des lignes.

Nous expliquons ces différences de la manière suivante: nous avons travaillé avec plusieurs pointes. Certaines devaient présenter sur l'un des bords d'attaque un domaine d'aimantation opposée à l'aimantation de la pointe (voir

figure 6.25). Lorsque le bord d'attaque présentant ce domaine opposé arrive sur le côté de la ligne, il subit l'influence du champ de fuite. Lorsque la pointe elle-même arrive, elle subit une attraction contraire, qui vient s'opposer à l'attraction du domaine d'aimantation opposée. Le contraste tend donc alors à s'annuler. Puis la pointe arrive au-dessus de la ligne et subit l'influence du domaine, qui est du même signe que celle subit précédemment par le domaine opposé de la pointe. Le contraste est donc le même de part et d'autre du bord de la ligne quand le domaine d'aimantation opposée arrive en premier.

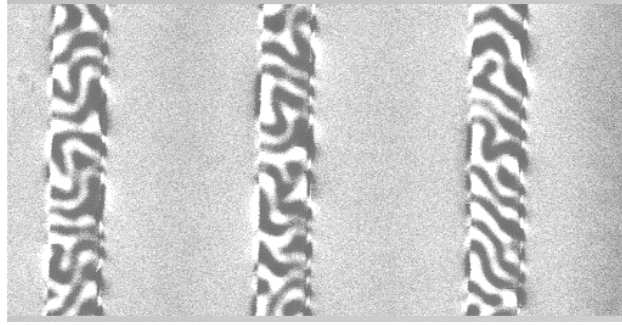


FIG. 6.26: Trois lignes de $0.4 \mu\text{m}$ de large. La période de 140 nm semble ici encore bien conservée.

La figure 6.26 montre trois lignes de $0.4 \mu\text{m}$ de large. On s'aperçoit qu'il y a en fait trois directions préférentielles d'orientations des domaines, perpendiculairement à la ligne, parallèlement ou à 45° (principalement sur la ligne de droite de la figure 6.26). Certains domaines s'orientent d'abord parallèlement, puis tournent de 90° . Ce comportement est peut être une rémanence de la structure en serpent, les domaines choisissant toutefois les orientations imposées par l'anisotropie de forme.

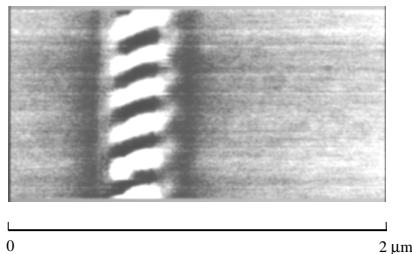


FIG. 6.27: Ligne de $0.3 \mu\text{m}$ de large. Les domaines s'arrangent selon une direction oblique par rapport à l'axe de la ligne.

Les figures 6.27 et 6.28 montrent dans la ligne de $0.3 \mu\text{m}$ de large des domaines magnétiques dont l'orientation tend à être perpendiculaire par rapport à l'axe de

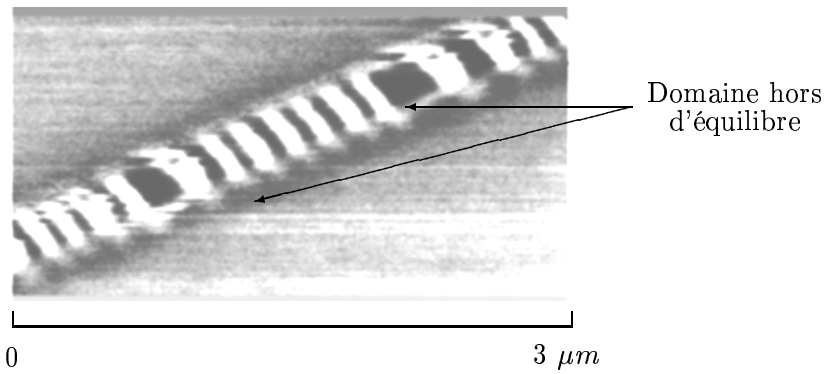


FIG. 6.28: Ligne de $0.3 \mu\text{m}$ de large. Les domaines sont quasiment perpendiculaires à l'axe de la ligne. Certains domaines sont beaucoup plus larges que d'autres.

la ligne(6.27). Les domaines de la figure 6.28 semblent quasiment perpendiculaires à l'axe de la ligne. La tendance observée sur les lignes plus larges se confirme donc. On remarque aussi sur cette figure que les domaines blancs sont plus larges que la plupart des domaines noirs. Certains domaines noirs, montrés par des flèches sur la figure 6.28, sont cependant beaucoup plus larges que les autres. Certains domaines de la ligne sont peut-être hors d'équilibre, par exemple les domaines perpendiculaires. Les domaines plus larges agissent alors comme une compensation.

Le mécanisme qui se dégage est celui d'une diminution de l'énergie magnétostatique de chaque domaine par un éloignement des domaines de même signe plus loin que si ces mêmes domaines étaient alignés suivant l'axe de la ligne. Ainsi l'énergie des pôles est diminuée. L'orientation des domaines perpendiculairement à la ligne pourrait être dû à l'accrochage des domaines sur des défauts causés par la gravure sur les bords des lignes. La régularité de l'arrangement montré par la figure 6.28 ne penche cependant pas en faveur d'une telle hypothèse.

La contribution de l'énergie de paroi à l'énergie totale ne doit pas être négligée. L'alignement perpendiculaire augmente le nombre de domaines, et par conséquent le nombre de parois. Le gain d'énergie magnétostatique doit être comparé à l'accroissement de la contribution des parois à l'énergie totale.

En conclusion, il est possible de choisir une taille de ligne pour laquelle l'orientation préférentielle des domaines est perpendiculaire à l'axe de la ligne, phénomène qui pourrait être judicieusement utilisé dans des mesures de transport.

• **Autres structures lithographiées dans l'état vierge**

Je vais maintenant présenter des résultats sur des structures lithographiées plus compliquées. Sur la même couche, de 30 nm d'épaisseur, nous avons aussi réalisé des carrés, des rectangles et des triangles de tailles variables. Malheureusement, la lithographie n'a pas été parfaitement réussie, et les structures n'ont pas la régularité souhaitée. Néanmoins, les résultats présentés dépendent assez peu des défauts de surface.

La figure 6.29 présente trois images prises sur *a)* un carré de $0.55 \mu\text{m}$, *b)* un

triangle équilatéral de $1.2 \mu\text{m}$ de côté et *c)* un rectangle de $1 \mu\text{m}$ par $0.4 \mu\text{m}$. La taille des domaines dans ces structures est tout à fait en accord avec la période de 140 nm des domaines à l'équilibre.

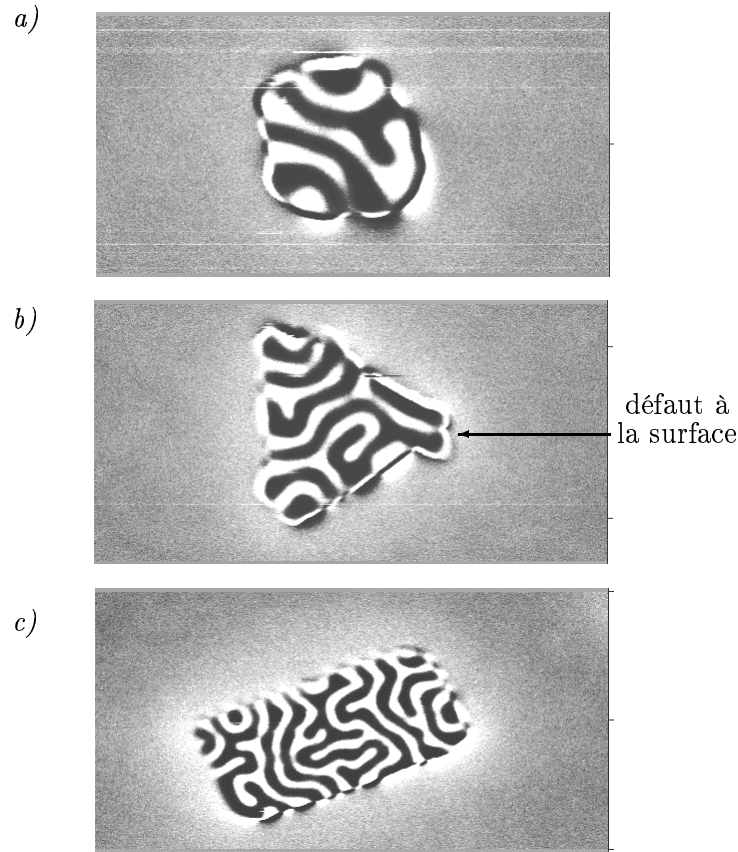


FIG. 6.29: a) carré de $0.55 \mu\text{m}$ de côté. b) triangle de $1.2 \mu\text{m}$ de côté. c) rectangle de $1 \times 0.4 \mu\text{m}$.

Sur le carré, contrairement aux travaux de Hehn *et al.* nous n'observons pas de domaine en forme d'haltères ou de cercles concentriques. Dans notre cas, les domaines restent sous forme de quasi-serpentin. Cette différence vient du plus grand facteur de qualité des couches de FePd utilisées ici. En effet, dans le cas des expériences de Hehn *et al.*, l'axe de facile aimantation n'est pas strictement perpendiculaire au plan de la couche. L'aimantation a une composante planaire qui permet d'expliquer la formation de domaines concentriques (la composante planaire reste toujours parallèle au bord) ou en forme d'haltère.

Sur le triangle, les domaines joignent les côtés, se positionnant en arcs de cercle centrés sur l'un des sommets du triangle, pour deux des sommets. Au troisième sommet, la présence d'une excroissance à la surface (indiquée par une flèche sur la

figure 6.29) semble déstabiliser cette région. On a alors un domaine qui longe le côté.

Enfin, sur le rectangle, des structures qui ressemblent beaucoup à celles présentes sur les lignes sont observées. La réduction de l'invariance translationnelle dans cette structure par rapport à la ligne ne bouleverse pas foncièrement l'arrangement en domaines.

• *Structure après désaimantation*

Nous avons ensuite voulu regarder l'effet d'une désaimantation sur les lignes présentées plus haut. La désaimantation a été réalisée, dans un électroaimant capable d'appliquer un champ de 1.8 kOe. Après une désaimantation perpendiculairement au plan de la couche nous avons observé plusieurs phénomènes importants. Nous avons d'abord regardé le rectangle de référence de $100\ \mu\text{m}$ par $150\ \mu\text{m}$ pour déterminer si la couche était correctement désaimantée par ce processus. La figure 6.30 montre une image magnétique au centre de ce rectangle. Nous pouvons constater que la structure en serpentins n'a pas été altérée par l'opération de désaimantation. La méthode utilisée pour désaimanter l'échantillon ne semble pas avoir induit d'aimantation à rémanence plus importante qu'après gravure.

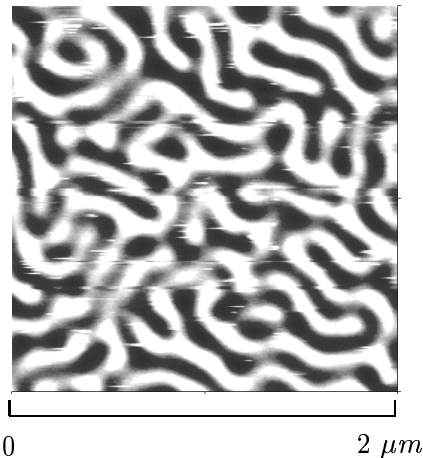


FIG. 6.30: *Centre du rectangle de référence après désaimantation.*

La figure 6.31 montre une image effectuée sur trois lignes de $0.4\ \mu\text{m}$ espacées de $1\ \mu\text{m}$. Nous observons deux lignes polydomaines et une ligne monodomaine. Des défauts dans la ligne du centre semblent avoir bloqué l'aimantation lors du processus de désaimantation.

D'autre part, par rapport à l'image 6.26, les domaines des lignes polydomaines semblent ne s'être orientés que suivant deux directions, perpendiculairement et parallèlement à l'axe des lignes. D'autre part, les domaines « up » et « down » semblent avoir une taille relativement voisine, de l'ordre de $70\ \text{nm}$. Par endroits, cependant, certains domaines « blancs » sur l'image ont une taille inférieure à la

taille d'équilibre. Cette observation n'est peut-être qu'un effet visuel induit par un effet de pointe.

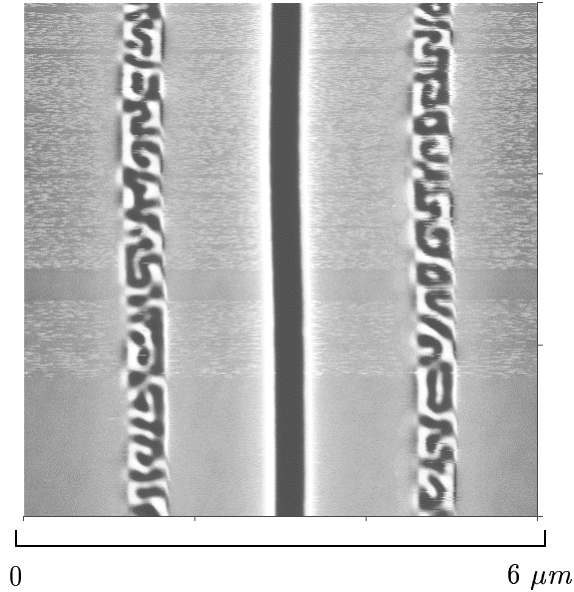


FIG. 6.31: Lignes de $0.4 \mu\text{m}$ de large après désaimantation perpendiculairement au plan de la couche.

Nous avons aussi regardé une ligne de $0.6 \mu\text{m}$, présentée à la figure 6.32. Cette ligne est, elle aussi, monodomaine.

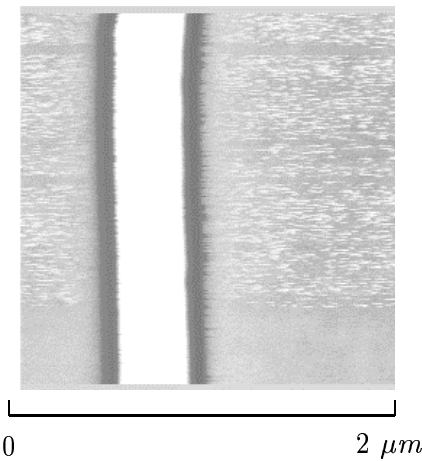


FIG. 6.32: Ligne de $0.6 \mu\text{m}$ de large après désaimantation perpendiculairement au plan de la couche.

En revanche, les lignes de $0.8 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ de large, présentées à la figure 6.33,

sont toutes polydomaines avec des périodes correspondant à la période à l'équilibre. La comparaison avec la figure 6.23 montre clairement que les structures obtenues dans les couches à l'état vierge et après désaimantation se ressemblent.

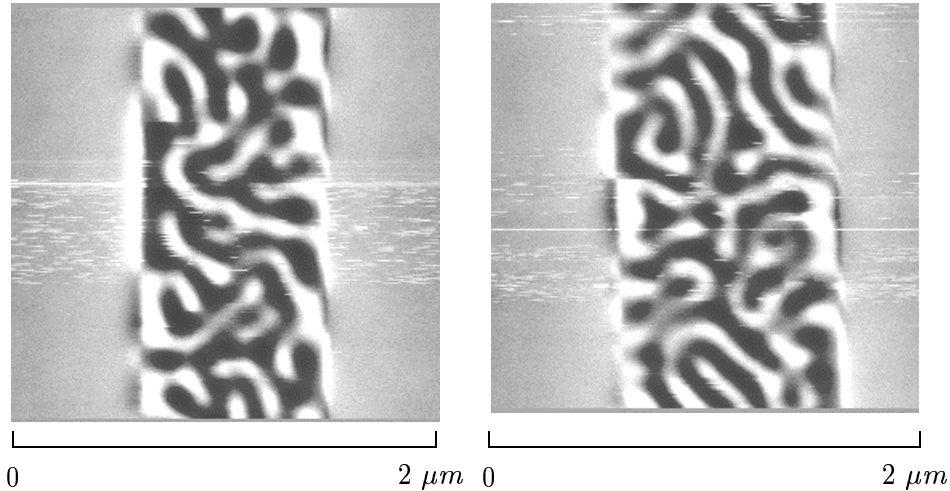


FIG. 6.33: Ligne de $0.8 \mu\text{m}$ (à gauche) et de $1 \mu\text{m}$ (à droite) de large après désaimantation.

Couche de 18 nm d'épaisseur

Le résultat le plus surprenant obtenu sur la couche de 18 nm d'épaisseur est illustré sur la figure 6.34. On y voit trois lignes de 600 nm qui présentent chacune trois domaines orientés leur axe. Pour confirmer l'origine magnétique du contraste observé, nous avons dans un premier temps regardé sa variation en fonction de la hauteur de vol de la pointe. Nous avons observé une diminution de l'intensité du signal, lorsque la hauteur de vol est augmentée, mais pas de disparition du contraste. Nous avons ensuite inversé l'aimantation de la pointe. Une inversion du contraste noir-blanc observée alors nous permet d'affirmer que le signal observé est effectivement d'origine magnétique. Le contraste supplémentaire sur les cotés des lignes est dû aux lignes de champs qui s'y referment, et est expliqué sur la figure 6.35.

La différence avec la même ligne dans une couche de 30 nm est imputée à la taille des domaines. Pour une couche de 18 nm cette taille vaut 100 nm. Dans ces conditions, l'ancrage perpendiculaire semble donc défavorable, la diminution d'énergie magnétostatique n'étant pas suffisante par rapport à la contribution des parois.

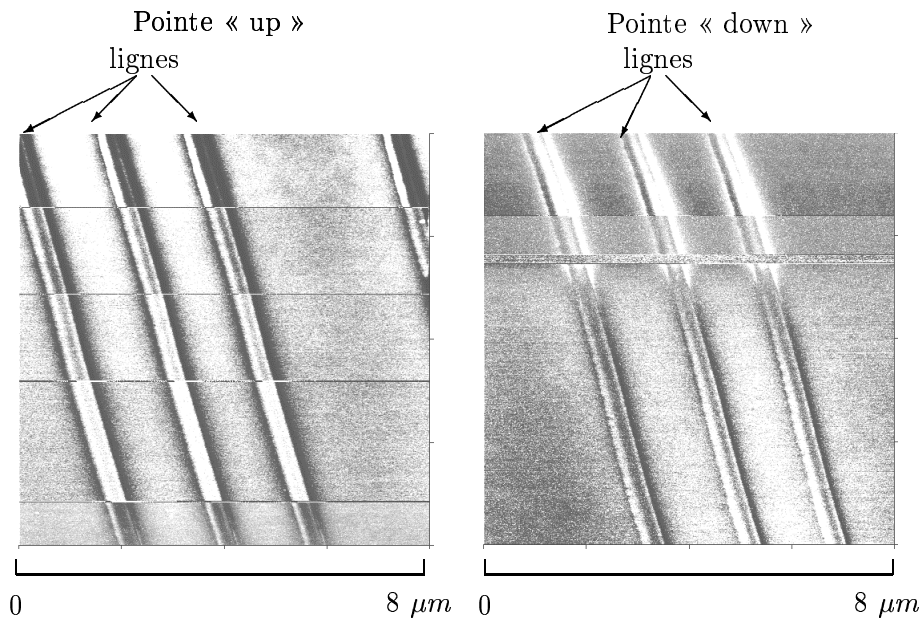


FIG. 6.34: Trois lignes de $0.6 \mu\text{m}$ de large. Les traits horizontaux correspondent à un changement de hauteur de vol. Les hauteurs de vol les plus basses sont en haut des images. Entre les deux images l'orientation de l'aimantation de la pointe a été inversée. On distingue dans chaque ligne trois domaines qui sont parallèles aux bords.

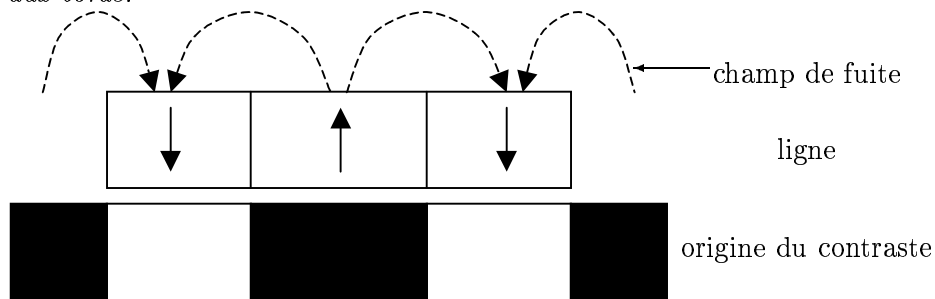


FIG. 6.35: Coupe transversale d'une ligne de la figure 6.34. Interprétation de la nature du contraste observé sur l'image 6.34.

Conclusion sur les expériences

L'originalité des résultats sur la couche de 30 nm d'épaisseur par rapport aux expériences réalisées par Hehn *et al.* [95] vient du fait que le facteur de qualité de cette couche est très supérieure à 1. Dans l'étude de Hehn *et al.*, la variation en épaisseur s'accompagne d'une transition d'une aimantation presque perpendiculaire à une aimantation dont le profil est essentiellement planaire. Dans notre cas, la réduction de taille latérale ne s'accompagne d'aucune modification visible de

l'orientation de l'aimantation. Ainsi, il nous a été réellement possible de regarder des structures de taille submicronique à partir de la même couche mince. L'étude réalisée ici sur les lignes est, en ce sens, une étude de l'effet de l'anisotropie de forme sur l'arrangement en domaines.

6.2.3 Simulations

Pour essayer d'interpréter les résultats de la section précédente, nous avons utilisé la méthode de Courtin *et al.* [105]¹ pour modéliser les processus d'aimantation dans des films à forte anisotropie perpendiculaire (Co, FePd, FePt). Ces films présentent les des caractéristiques d'aimantation semblables, ainsi que des réponses similaires à l'application d'un champ magnétique. Nous allons d'abord rappeler les hypothèses du modèle de Courtin *et al.*, avant de l'appliquer au cas qui nous intéresse.

Le principe de cette méthode consiste à considérer comme taille caractéristique du système la taille d'une bulle, dite bulle critique, $d_0(h)$, où h est l'épaisseur du film. Cette bulle apparaît au moment où le champ devient inférieur au champ de nucléation [106]. Pour une épaisseur de 30 nm, correspondant à celle du film sur lequel nous avons effectué nos expériences, la taille de la bulle est de 39 nm [106]. On divise alors l'échantillon en cellules de taille d_0 .

Considérons maintenant deux bulles aimantées dans la direction opposée à celle du film. Si elles ne sont pas en contact, l'énergie due aux parois de domaines est $2\sigma_w S_0$, où S_0 est la surface du cylindre. Si elles se touchent, cette énergie devient $\sigma_w(2S_0 - S_1)$ où S_1 est la surface de contact entre ces deux bulles. Cette diminution d'énergie peut être traduite dans un modèle simple pour un réseau carré où chaque cellule i a pour taille $d_0 * d_0$, l'aimantation valant $\eta_i = \pm 1$, :

$$E_{ij} = \frac{1}{2}(1 - \eta_i \eta_j) \frac{\delta_{j,i\pm 1}}{d_0} + \left| E^{dip}(|i - j|) \right| \eta_i \eta_j, \quad (6.3)$$

représente l'énergie d'interaction entre deux bulles i et j ; le premier terme représente l'énergie due aux parois et le second l'interaction dipolaire entre ces bulles.

Le hamiltonien décrivant complètement le système est :

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} V(|i - j|) \eta_i \eta_j - \sum_i \eta_i B, \quad (6.4)$$

où

$$V = \begin{cases} \delta_{j,i\pm 1}/d_0 - \left| E^{dip}(|i - j|) \right| & \text{si } i \neq j \\ 0 & \text{si } i = j \end{cases}, \quad (6.5)$$

et où B représente le champ appliqué.

Le potentiel V est approximé de la manière suivante :

1. Je remercie Stéphane Padovani de m'avoir présenté ses travaux.

TAB. 6.2: Valeurs des paramètres choisis pour les simulations.

V_+	V_-	R_+	R_-
1	-0.5	1.5	4

$$V = \begin{cases} V_+ & \text{si } 0 < |i - j| \leq R_+ \\ V_- & \text{si } R_+ < |i - j| \leq R_- \\ 0 & \text{autrement} \end{cases}, \quad (6.6)$$

ce qui revient à tronquer le terme dipolaire au delà de la distance R_- .

Suivant l'article de Courtin *et al.*, nous avons pris comme valeurs pour ces paramètres les valeurs données dans le tableau 6.2:

La portée totale du potentiel V est donc de $4d_0$, ce qui équivaut à environ 160 nm pour une couche d'épaisseur 30 nm.

Dans l'ensemble canonique, la valeur moyenne de l'aimantation d'une cellule i est donnée par :

$$\langle \eta_i \rangle = \tanh \left(\frac{4\pi M_s^2 d_0^2 h}{k_B T} \Delta_i \right), \quad (6.7)$$

$$\Delta_i = \sum_k V(k) \eta_{i+k} + B, \quad (6.8)$$

ce qui, pour un rapport $V_+/k_B \approx 10^5$ correspond en fait à :

$$\eta_i = \begin{cases} \text{signe}(\Delta_i) & \text{si } \Delta_i \neq 0 \\ \text{Choix aléatoire} & \text{si } \Delta_i = 0 \end{cases}. \quad (6.9)$$

C'est la définition d'un réseau de neurone de Hopfield [105].

À partir de ce modèle, nous avons simulé l'état vierge de nos fils de FePd. Des conditions au bord périodiques aux deux bouts du fil ont été posées pour simuler des fils de 100 μm de long, alors que nous travaillons avec 256 cellules. Nous avons imposé des conditions aux bords fixes suivant l'autre dimension. Nous avons obtenu les résultats de simulations présentés sur la figure 6.36.

Nous constatons tout d'abord que, pour les grandes largeurs correspondant aux cas (a) et (b) de la figure 6.36, la structure en serpentín est très peu perturbée au centre. Au niveau des bords, les domaines s'accrochent plutôt perpendiculairement. Ces résultats correspondent aux observations expérimentales. Le modèle proposé par Courtin *et al.* apparaît donc comme une bonne représentation de la réalité. Les simplifications effectuées, telles que la réduction de la portée de l'interaction dipolaire, ne semblent pas induire de grandes modifications dans la structure à l'équilibre des domaines.

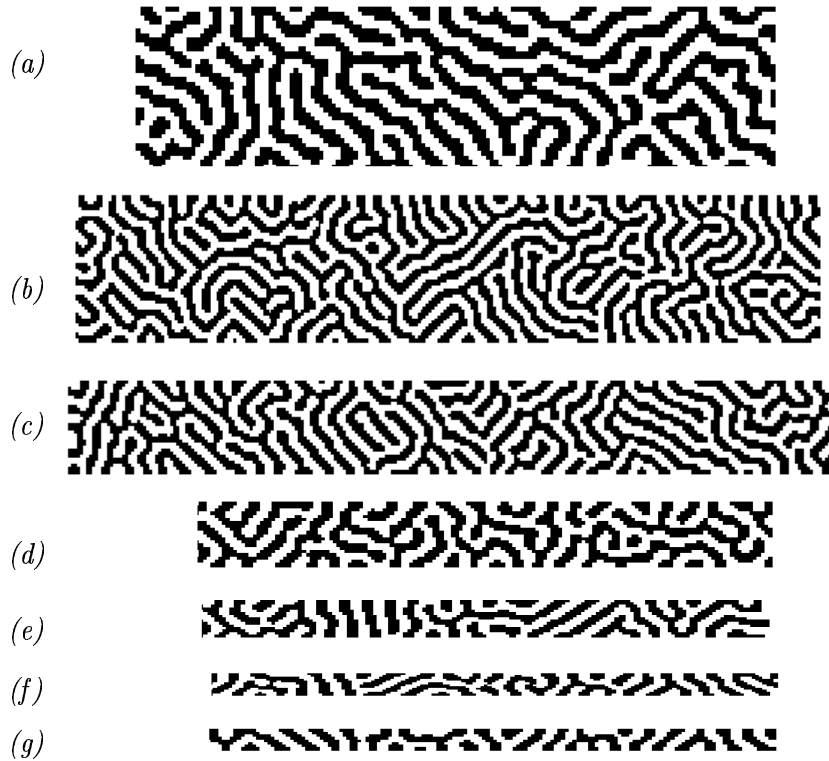


FIG. 6.36: De haut en bas : calcul effectué pour (a) $70*d_0$ (b) $50*d_0$, (c) $30*d_0$, (d) $20*d_0$, (e) $15*d_0$, (f) $12*d_0$, (g) $8*d_0$.

Au fur et à mesure que l'on réduit la largeur de la ligne, la structure en serpentín est de plus en plus perturbée. À partir de (d), cette structure disparaît complètement. Nous observons alors l'apparition de deux directions privilégiées d'orientation des domaines : les domaines s'orientent parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de la ligne. Pour les tailles les plus petites, les domaines s'orientent préférentiellement perpendiculairement à la ligne.

En second lieu, la périodicité des domaines up et down est conservée au cours de la diminution de taille jusqu'à des tailles latérales de $8d_0$ et moins. Cette conservation signifie que l'anisotropie de forme ne perturbe que l'ordonnement des domaines, et non leur taille. En revanche, les conditions d'équilibre des domaines up et down restent inchangées.

Il faut cependant remarquer que la simulation (g) n'a pas exactement les mêmes caractéristiques que l'image de la figure 6.27. En particulier, les domaines sont moins perpendiculaires à la ligne en (g) que sur l'image expérimentale. Il est possible que cette différence soit due à des anisotropies induites par des rugosités à la surface de la ligne ou sur les bords de la ligne, qui piègent les domaines dans certaines configurations et dont la simulation ne peut rendre compte.

6.2.4 Conclusion

En conclusion de cette étude sur les lignes de FePd, nous pouvons dire que nous avons pu retrouver, grâce aux travaux de Courtin *et al.* les observations faites par microscopie à force magnétique. Nous pouvons ainsi décrire le comportement d'un matériau à anisotropie perpendiculaire jusqu'à des tailles latérales de 300 nm.

Ces lignes de FePd constituent un système idéal pour la mesure de la résistance de parois magnétiques, puisque nous sommes capables de fabriquer un système où les parois ont une géométrie contrôlable. La ligne de 300 nm de large semble particulièrement adaptée aux expériences de transport, si l'on part d'un système dont la configuration des domaines à l'équilibre est en serpent. Nous avons d'autre part observé que cette configuration en serpent était très stable, puisqu'au centre des fils de 10 microns, les domaines semblaient encore s'ordonner de cette façon. Ce résultat est très intéressant pour des mesures sur des structures de grandes tailles (telles que celles présentées à la section 7.2.4). Cela signifie que l'anisotropie de forme n'est importante que pour des structures de tailles relativement faibles.

6.3 Conclusion des études micromagnétiques

Nous nous sommes attaché, au cours de cette étude sur les phénomènes micromagnétiques, à travailler en parallèle sur les parties expérimentales et théoriques.

Dans l'étude sur les triangles, nous avons pu observer la grande stabilité des structures en vortex. Expérimentalement, ces structures ont été observées jusqu'à des tailles de 3 μm . Les triangles semblent donc, à cause de leur symétrie d'ordre trois, induire une frustration géométrique qui stabilise ces vortex. Nous pensions initialement, à cause des images de la figure 6.5, que le coût énergétique associé aux vortex leur serait défavorable pour des côtés de grandes tailles. Nous n'avons pas pu mettre en évidence ce phénomène par les simulations. Il en ressort que la formation de sous-structures dans les pointes n'est pas plus avantageuse que la présence d'un vortex.

Le travail sur les lignes de fer-palladium était motivé, en partie, par l'intérêt que nous portions à ce système pour l'étude de la résistance des parois magnétiques. Nous voulions observer l'organisation en domaines dans des lignes de tailles comparables à celles que nous utilisons pour nos mesures de transport.

Chapitre 7

Résultats

Ce chapitre traite des résultats obtenus dans l'expérience de mesure de la résistance d'une paroi magnétique. Dans la section 7.1.1, les résultats de microscopie à force magnétique seront présentés et discutés. En particulier, nous essayerons de les relier aux connaissances actuelles du micromagnétisme. Les résultats de microscopie de Lorentz seront présentés à la section 7.1.2.

Enfin, les mesures de magnétorésistance seront abordées à la section 7.2. Nous présenterons les résultats obtenus sur des fils de cobalt, de fer épitaxié et de manganite. Par ailleurs, nous présenterons des mesures réalisées dans une couche de fer-palladium dont les domaines sont naturellement alignés. Cette mesure nous a permis de vérifier certains aspects du modèle de Lévy.

7.1 Imagerie magnétique

Je présente ici les résultats obtenus sur le système utilisé plus loin pour la mesure de la résistance induite par une paroi magnétique. Nous avons observé l'ensemble constitué d'un carré, d'une ligne et d'un rectangle (schéma figure 4.2) par MFM et par microscopie de Lorentz.

7.1.1 MFM sur la ligne

Les mesures de MFM présentées ici ont été réalisées avec Y. Samson du DRFMC/SP2M au Centre d'Étude Nucléaire de Grenoble.

La structure que nous avons observé a été fabriqué par lift-off de 50 nm de cobalt et protégé par 5 nm de titane. La figure 7.1 présente l'image obtenue en champ nul sur un échantillon magnétiquement vierge, c'est-à-dire qui n'a été soumis à aucun champ magnétique. La pointe est aimantée suivant son axe longitudinal, c'est à dire perpendiculairement au plan de l'échantillon.

Dans un film d'épaisseur $50 \text{ nm} \equiv 15.6\sqrt{A/K_u}$ (A est la constante d'échange et K_u la constante d'anisotropie), les parois stables sont des parois de type Bloch asymétrique. Toutefois, ce résultat n'est valable que pour des couches minces ; dans

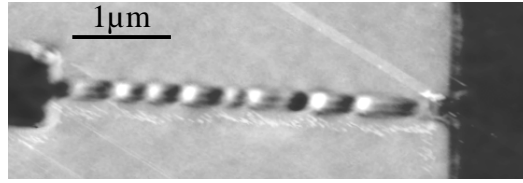


FIG. 7.1: Image MFM de d'une ligne de $4 \mu\text{m}$ de long, réalisée sur une couche $\text{Ti}(5 \text{ nm})/\text{Co}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_x$. La ligne n'avait subi aucun traitement magnétique. La pointe était aimantée perpendiculairement au plan de la couche.

notre cas, les parois peuvent être de nature différente puisque l'on travaille sur une ligne.

Sur la figure 7.1, les domaines magnétiques dans la ligne semblent tête-bêche. On peut remarquer que les zones noires et les zones blanches semblent faire un angle avec l'axe longitudinal de la ligne. Si on suppose que ces zones de transition « noire-blanche » correspondent aux parois entre les domaines, alors les parois sont inclinées ce qui permet de réduire l'énergie démagnétisante associée aux deux domaines tête-bêche. Les parois ressembleraient alors à des parois chargées. En revanche, le contraste observé au MFM est plus difficile à expliquer.

McMichael *et al.* [107] ont étudié numériquement dans un modèle bidimensionnel une paroi entre deux domaines tête-bêche. Ils ont proposé deux structures, une appelée « transverse » et l'autre appelée « vortex », qui sont schématisées à la figure 7.2. Il est possible que la structure observé ici corresponde à une paroi de type vortex, puisque celle-ci n'est pas perpendiculaire à l'axe de la ligne.

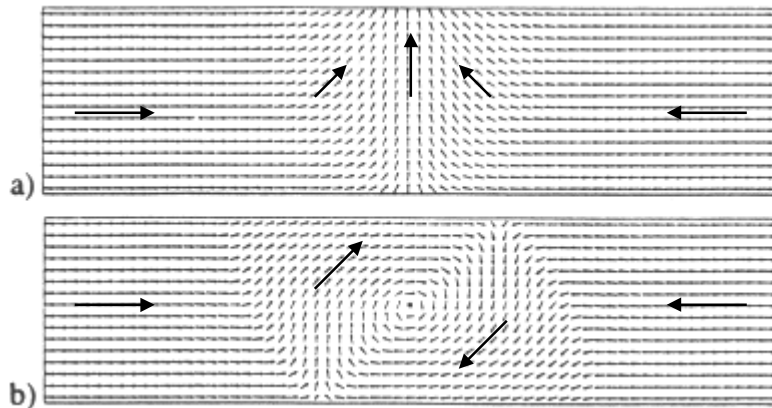


FIG. 7.2: Schéma des deux géométries de paroi obtenues par simulation par McMichael *et al.* [107] pour une ligne dans laquelle les domaines sont tête-bêche. La ligne est vue de dessus. a) géométrie transverse ; b) géométrie vortex.

Nozaki *et al.* [108] ont regardé les parois magnétiques dans des fils infiniment

longs de cobalt pour des épaisseurs de 40 et 70 nm et pour des largeurs de 0.33 μm et plus. Ils trouvent, à la fois expérimentalement et par simulation, que les longueurs des parois sont beaucoup plus grandes que celles attendues. Dans un fil de cobalt de largeur et d'épaisseur voisines du nôtre, ils ont trouvé des longueurs de paroi de 1 μm . D'autre part, les simulations de $\frac{d^2 H_z}{dz^2}$ effectuées par Nozaki *et al.* [108] montrent une cartographie de champ de fuite qui ne semble pas correspondre à nos observations par MFM.

Au vue de cette première mesure et des connaissances actuelles sur les parois tête-bêche, la structure que nous observons par MFM est difficile à interpréter. Nous avons effectué d'autres mesures sur un autre échantillon après avoir fait subir à cet échantillon une désaimantation.

Je présente maintenant des images réalisées sur une structure identique ayant subi une désaimantation. Le champ appliqué était de 1 T, supérieur au champ nécessaire pour saturer une ligne de cobalt perpendiculairement à son axe. La figure 7.3 montre une ligne désaimantée dans le plan, le champ magnétique étant orienté parallèlement à la ligne.

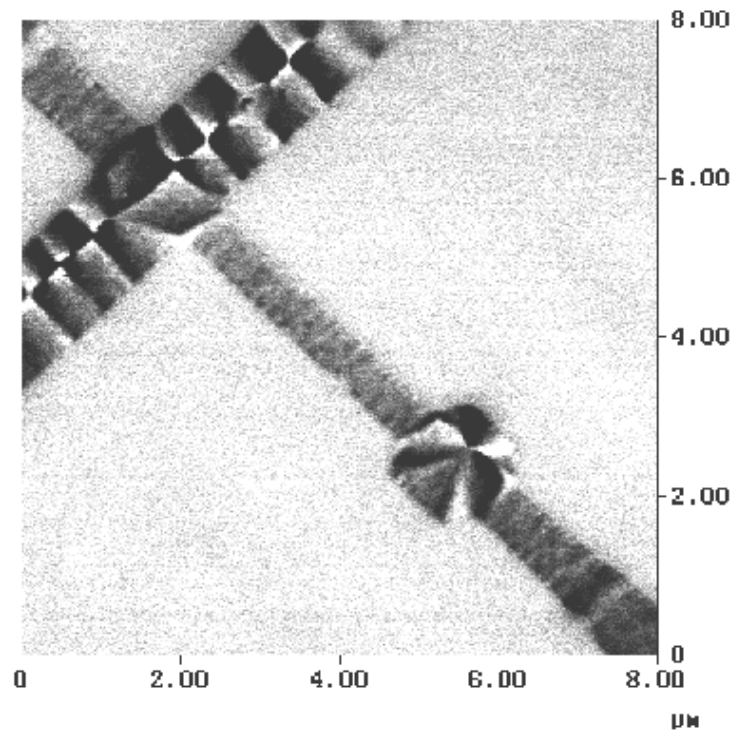


FIG. 7.3: Image MFM (pointe orientée perpendiculairement au plan) d'une ligne similaire à celle présentée à la figure 7.1, après désaimantation dans le plan, parallèlement à la ligne. Les domaines magnétiques sont bien visibles dans le carré et le rectangle, mais pas dans la ligne. Dans le rectangle, une paroi « cross-tie » est bien visible.

Sur cette image, on distingue parfaitement des domaines dans le carré et dans le rectangle. Dans le rectangle, nous sommes en présence d'une paroi dite « cross-tie ». Un schéma d'une paroi de ce type est montré à la figure 2.7 (chapitre 2). Le contraste s'explique aisément en imaginant que l'on a deux domaines aimantés à 180° suivant l'axe longitudinal du rectangle. Entre ces deux domaines se trouve une paroi « cross-tie ». Les domaines dans le carré ont un sommet commun mais celui-ci n'est pas situé au centre du carré, ce que l'on attendait. La désaimantation pourraient ne pas avoir été poussée assez loin, ce qui expliquerait cette légère dissymétrie. Une autre possibilité est que la présence d'un défaut bloque les domaines dans cette configuration. En revanche, la ligne semble monodomaine. En effet, on aperçoit au début de la ligne, du côté du rectangle, ce qui semble être une paroi, et du côté du carré, une autre paroi de contraste opposé. On observe dans ce domaine de légères fluctuations d'aimantation qui ressemblent à des « ripples » comme en microscopie de Lorentz.

Si l'on compare cette image à celle de la figure 7.1, le contraste est frappant. Cette dernière ne montre quasiment aucun domaine dans le carré et des domaines très contrastés dans la ligne. Nous pensons que l'état vierge observé sur la ligne de la figure 7.1 est une conséquence de la texture de la ligne et de la taille des grains.

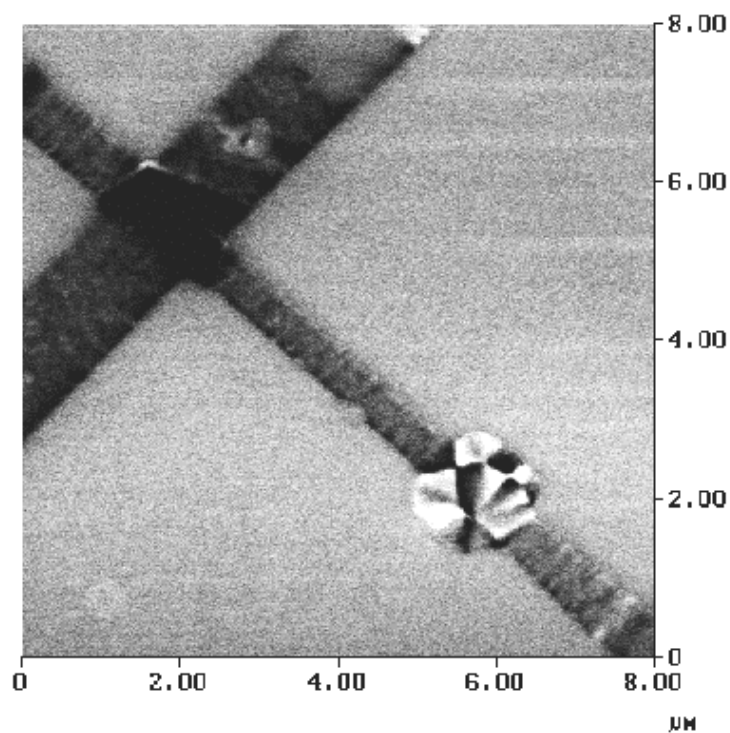


FIG. 7.4: Image MFM (pointe orientée perpendiculairement au plan) de la même ligne que celle présentée à la figure 7.3, après désaimantation dans le plan, mais cette fois perpendiculairement à la ligne. Les domaines magnétiques sont bien visibles dans le carré, mais pas dans la ligne.

La figure 7.4 présente la même ligne, mais après une désaimantation dans le plan, perpendiculairement à la ligne. La structure en domaines du carré n'est que légèrement modifiée ; les domaines sont plus petits. En revanche, celle du rectangle est complètement différente, puisqu'aucun domaine n'y est observé. Les légers contrastes distinguables dans le rectangle sont dus à des défauts de surface, visibles sur l'image topographique. Il semble aussi que l'on puisse distinguer des « ripples ».

La figure 7.5 présente la même ligne que la figure 7.4 mais à une échelle plus grande. Sur cette image, les domaines dans le rectangle sont bien visibles. Ils sont positionnés aux extrémités du rectangle dans l'axe longitudinal. L'aimantation dans le rectangle, après désaimantation suivant l'axe longitudinal, est orientée suivant cet axe. Pour diminuer les charges de surface, des domaines se forment à chaque extrémité du rectangle et en suivent les bords.

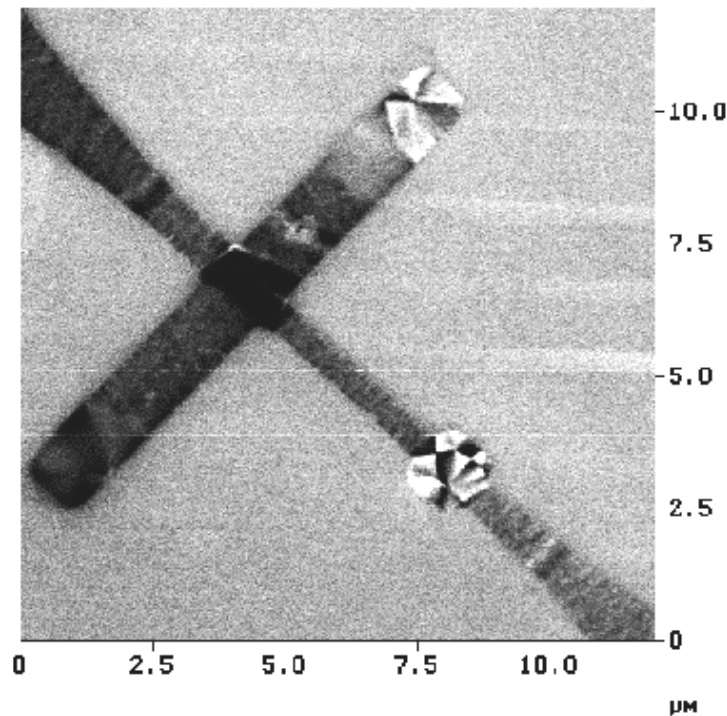


FIG. 7.5: *Même image que 7.4, mais à une échelle plus grande. On aperçoit les domaines de fermeture aux deux extrémités du rectangle.*

En conclusion, l'état vierge de la ligne et l'état après désaimantation n'ont strictement rien en commun. Seules des études de microscopie sous champ permettrait d'appréhender le comportement d'une ligne comme la nôtre.

7.1.2 Microscopie de Lorentz

Des expériences de microscopie de Lorentz ont été réalisées¹ sur une structure de géométrie assez similaire à celle étudiée pour les mesures de résistance de parois (voir figure 7.8).

Nous voulions observer par cette technique les processus de retournement de l'aimantation. En particulier, nous voulions savoir combien de parois pouvaient être créées dans la ligne au cours d'un cycle d'hystérésis. Nous voulions aussi observer l'influence du carré et du rectangle sur la propagation potentielle d'une paroi.

Comme toute mesure de microscopie électronique en transmission, la microscopie de Lorentz nécessite des échantillons préparés spécialement. Il s'agit dans notre cas de couches de silicium recouvertes de nitrure de silicium (Si_3N_4). Par lithographie optique et gravure chimique, une fenêtre de $100\ \mu\text{m}$ par $100\ \mu\text{m}$ est réalisée dans le silicium. Un schéma en coupe d'une telle fenêtre est montré sur la figure 7.6.

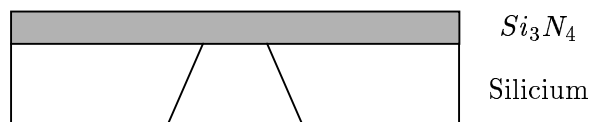


FIG. 7.6: *Vue en coupe d'une fenêtre préparée pour la réalisation des échantillons pour la microscopie de Lorentz.*

La réalisation de nanostructures sur cette fenêtre se fait suivant le même processus que celui présenté à la section 4.4.3. Le dessin doit simplement être réalisé sur la fenêtre de nitrure de silicium, ce qui est assez simple car les fenêtres ont un contraste plus sombre au microscope à balayage.

En microscopie de Lorentz², on utilise un microscope électronique à transmission (TEM) pour produire un faisceau d'électrons ayant une énergie comprise entre 100 keV et 200 keV pour les TEM classiques. Les électrons sont défléchis par la force de Lorentz F_l :

$$F_L = q_e(\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{B}),$$

où q_e est la charge de l'électron, \mathbf{v}_e sa vitesse et \mathbf{B} le champ magnétique. Seule la composante du champ magnétique perpendiculaire à \mathbf{v}_e agit sur les électrons. La force F_l doit être intégrée sur toute la trajectoire des électrons. Il est important de noter que le champ de fuite participe aussi au contraste.

1. Je remercie Rachael Pickford d'avoir contacté Rafal Dunin-Borkowski pour lui demander de réaliser ces mesures.

2. On pourra se reporter à l'article de J. Chapman [109] pour une présentation plus détaillée de la microscopie de Lorentz.

Dans le mode de Fresnel, mode utilisé pour réaliser les images présentées par la suite, les domaines uniformément aimantés défléchissent les électrons si leur aimantation est perpendiculaire à \mathbf{v}_e . Si l'on défocalise le faisceau, l'intensité augmente ou diminue au niveau des parois (voir figure 7.7). On détecte de cette façon la présence de parois.

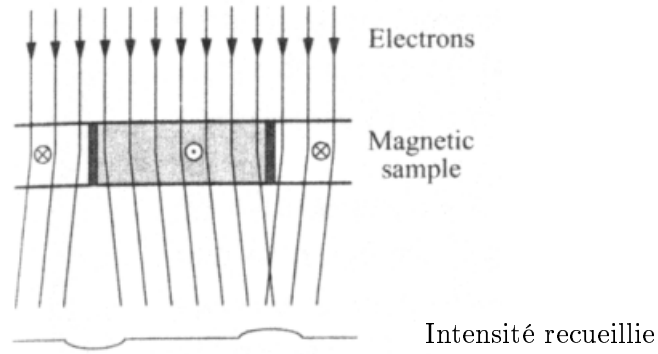


FIG. 7.7: Schéma de principe du fonctionnement d'un microscope de Lorentz en mode Fresnel. Dans l'intensité recueillie, les parois apparaissent par contraste par rapport au niveau moyen.

De plus, dans les échantillons polycristallins, il est possible d'observer une fluctuation de l'aimantation, appelée « ripple ». Ces « ripples » sont toujours dirigées perpendiculairement à la direction de l'aimantation moyenne d'un domaine. Il est donc possible d'en déduire la direction de l'aimantation dans un domaine. Cette méthode a été utilisée pour déterminer l'orientation de l'aimantation sur les figures 7.8 et 7.9. La figure 7.8 présente une série de 6 images réalisées avec un champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, perpendiculairement à la ligne.

Le premier cliché est pris au champ $H = 3379$ Oe. Le carré est saturé dans la direction du champ appliqué. En revanche, l'aimantation du rectangle au niveau de la ligne n'est pas orientée dans la direction du champ. Ce phénomène pourrait être dû à la présence des deux lignes, et n'être que local, l'aimantation plus loin dans le rectangle étant, elle, orientée suivant l'axe longitudinal de celui-ci.

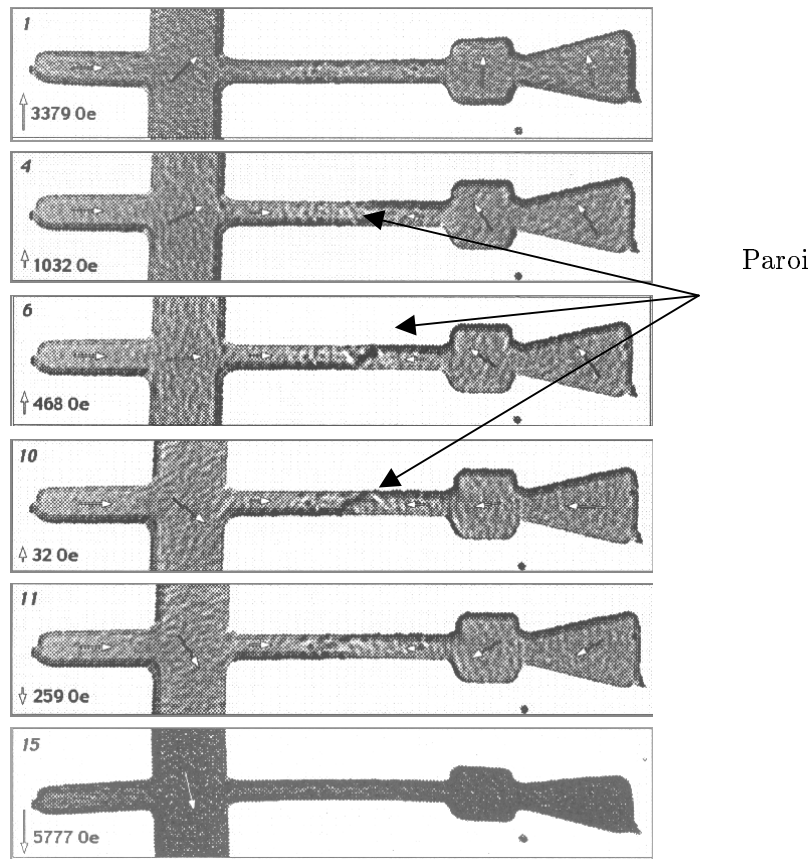


FIG. 7.8: *Expérience de microscopie de Lorentz réalisée sur une structure Carré+Ligne+Rectangle, constituée de Ti(5 nm)/Co(50 nm). Le champ magnétique, indiqué sur les clichés, est appliqué dans le plan de l'échantillon, perpendiculairement à la ligne. Au champ $H=1032$ Oe, une paroi s'est créée dans la ligne.*

À partir de $H = 1032$ Oe, deux domaines orientés tête-bêche apparaissent dans la ligne. Nous faisons cette déduction grâce à la présence sur un des bords de la ligne d'un fort contraste foncé. La figure 7.10 explique ce contraste. A cause de la qualité de l'image, il n'est pas possible d'apercevoir de l'autre côté de la ligne le contraste clair qui devrait lui être associé normalement en microscopie de Fresnel. Rührig *et al.* [110] ont déjà rapporté l'observation d'une paroi tête-bêche. La normale à la paroi ne semble pas être orientée selon l'axe de la ligne, ce qui est en accord avec McMichael *et al.* [107], au moins pour les parois de Néel asymétriques, et avec nos observations en champ nul. Au champ $H = 468$ Oe, le contraste au centre de la paroi est plus prononcé. La paroi est localisée plus près du carré que du rectangle. On remarque que l'aimantation dans le carré a tourné par rapport à son orientation à saturation d'un angle de 45° . L'aimantation

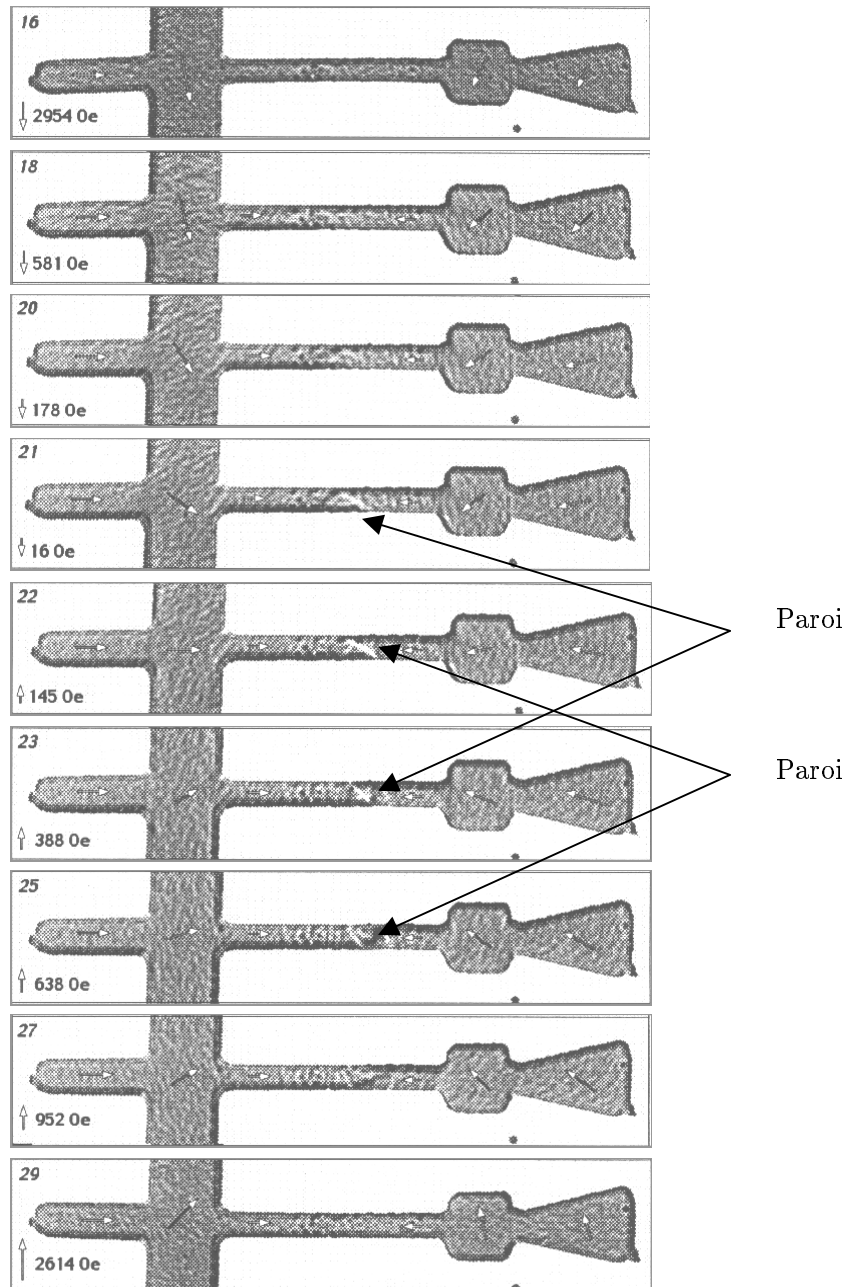


FIG. 7.9: *Expérience de microscopie de Lorentz réalisée sur une structure Carré+Ligne+Rectangle, constituée de Ti(5 nm)/Co(50 nm). Le champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon, perpendiculairement à la ligne. Au champ $H = -16$ Oe, une paroi s'est créée dans la ligne.*

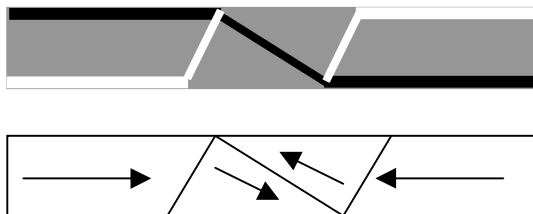


FIG. 7.10: *Explication du contraste observé au centre de la ligne pour le champ appliqué de $H = 1032$ Oe. Les électrons sont déviés dans des directions opposées dans les domaines tête-bêche, ce qui explique le contraste noir sur les cotés de la ligne.*

du rectangle (tout du moins dans la partie visible) est, quant à elle, quasiment orientée dans la direction de la ligne. La rotation de l'aimantation dans ces deux structures s'est fait dans des sens opposés provoquant l'apparition d'une paroi dans la ligne. Après désaimantation perpendiculairement à la ligne, ce phénomène ne s'est pas produit.

Au fur et à mesure que l'on diminue le champ, la rotation des aimantations du carré et du rectangle s'accroît. La paroi semble, de plus, se déplacer légèrement vers le rectangle.

À $H = 32$ Oe, l'aimantation dans le carré est orientée dans la direction de la ligne alors que celle du rectangle est déjà orientée dans le sens opposé à la direction initiale. À $H = -259$ Oe, les deux domaines d'aimantation tête-bêche semblent encore présents dans la ligne. Néanmoins, il est très difficile de déterminer avec précision la position de la paroi.

Enfin, à $H = -5777$ Oe, la structure ne semble pas encore être saturée dans le sens inverse. Il faut appliquer un champ d'environ 9 kOe pour saturer une ligne perpendiculairement, ce qui correspond au champ le plus fort pouvant être appliqué sur le microscope.

Une séquence quasiment identique se passe lors de la suite du cycle d'hystérésis (voir figure 7.9). Les domaines tête-bêche apparaissent relativement plus tard ($H = 16$ Oe) et perdurent tout le long du cycle. La différence de champ d'apparition de la paroi est très grande. De plus, au vu des figures 7.8 et 7.9, la paroi qui se forme dans la ligne semble changer d'orientation entre l'aller du cycle d'hystérésis et le retour. Les parois entre des domaines tête-bêche étant asymétriques, un changement d'orientation quand le champ appliqué est inversé n'est pas impossible.

Ces études de microscopie à force magnétique et de microscopie de Lorentz nous ont apporté beaucoup de renseignements sur l'aimantation de la ligne dans l'état vierge, dans l'état désaimanté et sur le processus de retournement de l'aimantation. Il est d'abord important de signaler que les parois entre des domaines têtes-bêche

sont des objets jusqu'ici très peu étudiés. Cependant, dans les pistes magnétiques destinées à l'enregistrement magnétique à haute densité, les domaines sont aussi orientés tête-bêche, et le signal est donné par la paroi entre ces domaines. La compréhension de ces objets présente donc un grand intérêt.

L'état vierge, l'état désaimanté (explorés lors de l'expérience de MFM) et l'état sous champ présentent beaucoup de différences. Dans le premier cas, beaucoup de domaines, avec des parois inclinées par rapport à l'axe de la ligne sont présents. Dans le second cas, la ligne est monodomaine après désaimantation parallèlement à celle-ci. Après désaimantation perpendiculairement à la ligne, on ne distingue pas non plus de paroi. Dans le troisième cas, une seule paroi se forme, pour $H=1000$ Oe à l'aller du cycle et pour $H=-16$ Oe au retour du cycle. La dissymétrie d'apparition est très importante; elle est peut-être due à la dissymétrie de la géométrie. D'autre part cette paroi est plus inclinée encore dans l'état sous champ que dans l'état vierge (20° par rapport à l'axe de la ligne, dans l'état vierge contre 50° par microscopie de Lorentz). La longueur de la paroi observée par microscopie de Lorentz est très grande. De plus la paroi ne semble que très peu bouger sous l'influence du champ. En revanche, l'orientation du champ magnétique perpendiculairement à l'axe de la ligne et dans le plan favorise peut être la création d'une paroi. L'expérience n'a pu être réalisée avec un champ magnétique orienté longitudinalement, l'échantillon ayant été détruit en cours de manipulation.

La différence entre l'état désaimanté observé par MFM et la microscopie de Lorentz vient peut-être de la différence entre les effets mesurés. Les parois entre des domaines tête-bêche sont des parois avec peu de champ de fuite ce qui expliquerait l'absence de contraste au MFM. Au contraire, dans une expérience de microscopie de Lorentz, les électrons sont sensibles à l'aimantation interne, ce qui expliquerait la présence d'un contraste dans ce cas.

7.2 Mesure de magnétorésistance

Différentes mesures de magnétorésistance ont été effectuées, et vont être présentées maintenant.

7.2.1 Mesure d'une ligne de cobalt

Mesure sur le premier montage

Les mesures de magnétorésistance sur le premier circuit, présenté à la figure 4.11 (paragraphe 4.4.2) ont été effectuées à température ambiante avec une bobine à air en configuration de Helmholtz. La mesure du champ est faite à l'aide d'un gaussmètre.

La figure 7.11 présente une courbe de magnétorésistance enregistrée avec le champ appliqué parallèlement à la ligne. À haut champ (au dessus de 125 G), la résistance augmente de façon réversible. Cette augmentation est probablement

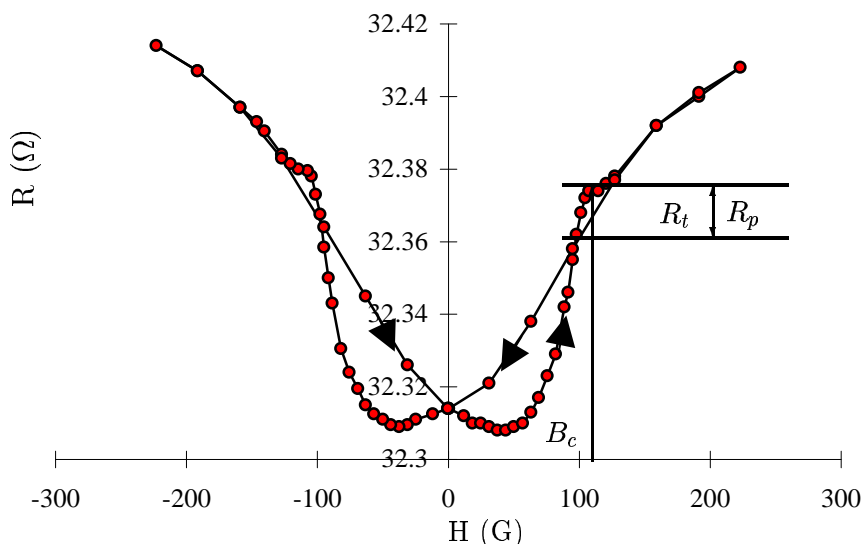


FIG. 7.11: Magnétorésistance longitudinale mesurée sur une ligne de cobalt polycristallin de 30 nm protégé par 5 nm de chrome, préparé par le procédé de lithographie présenté au paragraphe 4.4.2. Le champ est appliqué parallèlement à la ligne.

liée à des anisotropies locales dues à la gravure. Ces anisotropies bloquent l'aimantation et il faut appliquer des champs plus intenses pour aligner en certains points l'aimantation suivant la direction du champ appliqué. Or, dans le cobalt à température ambiante, ρ_{\parallel} est supérieure à ρ_{\perp} . L'alignement à haut champ de ces moments bloqués conduit donc à une augmentation de résistance. À bas champ, en revanche, la résistance dépend de l'histoire magnétique de la ligne. L'arrangement en domaines évolue visiblement, comme semble le montrer la variation continue de résistance. Différentes contributions d'AMR pourraient s'ajouter pour donner cette courbe.

Nous allons maintenant décrire les phénomènes qui se passent autour du champ coercitif B_c (voir figure 7.11). Quand le champ décroît en-dessous de B_c , les variations de résistance sont linéaires car la ligne est mono-domaine. En revanche, quand le champ augmente au-dessus de B_c , la résistance longitudinale devient plus grande que lorsque le champ est diminué. Or, la dernière structure magnétique à être expulsée de la ligne avant la saturation doit être une paroi de domaine. Donc, l'excès de résistance, entre l'aller et le retour du cycle, est attribué à la contribution d'une paroi. Nous définissons deux résistances sur la figure 7.11 : R_t , résistance totale au champ critique B_c , et R_p , définie comme la différence de résistance obtenue entre le champ croissant et le champ décroissant. Deux effets contribuent à R_p : la résistance de paroi et l'AMR. La résistance induite par la paroi est plus grande que la contribution de l'AMR dans la paroi, car cette dernière est négative dans notre géométrie. En effet, dans la paroi, l'aimantation locale est perpendiculaire aux lignes de courant (au moins au centre de la paroi), alors qu'elle y est parallèle

dans les domaines. L'AMR pour le cobalt vaut environ 1 % [48]. Or l'AMR est proportionnelle au cosinus carré de l'angle entre l'aimantation et les lignes de courant. Sous l'hypothèse d'une paroi de Néel, la contribution de l'AMR est estimée en moyennant le cosinus carré de l'angle à $1/2$. Nous arrivons alors à :

$$AMR_w = 1\% \langle \cos^2 \theta \rangle = 0.5\%. \quad (7.1)$$

L'excès de magnétorésistance observé peut être exprimé de la manière suivante :

$$\frac{R_p}{R_t} = (GMR_w - AMR_w) \cdot \frac{\delta_p}{d}, \quad (7.2)$$

où δ_p est la largeur de la paroi, d la longueur de la ligne et GMR_w est la contribution intrinsèque de la paroi à la magnétorésistance. Pour une ligne de 200 nm de long et une paroi de 15 nm de long, l'excès de magnétorésistance vaut :

$$GMR_w = 1.5\%.$$

Plusieurs hypothèses ont été faites pour arriver à cette estimation. La première concerne la structure de la paroi. Nous la justifions par l'épaisseur du film et le confinement de la ligne. La deuxième concerne la longueur de la paroi. Dans ce cas, rien ne nous permet d'affirmer que la paroi, dans cette géométrie, ait la même longueur qu'une paroi de Néel dans du cobalt massif. Enfin la présence des contacts perturbe certainement la configuration des domaines. La paroi s'accroche vraisemblablement aux contacts et « gonfle » sous l'action du champ magnétique, ce qui modifie sa forme. Pour toutes ces raisons, nous avons dessiné un nouveau montage dans le but de disposer d'une géométrie de mesure plus « propre ».

Mesure sur le deuxième montage

Je présente maintenant les mesures que nous avons effectuées sur le deuxième montage (présenté figure 4.2). Les résultats suivants ont été obtenus sur une ligne de cobalt de 50 nm d'épaisseur (protégé par 5 nm de titane), 250 nm de large et 4 μm de long. Cette ligne a été réalisée suivant le procédé présenté au paragraphe 4.4.3. Un exemple d'échantillon avant mesure est montré à la figure 4.17 (centre) et à la figure 4.13a (vue d'ensemble). Les mesures de microscopie magnétique et de Lorentz (présentées précédemment) ont été effectuées sur un échantillon similaire et nous ont apporté des informations précieuses.

La procédure expérimentale suivie est la suivante. Nous avons d'abord saturé la ligne suivant son axe longitudinal (pour être au maximum de l'AMR car à température ambiante dans le cobalt, $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$), puis nous avons effectué des cycles de champ, appliqué toujours longitudinalement, tout en mesurant la résistance de la ligne entre deux contacts de tension. La mesure est faite en courant continu, les lignes de courant étant le long de la ligne. Le courant est appliqué dans un sens

puis dans l'autre. Les tensions obtenues sont moyennées pour obtenir la résistance de la ligne. Entre chaque pas de champ, un temps de latence est respecté afin de permettre l'établissement correct du champ magnétique et l'amortissement des régimes transitoires induits par l'établissement du courant électrique.

La figure 7.12 montre une courbe de magnéto-résistance obtenue à température ambiante. La résistance a été mesurée en deux pointes entre deux contacts sur l'échantillon, espacés de $1.2 \mu\text{m}$. Ces contacts sont les seuls à avoir résistés aux surtensions. Nous avons regardé la ligne après la mesure au microscope électronique à balayage. Sur la ligne, entre les deux fils de contact de tension servant à la mesure, des restes des fils ayant été abîmés peuvent être observés. Une image de l'échantillon après la mesure est présentée à la figure 5.21.

Une hystérésis est bien visible sur la courbe de magnéto-résistance, signe de l'existence de phénomènes liés au ferromagnétisme. Le cycle présenté à la figure 7.12 est parcouru de **1** vers **6**. Les parties de **1** vers **2** et de **5** vers **6** sont réversibles. La partie **1** de la courbe correspond à la saturation complète de la ligne, la résistance décroissant ensuite pour des champs appliqués plus forts. Une explication pour cette décroissance à fort champ est donnée à la section 1.4.

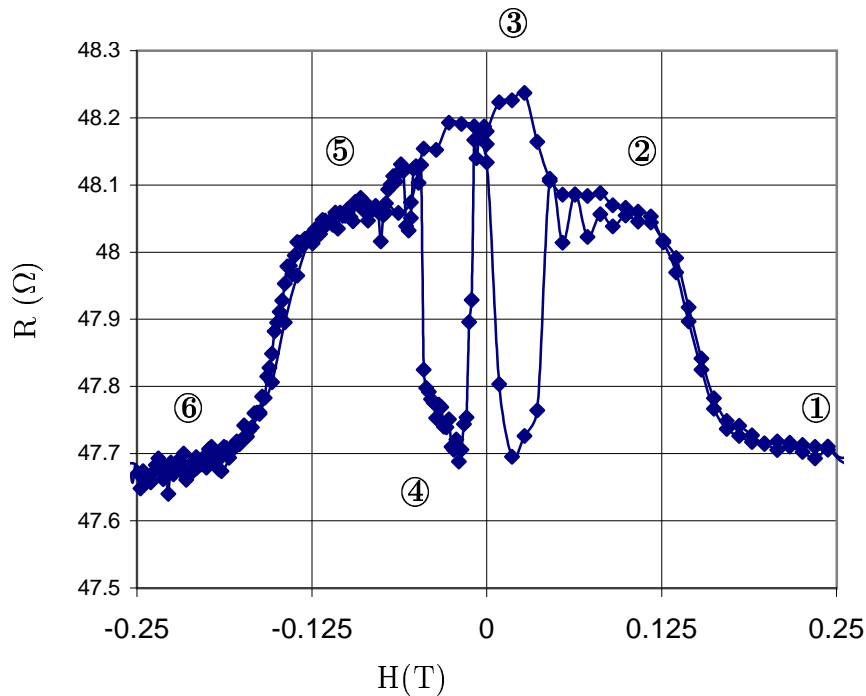


FIG. 7.12: Mesure de magnéto-résistance longitudinale réalisée, à température ambiante sur une ligne de 250 nm de cobalt, entre deux contacts espacés de $1.2 \mu\text{m}$. Le champ est appliqué dans l'axe de la ligne. Celle-ci a été réalisée suivant le procédé présenté au paragraphe 4.4.3 sur une couche $\text{Ti}(5 \text{ nm})/\text{Co}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_x$. Les fils contacts de tension sont en or. Le cycle est parcouru de **1** vers **6**.

L'anisotropie de forme impose à l'aimantation d'être orientée suivant l'axe de la ligne. Les coercivités mesurées de nos couches de cobalt évaporé sont d'environ 1.5 mT. Nous sommes sûrs qu'à 200 mT la ligne est vraiment saturée longitudinalement. L'anisotropie uniaxiale observée par réflectivité Kerr (voir paragraphe 5.1) et évaluée par résonance ferromagnétique (voir paragraphe 5.2) est beaucoup trop faible pour empêcher la saturation de la ligne suivant son axe longitudinal.

La partie **1** de la courbe correspond à un maximum de magnétorésistance anisotrope, car, dans le cobalt à température ambiante, $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$. Le fait que la résistance de la ligne au point **2** (pour des champs de l'ordre de 100 mT) soit supérieure à la résistance à saturation ne peut donc pas être expliqué par de l'AMR. Nous attribuons cet accroissement de résistance à la présence de fluctuations magnétiques (« ripples ») dont les effets sur la résistance sont similaires à ceux d'une paroi (une explication est donnée un peu plus loin dans le texte). Nous attribuons en revanche l'augmentation de résistance de **2** à **3** à la présence d'une paroi magnétique (ou de plusieurs) entre les contacts de mesure de tension. Cette augmentation est de 0.15Ω sur une résistance totale de 48Ω , soit un rapport de magnétorésistance MR de 0.3 %. Pour évaluer la contribution de la paroi à la résistance totale, il faut rapporter ce résultat à la longueur supposée d'une paroi dans le cobalt. D'après les images MFM présentées à la section 7.1.1, les parois dans ce type de système sont tête-bêche. Or, il n'existe pas à l'heure actuelle de modèle quantitatif et tridimensionnel de parois tête-bêche. Il n'est donc pas possible de déterminer précisément la longueur d'une paroi dans une ligne de cobalt comme celle étudiée ici. La seule conclusion possible est que la MR de la paroi (s'il existe une paroi) est positive. Si la longueur de la paroi est connue, il est possible d'estimer la magnétorésistance au sein de cette paroi.

La longueur d'une paroi de Bloch dans le cobalt est de $\delta = 15 \text{ nm}$. Si l'on suppose que la paroi mesuré ici est de cette taille, on obtient, par un calcul similaire à celui du paragraphe 7.2.1, une magnétorésistance de paroi de $MR_{paroi} = 25 \%$. Cependant, les modèles ainsi que les images MFM et les observations effectuées par microscopie de Lorentz, indiquent que les parois tête-bêche sont vraisemblablement plus larges. A titre indicatif, les valeurs de magnétorésistance obtenues pour différentes largeurs de parois sont :

$$\begin{aligned} MR_{paroi} &= 6.25\% \quad \text{pour} \quad \delta = 60 \text{ nm}, \\ MR_{paroi} &= 3.25\% \quad \text{pour} \quad \delta = 120 \text{ nm}. \\ MR_{paroi} &= 1.56\% \quad \text{pour} \quad \delta = 250 \text{ nm}. \end{aligned} \tag{7.3}$$

Les valeurs de magnétorésistance obtenues avec les modèles théoriques proposés par Viret *et al.* [10] et Levy *et al.* [67] et pour des parois de Bloch dépendent sensiblement de paramètres souvent mal connus. Ces modèles supposent également que l'aimantation tourne de manière continue et monotone dans la paroi. Sous cette hypothèse la figure 7.13 montre la courbe obtenue pour R_{CPW} (définie à la section 3) avec la formule de Levy *et al.* [67] pour une taille de paroi variable.

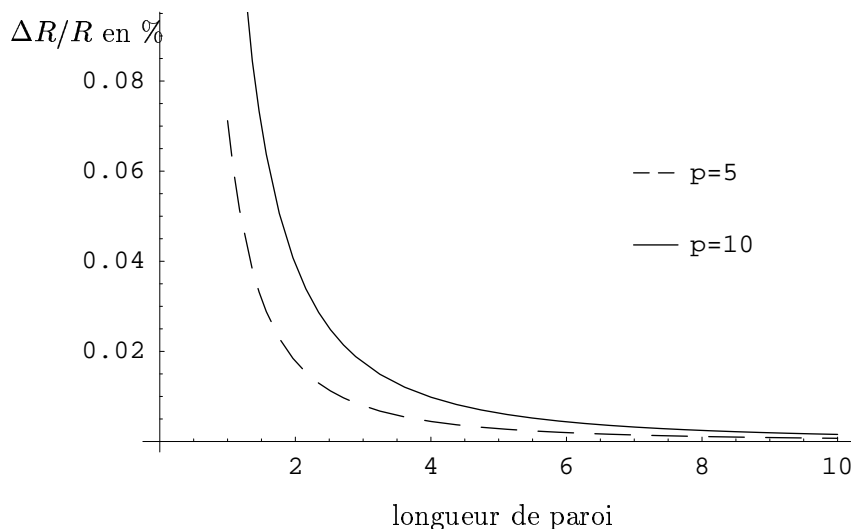


FIG. 7.13: Courbe de magnétorésistance de paroi $\Delta R/R$, pour le courant perpendiculaire à la paroi, en fonction de la longueur de paroi, exprimée en unité réduite (longueur de paroi divisée par 15 nm) et calculée pour deux valeurs de $p = \rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow}$.

Les valeurs expérimentales et théoriques semblent donc incompatibles. Les raisons de cette incompatibilité sont bien sûr inconnues, mais on peut penser qu'elles sont liées au profil d'aimantation dans la paroi.

En effet, si en n'importe quel point de la paroi, la direction de l'aimantation varie brusquement, la résistance, qui dépend de $d\theta/dx$, varie fortement. Or les profils d'aimantation supposés pour les parois têtes-bêches montrent des directions d'aimantation pouvant varier assez rapidement et dans les trois directions. Il est donc normal d'éprouver des difficultés à faire concorder les expériences et les modèles pour ce type de paroi. Les modèles actuels ne permettent pas d'expliquer la magnétorésistance d'une paroi plus compliquée qu'une paroi de Bloch ou de Néel.

Examinons maintenant les autres parties de la courbe 7.12 qui sont également très intéressantes. Une brusque chute de magnétorésistance est observée lors du passage du point **3** au point **4**, suivie par une augmentation de la magnétorésistance de **4** à **5**. La valeur de la résistance à la partie **5** est presque égale à celle de la partie **2**. Enfin, pour des champs très élevés, la résistance diminue (partie **6** de la courbe) pour retrouver une valeur proche de celle de la partie **1**. La ligne est alors saturée dans la direction opposée à la direction initiale.

Notre interprétation des différentes parties de la courbe de magnétorésistance est présentée sur la figure 7.14, sur laquelle est représentée la partie de la ligne comprise entre les deux fils de mesure de tension. Le sens du champ appliqué est donné à côté de chaque étape. Chaque partie de la courbe 7.12 doit être mise en correspondance avec le dessin de la figure 7.14 portant le même numéro.

Pour expliquer le passage réversible de **1** vers **2** et **5** vers **6**, nous fondons notre

explication sur les mesures de MFM qui montrent des « ripples » dans la ligne (figure 7.3). Quand ces ripples s'établissent dans la ligne, l'angle moyen entre l'aimantation et le champ appliqué est faible. Lors de la diminution du champ, cet angle augmente. Or, si le spin de des électrons fait lui aussi un angle avec la direction locale de l'aimantation, il y aura une contribution positive à la magnétorésistance induite par ces ripples. Cette contribution dépend de l'angle entre l'aimantation et le champ appliqué, et augmente quand l'intensité du champ appliqué diminue.

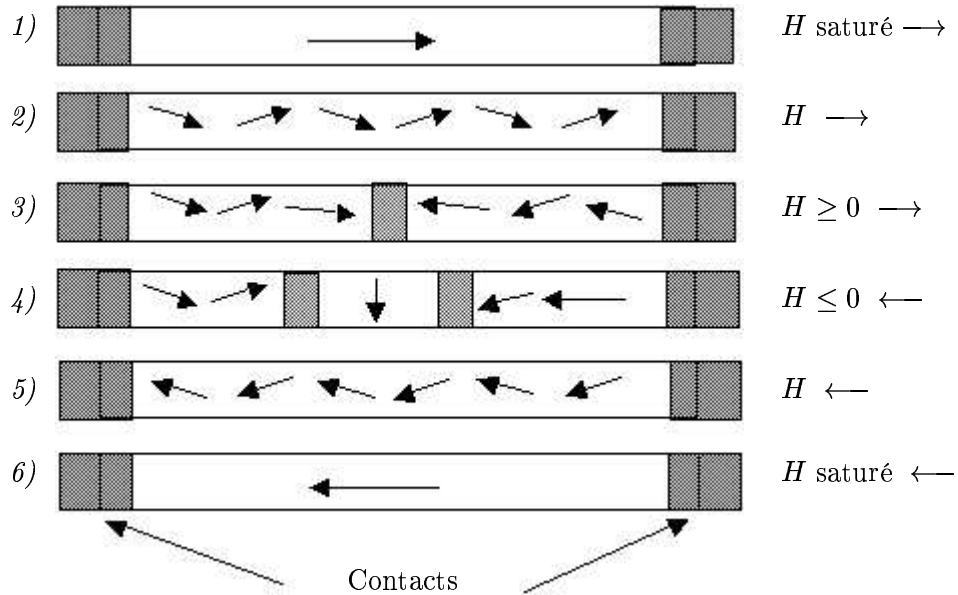


FIG. 7.14: *Processus de renversement de l'aimantation correspondant aux diverses étapes indiquées sur la courbe 7.12. Le schéma représente la partie de la ligne entre les deux fils de mesures de tension. Le sens d'application du champ est représenté à côté de chaque étape. La ligne pointillée correspond à la direction d'anisotropie locale nous permettant d'expliquer la brusque chute de résistance en 4).*

L'étape 1) de la figure 7.14 correspond à la saturation de la ligne dans la direction du champ appliqué (comme expliqué sur la figure 4.1). Lorsque l'intensité du champ appliqué diminue, nous passons alors à la situation 2) de la courbe 7.12. Des fluctuations d'aimantation s'établissent petit à petit dans la ligne. Celles-ci sont responsables de l'augmentation réversible de magnétorésistance, comme expliqué plus haut dans le texte. Lorsque nous passons à l'étape 3) de la figure 7.14, une paroi tête-bêche s'est créée. Le retournement a lieu en champ positif car l'état stable en champ nul est un état non saturé. En passant de 3) à 4) le sens du champ magnétique s'inverse. Les domaines précédemment favorisés ne le sont plus. Nous supposons alors qu'un domaine d'aimantation orientée perpendiculairement à l'axe de la ligne se forme. Cet état est défavorable du point de vue de l'énergie démagnétisante; la contribution de ce domaine à la magnétorésistance diminue car

$\rho_{\perp} < \rho_{\parallel}$. La résistance totale de la ligne diminue donc fortement, ce qui permet d'expliquer le passage de **3** à **4** sur la courbe de magnétorésistance (figure 7.12). Enfin, lors du passage de **4** à **5**, le domaine précédemment perpendiculaire à la ligne s'oriente dans le sens du champ, induisant une augmentation de la résistance de la ligne. Nous nous retrouvons dans une situation symétrique de **2**). Lorsque l'intensité du champ appliqué continue à augmenter, l'aimantation dans la ligne s'oriente alors complètement le long du champ. L'état magnétique entre les contacts à l'étape **6**) est symétrique à celui de l'étape **1**). La résistance est donc la même.

7.2.2 Mesure sur une ligne de fer épitaxié

Dans une couche de fer épitaxié déposée au laboratoire, nous avons gravé une ligne de 200 nm de large et de 4 μm de long, afin de réaliser un dispositif similaire au deuxième montage présenté au chapitre 4.1, utilisé pour mesurer la résistance d'une paroi magnétique dans du cobalt.

Nous avons déposé, sur un substrat de MgO (100), 70 nm de fer et une couche de protection de 5 nm de molybdène polycristallin, selon la méthode présentée à la section 4.2.1. La lithographie de la ligne et des contacts a été effectuée comme présenté au chapitre 4. L'axe longitudinal de la ligne est orienté suivant un axe facile du fer.

La figure 7.15 montre tout d'abord une courbe de résistivité de la couche brute (avant gravure) en fonction de la température. La qualité de la couche est excellente, puisque le rapport de résistivité résiduelle (RRR) est de :

$$RRR = \frac{\rho_{300K}}{\rho_{4K}} = 27.$$

La résistivité résiduelle est de $\rho_0 = 0.55 \mu\Omega\text{cm}$. Une application rapide de la formule de Drude avec $n = 17 \cdot 10^{22}$ électrons/ cm^3 et $v_F = 2 \cdot 10^6 \text{cm/s}$ conduit à $\Lambda_0 = 80 \text{nm}$. Le libre parcours moyen des électrons dans la couche est donc supérieur à son épaisseur. La couche de molybdène contribue assez peu à cette résistance car elle est 14 fois plus fine que le fer et que la résistivité du molybdène est seulement deux fois plus faible que celle du fer.

La figure 7.16 montre une micrographie du circuit réalisé sur cette couche.

On peut constater que certains fils semblent coupés. Une partie de l'or des contacts a en effet légèrement démouillé sur le titane (déposé juste avant l'or pour assurer son accroche). Un certain nombre de contacts ont toutefois pu être utilisés pour mesurer la résistivité de la ligne.

Tout d'abord, le rapport de résistivité mesuré sur la ligne est de 14.7, soit un rapport deux fois plus faible que celui de la couche continue. Il est bien connu que la gravure diminue substantiellement les propriétés de conduction. Trois raisons peuvent être avancées pour expliquer cette diminution. Tout d'abord, la présence de bords augmente la diffusion inélastique. D'autre part ces mêmes bords sont amorphisés sur une certaine distance, augmentant encore leur contribution dans

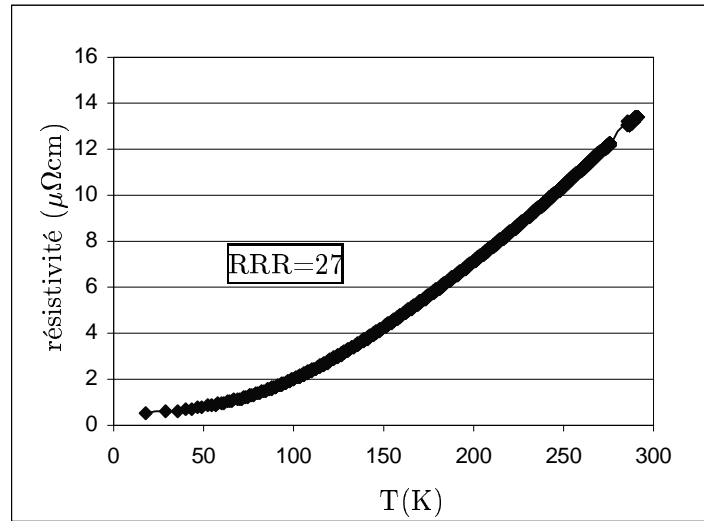


FIG. 7.15: Courbe de résistivité en fonction de la température mesurée sur $Fe(70\text{nm})/MgO(100)$. Le RRR calculé est de 27.

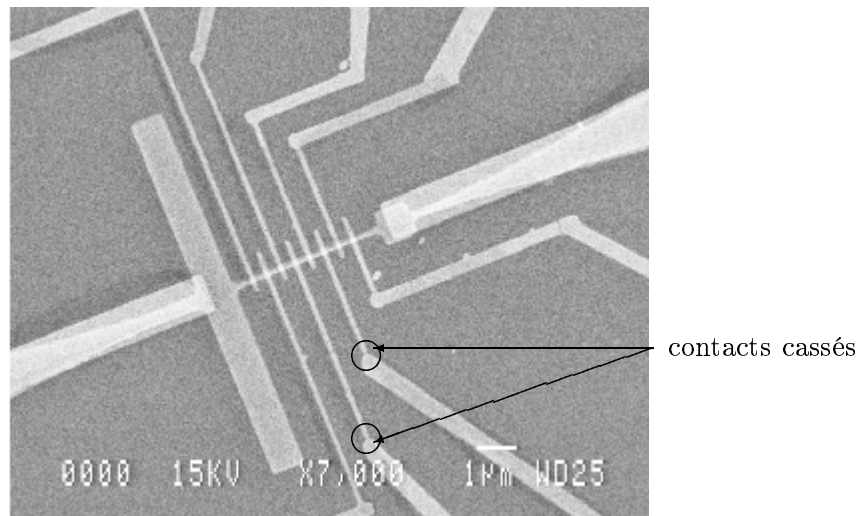


FIG. 7.16: Image du circuit réalisé dans la couche de $Fe(70\text{ nm})$. On peut remarquer que les contacts indiqués par des flèches semblent rompus.

la diminution du libre parcours moyen. Enfin, la gravure crée une rugosité sur les bords qui augmente la diffusion inélastique.

Nous avons mesuré la magnétorésistance de la ligne de fer à plusieurs tempéra-

tures. Nous avons procédé de la même manière que pour la ligne de cobalt du paragraphe précédent. En particulier, le champ est appliqué longitudinalement. Par ailleurs, comme l'ont montré Rüdiger *et al.*[78], le signe de l'AMR dans le fer à basse température est différent de celui du cobalt, puisque $\rho_{\perp} > \rho_{\parallel}$.

Nous avons rencontré des problèmes avec nos contacts de tension. Lors des expériences avec le cobalt, des surtensions avaient en effet endommagé ces fils de tensions. Pour les expériences sur le fer, nous avons donc remplacé l'or pour les fils de contact par une couche Ti(30 nm)/Au(30 nm) afin de se prémunir contre un démouillage de l'or causé par les surtensions. Or ces contacts se sont révélés de très mauvaise qualité. Les mesures de tension prises sur cette ligne ont donc été faites en deux pointes au niveau du carré et du rectangle. Calculons les contributions de chacune des structures à la résistance totale :

$$R = R_{\text{carré}} + R_{\text{ligne}} + R_{\text{rectangle}}, \quad (7.4)$$

$$R_{\text{ligne}} = \frac{\rho 4L}{hl} R_{\text{carré}} = \frac{\rho L}{hl_{\text{carré}}} R_{\text{rectangle}} = \frac{\rho L}{h_{\text{rectangle}}} \quad (7.5)$$

où $L=1 \mu\text{m}$ est la longueur du côté du carré (et la largeur du rectangle), h l'épaisseur de la couche (50 nm), l la largeur de la ligne (200 nm), $l_{\text{carré}}$ et $l_{\text{rectangle}}$ les distances sur lesquelles s'étendent les lignes de courant dans le carré et le rectangle. Si $l_{\text{carré}}=l_{\text{rectangle}}=L$ alors :

$$R_{\text{ligne}} = 20 \frac{\rho L}{h} \quad R_{\text{rectangle}} = R_{\text{carré}} = \frac{\rho L}{h}. \quad (7.6)$$

La ligne contribue pour 90 % de la résistance totale sous cette hypothèse. Si $l_{\text{carré}}=l_{\text{rectangle}}=3l$, alors :

$$R_{\text{ligne}} = \frac{12}{3l} \frac{\rho L}{h} \quad R_{\text{rectangle}} = R_{\text{carré}} = \frac{1}{3l} \frac{\rho L}{h}. \quad (7.7)$$

Dans ce cas, la ligne contribue encore pour 85 %. Nous supposons maintenant que l'aimantation dans le carré et le rectangle est perpendiculaire au courant, ce qui correspond au cas le plus défavorable pour les variations de magnétorésistance. L'AMR est de l'ordre de 1 à 2 % dans le fer. Dans le cas où la ligne représente 90 % de la résistance totale, l'AMR due au carré et au rectangle ne fera qu'une variation de 1 pour mille du signal total.

Le principal résultat obtenu est que la variation de magnétorésistance est très faible (de l'ordre de 0.05 %) et négatif. Cette variation de magnétorésistance est du même ordre de grandeur qu'une variation induite par l'AMR dans le carré et le rectangle, comme l'a montré le calcul précédent. Mais, comme ρ_{\perp} est supérieure à ρ_{\parallel} , l'AMR ne peut pas expliquer cette magnétorésistance inverse, puisque le champ est appliqué dans l'axe de la ligne.

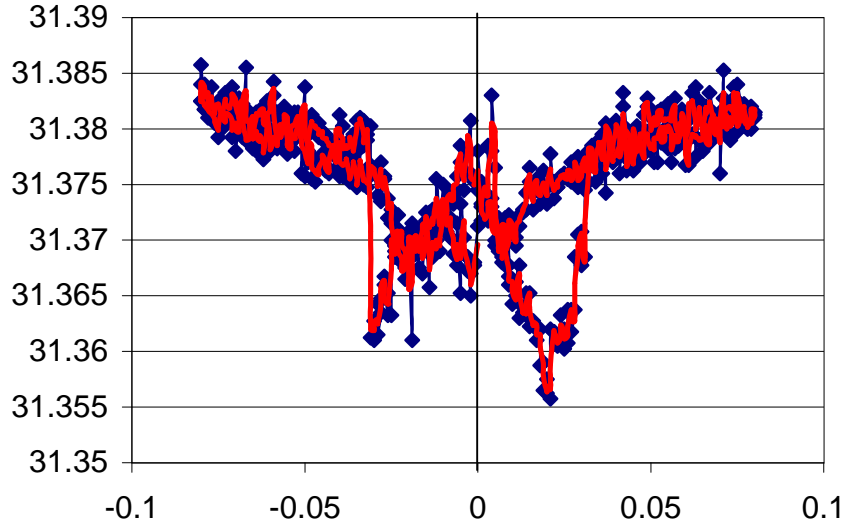


FIG. 7.17: Magnétorésistance longitudinale de la ligne de fer, préparée sur une couche $\text{Mo}(5 \text{ nm})/\text{Fe}(70 \text{ nm})/\text{MgO}$ en deux étapes, suivant le procédé présenté au chapitre 4, et mesurée en deux pointes et à 35 K. Le champ était appliqué suivant l'axe de la ligne.

Ce résultat est en accord avec ceux de Rüdiger *et al.* [78], au moins pour le signe de la variation de MR et à la température de $T=35 \text{ K}$. Nous observons aussi un effet négatif à une température de 90 K. Néanmoins, en raison d'un problème rencontré avec la résistance mesurant la température, il nous est impossible de conclure quoi que ce soit concernant les résultats à la température de 90 K.

Les courbes présentées sur les figures 7.17 et 7.18 apparaissent très bruitées. L'effet hystérétique observé est très faible. Les processus de retournement d'aimantation qui ont lieu ne donnent pas une contribution très importante à la magnétorésistance. Le signe de l'effet observé est incompatible avec la théorie de Levy *et al.* sur la résistance de paroi. En revanche, il est compatible avec un effet de magnétorésistance anisotrope. En effet, comme nous mesurons en série le carré, la ligne et le rectangle, il est possible que nous mesurions des effets d'AMR induits par des domaines situés dans le carré et le rectangle, d'orientations différentes. La résistance de la ligne constituant la majeure partie de la résistance observée, ces effets d'AMR ont une amplitude faible. La valeur de MR observée de 0.05 %, 300 fois plus faible que l'AMR dans le fer [48], paraît cependant trop faible pour être attribuée uniquement à de l'AMR dans la ligne. Des résistances de paroi des domaines dans le carré et le rectangle s'y superposent peut-être, mais ne peuvent pas être séparées de l'AMR.

Les processus de retournement pourraient aussi se produire beaucoup trop rapidement pour être mesurés. En particulier, une paroi pourrait se propager très rapidement dans un matériau épitaxié. La ligne ne semblant pas être trop rugueuse, il est possible qu'une paroi ne puisse pas s'y arrêter. Pour observer une variation de

magnétorésistance induite par une paroi se propageant très rapidement, un système d'acquisition rapide serait nécessaire.

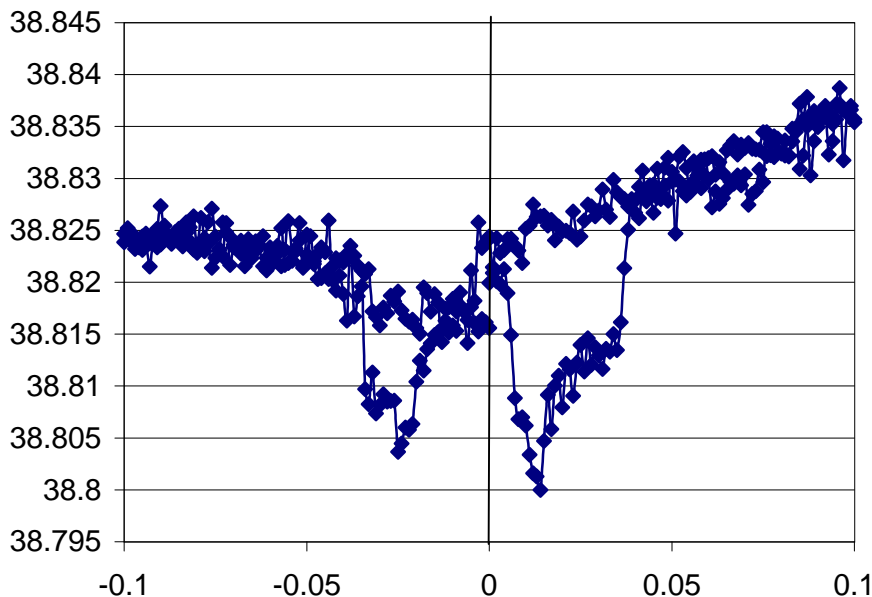


FIG. 7.18: Magnétorésistance longitudinale de la ligne de fer, préparée sur une couche $\text{Mo}(5 \text{ nm})/\text{Fe}(70 \text{ nm})/\text{MgO}$ en deux étapes, suivant le procédé présenté au chapitre 4, et mesurée en deux pointes et à 90 K. Le champ était appliqué suivant l'axe de la ligne.

7.2.3 Mesure sur une ligne de manganite

Des expériences de magnétoresistance menées sur des échantillons de manganite polycristallins (de type LaBMnO_3 , où $B=\text{Ca}$ ou Sr) ont permis de mettre en évidence l'importance des effets tunnels intergrains dans ces composés [111, 112]. Les courbes de magnétorésistance se divisent alors en deux parties. La magnétorésistance à faible champ magnétique appliqué correspond à l'orientation des grains suivant le champ, et celle à haut champ correspond, en partie, à l'orientation des moments magnétiques à la surface des grains [113, 114]. La forte variation de magnétorésistance à bas champ est imputable en partie au double échange [34]. Si l'aimantation d'un grain à l'autre n'est pas dans la même direction, les électrons se propagent plus difficilement d'un ion manganèse à l'autre, lors du franchissement de la barrière tunnel. L'alignement des grains entre eux favorise alors la traversée de la barrière. Toutefois, certains ions manganèse situés à la surface, du fait d'une coordinance différente, sont plus difficiles à aligner. Un effet similaire a été observé dans des poudres compactées de manganites [115].

Nous avons utilisé un dispositif similaire sur des films de $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ granulaires (taille des grains de l'ordre de 500 nm), réalisés au laboratoire Louis

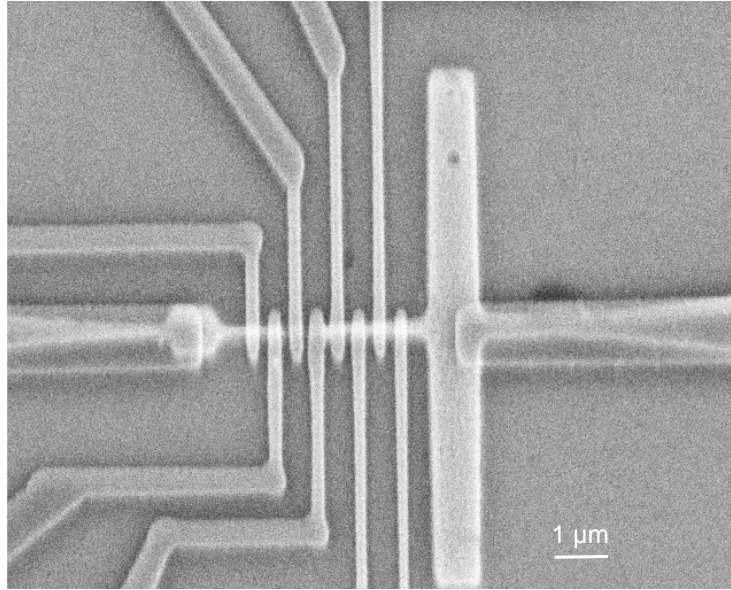


FIG. 7.19: Image en microscopie électronique d'une ligne de $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$, réalisée à l'UMR Thomson-CNRS, avec par dessus ses contacts d'or. La couche inférieure que l'on distingue sous les contacts correspond au manganite.

Néel de Grenoble par A. Llobet et L. Ranno, et sur des films de $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ (grains très petits), réalisés à l'unité mixte Thomson-CNRS au LCR par R. Lyonnet et J. P. Contour. Notre objectif était d'observer la magnéto-résistance induite par une paroi magnétique dans un grain cristallisé de manganite, afin de déterminer l'effet intrinsèque d'une paroi dans un demi-métal et de le comparer au tunneling (effet tunnel) intergrain observé par Mathur *et al.* [116].

Nous avons donc réalisé des expériences de magnéto-résistance sur une ligne de manganite avec un dispositif similaire à ceux présentés précédemment. La figure 7.19 montre une micrographie électronique de ce dispositif.

Dans une première expérience, le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan du dispositif et la température est maintenue à 180 K. La figure 7.20 présente les résultats obtenus. Cette figure montre les rapports de magnéto-résistance mesurée entre trois contacts voisins. La résistance à champ nul de la courbe bleue est de $0.96 \text{ M}\Omega$, celle de la courbe rouge de $11 \text{ M}\Omega$. Nous avons normalisé ces courbes à leur valeur en champ nul pour une meilleure lisibilité. La différence entre ces deux mesures peut s'expliquer par des différences de résistances de joints de grains. Les traitements subis par la couche, en particulier la gravure ionique, ont pu détériorer ces qualités. Certains joints de grains se sont peut-être désoxygénés. Ces phénomènes pourraient expliquer les différences de résistance entre les deux courbes.

Les courbes de la figure 7.20 présentent une forte variation à bas champ magnétique appliqué et une variation quasi linéaire à partir de 0.5 T et ce jusque 2.5

T. Ces courbes présentent les mêmes caractéristiques que celles de Mathur *et al.* [116, 117].

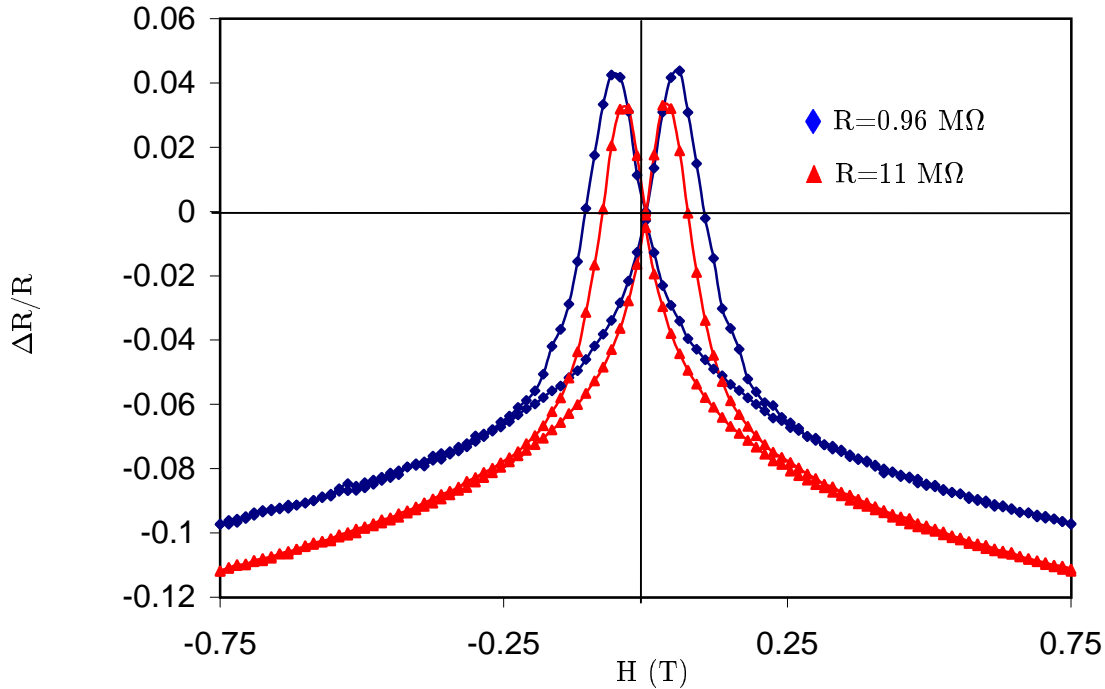


FIG. 7.20: Rapport de magnéto-résistance pour la ligne présentée sur la figure 7.19. Le champ est appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon. La résistance à champ nul de la courbe bleue est de $0.96 \text{ M}\Omega$, celle de la courbe rouge est de $11 \text{ M}\Omega$. Nous avons normalisé ces courbes à leur valeur en champ nul.)

La courbes de la figure 7.20 présentent une hystérésis à champ faible. La figure 7.21 est un agrandissement de la figure 7.20 à champ faible. Le maximum du rapport de magnéto-résistance est observé pour un champ magnétique appliqué de $\pm 50 \text{ mT}$ pour la courbe rouge et $\pm 75 \text{ mT}$ pour la courbe bleue. Ces valeurs de champ magnétique ne correspondent pas au champ coercitif de la couche, mesuré par magnéto-métrie SQUID (voir paragraphe 5.3.3). D'autre part, pour ces valeurs de champ, l'aimantation a atteint 80 % de sa valeur à saturation. Les processus en jeu dans la ligne entre les contacts que nous avons mesurés sont réellement d'origine locale. Il s'agit très certainement de processus d'effet tunnel intergrains. Des résultats similaires, obtenus sur des films minces de manganites épitaxiés sur des bicristaux de SrTiO_3 présentant un désalignement de 23° , ont été présentés par Mathur *et al.* [116]. Les auteurs attribuent cette hystérésis à la propagation de parois magnétiques au niveau du joint de grains, causé par le désalignement. Du fait de la faible largeur du joint de grains, une paroi qui y est accrochée doit elle aussi être de faible largeur, et donc avoir un effet important sur le transport électronique. La notion même de paroi est peut être même abusive dans ce cas. Récemment,

Klein *et al.* [118] ont montré que l'on pouvait expliquer ces magnétorésistances tunnels intergrains, comme celles observées par Mathur *et al.*, par des processus tunnels en plusieurs étapes *via* des états localisés au niveau du joint de grains. Ces auteurs ont trouvé un bon accord entre leur théorie et leurs expériences, réalisées sur des bicristaux. Dans notre cas, les joints de grains sont intrinsèques à la couche. Néanmoins, nos résultats sont qualitativement similaires à ceux déjà observés par ces groupes.

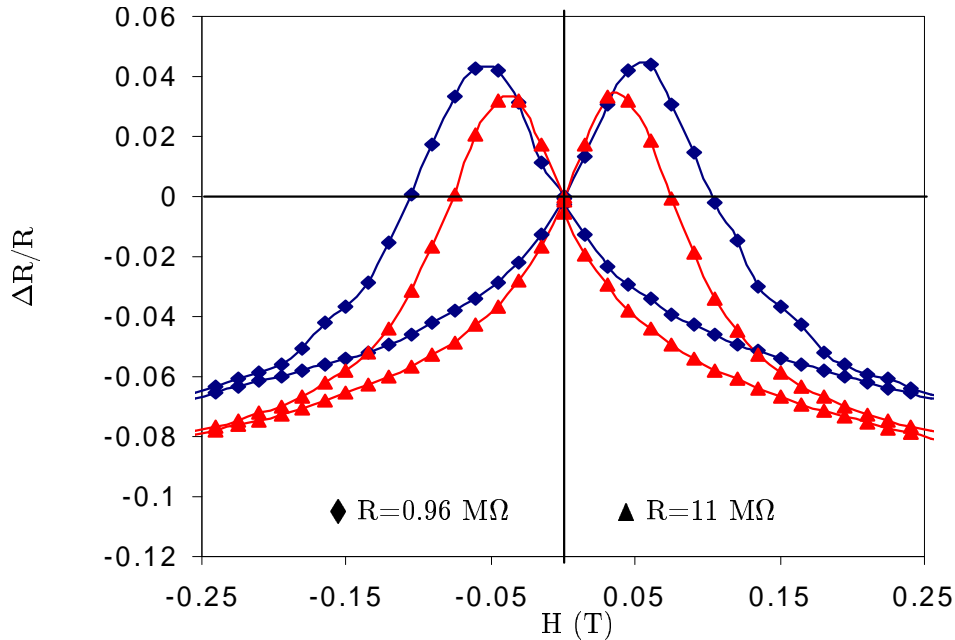


FIG. 7.21: *Détail à champ faible de la courbe présentée à la figure 7.20.*

L'effet mesuré à champ faible est de l'ordre de 10 % ce qui est comparable aux résultats d'autres groupes obtenus sur des échantillons polycristallins. Les valeurs des résistances mesurées (de l'ordre du $M\Omega$) sont en accord avec des résistances induites par des joints de grains. Grâce à notre dispositif, nous avons pu mesurer des joints de grains différents. Nous constatons que, malgré la différence d'un facteur 10 de résistance entre ces joints de grains, les courbes de magnétorésistances, normalisées à leur valeur en champ nul, sont similaires. Nous observons aussi une magnétorésistance de 10% entre 0.1 T et 2.5 T, comparable aux résultats de Hwang *et al.* [111]. Le coefficient de linéarité est de 0.03, en accord avec les observations de Lee *et al.* [113].

Nous avons effectivement observé une magnétorésistance induite par des effets tunnels intergrains. Une paroi magnétique pourrait venir se positionner sur le joint de grain lors du balayage du champ magnétique.

7.2.4 Mesures réalisées sur du FePd

L'alliage ordonné de fer-palladium croît, sous certaines conditions, sur MgO dans la structure L1₀. Les couches minces ainsi réalisées présentent une anisotropie magnétique perpendiculaire. Le facteur de qualité de ces couches peut être très supérieur à 1 (de l'ordre de 1.8). Dans ce cas, les domaines magnétiques ont une structure en serpentins, l'aimantation étant perpendiculaire au plan de la couche. Grâce à leur forte anisotropie uniaxiale, les couches minces de fer-palladium sont susceptibles d'avoir un volume de domaines de fermeture dans l'épaisseur (comme présenté au chapitre 2) très faible. Nous reviendrons plus tard sur ces domaines de fermeture.

Nous avons évoqué au chapitre 3 les études de Ravelosona *et al.* [79] sur des couches minces de FePd. A cause de la géométrie en serpentins des domaines, les auteurs n'ont pu séparer les contributions parallèle et perpendiculaire aux parois prédites par Levy *et al.*[67]. Nous avons voulu ici séparer ces contributions.

Pour ce faire, nous avons utilisé le fait que, sous certaines conditions de dépôts, les domaines dans des films de FePd s'ordonnent suivant une direction préférentielle. La figure 7.22 montre une image MFM d'une telle couche de 50 nm d'épaisseur. Cet ordonnancement est détruit lorsque l'échantillon est aimanté à saturation en appliquant un champ perpendiculaire au plan de la couche. Si l'intensité du champ appliqué est diminuée, les domaines retrouvent leur configuration en serpentins. Il ne nous est donc pas possible de réaliser des cycles de champ avec ce système. Néanmoins, la comparaison de la résistance, avant aimantation et après la première aimantation, lorsque le courant est perpendiculaire à la direction préférentielle et lorsqu'il est parallèle à cette direction, doit nous permettre de remonter aux valeurs des résistivités CPW et CIW du modèle de Levy *et al.* (présenté au chapitre 3).

Dans une telle couche, nous avons réalisé par lithographie électronique et gravure ionique (suivant un processus similaire à celui utilisé pour la réalisation des lignes minces dans des couches de FePd) un circuit dont le schéma est présenté à la figure 7.23. La croix est alignée avec la direction préférentielle des domaines.

Nous avons mesuré la magnétorésistance longitudinale et la magnétorésistance de Hall sur ce circuit en appliquant un champ perpendiculaire au plan de la couche. Nous faisons circuler le courant d'abord dans l'une des branches de la croix, puis dans l'autre. Nous pouvons ainsi mesurer la résistance pour un courant circulant perpendiculairement aux parois (CPW) et pour un courant parallèle aux parois (CIW). Chacune des branches de la croix mesure 100 μm de large.

Les mesures de tension sont effectuées à l'aide des lignes mesurant 10 μm , disposées à 45° de la croix dans laquelle circule le courant. Ces mesures sont prises au plus près du centre de la croix. De ce fait, la zone de recouvrement pour la géométrie CIW et pour la géométrie CPW est la plus grande possible. Nous mesurons donc la même zone de l'échantillon dans les deux géométries.

La figure 7.24 définit les angles d'orientation de l'aimantation par rapport au courant et au champ appliqué. Définissons les quantités suivantes :

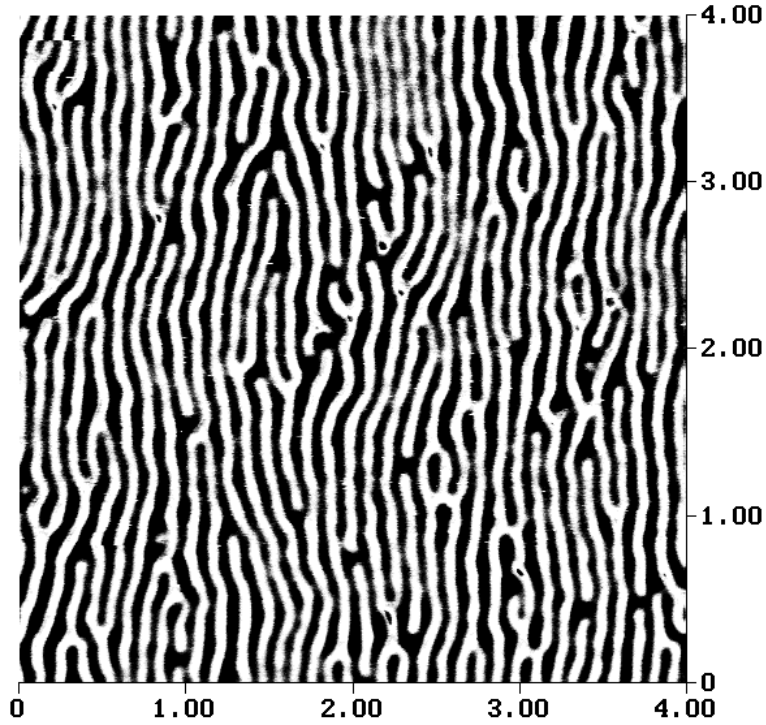


FIG. 7.22: Image de microscopie à force magnétique prise sur une couche mince de FePd (50 nm d'épaisseur). La pointe était orienté perpendiculairement au plan de l'échantillon. Les axes sont gradués en microns. L'orientation préférentielle se distingue parfaitement.

$$R_{CPW} = R_{\perp} = \frac{V2 - V1}{I_{\perp}} = \frac{V3 - V4}{I_{\perp}}, \quad (7.8)$$

$$R_{CIW} = R_{\parallel} = \frac{V3 - V2}{I_{\parallel}} = \frac{V4 - V1}{I_{\parallel}}, \quad (7.9)$$

$$R_{\perp,1}^{\text{Hall}} = \frac{V2 - V3}{I_{\perp}}, \quad R_{\perp,2}^{\text{Hall}} = \frac{V1 - V4}{I_{\perp}}, \quad (7.10)$$

$$R_{\parallel,1}^{\text{Hall}} = \frac{V2 - V3}{I_{\parallel}}, \quad R_{\parallel,2}^{\text{Hall}} = \frac{V1 - V4}{I_{\parallel}}. \quad (7.11)$$

$$(7.12)$$

Reprenons la formule qui donne le champ électrique induit par une circulation de courant dans un métal ferromagnétique, comme montré au paragraphe 1.2 :

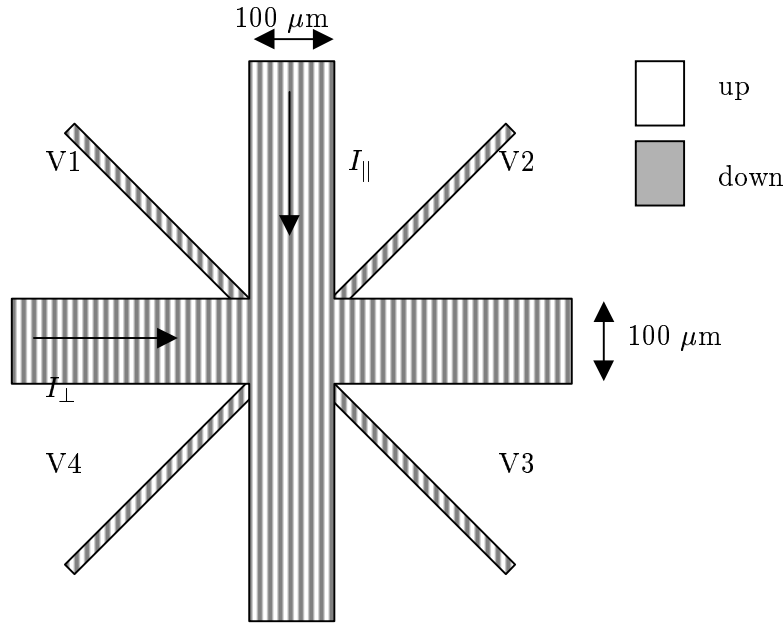


FIG. 7.23: Schéma de la croix de mesure.

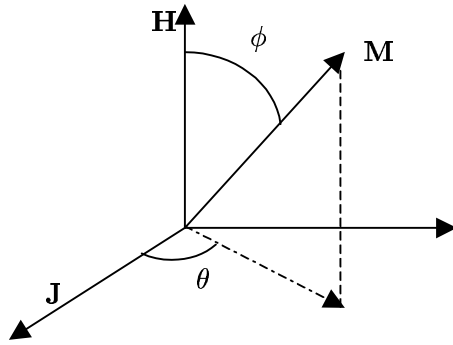


FIG. 7.24: Orientation de \mathbf{M} par rapport au courant \mathbf{J} et au champ appliqué \mathbf{H} .

$$\mathbf{E} = \rho_{\perp}(B)\mathbf{J} + [\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}][\boldsymbol{\alpha}_M \cdot \mathbf{J}]\boldsymbol{\alpha}_M + \rho_{Ho}(H)\boldsymbol{\alpha}_H \times \mathbf{J} + \rho_{He}(M)\boldsymbol{\alpha}_M \times \mathbf{J} + \rho_w\mathbf{J}, \quad (7.13)$$

où $\rho_{\perp}(B)$ et ρ_{\parallel} ont été introduits au chapitre 1.2, $\rho_{Ho}(H)$ et $\rho_{He}(M)$ sont les résistivités de Hall ordinaire et extraordinaire, et ρ_w est la résistivité induite par les parois.

Par addition et soustraction des résistances longitudinales et de Hall à 0° (courant perpendiculaire aux parois) et 90° (courant parallèle aux parois), il est possible d'isoler l'ensemble des coefficients qui interviennent dans la résistivité.

Voici, pour les deux branches de la croix, les expressions des résistivités longitudinales (R_l^0 et R_l^{90}) et transverses (R_t^0 et R_t^{90}):

$$R_l^0 = \rho_{\perp} + \rho_{\text{AMR}} \cos^2 \theta \sin^2 \phi + \rho_w^0, \quad (7.14)$$

$$R_l^{90} = \rho_{\perp} + \rho_{\text{AMR}} \sin^2 \theta \sin^2 \phi + \rho_w^{90}, \quad (7.15)$$

$$R_t^0 = \rho_{\text{AMR}} \cos \theta \sin \theta \sin^2 \phi + \rho_{Ho} + \rho_{He} \cos \phi, \quad (7.16)$$

$$R_t^{90} = -\rho_{\text{AMR}} \cos \theta \sin \theta \sin^2 \phi + \rho_{Ho} + \rho_{He} \cos \phi. \quad (7.17)$$

Écrivons maintenant les sommes et les différences de ces quantités :

$$R_l^0 + R_l^{90} = 2\rho_{\perp} + \rho_{\text{AMR}} \sin^2 \phi + \rho_w^0 + \rho_w^{90}, \quad (7.18)$$

$$R_l^0 - R_l^{90} = \rho_{\text{AMR}} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \sin^2 \phi + (\rho_w^0 - \rho_w^{90}), \quad (7.19)$$

$$R_t^0 + R_t^{90} = 2(\rho_{Ho} + \rho_{He} \cos \phi), \quad (7.20)$$

$$R_t^0 - R_t^{90} = 2\rho_{\text{AMR}} \cos \theta \sin \theta \sin^2 \phi. \quad (7.21)$$

Les expressions de ces quantités vont nous permettre de comprendre plus précisément la forme des courbes de magnétorésistance obtenues. Pour comparer ces expressions avec les mesures effectuées, la valeur de la magnétorésistance anisotrope dans une configuration à champ planaire doit aussi être mesurée.

Lors des mesures, nous avons procédé de la manière suivante. Nous avons d'abord effectué une mesure de la résistance de l'échantillon en fonction de la température lors du refroidissement de l'échantillon depuis la température ambiante jusqu'à 18 K. Nous avons ensuite mesuré la magnétorésistance (longitudinale et de Hall) dans les deux bras de la croix jusqu'à la saturation complète de l'échantillon en appliquant le champ magnétique perpendiculairement au plan de la couche. Nous avons ensuite effectué des cycles en champ et mesuré les magnétorésistances dans la géométrie en serpentín. Pour finir nous avons appliqué le champ dans le plan de l'échantillon, suivant l'axe d'un des bras de la croix, afin de mesurer la valeur de la magnétorésistance anisotrope. Les résultats obtenus au cours de cette expérience vont maintenant être présentés.

La figure 7.25 présente la résistance de l'échantillon mesurée en fonction de la température. La résistivité résiduelle mesurée est de 5,01 $\mu\Omega\text{cm}$. Le rapport de résistivité résiduelle est de 2.5. Cette valeur est faible, mais normale pour un alliage.

La courbe 7.26 montre ce qui constitue la mesure importante de ce travail. Il s'agit de la résistance à 0° et à 90° en fonction du champ magnétique appliqué. On peut tout d'abord remarquer que les courbes de magnétorésistance correspondant à la première aimantation dans les deux géométries ne se superposent pas aux courbes de magnétorésistance après saturation. Le rapport de magnétorésistance pour la géométrie CPW est plus grand pour la première aimantation, alors que le contraire est observé pour la géométrie CIW. Ce résultat est logique, puisque les domaines après saturation ne s'ordonnent plus suivant une direction préférentielle, mais dans une géométrie en serpentín. Le rapport de magnétorésistance, après

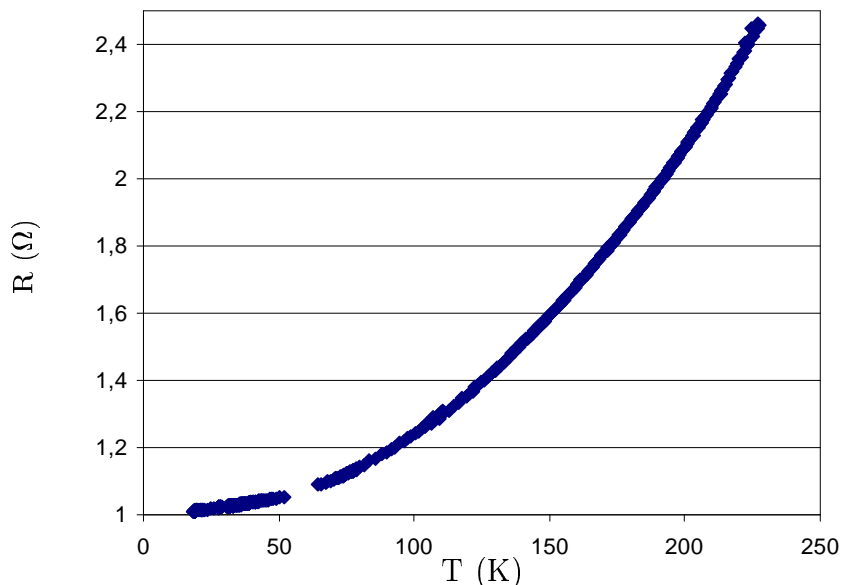


FIG. 7.25: Résistance en fonction de la température, mesurée au travers d'un des bras de la croix réalisée dans un film Pd(5 nm)/ FePd(50 nm)/MgO. La résistivité est de 3,01 $\mu\Omega\text{cm}$.

saturation, est, en première approximation, la moyenne des rapports en géométrie CIW et CPW.

Définissons les quantités suivantes :

$$\Delta R_{CPW} = \frac{R_{\perp}(H = 0) - R_{\perp}(H = 2.5T)}{R_{\perp}(H = 2.5T)}, \quad (7.22)$$

$$\Delta R_{CIW} = \frac{R_{\parallel}(H = 0) - R_{\parallel}(H = 2.5T)}{R_{\parallel}(H = 2.5T)}. \quad (7.23)$$

Alors,

$$\Delta R_{CPW} = 0.113, \quad (7.24)$$

$$\Delta R_{CIW} = 0.058. \quad (7.25)$$

On remarque toutefois qu'après saturation (figure 7.26 à droite), les courbes en géométrie CPW et CIW ne se superposent pas. Une légère anisotropie semble exister dans la mesure. La figure 7.27 présente les quantités $R_{CPW} - R_{CIW}$ et $R_{\perp,1}^{\text{Hall}} - R_{\parallel,2}^{\text{Hall}}$ en fonction du champ magnétique lors d'un cycle après la première saturation. Normalement, l'asymétrie de magnétorésistance devrait être nulle quelque soit la valeur du champ magnétique, après le premier cycle. Or, une anisotropie est observée pour des champs proches de 0 T. La configuration à champ nul n'est donc pas tout à fait isotrope. Ce résultat est peut être dû à l'orientation du champ

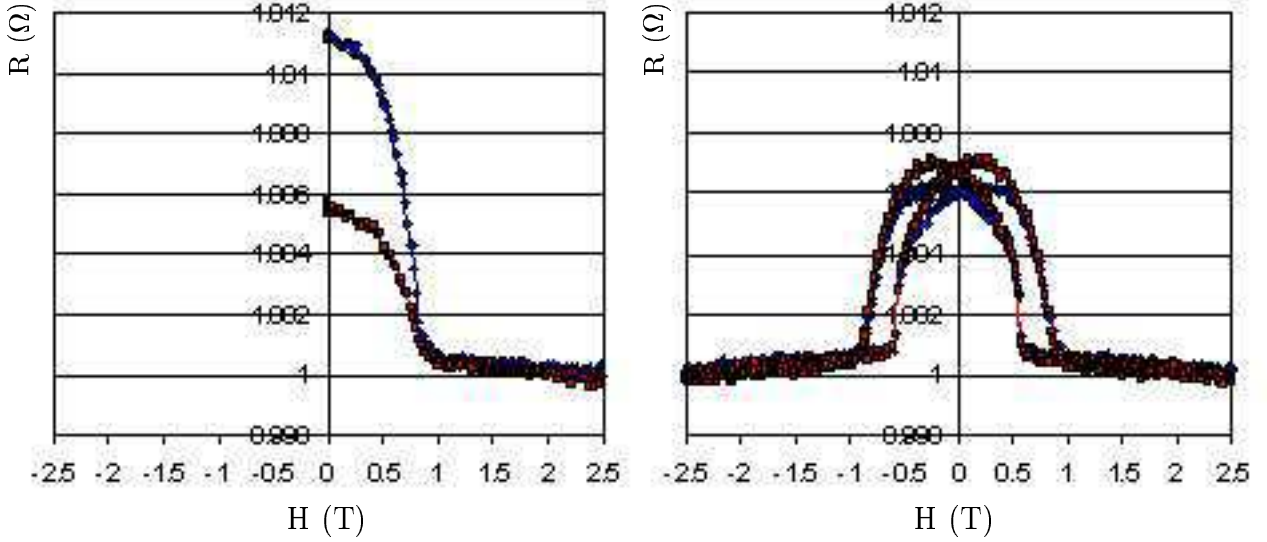


FIG. 7.26: Mesure de magnétorésistance à 0° et 90° correspondant, respectivement, aux résistances perpendiculaire (en bleu) et parallèle (en rouge) aux parois à champ nul, réalisée sur la croix (figure 7.23) dans un film Pd(5 nm)/FePd(50 nm)/MgO. La figure de gauche correspond à la première aimantation, et celle de droite a été réalisée après aimantation de l'échantillon.

appliqué qui ne serait pas parfaitement perpendiculaire au plan de l'échantillon. La magnétorésistance de Hall présente elle aussi une asymétrie. Comme pour la magnétorésistance longitudinale, celle-ci provient peut-être d'un léger désalignement du champ magnétique avec la direction perpendiculaire à l'échantillon.

Des courbes de magnétorésistance de Hall, il est possible de déduire le cycle d'hystérésis en soustrayant la partie dépendante du champ appliqué, qui est la magnétorésistance de Hall normale. La figure 7.28 présente la courbe de magnétorésistance de Hall ($R_H^0 + R_H^{90}$) et la courbe obtenue par soustraction de la partie dépendante du champ. En effet, la résistance de Hall R_H s'écrit :

$$R_H = R_0 B + R_{H\epsilon} M = R_0 H + R_1 M,$$

où H est le champ appliqué. En soustrayant les parties linéaires à haut champ de la courbe de magnétorésistance de Hall, on trouve une courbe qui est proportionnelle à l'aimantation. La deuxième courbe de la figure 7.28 est caractéristique d'un cycle d'hystérésis d'un matériau à aimantation perpendiculaire, lorsque le champ est appliqué le long de l'axe facile.

Pour pouvoir déterminer avec exactitude l'ensemble des paramètres, la valeur de l'anisotropie de magnétorésistance (AMR) doit être connue. En effet, lorsque le courant circule dans une paroi de Bloch (géométrie CIW), l'aimantation et le

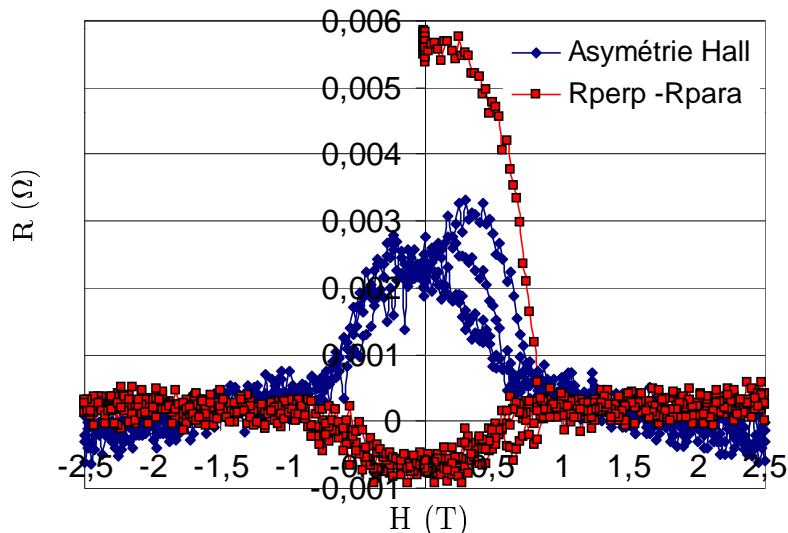


FIG. 7.27: Différence des courbes à 0° et à 90° de magnéto-résistance longitudinale et de Hall présentées sur la figure 7.26. A champ nul, avant aimantation, l'anisotropie de Hall est très faible, ce qui signifie que la composante planaire de l'aimantation est nulle.

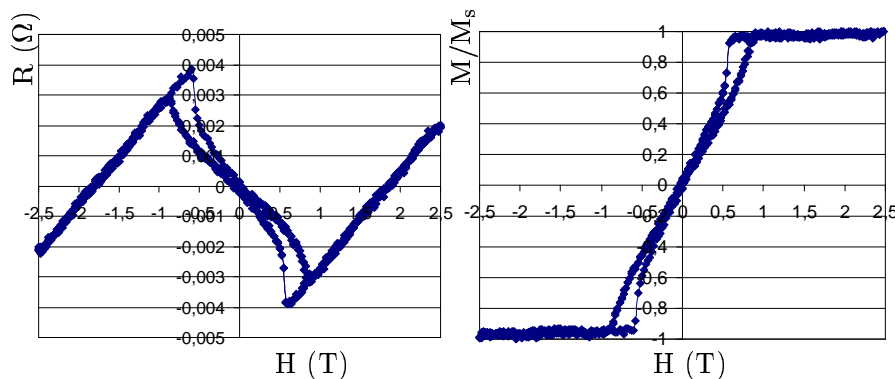


FIG. 7.28: A gauche, magnéto-résistance de Hall moyenne. L'accroissement linéaire à haut champ est bien visible. A droite, aimantation en fonction du champ magnétique déduite de l'effet Hall.

vecteur courant ne sont pas toujours perpendiculaires. Il est donc nécessaire de tenir compte de l'AMR dans la géométrie CIW. La figure 7.29 montre la valeur de l'AMR en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan. Un léger désalignement

du champ magnétique avec l'axe de la croix a été pris en compte.

La valeur de l'AMR déterminée expérimentalement est de :

$$\rho_{\text{AMR}} = 0.02\% \rho_{\perp}.$$

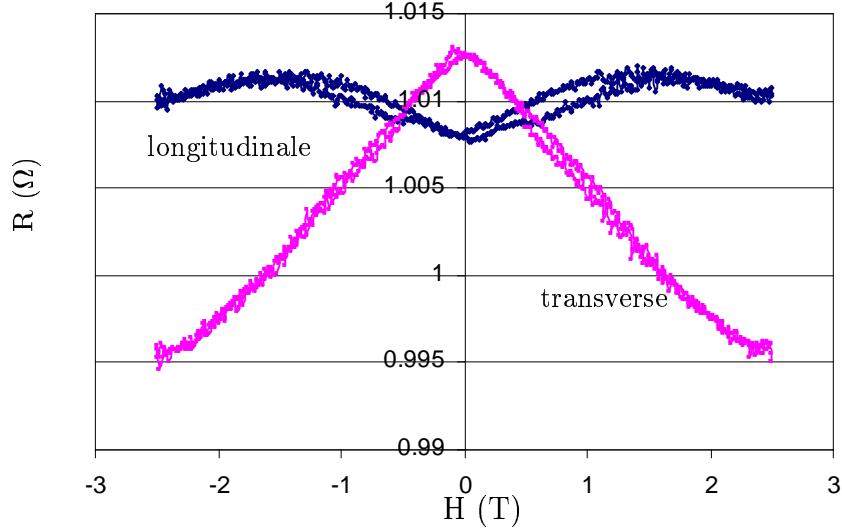


FIG. 7.29: Anisotropie de magnétorésistance mesurée avec le champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon. L'AMR mesurée vaut 2 %, après avoir tenu compte d'un léger désalignement du champ magnétique avec l'axe longitudinal.

Nous pouvons maintenant déduire les valeurs des résistivités. La forme des domaines et des parois doit cependant être connue. Pour cela, il faut regarder si, compte tenu de l'anisotropie magnétocristalline et de l'aimantation à saturation, des domaines de fermeture peuvent exister dans la couche de fer-palladium. Pour déterminer l'existence de tels domaines, nous avons utilisé les formules 2.9 et 2.10 présentées au paragraphe 2.2.

Nous avons obtenu :

$$f_c = 1.9 \cdot 10^{-2} \text{ J.m}^{-3} \quad f_{nc} = 0.75 \cdot 10^{-2} \text{ J.m}^{-3} \quad (7.26)$$

L'énergie du système à anisotropie perpendiculaire avec des domaines de fermeture (f_c) tels que ceux de la géométrie **b** de la figure 2.10 du chapitre 2.2 est moins favorable que la configuration sans domaines de fermeture présentée sur la même figure (f_{nc}).

Ce calcul nous indique donc que les domaines de fermeture de la forme de ceux de proposés par Kittel sont inexistant dans notre système. Le système que

nous voulons utiliser apparaît donc adapté à la mesure de la résistance de paroi magnétique.

Pour le courant parallèle à la paroi, nous avons tenu compte de l'AMR, qui contribue pour 1/2 dans la paroi. Nous obtenons alors, après développement au premier ordre par rapport à ρ_{CPW} , ρ_{CIW} et ρ_{AMR} :

$$hR_{\perp}(H = 0) = \rho_{\perp} + \rho_{CPW} \frac{d_w}{d + d_w}, \quad (7.27)$$

$$hR_{\parallel}(H = 0) = \rho_{\perp} + \left(\rho_{CIW} + \frac{\rho_{AMR}}{2}\right) \frac{d_w}{d + d_w}. \quad (7.28)$$

En prenant une largeur de paroi de 8 nm, les valeurs déduites des expériences sont :

$$\rho_{CPW} = 0.085\rho_{\perp} \qquad \rho_{CIW} = 0.029\rho_{\perp} \quad (7.29)$$

$$\frac{\rho_{CPW}}{\rho_{CIW}} = 2.9 \quad (7.30)$$

Ces valeurs sont presque en accord avec le modèle de Lévy *et al.* Nous avons donc, grâce à un alignement préalable des domaines et en tenant compte de l'AMR des parois, pu mesurer séparément les résistivités parallèlement et perpendiculairement aux parois. Comme prévu, ces deux valeurs sont nettement différentes. Néanmoins, nous ne pouvons pas remonter à une valeur d'asymétrie de spin cohérente avec le modèle de Lévy.

7.3 Conclusion

Nous avons réalisé des mesures de magnétorésistance sur des fils de cobalt évaporé polycristallin, fer et manganites épitaxiés. Nous avons ainsi pu explorer une large gamme de situations pour le transport électronique dans des nanostructures magnétiques.

Nous avons parfaitement conscience que, concernant la magnétorésistance de paroi de nombreuses questions restent en suspens. Nos expériences sur le cobalt semblent confirmer les prédictions théoriques de Levy *et al.*, alors que les mêmes expériences réalisées sur une couche de fer épitaxié infirment cette théorie. Cette question reste donc à éclaircir. Plusieurs axes de recherche sont possibles. En premier lieu, il faudrait pouvoir étudier plus en détail les processus de retournement de l'aimantation dans une ligne aussi fine. Les expériences de microscopie de Lorentz réalisées sur du cobalt évaporé montrent que, lorsque l'on applique un champ magnétique transverse, une paroi se forme, et disparaît ensuite.

Deuxièmement, dans le cas du fer, Bauer *et al.* ont montré que la valeur de la résistance de paroi (due uniquement à la courbure des bandes dans la paroi) était assez faible. Que devient le calcul de Lévy *et al.* quand le libre parcours moyen est

très grand (au moins égal à la taille de la paroi)? Peut on conclure *ex-abrupto* que le magnétorésistance de paroi dans le fer est négative? N'a-t-on pas omis de tenir compte d'un phénomène? Rüdiger *et al.* [78] ont évoqué, dans le cas du cobalt épitaxié, la courbure des trajectoires par le champ interne, qui augmenterait la diffusion par les interfaces, et expliquerait la magnétorésistance positive observée dans ce cas. Pour obtenir une courbure suffisamment importante le produit $\omega_c\tau$ doit cependant être supérieur à 1, ce qui nécessite des champs colossaux. En effet, pour $\Lambda = 0.1 \mu m$ et $v_F = 1.0 \cdot 10^6 km/s$, on doit avoir $B > 35 T$. Le champ interne dans le cobalt étant de $1.6 T$, il est peu réaliste de penser que cette hypothèse soit suffisante pour expliquer nos résultats.

Pour évaluer l'accord entre la théorie de Levy et les expériences, il serait intéressant de réaliser le même circuit que celui utilisé pour ce travail avec des couches de métal ferromagnétique dans lequel aurait été introduite une impureté bien contrôlée, dont le rapport d'anisotropie de spin est connu. En changeant ensuite d'impureté, la relation de Levy (voir équation 3.17) pourrait alors être vérifiée.

Concernant les résultats obtenus sur les couches de manganites, nous avons pu mesurer l'effet d'un joint de grain dans un fil de 250 nm de large. C'est, à notre connaissance, la première fois qu'une telle mesure est réalisée. En revanche, nous n'avons pas pu mesurer la résistance d'une paroi dans un cristallite. La propagation d'une paroi dans une ligne de manganite comme la notre pourrait se faire de joint de grains en joint de grains.

Les expériences menées sur la couche de fer-palladium complètent les travaux effectués sur les fils. Nous avons grâce à cette expérience pu mesurer la valeur des résistances pour le courant dans la paroi et perpendiculaire à la paroi (définis par Levy *et al.*). Le rapport de ces deux quantités est conforme aux résultats de Levy *et al.*. C'est la première mesure qui permet la vérification d'une théorie de magnétorésistance de paroi. Comme attendu, l'effet dû à la paroi est plus important lorsque le courant est perpendiculaire à celle-ci.

Conclusion

Cette conclusion résume brièvement les résultats décrits dans ce manuscrit, avant d'explorer les perspectives qui semblent se dégager de ce travail.

Concernant le travail réalisé sur les propriétés de transport dans des structures ferromagnétiques, nous avons montré tout d'abord que la résistance de paroi dans un fil de cobalt est vraisemblablement positive, grâce à une géométrie de mesure unique qui nous permet d'être sûrs de la configuration des lignes de courant ainsi que de l'aimantation à certains moments du cycle d'hystérésis. Néanmoins, la comparaison avec le modèle développé par Levy *et al.* n'a pu être que qualitative dans la mesure où la paroi que nous avons mesurée n'est vraisemblablement pas une paroi de Bloch.

Nos mesures de microscopie de Lorentz et de microscopie à force magnétique sont parmi les premières sur des structures à domaines tête-bêche. Elles ouvrent la voie à d'autres études sur ce type de configuration. Nous pouvons cependant déjà avancer que la création et la propagation de ce type de paroi sont très dépendantes de conditions extérieures : orientation du champ appliqué, conditions aux bords, défauts... Il me semble par ailleurs que la compréhension de la résistance induite par une paroi nécessitera un travail important sur ces domaines tête-bêche.

Les mesures effectuées sur la même géométrie mais dans une couche de fer épitaxié n'ont pas confirmé les résultats obtenus sur le cobalt. Nous avons retrouvé des résultats qualitativement similaires à ceux obtenus par Rüdiger *et al.* sur une ligne de 2 μm de large. Faut-il en conclure que le modèle de Levy ne s'applique pas dans le cas où le libre parcours moyen devient supérieur à la longueur de la paroi? D'autres expériences seront nécessaires pour tester cette hypothèse.

Nos mesures sur les manganites sont les premières réalisées sur des fils de cette dimension dans ces matériaux. Elles mettent en évidence l'importance des travaux sur la conduction au travers de joints de grains qui est le processus dominant à bas champ appliqué, surtout dans des structures lithographiées de cette taille.

Les mesures effectuées sur la couche de fer-palladium sont les premières mesures qui mettent réellement en évidence l'importance de l'orientation de la paroi par rapport au courant. Nous avons ainsi pu mesurer, pour une paroi de Bloch de 8 nm dans cet alliage, une résistance de paroi en géométrie perpendiculaire de 8.5 %.

Les expériences de micromagnétisme nous ont permis de montrer l'importance de l'anisotropie de forme sur la détermination des structures à l'équilibre. Les triangles de cobalt sont une bonne illustration de ce phénomène. Nous avons, pour ces systèmes, obtenu un accord relativement bon entre nos calculs énergétiques et les expériences de MFM.

Concernant les travaux sur le FePd, nous avons pu montrer que, lorsque l'anisotropie magnétocristalline est suffisamment forte, l'arrangement des domaines en serpentins ne disparaît que lorsque la taille caractéristique du système est inférieure à quelques périodes (entre 3 et 4). D'autre part, l'ancrage des domaines sur le bord de façon à minimiser l'énergie de chaque pôle est une signature importante de la

réduction en taille, qui se retrouve sur les nanostructures de formes diverses de la page 141 (carrés, rectangles, triangles).

Nous espérons avoir « défriché » une partie du travail nécessaire à la mesure, un jour, de la résistance d'une paroi magnétique. Plusieurs conclusions importantes se dégagent néanmoins. Pour pouvoir espérer progresser dans ce domaine, des calculs micromagnétiques précis sont indispensables pour espérer déduire des courbes de résistivité les valeurs de résistivité. Un effort théorique important semble aussi devoir être fait pour relier les profils micromagnétiques à la résistivité. En particulier, lorsque la paroi n'est plus une paroi de Bloch, comment tenir compte à la fois de l'AMR et de l'effet de la paroi sur le mélange des fonctions d'onde induisant la résistivité de paroi?

Du point de vue expérimental, nous pensons que le système pertinent pour réaliser cette expérience est le fil de FePd de 400 nm de large, dans lequel les parois sont perpendiculaires à la ligne. Il faudrait vérifier précisément que, dans ces couches, les parois sont de type Bloch et qu'il n'y a pas de domaines de fermeture ; dans ce système une telle expérience constituerait donc le test idéal de la théorie de Levy et viendrait compléter les résultats déjà obtenus sur la géométrie en croix avec les domaines pré-orientés.

Concernant les triangles, des calculs de minimisation me semblent indispensables pour concilier théorie et expériences. Une autre voie serait l'utilisation des matériaux épitaxiés afin de rajouter une frustration supplémentaire. Les calculs théoriques s'en trouveraient encore compliqués, mais l'avantage du point de vue expérimental, serait de fournir une compétition à l'ancrage sur les défauts.

Bibliographie

- [1] G. A. PRINZ. « Magneto-electronics ». *Science* **282**, 1660, 1998.
- [2] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH, et W. ZINN. « Enhanced Magnetoresistance in Layered Magnetic Structures with Antiferromagnetic Interlayer Exchange ». *Phys. Rev. B* **39**, 4828, 1989.
- [3] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. Nguyen Van DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, et J. CHAZELAS. « Giant Magnetoresistance of (001) Fe/ (001) Cr Magnetic Superlattices ». *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472, 1988.
- [4] W. WERNSDORFER, B. DOUDIN, D. MAILLY, K. HASSELBACH, A. BENOIT, J. MEYER, J. Ph. ANSERMET, et B. BARBARA. « Nucleation of Magnetization Reversal in Individual Nanosized Nickel Wires ». *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1873, 1996.
- [5] W. WERNSDORFER, E. Bonet Orozco Znd K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, N. DEMONCY, A. LOISEAU, H. PASCARD, et D. MAILLY. « Experimental Evidence of the Neel-Brown Model of Magnetization Reversal ». *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1791, 1997.
- [6] W. WERNSDORFER, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, B. DOUDIN, J. MEYER, J. Ph. ANSERMET, et D. MAILLY. « Measurement of Magnetization Switching in Individual Nickel Nanowires ». *Phys. Rev. B* **55**, 11552, 1997.
- [7] J. F. SMYTH, S. SHULTZ, D. KERN, H. SCHMID, et D. YEE. « Hysteresis of Submicron Permalloy Particulate Arrays ». *J. Appl. Phys.* **63**, 4237, 1988.
- [8] C. MIRAMOND, C.FERMON, F. ROUSSEAU, D. DECANINI, et F. CARCENAC. « Permalloy cylindrical submicron size dot arrays ». *J. Magn. Mater.* **165**, 500, 1997.
- [9] R. A. WEBB, S. WASHBURN, C. P. UMBACH, et R. P. LAIBOWITZ. « Observation of h/e Aharonov-Bohm Oscillations in Normal-Metal Rings ». *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696, 1985.

- [10] M. VIRET, D. VIGNOLES, D. COLE, J. M. D. COEY, W. ALLEN, D. S. DANIEL, et J. F. GREGG. « Spin Scattering in ferromagnetic thin films ». *Phys. Rev. B* **53**, 8464, 1996.
- [11] W. KOHN et L.J. SHAM. « Self Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects ». *Phys. Rev* **140**, 1133, 1965.
- [12] P. HOHENBERG et W.KOHN. « Inhomogeneous Electron Gas ». *Phys. Rev* **136**, 864, 1964.
- [13] P. B. VISSCHER et L. M. FALICOV. « Fermi Surface Properties of Metals ». *Phys. St. Sol. B* **54**, 9, 1972.
- [14] N.F. MOTT. « The Electrical Conductivity of Transition Metals ». *Proc. Roy. Soc.* **A153**, 699, 1936.
- [15] N.F. MOTT. « The Electrical Conductivity of Transition Metals (2) ». *Proc. Roy. Soc.* **A156**, 368, 1936.
- [16] R. MESERVEY et P. M. TEDROW. « Spin-Polarized Electrons Tunneling ». *Phys. Rep.* **238**, 172, 1994.
- [17] I. I. MAZIN. « How to Define and Calculate the Degree of Spin Polarization in Ferromagnets ». *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1427, 1999.
- [18] S. WAKOH et J. YAMASHITA. « Band Structure of Ferromagnetic Iron by a Self Consistent Procedure ». *J. Phys. Soc. Japan* **21**, 1712, 1966.
- [19] E. FAWCETT et W. A. REED. « Effects of Compensation on the Galvanomagnetic Properties of Nonmagnetic and Ferromagnetic Metals ». *Phys. Rev.* **131**, 2463, 1963.
- [20] S. WAKOH et J. YAMASHITA. « Fermi Surface of Nickel ». *J. Phys. Soc. Japan* **19**, 1342, 1964.
- [21] H. EHRENREICH, H. R. PHILIPP, et D. J. OLECHNA. « Optical Properties and Fermi Surface of Nickel ». *Phys. Rev.* **131**, 2469, 1963.
- [22] W. M. LOMER. « Fermi Surface in Molybdenum ». *Proc. Phys. Soc.* **84**, 327, 1964.
- [23] W. M. LOMER. « Electronic Structure of Chromium Group Metals ». *Proc. Phys. Soc.* **80**, 489, 1962.
- [24] R. J. SOULEN, J. M. BYERS, M. S OSOFSKY, B. NADGORN, T. AMBROSE, S. F. CHENG, P. R. BROUSSARD, C. T. TANAKA, J. NOWAK, J. S. MOODERA, A. BARRY, et J. M. D. COEY. « Measuring the Spin Polarization of a Metal with a Superconducting Point Contact ». *Science* **282**, 85, 1998.

-
- [25] A. FERT et I. A. CAMPBELL. « Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys ». *J.Phys.F* **6**, 849, 1976.
- [26] K. M. SCHEP, P. J. KELLY, et G. E. W. BAUER. « Giant Magnetoresistance Without Defect Scattering ». *Phys. Rev. Lett.* **74**, 586, 1995.
- [27] J. M. D. COEY, M. VIRET, et S. Von MOLNAR. « Mixed-Valence Manganites ». *Adv. Phys.* **48**, 167, 1999.
- [28] G. JONKER et J. van SANTEN. « Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure ». *Physica* **16**, 337, 1950.
- [29] J. VOLGER. « Further Experimental Investigations on some Ferromagnetic Oxidic Compounds of Manganese with Perovskite Structure ». *Physica* **20**, 49, 1954.
- [30] R. Von HELMHOLT, J. WECKER, B. HOLZAPFEL, L. SCHULTZ, et K. SAMWER. « Giant Negative Magnetoresistance in Perovskitelike $La_{2/3}Ba_{1/3}MnO_x$ Ferromagnetic Films ». *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2331, 1993.
- [31] S. JIN, T. H. TIEFFEL, M. MCCORMACK, R. A. FASTNACHT, R. RAMESH, et L. H. CHEN. « Thousandfold change in resistivity in magnetoresistive La-Ca-Mn-O films ». *Science* **264**, 413, 1994.
- [32] E. O. WOLLAN et W. C. KOEHLER. « Neutron Diffraction Study of the Magnetic Properties of the Series of Perovskite-Type Compounds $[(1-x)La, xCa]MnO_3$ ». *Phys. Rev.* **100**, 545, 1955.
- [33] C. ZENER. « Interaction between the d shells in the transition metals ». *Phys. Rev.* **81**, 440, 1951.
- [34] C. ZENER. « Interaction Between the d Shells in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure. ». *Phys. Rev.* **82**, 403, 1951.
- [35] J.-H PARK, E. VESCOLO, H.-J. KIM, C. KWON, R. RAMESH, et T. VENKATESAN. « Direct Evidence of for a Half Metallic Ferromagnet ». *Nature* **392**, 794, 1998.
- [36] G.D. MAHAN. *Many Particles Physic.* Plenum, 1990.
- [37] S. DATTA. *Electronic transport in mesoscopic systems.* Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [38] G. E. W. BAUER. « Perpendicular Transport Through Magnetic Multilayers ». *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1676, 1992.
- [39] K. M. SCHEP, P. J. KELLY, et G. E. W. BAUER. « Ballistic Transport and Electronic Structure ». *Phys. Rev. B* **57**, 8907, 1998.

- [40] ZIMAN. *Electrons and Phonons*. Oxford, Oxford, 1960.
- [41] A. FERT et I. A. CAMPBELL. « Two-Current Conduction in Nickel ». *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190, 1968.
- [42] A. FERT. « Two-current conduction in ferromagnetic metals and spin wave-electron collisions ». *J.Phys. C* **2**, 1784, 1969.
- [43] A. BOURQUARD, E. DANIEL, et A. FERT. « Effet Des Collisions Entre Des Électrons sur la Résistivité D'alliages Magnétiques ». *Physics Letters* **26A**, 260, 1968.
- [44] J. R. ANDERSON et A. V. GOLD. « De Haas-Van Alphen Effect and Internal Field in Iron ». *Phys. Rev. Lett.* **10**, 227, 1963.
- [45] A. PERRIER. « C'est Foouuuuuuuuuuuuuu !!!!! ». *Helv. Phys. Acta* **3**, 317, 1930.
- [46] J. SMIT. « Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperature ». *Physica* **16**, 612, 1951.
- [47] I.A. CAMPBELL et *al.* « The Spontaneous resistivity anisotropy in Ni-based alloys ». *J.Phys.C* **3**, S95, 1970.
- [48] T. R. MCGUIRE et R. I. POTTER. « Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys ». *IEEE Trans. MAG* **11**, 1018, 1975.
- [49] I. MANNARI. « Electrical Resistance of Ferromagnetic Metals ». *Prog. Theo. Phys.* **22**, 325, 1959.
- [50] T. KASUYA. « Electrical Resistance of Ferromagnetic Metals ». *Prog. Theo. Phys.* **16**, 58, 1956.
- [51] T. KASUYA. « Effects of $s - d$ interaction on Transport Phenomena ». *Prog. Theo. Phys.* **22**, 227, 1959.
- [52] D. A. GOODINGS. « Electrical Resistivity of Ferromagnetic Metals at Low Temperature ». *Phys. Rev.* **132**, 542, 1963.
- [53] M. W. STRINGFELLOW. « Observation of spin-wave renormalization effects in iron and nickel ». *J.Phys.C* **1**, 950, 1968.
- [54] W. F. BROWN. *Micromagnetics*. Interscience Publishers, John Wiley & Sons New York, 1963.
- [55] A. HERPIN. *Théorie Du Magnétisme*. Presses Universitaires de France, 108 Boulevard Saint-Germain Paris-6^e, 1968.
- [56] D. J. CRAIK et R. S. TEBBLE. *Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains*. North Holland, Amsterdam, 1965.

-
- [57] A. HUBERT et R. SCHÄFER. *Magnetic Domains*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.
- [58] A. E. LABONTE. « Two Dimensional Bloch-Type Domain Walls in Ferromagnetic Films ». *J. Appl. Phys.* **40**, 2450, 1969.
- [59] K. RAMSTÖCK, W. HARTUNG, et A. HUBERT. « The phase diagram of domain walls in narrow magnetic stripes ». *phys. stat. sol. (a)* **155**, 505, 1996.
- [60] C. KITTEL. « Theory of the Structure of Ferromagnetic Domains in Films and Small Particles ». *Phys. Rev.* **70**, 965, 1946.
- [61] A. HUBERT. « Statics and Dynamics of Domain Walls in Bubble Materials ». *J. Appl. Phys.* **46**, 2276, 1975.
- [62] Acar ISIN et R. V. COLEMAN. « Temperature dependance of magnetoresistance in iron ». *Phys. Rev.* **142**, 372, 1966.
- [63] G. R. TAYLOR, Acar ISIN, et R. V. COLEMAN. « Resistivity of Iron as a function of temperature and magnetization ». *Phys. Rev.* **165**, 621, 1968.
- [64] G.G. CABRERA et L.M. FALICOV. « Theorie of the Residual Resistivity of Bloch Walls ». *phys. stat. sol (b)* **61**, 539, 1974.
- [65] L. BERGER. « Low-Field Magnetoresistance and Domain Drag in Ferromagnets ». *J. Appl. Phys.* **49**, 2156, 1978.
- [66] A. E. BERKOWITZ, J. R. MITCHELL, J. M. CAREY, A. P. YOUNG, S. ZHANG, F. E Spada andd F. T. PARKER, A. HUTTEN, et G. THOMAS. « Giant Magnetoresistance in Heterogeneous Co-Cu Alloys ». *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3745, 1992.
- [67] P. M. LEVY et Shufeng ZHANG. « Resistivity Due to Domain Wall Scattering ». *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5110 5113, 1997.
- [68] P. M. LEVY, S. ZHANG, et A. FERT. « Electrical Conductivity of Magnetic Multilayered Structures ». *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1643, 1990.
- [69] I.A. CAMPBELL et A.FERT. « *Transport Properties of Ferromagnets* », volume 3, Chapitre toto, page 747. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1979.
- [70] J. B. A. N. Van HOOF. « *The Embedding Method or How to Handle Locally Broken Symmetries* ». PhD thesis, University of Nijmegen, The Netherlands, 1997.
- [71] J. B. A. N. Van HOOF, K. M. SCHEEP, A. BRATAAS, G. E. W. BAUER, et P. J. KELLY. « Ballistic Electron Transport Through Magnetic Domain Walls ». *Phys. Rev. B* **59**, 138, 1999.

- [72] Yu. V. SHARVIN. « A Possible Method for Studying Fermi Surfaces ». *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **48**, 984, 1965.
- [73] J.B.A.N. van HOOF, K. M. SCHEP, P. J. KELLY, et G. E. W. BAUER. « Ab initio magnetoresistance in magnetic domain wall ». *J. Magn. Magn. Mater.* **177**, 188, 1998.
- [74] M. TATARA et H. FUKUYAMA. « Resistivity due to a Domain Wall in Ferromagnetic Metal ». *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3773, 1997.
- [75] A. BRATAAS, G. TATARA, et G. E. W. BAUER. « Ballistic and diffuse transport through a ferromagnetic domain wall ». *Phys. Rev. B*, 1999.
- [76] J.F. GREGG, W. ALLEN, K. OUNADJELA, M. VIRET, M. HEHN, S. M. THOMSON, et J. M. D. COEY. « Giant Magnetoresistance Effects in a Single Element Magnetic thin films ». *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1580, 1996.
- [77] U. RÜDIGER, J. YU, L. THOMAS, S. S. P. PARKIN, et A. D. KENT. « Magnetoresistance, Micromagnetism and Domain Wall Scattering in Epitaxial hcp Co Films ». *Phys. Rev. B* **59**, 11914, 1999.
- [78] U. RÜDIGER, J. YU, A. D. KENT, et S. S. P. PARKIN. « Negative Domain Wall Contribution to the Resistivity of Microfabricated Fe Wires ». *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5639, 1998.
- [79] D. RAVELOSONA, A. CEBOLLADA, F. BRIONES, C. DIAZ-PANIAGUA, M. HIDALGO, et F. BATALLAN. « Domain-wall scattering in epitaxial FePd ordered alloy Films with perpendicular anisotropy ». *Phys. Rev. B* **59**, 4322, 1999.
- [80] T. TANIYAMA, I. NAKATANI, T. NAMIKAWA, et Y. YAMAZAKI. « Resistivity Due to Domain Walls in Co Zigzag Wires ». *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2780, 1999.
- [81] N. GARCÍA, M. MUÑOZ, et Y.-W. ZHAO. « Magnetoresistance in Excess of 200% in Ballistic Ni Nanocontacts at Room Temperature and 100 Oe ». *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2923, 1999.
- [82] P. BRUNO. « Geometrically Constrained Magnetic Wall ». *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2425, 1999.
- [83] G. METZGER, P. PLUVINAGE, et R. TORGUET. « Termes Linéaires et Quadratiques Dans L'effet Magnéto-Optique de Kerr ». *Ann. Phys.* **10**, 5, 1965.
- [84] R. P. COWBURN, S. J. GRAY, J. FERRÉ, J. A. C. BLAND, et J. MILTAT. « Magnetic Switching and in Plane Uniaxial Anisotropy in Ultrathin Ag/Fe/Ag(100) Epitaxial Films ». *J. Appl. Phys.* **78**, 7210, 1995.
- [85] A. ABRAGAM. *The Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford, Oxford University Press, 1961.

-
- [86] C. FERMON. « Neutron Reflectometry with Polarization Analysis: A Theory and a New Spectrometer ». *Physica B* **213-214**, 910, 1995.
- [87] F. OTT. « *Réflexivité de Neutrons Polarisées. Diffusion Hors Spéculaire sur Des Structures Périodiques* ». PhD thesis, Université de Paris Sud, 1998.
- [88] C. FERMON, S. GRAY, G. LEGOFF, V. MATHET, S. MATHIEU, F. OTT, M. VIRET, et P. WARIN. « Vector Magnetometry with Polarized Neutron Reflectometry with Spin Analysis ». *Physica* **241-243**, 1055, 1998.
- [89] E. TRAIN, C. FERMON, C. CHAPPERT, A. MEGY, P. VEILLET, et P. BEAUVILLAIN. « Polarized Neutron Reflection Investigation of a Layered Magnetic Order in Thick Co Layers on Au (111) ». *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 86, 1996.
- [90] C. FERMON, O. F. K. MCGRATH, et D. GIVORD. « Spin Configuration in Ge/Fe Epitaxial Bilayers ». *Physica B* **213-214**, 236, 1995.
- [91] F. OTT et C. FERMON. « Magnetic Depth Profiles in Strained Nickel Thin Films Measured by Polarized Neutron Reflectometry ». *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 475, 1997.
- [92] G. BINNIG, C.F. QUATE, et Ch. GERBER. « Atomic Force Microscope ». *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930, 1986.
- [93] Y. MARTIN et H. K. WICKRAMASINGHE. « Magnetic Imaging by "Force Microscopy" with 1000 Å Resolution ». *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455, 1987.
- [94] J. J. SÁENZ, N. GARCÍA, P. GRÜTTER, E. MEYER, H. HEINZELMANN, R. WIESENDANGER, L. ROSENTHALER, H. R. HIDBER, et H.-J. GÜNTHERODT. « Observation of Magnetic Forces by the Atomic Force Microscope ». *J. Appl. Phys.* **62**, 4293, 1987.
- [95] Michel HEHN, Kamel OUNADJELA, Jean-Pierre BUCHER, Françoise ROUSSEAU, Dominique DECANINI, Bernard BARTENLIAN, et Claude CHAPPERT. « Nanoscale Magnetic Domains in Mesoscopic Magnets ». *Science* **272**, 1782, 1996.
- [96] C. CHAPPERT, D. RENARD, P. BEAUVILLAIN, J. P. RENARD, et J. SEIDEN. « Ferromagnetism of Very Thin Films of Nickel and Cobalt ». *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57**, 795, 1986.
- [97] N. C. KOON, B. T. JONKER, F. A. VOLKENING, J. J. KREBS, et G. A. PRINZ. « Direct Evidence for Perpendicular Spin Orientation and Enhanced Hyperfine Fields in Ultrathin Fe(100) Films on Ag(100) ». *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2463, 1987.

- [98] D. PESCIA, M. STAMPANONI, G. L. BONA, A. VATERLAUS, R. F. WILLIS, et F. MEIER. « Magnetism of Epitaxial Fcc Iron on Cu(001) Investigated by Spin-Polarized Photoelectron Emission ». *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2126, 1987.
- [99] A. TONOMURA, T. MATSUDA, J. ENDO, T. ARII, et K. MIZAMA. « Direct Observation of Fine Structure of Magnetic Domain Walls by Electron Holography ». *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1430, 1980.
- [100] A. TONOMURA. « Applications of Electron Holography ». *Rev. Mod. Phys.* **59**, 639, 1987.
- [101] J. YU, U. RÜDIGER, A. D. KENT, L. THOMAS, et S. S. P. PARKIN. « Micro-magnetism and Magnetization Reversal of Micron-Scale (110) Fe Thin-Film Magnetic Elements ». *Phys. Rev. B* **60**, 7352, 1999.
- [102] V. GEHANNO, A. MARTY, B. GILLES, et Y. SAMSON. « Magnetic susceptibility and magnetic domain configuration as a function of layer thickness in epitaxial FePD(0 0 1) thin films ordered in the L1₀ structure ». *Phys. Rev. B* **55**, 12552, 1997.
- [103] V. GEHANNO, Y. SAMSON, A. MARTY, B. GILLES, et A. CHAMBEROD. « Magnetic susceptibility and magnetic domain configuration as a function of layer thickness in epitaxial FePD(0 0 1) thin films ordered in the L1₀ structure ». *J. Magn. Magn. Mater.* **172**, 26, 1997.
- [104] M. HEHN, S. PADOVANI, K. OUNADJELA, et J. P. BUCHER. « Nanoscale Magnetic Domain Structure in Epitaxial Cobalt Films ». *Phys. Rev. B* **54**, 3428, 1996.
- [105] S. COURTIN et S. PADOVANI. « Magnetic bubble films as Hopfield neural network ». *to be published*, 1999.
- [106] A. H. ESCHENFELDER. *Magnetic Bubble Technology*. Springer Verlag, Berlin, 1981.
- [107] R. D. MCMICHAEL et M. J. DONAHUE. « Head to head domain wall structures in thin magnetic stripes ». *IEEE Trans. MAG* **33**, 4167, 1997.
- [108] Y. NOZAKI, K. MATSUYAMA, T. ONO, et H. MIYAJIMA. « Magnetic structure of the 180° head-on-head domain wall observed in submicron-size ferromagnetic wires ». *J. Magn. Soc. Jpn* **23**, 1121, 1999.
- [109] J. N. CHAPMAN. « The Investigation of Magnetic Domain Structures in Thin Foils by Electron Microscopy ». *J. Phys. D: Appl. Phys* **17**, 623, 1984.
- [110] M. RÜHRIG, B. KHAMSEHPOUR, K. J. KIRK, J. N. CHAPMAN, P. AITCHISON, S. MCVITIE, et C. D. W. WILKINSON. « The Fabrication and Magnetic Properties of Acicular Magnetic Nano-Elements ». *IEEE Trans. MAG* **32**, 4452, 1996.

-
- [111] H. Y. HWANG, S.-W. CHEONG, N. P. ONG, et B. BATLOGG. « Spin-Polarized Intergrain Tunneling in $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ ». *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2041, 1996.
- [112] A. GUPTA, G. Q. GONG, Gang XIAO, P. R. DUNCOMBE, P. LECOEUR, P. TROUILLOUD, Y. Y. WANG, V. P. DRAVID, et J. Z. SUN. « Grain-Boundary Effects of the Magnetoresistance Properties of Perovskite Manganite Films ». *Phys. Rev. B* **54**, 22, 1996.
- [113] S. LEE, H. Y. HWANG, Boris I. SHRAIMAN, W. D. Ratcliff II, et S.-W. CHEONG. « Intergrain Magnetoresistance Via Second Order Tunneling in Perovskite Manganites ». *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4508, 1999.
- [114] P. RAYCHAUDHURY, K. SHESHADRI, P. TANEJA, S. BANDYOPADHYAY, P. AYYUB, A. K. NIGAM, R. PINTO, Sujeet CHAUDHARY, et S. B. ROY. « Spin-Polarized Tunneling in the Half-Metallic Ferromagnets $La_{0.7-x}Ho_xSr_{0.3}MnO_3$ (X=0 and 0.15): Experiment and Theory ». *Phys. Rev. B* **59**, 13919, 1999.
- [115] J. M. D. COEY. *Phil. Trans. roy. Soc. A* **356**, 1519, 1998.
- [116] N. D. MATHUR, G. BURNELL, S. P. ISAAC, T. J. JACKSON, B.-S. TEO, J. L. MACMANUS-DRISCOLL, L. F. COHEN, J. S. EVETTS, et M. G. BLAMIRE. « Large low-field magnetoresistance in $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ induced by artificial grain boundaries ». *Nature* **387**, 266, 1997.
- [117] N. K. TODD, N. D. MATHUR, S. P. ISAAC, J. E. EVETTS, et M. G. BLAMIRE. « Current-Voltage Characteristics and Electrical Transport Properties of Grain Boundaries in $La_{1-x}(Sr/Ca)_xMnO_3$ ». *J. Appl. Phys.* **85**, 7263, 1999.
- [118] J. KLEIN, C. HÖFENER, S. UHLENBRUCK, L. ALFF, B. BÜCHNER, et R. GROSS. « On the Nature of Grain Boundaries in the Colossal Magnetoresistance Manganites ». *Europhys. Lett.* **47**, 371, 1999.