



HAL
open science

Etude de la dynamique d'une paroi de domain magnétique dans des pistes submicroniques

Fenglei Cayssol

► **To cite this version:**

Fenglei Cayssol. Etude de la dynamique d'une paroi de domain magnétique dans des pistes submicroniques. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2003. Français. NNT: . tel-00006039

HAL Id: tel-00006039

<https://theses.hal.science/tel-00006039>

Submitted on 7 May 2004

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.

THESE

Présentée et soutenue publiquement le 28 octobre 2003

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Diderot - Paris 7
Spécialité Sciences des matériaux

Par

Fenglei CAYSSOL

Sujet:

**Etude de la dynamique d'une paroi de domaine
magnétique dans des pistes submicroniques**

Composition du jury

M.	Yong CHEN	Rapporteur
M.	Yves SAMSON	Rapporteur
M.	Dafine RAVELOSONA	Directeur de thèse
M.	Jean-Claude LEVY	Président du jury
M.	Michel VIRET	
M.	Frédéric VAN DAU	

Remerciements

Je remercie l'ancienne directrice Claire Dupas qui, en m'accueillant à L'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) m'a permis d'effectuer mon stage de DEA, et Monsieur le directeur Jean Michel Lourtioz qui m'a permis de continuer ce travail en thèse et le réaliser.

Je tiens à remercier Yong Chen et Yves Samson d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, ainsi que Michel Viret, Jean-Claude Levy et Frédéric Van Dau d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Ce travail de thèse a été la continuité de mon stage de DEA et de la thèse de J. Wunderlich à propos de l'étude de la propagation d'une paroi de domaine dans des géométries confinées par l'effet Hall anormal. Il s'est déroulé principalement à l'Institut d'Electronique Fondamentale, au département de Magnétisme et Micro et nanostructures (MMS). Je voudrais remercier Claude Chappert et Dafiné Ravelosona de m'avoir accueillie dans leur équipe, et de m'avoir encadrée pendant ces trois années. Ce travail de thèse nécessite l'apprentissage de nombreuses techniques: lithographie électronique, techniques de mesure à faible bruit et à basse température, pour cela j'ai pu bénéficier de l'expérience de Dafiné, dont j'ai pu également apprécier la disponibilité et l'optimisme. Je remercie Thibaut Devolder toujours prêt à m'aider pour des questions physiques et pour sa bonne humeur. Un grand merci à José Luis Menendez qui m'a beaucoup aidé pour la fin de ma thèse. Je leur suis également très reconnaissante à tous les deux pour m'avoir fourni en échantillons. Enfin je remercie Mohamed Koubaa qui m'a aidé pour les mesures de SQUID chez Nicole Bontemps à ESPCI.

Je remercie également le groupe de Jacques Ferré du Laboratoire de Physique des Solides, en particulier Jean-Pierre Jamet pour la collaboration expérimentale en imagerie magnéto-optique Kerr. Il m'a montré avec beaucoup de patience comment utiliser le banc de mesure. Travailler avec lui a été un grand plaisir pour moi. La partie sur les mesures de vitesse dans les films continus n'aurait jamais abouti sans son aide et sa persévérance.

L'étude de l'effet d'irradiation a été rendue possible grâce à Harry Bernas du Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (CSNSM) qui a consacré du temps pour irradier les échantillons, et toujours d'une grande gentillesse.

Merci à tous les membres du département MMS pour l'ambiance sympathique: café du midi, le thé de l'après midi de Bernard, les histoires de Robert... Bref tous ces bons moments que je n'oublierai pas. Je remercie Mathieu pour ses conseils informatiques. Je remercie tous les membres de CEETAM, en particulier Gwenaëlle Julie et Claude Gousset qui m'ont beaucoup aidé pour les techniques de la salle blanche.

Enfin je tiens à remercier tous les gens qui m'entourent de leur affection: Jérôme, les parents, mes amis et bien sûr le petit Nathan.

Table des matières

Chapitre 1 Introduction Générale

1. Nanostructures magnétiques.....	3
1.1. Les propriétés des nanostructures.....	3
1.2. Les longueurs caractéristiques dans les nanostructures	4
1.2.1. Longueurs caractéristiques du micromagnétisme	5
1.2.2. Longueurs caractéristiques du transport.....	5
2. Enregistrement magnétique et techniques alternatives	6
2.1. Disques durs	6
2.2. Techniques alternatives	7
3. Motivations et objectifs de mon travail de thèse.....	8

Chapitre 2 Propriétés structurales et magnétiques des couches ultraminces de Pt/Co/Pt

1. Les films Pt/Co/Pt : fabrication et caractérisation.....	13
1.1. Croissance par pulvérisation cathodique.....	13
1.2. Etudes structurales par diffraction rayons X.....	14
1.3. AFM : topologie de la surface.....	16
2. Energies dans un film ultra-mince ferromagnétique de Pt/Co/Pt.....	17
2.1. Aimantation.....	17
2.2. Energies magnétiques.....	17
2.2.1. Energie d'échange	18
2.2.2. Energie d'anisotropie magnétique.....	18
2.2.3. Energie Zeeman	20
2.2.4. Axe de facile aimantation	21
3. Structure et énergie d'une paroi de domaine dans un film ultramine à anisotropie perpendiculaire.....	22
3.1. Structure statique d'une paroi de domaine 1D	22
3.2. Dynamique d'une paroi de Bloch.....	24
4. Retournement de l'aimantation dans des couches ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire.....	26
4.1. Microscopie magnéto-optique.....	26
4.2. Processus du retournement de l'aimantation.....	29
4.3. Les différents régimes de propagation de paroi	30
4.3.1. Régime en fort champ ($H_a > H_{crit}$): régime visqueux :	31
4.3.2. Régime bas champ ($H_a < H_{crit}$): régime thermiquement activé.....	32

4.3.3. Régime à très bas champ ($H_a \ll H_{crit}$) : régime de reptation	33
5. Conclusion	34

Chapitre 3 Effet Hall Anormal dans les sandwichs de Pt/Co/Pt

1. Effet Hall Anormal	42
1.1. Effet Hall ordinaire.....	42
1.2. Effet Hall anormal dans les matériaux homogènes	45
1.2.1. Phénoménologie.....	45
1.2.2. Théories microscopiques et couplage spin-orbite	46
1.2.3. Contributions skew scattering et side jump	49
1.2.4. Loi d'échelle.....	50
1.3. Effet Hall Anormal dans les multicouches.....	50
1.3.1. Revue expérimentale	50
1.3.2. Théorie de Zhang : side-jump	51
1.3.3. Théorie de Ryzhanova et Vedyayev : skew-scattering	52
1.3.4. Modèle de J. Wunderlich, A. Crépieux et P. Bruno	53
1.3.5. Conclusion	53
2. Effet Hall anormal dans les films continus de Pt/Co/Pt	53
2.1. Avantages du système Pt/Co/Pt pour l'étude de l'EHA.....	54
2.2. Effet Hall anormal dans les films ultra-minces Pt/Co/Pt	56
2.2.1. Protocole expérimental et résultats	56
2.2.2. Discussion des résultats expérimentaux	62
2.3. Influence de la diffusion de surface sur l'EHA.....	63
2.4. Influence de l'irradiation sur l'effet Hall anormal	65
2.4.1. Irradiation ionique.....	65
2.4.2. Effet d'irradiation par des ions He^+ sur l'Effet Hall Anormal.....	67
2.4.3. Discussion des résultats expérimentaux	74
3. Conclusion	75

Chapitre 4 Détection de la propagation d'une paroi magnétique dans une piste par mesure d'effet Hall extraordinaire

1. Réalisation des micro-dispositifs	81
1.1. Lithographie optique : contacts électriques en Au	81
1.2. Lithographie électronique.....	84
2. Mesure d'effet Hall anormal résolue en temps	91
2.1. Présentation du dispositif expérimental	92
2.2. Principe de détection de la propagation d'une paroi	95
2.2.1. Mesure de la tension de Hall	95
2.2.2. Mesures de la tension longitudinale V_R	99

2.2.3. Mesure de différence $V_{H1} - V_{H2}$	100
3. Conclusion	101

Chapitre 5 Dynamique de propagation d'une paroi de domaine dans des pistes submicroniques
--

1. Propagation de paroi de domaine dans une croix de Hall	106
2. Propagation de paroi de domaine dans une piste submicronique.....	110
2.1. Résultats expérimentaux.....	110
2.1.1. Influence de la largeur de la piste w_0	110
2.1.2. Influence de la rugosité des bords de la piste sur la dynamique de la paroi	114
2.2. Modèle de reptation dans une piste magnétique	116
2.2.1. Régime de reptation dans un film continu	116
2.2.2. Champ de propagation dans la piste : $H_p(x)$	121
2.2.3. Régime reptation dans la piste.....	123
2.3. Influence de la température sur la propagation de paroi dans une piste.....	127
3. Conclusion	129

Chapitre 6 Influence de l'irradiation sur la dynamique de paroi de domaine dans un film continu
--

1. Présentation du système	135
2. Dépendance temporelle des cycles d'hystérésis à température ambiante	136
2.1. Film non irradié.....	136
2.2. Films irradiés : $F = 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ et $F = 5.10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$	138
2.3. Résumé des résultats	141
3. Vitesse de propagation de paroi de domaine.....	141
3.1. Régime de reptation	143
3.2. Régime thermiquement activé.....	145
3.3. Régime visqueux ($H > H_{\text{crit}}$).....	146
4. Interprétation des résultats expérimentaux	147
5. Conclusion	148

Conclusion générale

Chapitre 1

Introduction Générale

1. Nanostructures magnétiques	3
1.1. Les propriétés des nanostructures	3
1.2. Les longueurs caractéristiques dans les nanostructures	4
1.2.1. Longueurs caractéristiques du micromagnétisme	5
1.2.2. Longueurs caractéristiques du transport	5
2. Enregistrement magnétique et techniques alternatives	6
2.1. Disques durs	6
2.2. Techniques alternatives	7
3. Motivations et objectifs de mon travail de thèse	8

Chapitre 1

Introduction Générale

Grâce au transfert efficace des techniques d'élaboration des dispositifs semi-conducteurs de basse dimensionnalité vers les systèmes magnétiques, nous assistons à un développement formidable du domaine de nanomagnétisme. Son émergence fulgurante est à la fois motivée par la physique fondamentale bouleversée par des nouvelles propriétés du fait de la réduction de la dimensionnalité et de l'abaissement de la symétrie du système, mais aussi par les enjeux industriels dans le domaine de l'enregistrement magnétique. L'exemple le plus frappant de ces 15 dernières années est le disque dur qui a su intégrer les découvertes de la recherche en micromagnétisme, notamment par l'introduction de nanostructures magnétiques dans les têtes de lecture des disques. C'est dans ce cadre scientifique que nous nous sommes intéressés au processus du retournement de l'aimantation dans les **nanostructures magnétiques**.

Dans un premier temps je vais décrire les propriétés magnétiques et de transport dans les nanostructures. Ensuite, je présente un aperçu du domaine de l'enregistrement magnétique via les disques durs et des techniques alternatives aux concepts traditionnels. Dans la dernière partie je présente les motivations et l'objectif de ce travail de thèse.

Enfin, dans mon manuscrit le système d'unité utilisé est CGS, encore majoritairement présent dans le monde du magnétisme.

1. Nanostructures magnétiques

1.1. Les propriétés des nanostructures

Grâce aux progrès des techniques de croissance (évaporation sous ultravide, pulvérisation cathodique...), nous pouvons désormais fabriquer des films ultraminces métalliques avec seulement quelques couches atomiques. Cette structure quasi-bidimensionnelle induit l'apparition de nouvelles propriétés physiques.

Aux interfaces d'une couche ultra-mince, la structure de bande est fortement perturbée par la rupture de symétrie. D'une part, certains métaux non magnétiques à l'état massif (palladium, platine...) semblent acquérir un moment magnétique en couche

ultramine en contact avec d'autres métaux [Himpsel-98]. D'autre part la rupture de symétrie de translation aux interfaces crée un axe de symétrie suivant la normale du plan du film, qui donne naissance à l'anisotropie magnéto-cristalline d'interface [Bruno-t89]. Cette anisotropie peut induire un axe de facile aimantation perpendiculaire au plan du film lorsqu'elle domine l'anisotropie de forme, d'origine dipolaire (cf. Chapitre 2). Elle prend des valeurs particulièrement élevées pour les interfaces Au/Co et Pt/Co.

Dans les systèmes de multicouches, le confinement dépendant du spin des électrons de conduction du métal intercalaire peut induire un couplage ferromagnétique ou antiferromagnétique entre les couches magnétiques [Grünberg-86, Parkin-91]. Les effets quantiques de taille liés à la périodicité de ces réseaux entraînent des oscillations de la conductivité électrique [Okuno-94], de la rotation Kerr [Katayama-93]. La découverte en 1988 de la magnétorésistance géante (GMR) dans des empilements Fe/Cr par Baibich et ses collaborateurs [Baibich-88] a suscité un intérêt considérable pour la physique de l'électronique dépendant du spin. Cet effet consiste en une variation de la résistance électrique (jusqu'à 65 % à température ambiante) [Parkin-91] lorsqu'on passe d'aimantations de couches parallèles à opposées. Les deux couches magnétiques agissent à la manière d'un polariseur et d'un analyseur de lumière pour le spin de l'électron de conduction.

Dans la seconde moitié des années 90, nous assistons à la réduction des autres dimensions, avec de nombreux travaux sur les fils ou pistes magnétiques (réduction de la dimension latérale: 1D) et sur les plots (0D). De la même manière que pour les systèmes multicouches, les motivations sont à la fois d'ordre fondamental et appliqué. Ces systèmes acquièrent de nouvelles propriétés lorsque leurs dimensions deviennent comparables aux longueurs d'échelles caractéristiques du micromagnétisme et du transport (longueur d'échange, largeur de la paroi de Bloch, libre parcours électronique...). Ces nouvelles propriétés physiques sont des structures de domaines atypiques [Hehn-96], l'effet magnéto-coulomb [Barnas-98], ou encore la quantification du moment magnétique dans des molécules ferromagnétiques [Wernsdorfer-99].

1.2. Les longueurs caractéristiques dans les nanostructures

Les nouvelles propriétés physiques sont intimement liées aux échelles de longueur caractéristiques du transport et du magnétisme. Il est donc important de les résumer et de les classer.

1.2.1. Longueurs caractéristiques du micromagnétisme

- La longueur d'échange $l_{\text{éch}} = \sqrt{A/2\pi M_S^2}$ (2,8 nm pour le cobalt) déduite de la compétition entre les interactions d'échange ferromagnétique (constante A) et de couplage dipolaire (aimantation à saturation M_S). Cette distance caractéristique sépare la zone d'influence où l'emporte l'échange ($l < l_{\text{éch}}$) qui tend à garder parallèles les moments magnétiques individuels, de celle où règne l'interaction dipolaire ($l > l_{\text{éch}}$) qui cherche à minimiser son énergie. L'exemple type de cette compétition se rencontre dans un disque circulaire gravé dans un film mince de matériau isotrope. L'aimantation reste parallèle aux bords pour minimiser l'énergie dipolaire, et elle sort du plan du film dans une structure vortex (de rayon caractéristique $l_{\text{éch}}$) pour résoudre la singularité centrale.
- La largeur de la paroi de Bloch $\Delta = \pi\sqrt{A/K_u}$ (5-10 nm pour le cobalt) déterminé par la compétition entre l'interaction d'échange et l'anisotropie magnétocristalline uniaxiale (constante K_u).

1.2.2. Longueurs caractéristiques du transport

- La longueur de cohérence de phase L_ϕ est la distance typique sur laquelle un paquet d'onde garde toujours la mémoire de sa phase quantique.
- Le libre parcours moyen élastique $\ell_{\text{él}}$ est la distance moyenne entre deux collisions élastiques successives d'un électron sur le défaut. Lorsque le libre parcours moyen est de même grandeur ou supérieur à la taille du système ($\ell_{\text{él}} \geq L$), on est dans le régime balistique
- La longueur d'onde de Fermi λ_F varie de quelques Å dans un métal à quelques centaines d'Å dans une hétérostructure semiconductrice. Lorsque le libre parcours moyen est plus grand que la longueur d'onde de Fermi, la fonction d'onde électronique peut être décrite par un paquet d'onde quasi-classique. Quand $\lambda_F \ll \ell_{\text{él}} \ll L$, l'électron subit un grand nombre de chocs lors de sa traversée de l'échantillon, on parle alors de régime diffusif.

- La longueur de diffusion de spin l_{spin} est la distance nécessaire pour retourner le spin de l'électron. Elle varie de quelques dizaines de nm (métaux ferromagnétiques, métaux lourds (Pt, Au)) à quelques μm (semi-conducteurs).

2. Enregistrement magnétique et techniques alternatives

2.1. Disques durs

Depuis le premier disque dur produit par IBM en 1956, la densité de stockage surfacique ne cesse de croître à un rythme exponentiel (Figure 1). La récente augmentation du rythme de croissance a été rendue possible par l'introduction de dispositifs magnétoélectroniques dans les têtes de lecture, qui ont permis d'augmenter considérablement leur sensibilité.

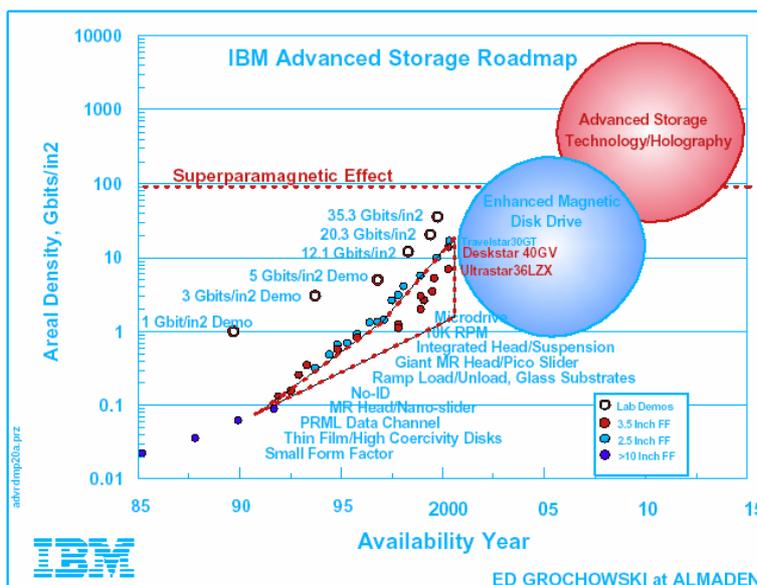


Figure 1 : Evolution de la densité de stockage des disques durs. La limite superparamagnétique sera atteinte avant 2006 et les nouvelles technologies ne permettent pas dépasser 1 Tbit/in². [Figure téléchargée du site web IBM 2003]

Les premières têtes de lecture et d'écriture étaient en ferrite. A partir de 1979, les procédés de fabrication des puces micro-électroniques ont permis d'introduire des têtes à couches minces. En 1991, des têtes de lecture plus sensibles à magnéto-résistance font leur apparition et ont permis de rétrécir la taille des domaines, ce qui conduit à accélérer la croissance de la capacité de stockage. En 1997, IBM perfectionne les têtes de lecture magnéto-résistive en alternant deux couches de matériaux magnétiques avec une couche non magnétique. Ces têtes à magnéto-résistance géante sont environ quatre fois plus sensibles. Le rythme de

croissance actuel est de 100 % par an mais commence à montrer des signes de saturation: l'écart entre démonstration du laboratoire et produits commercialisés diminue. Le support d'enregistrement magnétique actuel est un film granulaire d'épaisseur ≈ 10 nm constitué de grains de taille ≈ 8 nm, formés d'alliage à base de cobalt (Figure 2). L'information est stockée sous forme de domaines magnétiques contenant de l'ordre de 100 grains afin de garder un bon rapport signal sur bruit ($\text{Signal/Bruit} \approx N^{1,5}$, N nombre de grains) compte tenu de la sensibilité des têtes actuelles. Augmenter la densité revient donc à diminuer la taille des grains en maintenant un nombre convenable $N \approx 100$. Au-dessous d'un certain volume, l'aimantation du grain peut se renverser spontanément par activation thermique selon une loi d'Arrhénius $\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{K_u V}{k_B T}\right)$ où K_u est la constante d'anisotropie magnétique: c'est la limite superparamagnétique. En utilisant la technologie actuelle, cette limite devrait être atteinte d'ici 2006.

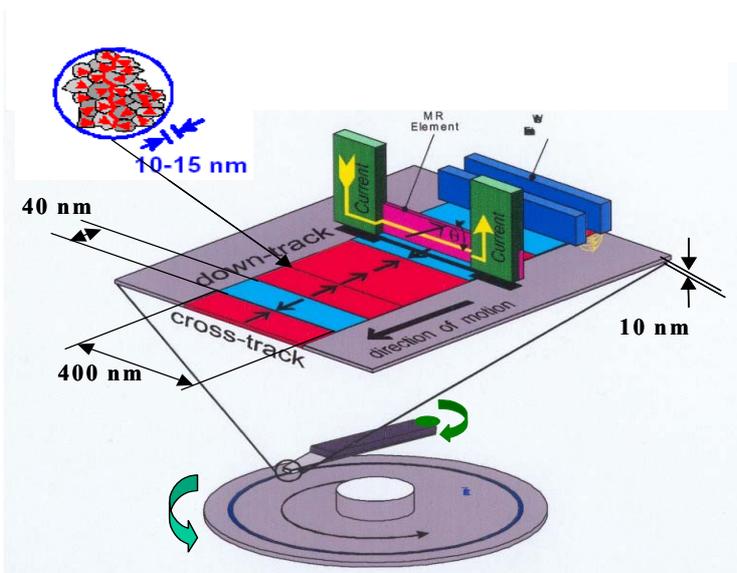


Figure 2 : Tête de lecture sur un disque dur. L'information est organisée en domaines sur des pistes circulaires. La largeur d'un domaine fait 40 nm et sa hauteur 400 nm. Les dimensions sont nanométriques. [Figure téléchargée du site web IBM-2003]

2.2. Techniques alternatives

Les démonstrations de prototypes se succèdent. Actuellement des prototypes de densité de stockage de 200 Gbit/in² (155 Mbits/mm²) sont en démonstration dans les laboratoires. Et la limite aux technologies conventionnelles est fixée autour de 1 Tbit/in² (1,55 Gbit/mm²) [Wood-00].

Pour s'affranchir de cette barrière, des techniques alternatives s'imposent. Une solution prometteuse est l'enregistrement perpendiculaire, où l'axe de facile aimantation est perpendiculaire au plan du disque. Dans cette configuration, les couplages dipolaires entre deux cellules d'aimantations opposées sont moins forts que dans le cas de l'enregistrement longitudinal. On peut aussi augmenter K_u pour faire reculer la limite superparamagnétique en proposant de nouveaux alliages magnétiques.

A côté de toutes ces approches qui sont assez classiques et dont la réalisation reste encore très complexe, des solutions radicalement différentes sont proposées. Elles consistent à utiliser un support d'enregistrement nanostructuré (Figure 3) où chaque bit magnétique est stocké physiquement dans une entité bien définie [Chou-97]. Cette nanostructuration du milieu permet de réduire considérablement le bruit de transition entre deux bits adjacents et d'améliorer la stabilité thermique du bit. Les techniques de nanostructuration sont nombreuses, on peut citer la lithographie électronique [Chou-94], la lithographie X [Henh-96], la nanoimpression [Chen-98]. Dans ces nanostructures, il est évident qu'un contrôle précis des propriétés magnétiques est très important (champ coercitif, retournement de l'aimantation). Notamment comprendre comment interagit le processus du retournement de l'aimantation dans ces nanostructures est crucial pour les applications futures de l'électronique dépendant de spin et l'enregistrement magnétique à haute densité.

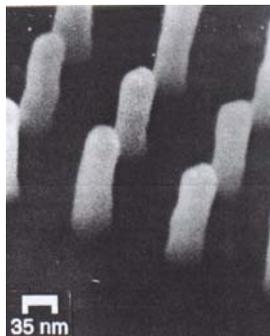


Figure 3: Milieu magnétique nanostructuré sous forme de pilier de Nickel. [Krauss-94].

3. Motivations et objectifs de mon travail de thèse

Comme on l'a vu ci-dessus, l'étude du magnétisme des petits objets et en particulier ceux aimantés perpendiculairement est un domaine en plein essor. Ce développement est stimulé par l'amélioration conjointe des procédés de microfabrication et des techniques de caractérisation locale, et par les enjeux industriels de l'enregistrement magnétique.

Beaucoup de travaux ont été réalisés pour comprendre la configuration d'aimantation statique (parois, domaines...) dans ces objets de taille submicronique. En revanche la dynamique de l'aimantation dans de telles structures de dimensions réduites reste encore un problème ouvert, en particulier l'influence des défauts inhérents à tout échantillon réel. C'est dans ce cadre que se situe mon travail de thèse, au travers de l'étude de la dynamique de propagation d'une paroi magnétique dans des pistes submicroniques.

De nombreux travaux expérimentaux ont permis de comprendre le processus de nucléation de domaines magnétiques et de propagation de leurs parois sur des films ultraminces continus de Pt/Co/Pt [Lemerle-98]. Ces couches ultraminces possèdent une forte anisotropie perpendiculaire, et constituent donc un système modèle magnétique bidimensionnel. Les propriétés statiques de ces systèmes sont relativement bien connues dans notre laboratoire puisqu'elles ont fait l'objet de nombreuses thèses dans notre groupe. La plupart des techniques utilisées pour caractériser le retournement de l'aimantation sont des méthodes d'imagerie (microscopie magnéto-optique, microscopie à force magnétique). Dans notre groupe, nous avons développé une technique de mesure dynamique basée sur une propriété de magnéto-transport, l'effet Hall anormal. Cette technique possède une sensibilité magnétique ($10^5 \mu_B$) comparable au micro-squid ($10^3 \mu_B$) [Wernsdorfer-01]. De plus elle permet de suivre la propagation de paroi en temps réel, ce qui n'est le cas des techniques d'imageries conventionnelles.

Mon travail de thèse est divisé en deux grandes parties essentielles.

L'objectif de la première partie de mon travail de thèse est d'une part d'apporter des explications sur l'origine physique de l'Effet Hall Anormal (EHA) dans des systèmes de tricouches de Pt/Co/Pt où les épaisseurs des couches sont comparables aux libre parcours moyens, et pour cela nous utilisons en particulier l'effet de l'irradiation sur l'effet Hall anormal.

La seconde partie importante de mon travail est consacrée à l'étude du processus du retournement de l'aimantation dans les pistes submicroniques ($w = 500 - 2\mu m$) magnétiques gravées dans des films ultraminces à anisotropie perpendiculaire de Pt/Co($0.5nm < t_{Co} < 1nm$)/Pt/ Al_2O_3 , où la géométrie (forme et taille) ainsi que les défauts introduits par les processus de nanostructuration peuvent exercer une forte influence sur la

dynamique du retournement. Dans cette étude, nous utilisons l'effet Hall anormal pour détecter la propagation d'une paroi magnétique de type Bloch.

Le plan de mon manuscrit est organisé de la manière suivante :

Dans le **chapitre 2**, nous présentons les propriétés magnétiques et structurales de nos échantillons de Pt/Co/Pt/Al₂O₃ ainsi que les différentes techniques mises en jeux.

Le **chapitre 3** est consacré à nos résultats sur l'effet Hall anormal dans les films Pt/Co/Pt. En particulier nous nous sommes intéressés aux effets d'irradiation ionique (He⁺) sur l'effet Hall anormal pour déterminer l'origine de l'effet Hall anormal dans les multicouches.

Le **chapitre 4** est consacré aux techniques principales de fabrication des micro-dispositifs (lithographie optique, lithographie électronique) et à la technique de mesure de vitesse de propagation d'une paroi dans une piste par effet Hall anormal.

Le **chapitre 5** présente les résultats de ma thèse sur la dynamique de la propagation de paroi dans une piste submicronique. Nous nous sommes intéressés particulièrement à l'influence que peut exercer la rugosité des bords de la piste sur le processus du retournement de l'aimantation. Notamment, un régime de propagation de type reptation dans la piste est mis en évidence. Un modèle analytique est développé pour expliquer les résultats.

Enfin le **dernier chapitre** présente les premiers résultats de l'effet de l'irradiation sur la dynamique de propagation de paroi dans un film continu.

Références

- [Baibich-88] M.N. Baibich, J.M. Brot, A. Fert, F. Nguyen Van Dan, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuset, A. Friederich, J. Chazela, *Phys. Rev. Lett.* **61**, p2152 (1988).
- [Barnas-98] J. Barnas, A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **80** p1058 (1998).
- [Bruno-t89] P. Bruno, "*Anisotropie magnétique et hystérésis du cobalt à l'échelle du plan atomique*", Thèse de doctorat de l'université Paris XI (1989).
- [Chen-98] Y. Chen, V. Kottler, F. Carcenac, J.F. René, N. Essaisi, H. Launois, *J. Vac. Sci. Technol B* **16**(6) p3830 (1998).
- [Chou-94] S. Y. Chou, P. R. Krauss et L. Kong, *J. Appl. Phys.* **79**, 6101 (1994).
- [Chou-97] S.Y. Chou, *Proceedings of IEEE* **85**, 652 (1997).
- [Grünberg-86] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [Hehn-96] M. Hehn, K. Ounadjela, J-P. Bucher, F. Rousseaux, D. Decanini, B. Barteblan, and C. Chappert, *Science* **272**, 1782 (1996).
- [Himpsel-98] F.J. Himpsel, J.E. Ortega, G.J. Mankey, R.F. Willis, *Advances in Physics*, **47** (4) p511 (1998).
- [Katayama-93] T. Katayama, Y. Susuki, M. Hayashi et A. Thiaville, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 527 (1993).
- [Krauss-94] P.R. Krauss, P.B. Fischer, S.Y. Chou, *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** (6) p3639 (1994).
- [Lemerle-98] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, P. Le Doussal, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 849 (1998).
- [Okuno-94] S. N. Okuno et K. Inoma, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1553 (1994).
- [Parkin-90] S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3598 (1991).
- [Parkin-91] S. S. P. Parkin, Z. G. Li, D. J. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2710 (1991).
- [Wernsdorfer-99] W. Wernsdorfer, R. Sessoli, *Science*, **284**, 133 (1999).
- [Wernsdorfer-01] "*Classical and quantum magnetization reversal studied in nanometer-sized particles and clusters*" A publier dans *Advances in Chemical Physics*, volume 118; [cond-mat/0101104](#).

- [Wood-00] R. Wood, "*The feasibility of magnetic recording at 1 Terabit per square inch*", IEEE Trans. Mag., **36** (1) 36-41 (2000).

Chapitre 2

Propriétés structurales et magnétiques des couches ultraminces de Pt/Co/Pt

1. Les films Pt/Co/Pt : fabrication et caractérisation.....	13
1.1. Croissance par pulvérisation cathodique.....	13
1.2. Etudes structurales par diffraction de rayons X.....	14
1.3. AFM : topologie de la surface.....	16
2. Energies dans un film ultra-mince ferromagnétique de Pt/Co/Pt.....	17
2.1. Aimantation.....	17
2.2. Energies magnétiques	17
2.2.1. <i>Energie d'échange</i>	18
2.2.2. <i>Energie d'anisotropie magnétique</i>	18
2.2.3. <i>Energie Zeeman</i>	20
2.2.4. <i>Axe de facile aimantation</i>	21
3. Structure et énergie d'une paroi de domaine dans un film ultramine à anisotropie perpendiculaire.....	22
3.1. Structure statique d'une paroi de domaine 1D.....	22
3.2. Dynamique d'une paroi de Bloch	24
4. Retournement de l'aimantation dans des couches ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire	26
4.1. Microscopie magnéto-optique.....	26
4.2. Processus du retournement de l'aimantation	29
4.3. Les différents régimes de propagation de paroi.....	31
4.3.1. <i>Régime en fort champ ($H_a > H_{crit}$): régime visqueux</i> :	32
4.3.2. <i>Régime bas champ ($H_a < H_{crit}$) : régime thermiquement activé</i>	33
4.3.3. <i>Régime à très bas champ ($H_a \ll H_{crit}$) : régime de reptation</i>	34
5. Conclusion	35

Chapitre 2

Propriétés structurales et magnétiques des couches ultraminces de Pt/Co/Pt

Notre objectif est d'étudier le processus du renversement de l'aimantation dans des nanostructures gravées sur des films ultra-minces de Pt/Co/Pt/Al₂O₃ à anisotropie perpendiculaire. Nous avons choisi ce système car ses propriétés structurales et magnétiques sont bien connues et maîtrisées dans notre laboratoire. D'autre part, comme je vais le montrer, il constitue un système modèle pour l'étude de la propagation de paroi. Dans ce chapitre je décris brièvement ses propriétés structurales et magnétiques, celles-ci ayant déjà été décrites dans de nombreuses thèses de notre Département [Devolder-t00, Wunderlich-t00].

Je présente tout d'abord dans le paragraphe 1 la préparation des échantillons. Ensuite le paragraphe 2 est consacré à la description des propriétés structurales et magnétiques. Puis je décris dans le paragraphe 3 la structure statique et la dynamique d'une paroi de Bloch dans une couche magnétique. Enfin le dernier paragraphe présente les différents régimes dynamiques de propagation de paroi magnétique dans ces films ultraminces.

1. Les films Pt/Co/Pt : fabrication et caractérisation

1.1. Croissance par pulvérisation cathodique

La croissance des films ultra-minces Pt/Co/Pt est obtenue par pulvérisation cathodique à l'aide d'un bâti commercial Alcatel A610 de pression résiduelle 5×10^{-8} mbar. Les conditions de dépôt ont été optimisées par V. Kottler [Kottler-t98] et V. Mathet [Mathet-03]. Nous obtenons ainsi des films ultra-minces de très bonne qualité de surface et d'interfaces. Les dépôts sont effectués en utilisant la configuration standard de la machine avec le substrat et la cible face à face. Les études menées au cours de cette thèse sont consacrées exclusivement aux films épitaxiés sur monocristaux d'alumine Al₂O₃ d'orientation (0001). Ces substrats sont préalablement dégraissés puis nettoyés par une attaque chimique NH₃ : H₂O₂ : H₂O juste avant la croissance. Les substrats sont ensuite dégazés pendant 20 mn dans le bâti de dépôt à 650°C sous vide. Tous les dépôts sont effectués ensuite en plasma Argon à

la pression de 5×10^{-3} mbar. Je décris brièvement ci-dessous les étapes successives de dépôt des tricouches de Pt/Co/Pt (Figure 1).

Une première couche tampon de Pt d'épaisseur 40 Å est déposée sur le substrat d' Al_2O_3 à 600 °C en mode magnétron DC (~ 1 Å/s). Puis le système est refroidi jusqu'à 300 °C, température à laquelle une couche de 5 Å de Pt est déposée en mode RF afin d'assurer une bonne qualité de la surface. La couche de Co est déposée immédiatement en mode RF ($\sim 0,1$ Å/s). Finalement une couche de couverture Pt de 34 Å est déposée afin d'éviter l'oxydation de la couche de Co. Les vitesses de dépôt sont contrôlées avant chaque campagne de croissance par la technique de réflectométrie de rayons X.

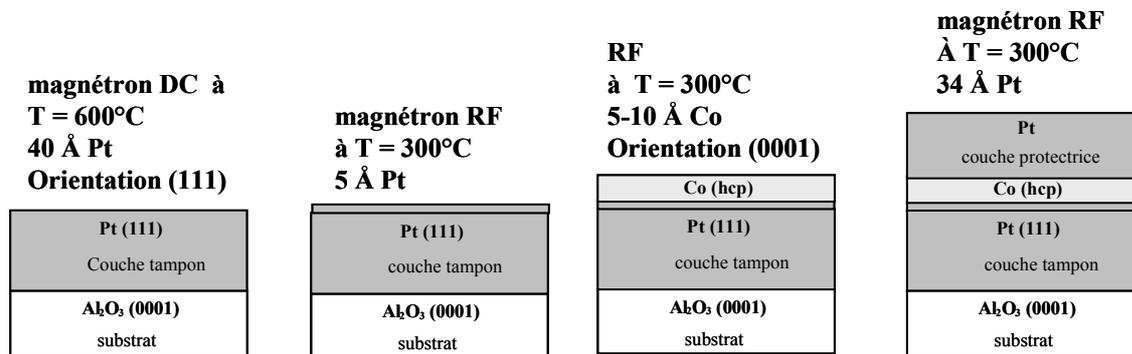


Figure 1 : Etapes successives de croissance des tricouches de Pt/Co/Pt

Les études des propriétés de propagation de paroi magnétique dans des pistes ont été menées sur deux séries d'échantillons d'épaisseurs ($t_{\text{Co}} = 5$ Å et 10 Å), à aimantation perpendiculaire, qui peuvent être considérés comme des systèmes à 2D (cf. chapitre 5).

1.2. Etudes structurales par diffraction de rayons X

La réflectométrie de rayons X rasant (GXR) est une technique qui permet de déterminer avec une excellente précision les différentes épaisseurs mises en jeu au sein d'un empilement multicouche de type Pt/Co/Pt. Elle permet aussi de sonder la microstructure des couches minces avec une très grande sensibilité [Devolder-00, Mathet-03]. Un spectre typique de GXR est donné sur la Figure 2. Il nous montre une modulation de l'intensité en fonction de l'angle d'incidence (franges de Kiessig correspondant à l'épaisseur totale du sandwich) [Kiessig-31]. La décroissance moyenne (1-7 degrés) de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence suit une loi en $1/\theta^n$, avec $n = 4,8$. Ce résultat nous indique typiquement une faible rugosité de surface et d'interface.

Un programme commercial GIXA (Grazing Incidence X-ray Analysis) a été utilisé pour simuler les franges d'interférences. Le modèle basé sur des équations de Fresnel calcule par récurrence l'intensité de la réflectivité en ajustant les indices de réfraction des couches, les épaisseurs et la rugosité des interfaces. Une courbe d'ajustement est comparée à la courbe expérimentale sur la Figure 2. Les rugosités des interfaces inférieures (couche tampon Pt/Co) et supérieure (Co/couverture de Pt) déduites de l'ajustement optimal sont de l'ordre de 2 Å. La rugosité de la surface de Pt est très faible (< 3 Å) en accord avec les mesures d'AFM.

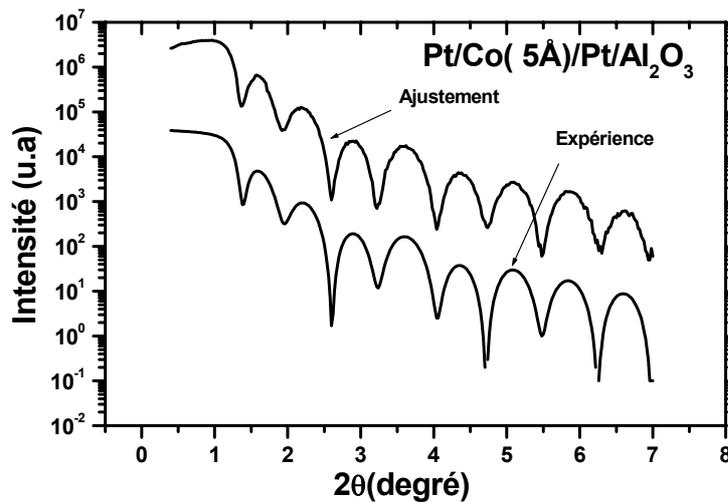


Figure 2 : Spectre de réflectivité X d'un empilement Pt/Co (5Å)/Pt. La courbe d'ajustement est multipliée par un facteur de 100.

La technique de diffraction de RX en géométrie $\theta/2\theta$ a été utilisée pour déterminer l'orientation cristallographique présente dans les tricouches de Pt/Co/Pt. La figure 3 montre une courbe d'intensité de diffraction en fonction de l'angle 2θ pour un échantillon de Pt/Co(13 Å)/Pt/Al₂O₃(0001). Dans cette géométrie de mesure, seules les distances entre les plans cristallins parallèles au film et le nombre de plans consécutifs sont accessibles. Seuls les pics de Bragg du Pt(111) et du substrat sont visibles. La couche de Co étant trop fine, et la section efficace de diffusion trop faible par rapport à celle du Pt, il n'est pas possible de détecter le pic de Bragg du Co(0002).

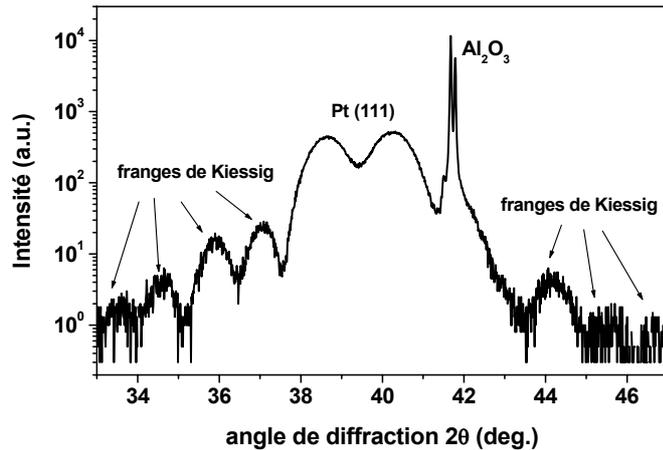


Figure 3 : Diffraction X en géométrie $\theta/2\theta$ sur un échantillon Pt/Co(13Å)/Pt/Al₂O₃(0001) [Devolder-t00]

L'orientation cristalline du Pt(111) présente une désorientation inférieure à 1° [Mathet-03]. En utilisant l'équation de Scherrer, T. Devolder a estimé dans sa thèse à partir de la largeur à mi-hauteur du pic Pt(111) que la longueur de cohérence cristalline L_{\perp} dans la direction de croissance est voisine de l'épaisseur totale du film. Il n'y a donc pas de joints de grains dans le plan vertical.

1.3. AFM : topologie de la surface

La topologie surfacique de la couche de couverture de Pt et de la couche tampon de Pt a été mesurée par microscopie à force atomique (AFM) à l'IEF (Figure 4) [Mathet-03]. La couche tampon de Pt est continue à partir d'une épaisseur de 40 Å. La taille caractéristique des grains varie entre 30 à 40 nm. Les études d'AFM nous révèlent également une rugosité pic à pic de l'ordre de 6Å sur une distance de 1 μm , et une rugosité quadratique moyenne de l'ordre de 2 Å, en bon accord avec les mesures de GXR.

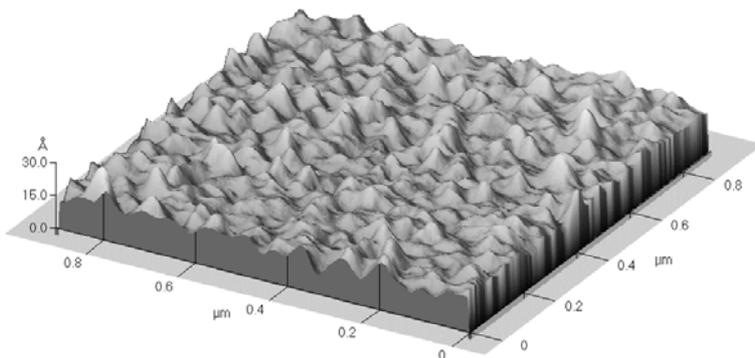


Figure 4 : Topographie ($1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$) mesurée par microscopie à force atomique de la surface Pt/Co(10Å)/Pt/Al₂O₃(0001).

On obtient donc des films quasi épitaxiés, de très bonne qualité structurale (surface et interface). Les principaux défauts sont des marches monoatomiques à l'interface et des joints de grain distribués de manière homogène spatialement [Mathet-03].

2. Energies dans un film ultra-mince ferromagnétique de Pt/Co/Pt

2.1. Aimantation

Nos mesures d'aimantation à saturation M_S en fonction de la température (Figure 5) pour un échantillon avec une épaisseur de Co nominale $t_{Co} = 5 \text{ \AA}$ (Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un magnétomètre à SQUID à l'ESPCI (J. Monot et N. Bontemp)) montrent que M_S varie linéairement de 2112 emu/cm^3 à 10 K à 1638 emu/cm^3 à 300 K. On peut noter que ces valeurs sont supérieures aux valeurs mesurées par J. Caulet [Caulet-t98] sur un échantillon de $t_{Co} = 7 \text{ \AA}$ (respectivement 1800 et 1550 emu/cm^3), ainsi que les valeurs de M_S du cobalt massif qui valent 1422 et 1446 emu/cm^3 à température ambiante et à 4,2 K. Cette augmentation est due à la polarisation des atomes de Pt aux interfaces qui subissent une hybridation avec les bandes 3d du cobalt et aux interdiffusions aux interfaces Pt/Co.

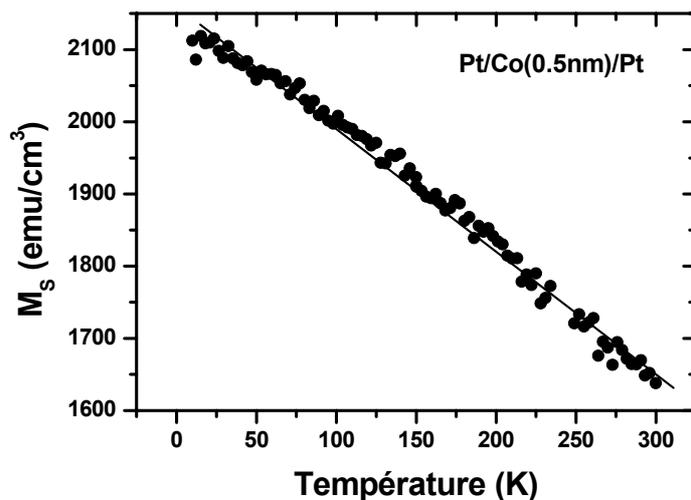


Figure 5 : Evolution de M_S du film Pt/Co(0,5 nm)/Pt en fonction de la température.

2.2. Energies magnétiques

Dans le cas d'un système ferromagnétique homogène, trois types d'interactions coexistent [Landau-35]: les interactions d'échanges qui favorisent un ordre ferromagnétique, les interactions avec le réseau cristallin qui engendrent une anisotropie magnétocristalline et les interactions dipolaires magnétiques. Lorsque le système est soumis à un champ magnétique externe \vec{H}_{ext} l'énergie Zeeman est ajoutée. L'état d'équilibre du système est obtenu en minimisant son énergie totale :

$$(1) \quad e_{\text{tot}} = e_{\text{éch}} + e_{\text{dip}} + e_{\text{anis}} + e_{\text{ext}}$$

Cette minimisation de l'énergie totale détermine la configuration magnétique du système (domaines magnétiques, parois de domaines).

2.2.1. Energie d'échange

D'origine purement quantique, l'énergie d'échange est de nature coulombienne. Au-dessous de la température de Curie, elle est responsable d'une aimantation spontanée en l'absence de champ magnétique appliqué, favorisant l'alignement des moments magnétiques. Elle est très intense entre les premiers moments voisins et décroît très vite avec la distance. La densité d'énergie d'échange s'exprime en fonction des gradients des cosinus directeurs des vecteurs moment magnétique [Néel-44] :

$$(2) \quad e_{\text{éch}} = A_{\text{éch}} \left[(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 \right]$$

Le coefficient $A_{\text{éch}}$ caractérise l'intensité des interactions d'échange au sein du matériau. L'équation (2) exprime la densité d'énergie que coûte au système le décalage ∇m_i entre les cosinus directeurs m_i ($i = x, y, z$) des moments voisins.

2.2.2. Energie d'anisotropie magnétique

On l'exprime phénoménologiquement par une énergie qui dépend de l'orientation de \mathbf{M} par rapport aux axes de symétrie cristalline de l'échantillon et à sa forme macroscopique de l'échantillon. On les distingue respectivement par les noms d'anisotropie magnéto-cristalline de volume ($E_{\text{mc}}^{\text{vol}}$) et d'anisotropie de forme (E_d). L'anisotropie de forme provient de l'interaction dipolaire magnétique qui est une interaction à longue portée alors que l'anisotropie magnéto-cristalline est une grandeur locale. Cette anisotropie magnétocristalline provient généralement de l'interaction entre la distribution de charges de l'environnement et les orbitales des électrons magnétiques de l'atome considéré. Elle s'explique donc par la symétrie de l'environnement local des atomes magnétiques. Par ailleurs dans le cas de couches ultra-minces, la brisure de symétrie à une surface ou à une interface [Bruno-t89] entraîne aussi l'existence d'une anisotropie magnéto-cristalline d'interface ($E_{\text{mc}}^{\text{surf}}$).

Pour un cristal de cobalt hcp dont l'axe \mathbf{c} est parallèle à la normale \mathbf{n} au plan des couches, on peut développer les différents termes dans une base de coordonnées polaires (Figure 6).

L'anisotropie magnéto-cristalline de volume s'exprime donc comme :

$$(3) \quad e_{mc}^{vol} = K_1^{vol} \cdot \sin^2 \theta + K_2^{vol} \cdot \sin^4 \theta + o(\sin^6 \theta, \sin 6\phi)$$

Dans le cobalt massif à 300 K, on a $K_1^{vol} = 4,48 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ et $K_2^{vol} = 1,4 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$. Les termes d'ordre supérieurs ou égal à 6 en θ et ϕ (angle azimutal entre l'aimantation et $\text{Co}[10\bar{1}0]$) sont très faibles devant K_1^{vol} et K_2^{vol} [Wohlfahrt-80]. K_1^{vol} et K_2^{vol} étant positifs, l'anisotropie magnéto-cristalline de volume tend à aligner l'aimantation selon l'axe c .

Lorsque le film est soumis à une contrainte uniaxiale selon c , il faut aussi tenir compte de l'énergie "magnéto-élastique" correspondant à une variation de l'énergie magnétocristalline liée aux déformations anisotropes du réseau. Au premier ordre, elle s'écrit [de Jonge-93] comme:

$$(4) \quad e_{élastique} = (3/2)\lambda \cdot \varepsilon \sin^2 \theta$$

où $E_y = 2,1 \times 10^{12} \text{ dyne/cm}^2$ est le module de Young du cobalt, $\lambda = -5 \times 10^{-5}$ la constante d'anisotropie magnéto-élastique des plans (0002) du cobalt hcp, et ε la déformation dans le plan du film. Cette expression n'est valide que si la déformation se fait avec conservation du volume de la maille

L'énergie d'anisotropie de forme s'exprime comme :

$$(5) \quad e_d = K_d \sin^2 \theta \quad \text{avec } K_d = -2 \cdot \pi \cdot M_s^2$$

Cette expression est rigoureuse si l'on considère que l'aimantation est uniforme dans le plan d'une couche d'extension latérale infinie. Cette anisotropie de forme favorise une orientation de l'aimantation dans le plan. Pour le Cobalt, où $2 \cdot \pi \cdot M_s^2 \approx 1.3 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$, la constante d'anisotropie est 2,5 fois plus importante que la constante d'anisotropie magnéto-cristalline de volume, et tend donc à induire une aimantation planaire en l'absence d'anisotropie d'interface. Il faut souligner que dans le cas d'une nanostructure, la valeur du coefficient $K_d = -2\pi M_s^2$ n'est plus rigoureusement exacte [Wunderlich-t01].

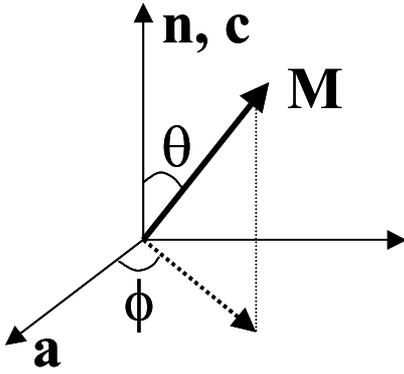


Figure 6 : Les angles polaires θ et ϕ sont définis par rapport aux axes cristallins c et a , et la direction de l'aimantation M . L'axe c de Co $hcp(0001)$ est parallèle à la normale n aux couches.

Dans le cas de films ultra-minces tels que nos échantillons de Pt/Co/Pt, la contribution de l'anisotropie d'interface devient prédominante. Soit t_{Co} l'épaisseur de Cobalt, elle s'exprime comme :

$$(6) \quad e_{mc}^{surf} = K_{surf} \times \sin^2\theta / t_{Co} + o(\sin^4\theta / t_{Co})$$

Dans le cas de nos échantillons, les termes d'ordre supérieurs à 2 sont négligeables. K_{surf} dépend fortement de la qualité des interfaces entre le cobalt et le platine (planéité, contrainte). L'ordre de grandeur est compris entre 0.1 – 1 erg/cm². Pour nos dépôts sur alumine, l'anisotropie d'interface est mesurée [Mathet-03] à $K_{surf} = 0,62 \pm 0,05$ erg/cm².

Au premier ordre en $\sin^2\theta$, nous pouvons donc définir une anisotropie uniaxiale effective :

$$(7) \quad e_{K_{eff}} = K_{eff} \sin^2\theta$$

$$\text{où } K_{eff} = K_1^{Vol} + K_d + \frac{K_{surf}}{t_{Co}}.$$

2.2.3. Energie Zeeman

En présence d'un champ magnétique extérieur appliqué au système, l'aimantation tend à s'orienter dans sa direction, afin de minimiser l'énergie du système. La densité d'énergie "Zeeman" s'écrit comme :

$$e_Z = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}$$

qui se réduit à $e_Z = -H \cdot M_s \cdot \cos\theta$ si le champ est perpendiculaire aux couches, ce qui sera le cas dans toutes nos mesures.

2.2.4. Axe de facile aimantation

Dans le cas d'un cobalt hcp (0001) pris en sandwich entre deux couches de platine, l'orientation spontanée de l'axe de facile aimantation résulte donc de la compétition entre l'énergie magnéto-cristalline qui favorise une direction d'aimantation perpendiculaire au plan du film et le terme dipolaire qui favorise au contraire une orientation dans le plan. En minimisant l'énergie totale on peut déterminer comment l'orientation de l'axe facile dépend de l'épaisseur de cobalt. Si l'épaisseur de cobalt d'un sandwich est faible, c'est-à-dire si

$$(8) \quad t_{\text{Co}} < t_{\text{perp}} = \frac{K_{\text{surf}}}{2\pi M_{\text{S}}^2 - K_{\text{I}}^{\text{vol}}}$$

alors l'énergie totale du système magnétique est minimale quand l'aimantation est perpendiculaire aux couches. Pour nos sandwichs déposés sur alumine, cette épaisseur vaut de 18 à 24 Å selon la qualité de l'échantillon. Les échantillons principalement étudiés dans cette thèse ont des épaisseurs de cobalt de 5 Å à 10 Å, leur axe de facile d'aimantation est donc perpendiculaire au plan des couches. Comme il est indiqué sur la Figure 7, on remarque que les cycles d'hystérésis sont très carrés, ce qui est la signature d'une forte anisotropie perpendiculaire. D'autre part le signal magnéto-optique Kerr pour la couche de cobalt de 10 Å est plus grand que celui mesuré sur la couche de 5 Å, ce qui est compatible avec le fait que le signal Kerr varie approximativement linéairement avec l'épaisseur de la couche magnétique aux faibles épaisseurs.

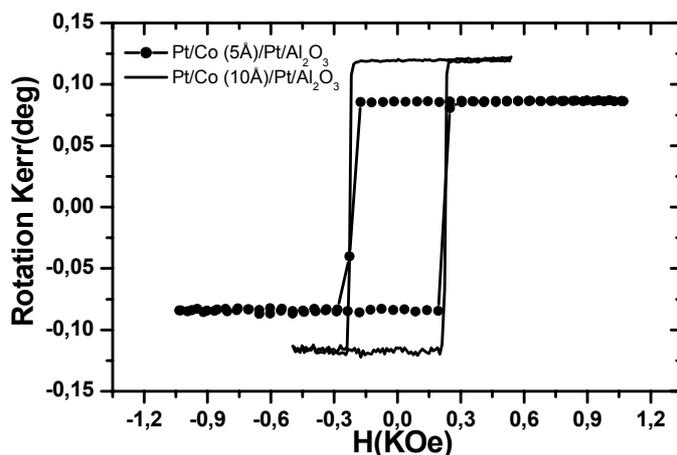


Figure 7: Cycles d'hystérésis de films de Pt/Co(5Å)/Pt/Al₂O₃ et Pt/Co(10Å)/Pt/Al₂O₃ mesurés par rotation Kerr polaire à température ambiante.

3. Structure et énergie d'une paroi de domaine dans un film ultramince à anisotropie perpendiculaire

Dans ce paragraphe, je décris brièvement la structure d'une paroi de domaine et sa dynamique dans nos films ultraminces de Pt/Co($t_{Co} \leq 10 \text{ \AA}$)/Pt. Une description plus détaillée a été donnée dans la thèse de J. Wunderlich [Wunderlich-t01]

3.1. Structure statique d'une paroi de domaine 1D

Nos films ultra-minces de Pt/Co($t_{Co} \leq 10 \text{ \AA}$)/Pt montrent donc une anisotropie magnétique perpendiculaire, avec l'axe de facile aimantation orienté selon l'axe z normal au plan du film, le plan (x,y) représente le plan du film (Figure 8). Nous avons choisi un système de coordonnées dans lequel la paroi de domaine parallèle à l'axe x est situé à $y = 0$. Dans la zone de transition séparant deux domaines d'aimantation orientés antiparallèlement, l'aimantation tourne rapidement (paroi). Pour notre film à anisotropie uniaxiale, la paroi est une paroi à 180° . Deux modes fondamentaux de paroi peuvent être définis : une paroi de type de Bloch pour laquelle la rotation de 180° s'effectue dans le plan xz ($\phi = 0$ dans le système de coordonnées polaires), et une paroi de type Néel, où la rotation s'effectue dans le plan parallèle à la surface (xy). Dans un film ultra-mince à anisotropie perpendiculaire, Y. Yafet et Gyorgy ont montré que la paroi peut être assimilée à une paroi de type quasi-Bloch (sans domaine de fermeture à la surface) si l'épaisseur de la paroi est très supérieure à l'épaisseur de cobalt (films 2D) [Yafet-88]. Dans leur calcul, l'anisotropie dipolaire est incluse dans le terme K_{eff} (cf. équation 7). Cette hypothèse n'est valable que pour un film ultra-mince uniformément aimanté.

Dans ce cas, la densité d'énergie totale est donnée par :

$$(9) \quad e_{tot} = e_{ex} + e_{K_{eff}} = A\theta'^2 + K_{eff} \sin^2 \theta$$

où $\theta' = d\theta/dy$, et $K_{eff} = K_1^{vol} + \frac{K_{surf}}{t_{Co}} - 2\pi M_s^2$.

La condition d'équilibre du système est obtenue en minimisant l'énergie $e_{tot}(\theta(y))$ par rapport à $\theta(y)$. Elle est donnée par l'équation d'Euler :

$$(10) \quad \frac{\delta e_{tot}}{\delta \theta} = \frac{\partial e_{tot}}{\partial \theta} - \frac{d}{dy} \frac{\partial e_{tot}}{\partial \theta'} \equiv 0$$

La solution de l'équation (10) nous donne le profil de la paroi $\theta(y)$:

$$(11) \quad \theta(y) = \pm 2 \arctan[\exp(y/\Delta)]$$

où $\Delta = \sqrt{A/K_{\text{eff}}}$ et $w = \pi \Delta$ est définie comme la largeur de la paroi de Bloch [Lilley-50]. En substituant la solution trouvée (11) dans l'expression (9) et en l'intégrant entre $y = -\infty$ et $+\infty$, on trouve la densité surfacique d'énergie de la paroi $\sigma = 4\sqrt{A \cdot K_{\text{eff}}}$.

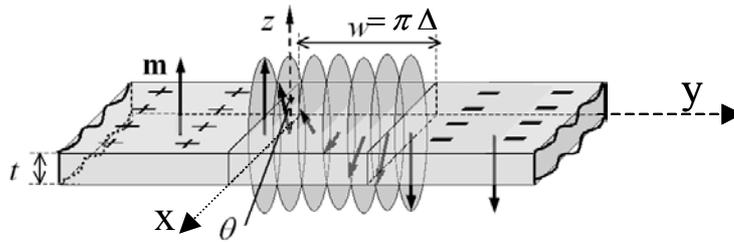


Figure 8 : Schéma d'une paroi de Bloch séparant 2 domaines d'aimantations opposées. Dans la paroi, l'aimantation tourne dans un plan perpendiculaire à la surface de l'échantillon (xz).

Les valeurs de σ et de Δ dans nos films ultra-minces de cobalt sont résumées dans le Tableau 1.

En conclusion les parois magnétiques dans nos films ultra-minces sont de type Bloch et peuvent être considérées comme des nanoobjets à 1D se propageant dans un milieu 2D.

t_{Co} (nm)	K_{eff} (10^6 erg/cm 3)	σ erg/cm 2	Δ (nm)
1	5,5	16,2	7,4
0.5	17,9	29,3	4,1

Tableau 1 : Valeurs de K_{eff} , σ et Δ des échantillons étudiés ($t_{\text{Co}} = 5$ et 10 \AA). ($K_1^{\text{vol}} = 5,8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $K_{\text{surf}} = 0,62 \times 10^6 \text{ erg/cm}^2$ [Mathet-03], $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$ [Stoner-50] et $M_S = 1422 \text{ emu/cm}^3$)

3.2. Dynamique d'une paroi de Bloch

Pour décrire la dynamique d'une paroi de domaine de type Bloch, tous les modèles partent de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert [Landau-35, Gilbert-55] qui décrit le mouvement de l'aimantation autour d'un champ effectif :

$$(12) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right)$$

$$\text{avec } \vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta e_{\text{tot}}}{\delta \vec{M}} = \vec{H} + \vec{H}_{\text{ex}} + \vec{H}_{\text{dip}} + \vec{H}_A$$

où \vec{H} est le champ appliqué, \vec{H}_A le champ d'anisotropie qui dépend de l'orientation relative entre les axes cristallins et l'aimantation, \vec{H}_{ex} le champ d'échange et \vec{H}_{dip} le champ dipolaire.

$\gamma = g\mu_B/\hbar$ est le rapport gyromagnétique (g : facteur de Landé, μ_B : magneton Bohr, \hbar : constante de Planck). Cette équation résulte du fait que le mouvement du vecteur de l'aimantation est régi par deux effets principaux : un effet de précession gyroscopique autour du champ effectif et un effet d'amortissement représenté par un paramètre phénoménologique α appelé facteur d'amortissement de Gilbert.

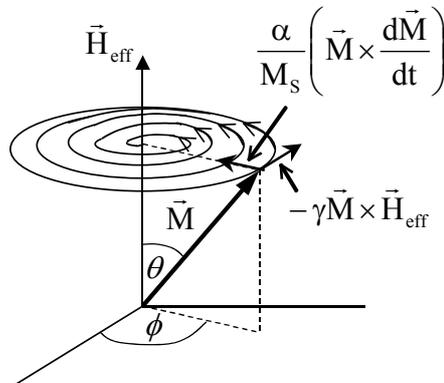


Figure 9 : Précession du vecteur de l'aimantation autour d'un champ effectif en présence d'un faible amortissement.

Dans la paroi ($0 < \theta < \pi$) (Figure 8), sous l'effet du champ appliqué \vec{H}_a dans la direction $0z$, un couple est exercé sur l'aimantation qui commence à précesser, induisant une composante de l'aimantation en dehors du plan (xz). Cette déviation d'angle ϕ fait apparaître des pôles magnétiques, créant ainsi un champ démagnétisant \vec{H}_D^y dans la direction y . Ce champ induit

alors un mouvement de précession des moments dans le plan (xz), qui correspond à un déplacement de la paroi dans la direction y.

La première description générale du mouvement d'une paroi a été donnée par Slonczewski [Slonczewski-72] puis complétée par Malozemoff [Malozemoff-79]. En intégrant l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert dans un système de coordonnées polaires, et en supposant que sous l'action d'un champ perpendiculaire au-dessous d'un certain champ critique dit de Walker $H_a < H_w$ [Schryer-74], la paroi reste de type Bloch, c'est à dire que l'angle azimutal ϕ est indépendant de y ($\phi(y,t) = \psi(t)$). On trouve alors que l'énergie totale du système dépend seulement du vecteur de déplacement q et de l'angle azimutal ψ .

Pour une paroi de Bloch 1D dont le rayon de courbure est très supérieur à la largeur de la paroi Δ , la dérivée de l'angle azimutal par rapport au temps $\dot{\psi}(t)$ s'écrit alors :

$$(13) \quad \dot{\psi} = \gamma \left[H_a - H_C \operatorname{sgn} \dot{q} - \frac{\alpha}{\Delta\gamma} \dot{q} \right] \text{ où } \operatorname{sgn} \dot{q} \text{ représente le signe de } \dot{q}$$

Cette équation décrit le mouvement de précession de l'aimantation dans le plan (xy) autour du champ effectif H_{eff} orienté dans la direction Oz :

$$(14) \quad H_{\text{eff}} = H_a - H_{\text{crit}} \operatorname{sgn} \dot{q} - \frac{\alpha}{\Delta\gamma} \dot{q}$$

où H_a est le champ appliqué et H_{crit} un champ critique introduit pour tenir compte des défauts dans le milieu et qui s'oppose au déplacement de la paroi ($H_{\text{crit}} < H_a$). Le dernier terme représente l'amortissement. En régime stationnaire ($\dot{\psi} = 0$), l'équation de mouvement (13) donne la loi de vitesse pour $H_{\text{crit}} < H_a$ (Figure 10):

$$(15) \quad \dot{q} = v = \mu \cdot [H_a - H_{\text{crit}} \operatorname{sgn} \dot{q}]$$

où $\mu = \frac{\Delta\gamma}{\alpha}$ est la mobilité de la paroi.

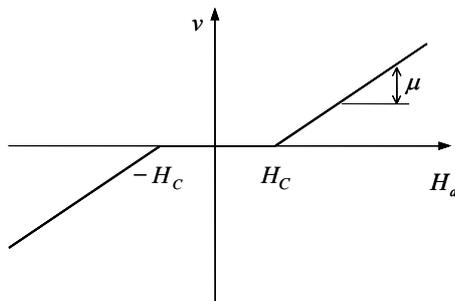


Figure 10 : Variation linéaire de la vitesse de la paroi en tenant compte de l'inhomogénéité du film magnétique représenté par H_C et de l'effet d'amortissement représenté par μ .

L'analyse décrite ci-dessus ne tient pas compte de la température, qui joue un rôle important dans les propriétés du retournement de l'aimantation dans nos films.

4. Retournement de l'aimantation dans des couches ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire

L'objectif de ce paragraphe est de présenter le processus du retournement de l'aimantation dans nos films continus ultra-minces de Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire. Cette étude a été principalement réalisée par microscopie magnéto-optique dans le groupe de J. Ferré au Laboratoire de Physique des Soldes.

Dans un premier temps je présente le principe de la microscopie magnéto-optique utilisée. Ensuite je présente dans le paragraphe 4.2 les processus de nucléation et de propagation dans nos films. Dans le dernier paragraphe 4.3, je décris les différents régimes de vitesse de paroi en fonction du champ appliqué.

4.1. Microscopie magnéto-optique

La microscopie magnéto-optique nous permet de visualiser directement le processus du retournement d'aimantation dans nos échantillons. Toutes les images présentées dans ce travail ont été réalisées sur le banc d'imagerie magnéto-optique (Figure 11) développé par le groupe de J. Ferré (Laboratoire de Physique des solides).

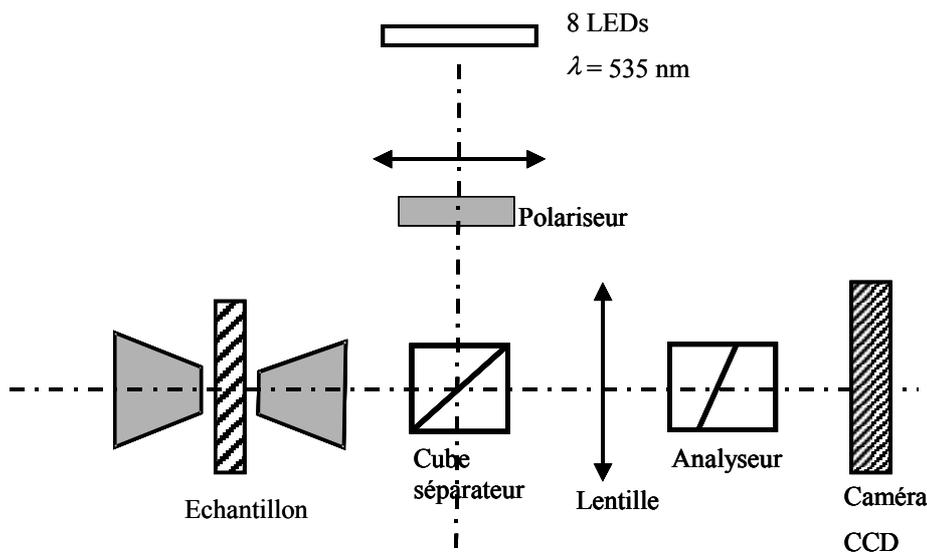


Figure 11 : Schéma du microscope magnéto-optique Kerr. Le banc est utilisé en réflexion. La diode verte (535 nm) est toujours utilisée.

La source lumineuse est constituée de 8 diodes électroluminescentes vertes de spectre d'émission centré sur $\lambda = 535$ nm. L'optimisation du bâti nous permet de visualiser des structures avec une résolution spatiale de $0,4\mu\text{m}$. Le montage a été utilisé dans sa configuration de mesure de la rotation Kerr polaire. Compte tenu du très faible signal Kerr, le contraste entre domaines magnétiques est très faible. Pour faire ressortir ce signal magnétique, on soustrait l'image de la structure en domaines de l'image initiale enregistré sur l'état à saturation. Cette méthode permet d'éliminer une grande partie du signal non magnétique [Meyer-89]. Je donne sur la Figure 12 un exemple typique d'image de domaines magnétiques obtenue sur une couche ultramine de cobalt d'épaisseur $0,5$ nm.

La microscopie magnéto-optique nous permet aussi de mesurer la vitesse moyenne de propagation de paroi de domaine dans un film continu. Pour réaliser une telle mesure, on procède comme indiqué sur la Figure 12. On génère tout d'abord un domaine magnétique autour d'un centre de nucléation, puis on fait propager sa paroi sous champ suffisamment loin de telle manière qu'elle devienne en moyenne plane à l'échelle de notre fenêtre de visualisation (typiquement inférieure à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$). Après coupure du champ, la structure en domaines reste figée, on acquiert alors une image. On applique ensuite un créneau de champ magnétique pendant $\Delta\tau$. La paroi se déplace jusqu'à la coupure du champ. On enregistre cette seconde image, qui par différence avec l'image précédente, nous donne alors la partie balayée par la paroi (apparaît en gris clair sur la Figure 12). On détermine ainsi la distance moyenne L_{moy} parcourue par la paroi, ce qui permet d'estimer la vitesse moyenne de propagation de paroi : $v = L_{\text{moy}} / \Delta\tau$.

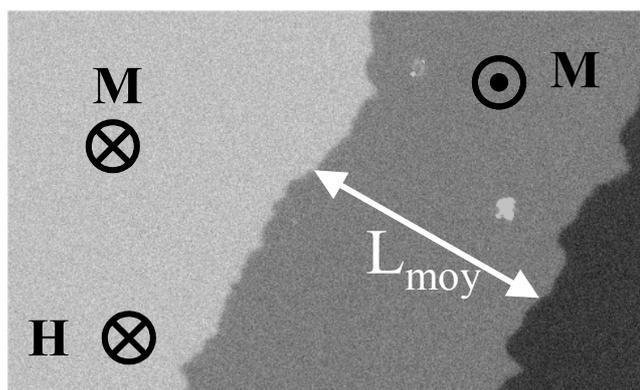


Figure 12 : Image typique obtenue par imagerie sur un échantillon de Pt/Co(5\AA)/Pt/ Al_2O_3 . La partie en gris clair correspond à la surface balayée par la paroi quand on applique un champ H pendant le temps $\Delta\tau$. La vitesse moyenne de propagation de la paroi vaut alors $v = L_{\text{moy}} / \Delta\tau$.

Pour accéder à des vitesses moyennes de propagation de plus en plus importantes dans la même zone de visualisation de la fenêtre, il est nécessaire d'appliquer des créneaux de champs de plus en plus grands avec des durées $\Delta\tau$ de plus en plus courtes.

Ainsi, afin de pouvoir explorer une gamme de champ comprise entre 100 Oe et 1900 Oe, en plus de l'utilisation d'un électroaimant, nous avons aussi utilisé une petite bobine de 8 spires (diamètre intérieur : 4 mm, diamètre extérieur : 8,8 mm) et une de 4 spires (diamètre intérieur : 2 mm, diamètre extérieur : 3,2 mm). Des sources de courant adéquates permettent des mesures dynamiques sur une grande gamme temporelle avec des temps d'application du champ compris entre une dizaine de ns et deux heures.

Pour des mesures dynamiques lentes ($\Delta\tau = 2$ s à 1-2 heures), nous avons utilisé l'électroaimant (Figure 13). Pour nos échantillons, les expériences ont été effectuées avec des champs variant de 100 Oe à 200 Oe. Le temps de montée en champ est de l'ordre de 1 s.

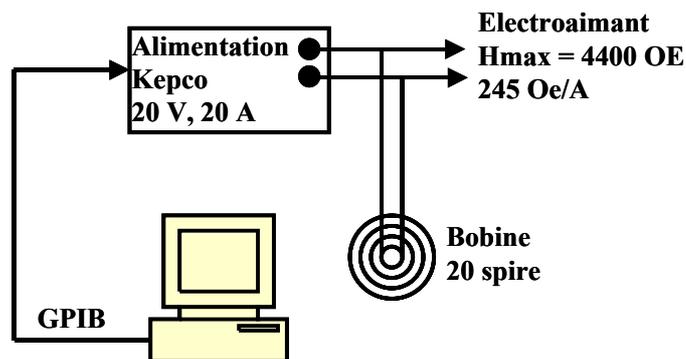


Figure 13 : Schéma du montage expérimental pour l'alimentation de l'électroaimant générant des champs de 245 Oe /A de durée $3000s \geq \Delta\tau \geq 2s$. La bobine de 20 spires sert à compenser systématiquement le champ rémanent de l'électroaimant pour chaque mesure.

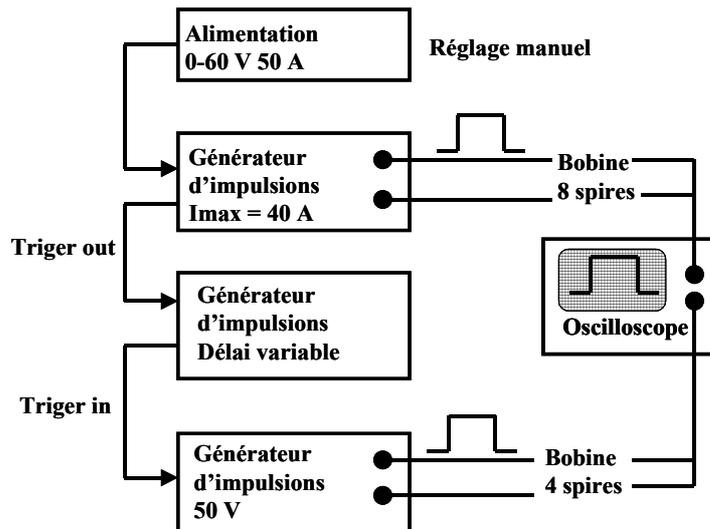


Figure 14 : Schéma du montage expérimental d'alimentation des deux micro-bobines. La bobine de 8 spires est alimentée par un générateur d'impulsions ($I_{max} = 40 \text{ A}$) de durée $100 \text{ ms} \geq \Delta\tau \geq 1 \mu\text{s}$, le courant dans la bobine est mesuré aux bornes d'une résistance de $0,4 \Omega$. La bobine de 4 spires est alimentée par un deuxième générateur d'impulsion synchronisé par rapport au premier ($1 \mu\text{s} \geq \Delta\tau \geq 1 \text{ ns}$), le courant est mesuré aux bornes d'une résistance de $0,54 \Omega$.

Pour les mesures nécessitant des impulsions de champ $\Delta\tau$ variant de 1 s à quelques μs , nous avons utilisé la bobine comportant 8 spires positionnée en contact avec la face arrière de l'échantillon. La constante de temps de montée est de l'ordre de $2,5 \mu\text{s}$. A 1,4 mm de la surface de cette bobine (en tenant compte de l'épaisseur du film et de l'épaisseur de la bobine), le champ généré est de 12 Oe/A . La gamme de champ explorée avec cette bobine allait de 220 Oe jusqu'à environ 1200 Oe . Pour atteindre la gamme temporelle allant de 1 ns à $1 \mu\text{s}$, nous avons utilisé la deuxième bobine de 4 spires en série avec la bobine de 8 spires. Elle génère des champs allant de 1300 Oe à 1800 Oe . Le temps de montée est de l'ordre de 200 ns . La Figure 14 présente le schéma du principe de l'alimentation en courant des bobines.

4.2. Processus du retournement de l'aimantation

Le renversement de l'aimantation sous champ magnétique, s'initie à partir de la nucléation d'un domaine inverse autour d'un défaut majeur (Figure 15.a), puis s'effectue par l'accroissement rapide du domaine autour de ce centre (Figure 15.b). Loin du centre de

nucléation, le déplacement de la paroi de Bloch qui délimite deux domaines magnétiques d'aimantation opposée (Figure 15.c) peut être assimilé au mouvement d'une interface quasi plane dans un milieu faiblement désordonné. Cette faible dispersion des barrières d'énergie à franchir lors de la propagation se traduit par la très faible rugosité de la paroi sur des distances de l'ordre de la dizaine de micromètre.

Par ailleurs, S. Lemerle a évalué au cours de sa thèse [Lemerle-t98], l'influence du champ dipolaire de l'épaisseur de Co sur la forme des parois de domaines lors du retournement de l'aimantation dans des sandwichs Pt/Co/Pt. Il en a déduit que pour des fortes épaisseurs de cobalt ($t_{Co} \geq 13 \text{ \AA}$), le champ dipolaire est à l'origine de l'existence de zones non renversées à l'intérieurs des domaines créés. Cet effet diminue quand on diminue l'épaisseur de cobalt. De plus il contribue à l'augmentation de la rugosité des parois, quelle que soit l'épaisseur de cobalt et cet effet s'accroît avec l'hétérogénéité d'anisotropie.

Nous pouvons donc considérer nos couches ultraminces de cobalt (5 Å et 10 Å) comme un système modèle bidimensionnel de spins d'Ising présentant un faible désordre magnétique lié à des variations locales de la constante d'échange et d'anisotropie (dues aux marches atomiques aux interfaces et aux joint de grains).

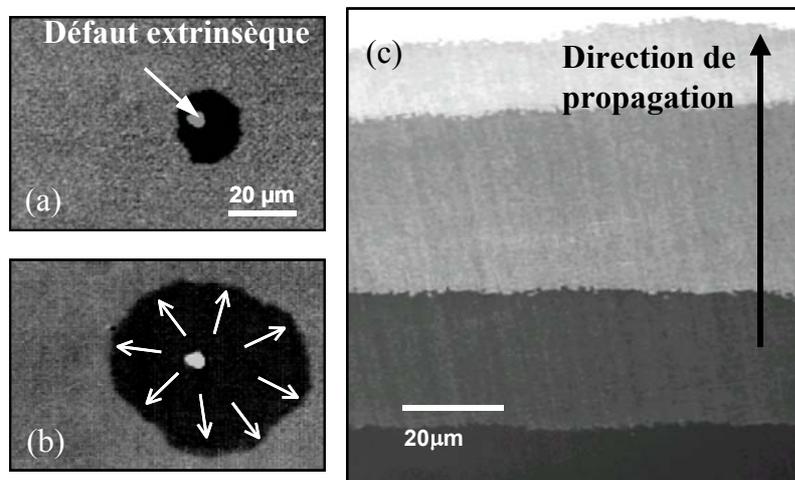


Figure 15 : Image de microscopie magnéto-optique [Lemerle-98] de la nucléation (a et b) et de la propagation d'une paroi de domaine (c) dans un sandwich de Pt / Co(5Å) / Pt / Si₃N₄ à température ambiante. Les niveaux de gris correspondent aux différents stades de l'avancée d'une paroi suite à l'application successive d'impulsions de champ magnétique.

Le processus de nucléation se produit à un champ fixe H_N , qu'il faut appliquer pour rendre instable l'état initial saturé d'un système magnétique [Brown-57]. Cependant, les fluctuations thermiques permettent à l'aimantation de franchir une barrière d'énergie. Le processus de nucléation peut alors se produire à un champ plus faible que H_N . Le modèle de Labruno-Fatuzzo prend en compte quantitativement ce phénomène en introduisant la probabilité du renversement de l'aimantation, donnée par une loi d'Arrhénius [Labruno-89]:

$$(16) \quad P = P_0 \cdot \exp\left[-\frac{2M_S \cdot V_N \cdot (H_N - H_a)}{k_B T}\right]$$

où V_N correspond au volume de nucléation appelé aussi volume élémentaire de Barkhausen, H_N est le champ de nucléation à $T = 0$ K. Le terme $2M_S V_N H_N$ représente la barrière caractéristique d'énergie d'activation du processus de nucléation. Le terme $2M_S V_N H_a$ rend compte de l'abaissement de la barrière dû au gain en énergie Zeeman. A température finie, le processus de nucléation a eu lieu à $H_a < H_N$ par activation thermique.

Après la nucléation, le domaine s'agrandit par une propagation facile de parois de domaines dont la vitesse dépend fortement du champ magnétique appliqué H_a (Figure 15).

L'excellente homogénéité de nos films ainsi que l'absence d'ancrage fort assure une riche variété de comportements dynamiques des parois. L'étude de la propagation de parois de domaines s'inscrit dans un cadre physique plus général correspondant à la statique et à la dynamique d'une interface soumise à une force extérieure dans un milieu faiblement désordonnée statique. Dans le paragraphe suivant, je vais décrire les différents régimes de propagation dans un film ultra-mince de Pt/Co (5\AA)/Pt à anisotropie perpendiculaire.

4.3. Les différents régimes de propagation de paroi

La nucléation d'un domaine inverse est suivie par une propagation facile de parois de domaines. Loin du centre de nucléation, j'ai mesuré la vitesse moyenne de propagation de paroi par imagerie magnéto-optique Kerr dans un film de Pt/Co (5\AA)/Pt/ Al_2O_3 (Figure 16) sur dix ordres de grandeurs. On distingue trois régimes similaires à ceux trouvés dans un échantillon de Pt/Co/Pt/Si/Si₃N₄ par le groupe de J. Ferré :

- Régime visqueux : $H_a > H_{\text{crit}}$
- Régime thermiquement activé : $H_a \leq H_{\text{crit}}$

- Régime de reptation ('creep') : $H_a \ll H_{crit}$

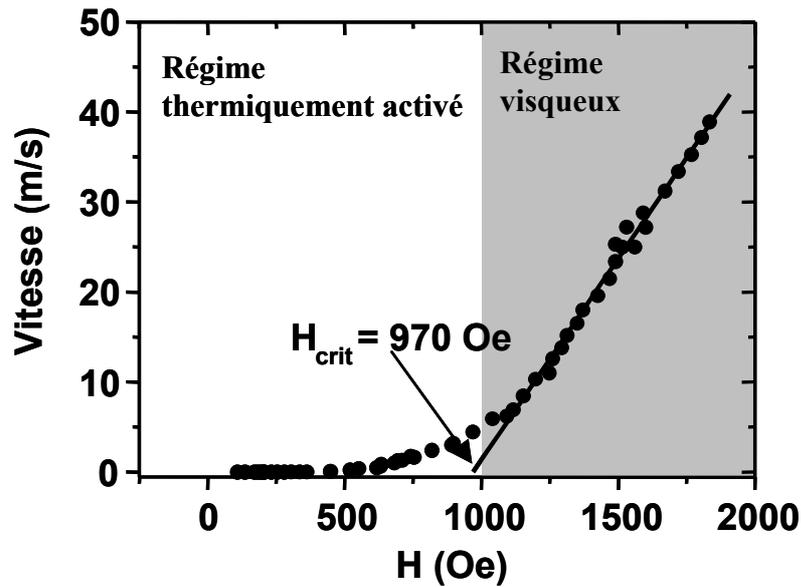


Figure 16 : Allure caractéristique d'une courbe de vitesse de propagation de paroi v en fonction du champ appliqué à $T = 300$ K, dans un échantillon $Pt/Co(5\text{Å})Pt/Al_2O_3$. La vitesse varie de 32,8 nm/s à 40 m/s. Le champ critique mesuré $H_{crit} = 970$ Oe correspondant à l'intersection entre le régime visqueux et le régime thermiquement activé. On distingue les deux régimes de vitesse de propagation : régime thermiquement activé : $H_a < H_{crit}$, le régime visqueux : $H_{crit} < H_a$.

4.3.1. Régime en fort champ ($H_a > H_{crit}$): régime visqueux :

Lorsqu'on est bien au delà du champ critique H_{crit} ($H_a > 1,13 H_{crit}$), la vitesse de propagation de paroi croît linéairement avec le champ appliqué (Figure 18). Nous retrouvons ici le résultat de Slonczewski (cf équation 15) démontré à partir de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (cf. 3.2). Par ajustement expérimental de la courbe, pour notre échantillon ($t_{Co} = 5$ Å), nous obtenons une constante de mobilité de la paroi $\mu_{mob} = 4,5$ cm/s. Cette loi a été aussi vérifiée par S. Lemerle dans $Pt/Co/Pt/Si_3N_4$ pour $H > 900$ Oe $\approx 1,3H_{crit}$ et il a déterminé $\mu_{mob} = 3,5$ cm/s [Lemerle-t98]. Nous trouvons une constante de mobilité plus grande car nos échantillons sur Al_2O_3 sont de meilleure qualité que ceux étudiés par S. Lemerle.

Au-dessus d'un certain champ $H_w \gg H_{crit}$, appelé champ critique de Walker, le mouvement de la paroi n'est plus dynamiquement stable. Ceci génère des anomalies au niveau du comportement de la vitesse (comportement chaotique). Pour $H \gg H_w$, on retrouve une dépendance linéaire en fonction du champ. Nous n'avons cependant pas pu mettre en évidence expérimentalement ce régime à très haut champ dans nos échantillons $Pt/Co/Pt$. Le

principal problème étant qu'à fort champ, la nucléation de domaines multiples domine sur la propagation

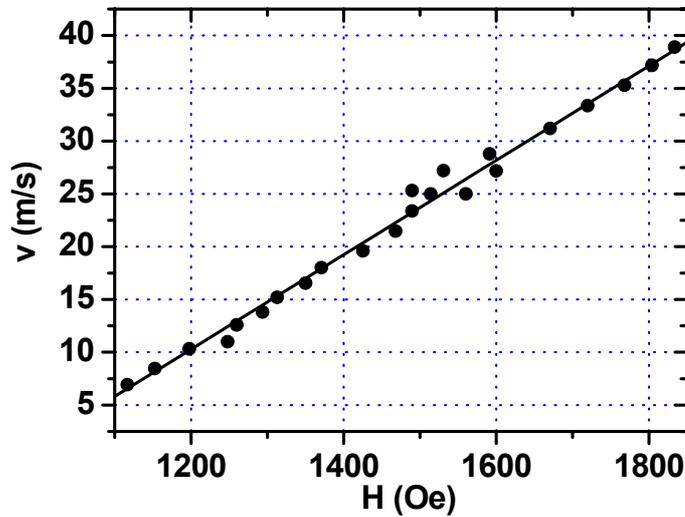


Figure 17 : Vitesse de propagation de paroi en fonction du champ en fonction du champ pour $H > 1,13H_{crit}$ dans un échantillon Pt/Co(5Å)/Pt/Al₂O₃

4.3.2. Régime bas champ ($H_a < H_{crit}$) : régime thermiquement activé

Sur la plage de champ $0,8 H_{crit} < H_a < H_{crit}$, nous observons que la vitesse moyenne de propagation de paroi suit une loi d'Arrhénius (Figure 18) :

$$(17) \quad v = v_0 \cdot \exp\left[-\frac{2M_S \cdot V_B \cdot (H_{crit} - H_a)}{k_B T}\right]$$

où v_0 est la vitesse limite atteinte par la paroi pour $H_a = H_{crit}$, M_S est l'aimantation à saturation, V_B est le volume d'activation assimilé au volume élémentaire retourné lors d'une propagation de paroi, il s'exprime aussi sous la forme de $V_B = \xi^2 t_{Co}$ où t_{Co} est l'épaisseur de la couche de cobalt et ξ représente la longueur d'activation, la distance mise en jeu lors d'un saut élémentaire de la paroi. Pour notre échantillon, nous obtenons $\xi = 12$ nm et $v_0 = 4,54$ m/s.

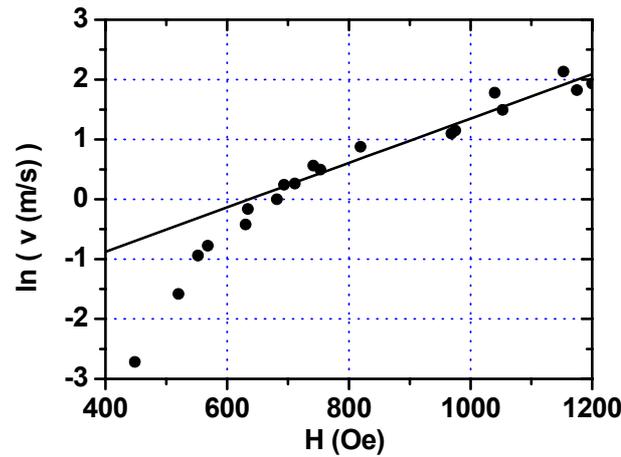


Figure 18 : variation de $\ln(v)$ en fonction du champ appliqué au-dessous du champ critique dans un échantillon Pt/Co(5Å)Pt/Al₂O₃. L'ajustement linéaire est réalisé pour $H_a > 0,8 H_{crit}$. Pour $H < 0,8 H_{crit}$, nous observons une nette déviation par rapport à la relation (17).

L'équation (17) qui suppose que l'énergie de barrière que la paroi de domaine doit franchir est linéaire en champ, est un résultat non trivial. On trouve dans la littérature différentes dépendances en champ H de l'énergie d'activation suivant la nature des défauts qui contrôlent la propagation de la paroi de domaine [Gaunt-83, Barbara-77].

4.3.3. Régime à très bas champ ($H_a \ll H_{crit}$) : régime de reptation

Nos mesures de vitesse montrent que dans la gamme de champs comprise entre 100 Oe $< H_a < 390$ Oe (très inférieurs au champ critique $H_{crit} = 970$ Oe), le comportement du déplacement de la paroi suit une loi (18) de type "reptation" avec $\mu = 1/4$:

$$(18) \quad v = v_0 \exp\left(-\frac{U_C}{k_B T} \left(\frac{H_{crit}}{H}\right)^\mu\right), \text{ pour } H \ll H_{crit}$$

où U_C est une constante d'échelle caractérisant l'énergie de piégeage. Cette loi de creep a été vérifiée récemment dans un film ultramince magnétique en présence d'un désordre ponctuel [Lemerle-98] ou en présence d'un défaut corrélé [Shibauchi-01].

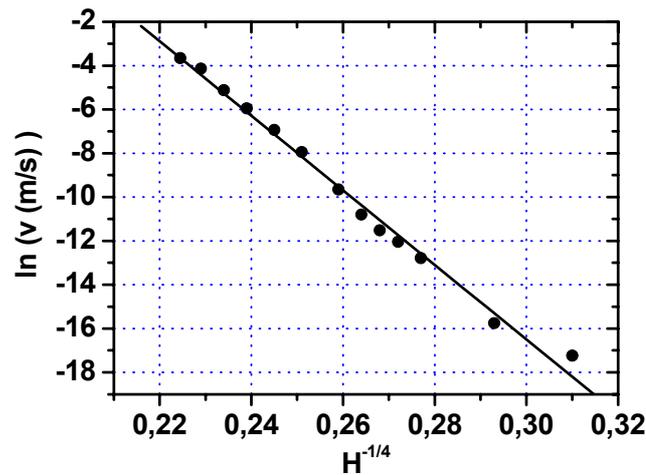


Figure 19 : $\ln(v)$ en fonction de $H^{-1/4}$ pour $H < 390$ Oe. Mesures de la figure 15.

Le processus de propagation d'une paroi de domaine magnétique sous l'action d'une faible force (champ extérieur), est régi par la compétition entre l'énergie élastique qui rend défavorables les distorsions de la paroi et le désordre qui tend à rendre la paroi plus rugueuse par des piégeages locaux. L'étude du mouvement d'un objet élastique dans un milieu désordonné en présence d'une faible force est un problème très complexe que l'on rencontre dans de nombreux phénomènes physiques tels que le déplacement de vortex dans les milieux supraconducteurs [Blatter-94], les systèmes ferroélectriques [Tybell-2002], les films magnétiques [Lemerle-98, Shibauchi-01], les phénomènes de croissance [Kardar-96], les ondes de densité de charges [Gruner-88] ou le mouillage d'un support poreux par un fluide [Wilkinson-83]. En particulier, lorsque la force extérieure appliquée f est très au-dessous de la force critique f_{crit} , la barrière d'énergie varie comme $(f_{\text{crit}}/f)^\mu$ avec $\mu > 0$. μ est un exposant universel qui dépend du désordre et de la dimensionnalité du système.

5. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les propriétés structurales et magnétiques de nos échantillons Pt/Co/Pt déposés par pulvérisation cathodique sur substrat d' Al_2O_3 .

Nous obtenons des films épitaxiés de très bonne qualité structurale qui possèdent très peu de défauts. Les principaux défauts ponctuels distribués de manière aléatoire sont les marches monoatomiques à la surface du substrat, du platine, et des joints de grains ponctuels (type "désordre gelé").

Ces films présentent avec seulement quelques couches atomiques magnétiques une forte anisotropie magnétique perpendiculaire ($K_1^{\text{vol}} = 5,8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ et $K_{\text{surf}} = 0,62 \times 10^6 \text{ erg/cm}^2$), et peuvent être considérés comme des systèmes bidimensionnel modèles (Ising 2D). Dans un tel système, les parois magnétiques sont de type Bloch à 1D avec une largeur de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Du à un piégeage faible, le processus du retournement de l'aimantation est dominé par une propagation facile des parois à partir de quelques rares centres de nucléation. Nous avons mis en évidence trois régimes de vitesse de paroi distincts :

1. Régime "creep" : $H \ll H_{\text{crit}}$
2. Régime thermiquement activé avec une barrière linéaire en champ : $H \leq H_{\text{crit}}$
3. Régime visqueux : $H \gg H_{\text{crit}}$

Dans le prochain chapitre, je développerai une propriété particulière de magnéto-transport présente dans nos films de Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire: l'effet Hall anormal (EHA). Cet effet me servira dans la suite de cette thèse à détecter le mouvement des parois magnétiques dans des pistes submicroniques.

Références

- [Barbara-77] B. Barbara et M. Uehara, *Physica B* **86-88**, 1481 (1977).
- [Blatter-94] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A.I. Larkin et V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [Brown-57] F. Brown Jr, *Phys. Rev.* **105**, 1479 (1957).
- [Bruno-t89] P. Bruno : "*Anisotropie magnétique et hystérésis du cobalt à l'échelle du plan atomique : théorie et expérience*" thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1989).
- [Caulet-t98] J. Caulet, "*Effet Hall extraordinaire et renversement de l'aimantation dans des microstructures gravées à base de films ultraminces de cobalt*" thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1998)
- [Devolder-t00] T. Devolder, "*Structuration et nanostructuration de couches magnétiques Co/Pt par irradiation ionique*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (2000).
- [Devolder-00] T. Devolder, *Phys. Rev. B* **62** (9) 5794 (2000).
- [de Jonge-93] W. J. M. de Jonge, P. H. J. Loemen, F. J. A. den Broeder, in *Ultrathin Magnetic Structures*, B. Heinrich and J. A. C Bland Eds., *Springer Verlag, Vol.I, Chap 1.3* (1993).
- [Gaunt-83] P. Gaunt, *Phil. Mag. B* **48**, 261 (1983).
- [Gilbert-55] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [Gruner-88] G. Gruner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1129 (1988)
- [Kardar-96] M. Kardar, *Physica (Amsterdam)* **221B**, 60 (1996)
- [Kiessig-31] H. Kiessig, *Ann. Physik* **10**, 715 (1931).
- [Kittel-83] C. Kittel, "*Physique de l'état solide*", éd Dunod Université.
- [Kottler-t98] V.Kottler : "*Thin film multilayers and near field imaging method for magneto-optical ultrahigh density recording*", these soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1998).
- [Labrune-89] M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio, and P. Bernstein, *J. Magn. Magn. Mater.* **80**, 211 (1989).
- [Landau-35] L. D. Landau, and E. Lifshits, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).

- [Lemerle-198] S. Lemerle, "*Etude de la dynamique de renversement de l'aimantation dans les couches ultra-minces à anisotropie perpendiculaire*" soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1998).
- [Lemerle-98] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, et P. Ledoussal, *Phys. Rev. Lett.* **80**(4), 849 (1998)
- [Lilley-50] B. A. Lilley, *Phil. Mag.* **41** (7), 792 (1950).
- [Malozemoff-79] A. P. Malozemoff, J. C. Slonczeski : "*Magnetic Domain Walls in bubble Materials*", Academic Press, New York (1979).
- [Mathet-03] V. Mathet, T. Devolder, C. Chappert, J. Ferré, S. Lemerle, L. Belliard et G. Guentherodt, *J. Magn. Magn. Mat.*, 260 (2003).
- [Meyer-89] P. Meyer, J. Pommier, J. Ferré, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **1126**, 93 (1989).
- [Néel-44] L. Néel, *Cah. Phys.* **25**, 1 (1944).
- [Shibauchi-01] T. Shibauchi, L. Krusin-Elbaum, V. M. Vinokur, B. Argyle, D. Weller et B. D. Terris, *Phys. Rev. Lett.* **87**(26) (2001)
- [Schryer-74] N. L. Schryer et L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
- [Slonczewski-72] J. C. Slonczewski, *Intern. J. Magn.* **2**, 85 (1972).
- [Stoner-50] E. C. Stoner, *Rep. Prog. Phys.* **13**, 83 (1950)
- [Tybell-02] T. Tybell, et al, *Phys. Rev. Lett* **80**, 97601 (2002)
- [Wilkinson-83] D. Wilkinson and J. F. Willemsen, *J. Phys. A* **16**, 3365 (1983)
- [Wohlfahrt-80] E. P. Wohlfahrt: "*Ferromagnetic Materials*" Vol.1, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1980).
- [Wunderlich-01] J. Wunderlich: "*Extraordinary Hall Effect in multilayered magnetic films. Application to the study of magnetization reversal dynamics*", these soutenue à Orsay, Université Paris Sud (2001).
- [Yafet-88] Y. Yafet, and M. Gyorgy, *Phys. Rev. B* **38** (13), 9145 (1988).

Chapitre 3

Effet Hall Anormal dans les sandwichs Pt/Co/Pt

1.	Effet Hall Anormal.....	42
1.1.	Effet Hall ordinaire	42
1.2.	Effet Hall anormal dans les matériaux homogènes	45
1.2.1.	<i>Phénoménologie.....</i>	45
1.2.2.	<i>Théories microscopiques et couplage spin-orbite.....</i>	46
1.2.3.	<i>Contributions skew scattering et side jump.....</i>	49
1.2.4.	<i>Loi d'échelle.....</i>	50
1.3.	Effet Hall Anormal dans les multicouches	50
1.3.1.	<i>Revue expérimentale</i>	50
1.3.2.	<i>Théorie de Zhang : side-jump</i>	51
1.3.3.	<i>Théorie de Ryzhanova et Vedyayev : skew-scattering</i>	52
1.3.4.	<i>Modèle de J. Wunderlich, A. Crépieux et P. Bruno</i>	53
1.3.5.	<i>Conclusion.....</i>	53
2.	Effet Hall anormal dans les films continus de Pt/Co/Pt.....	53
2.1.	Avantages du système Pt/Co/Pt pour l'étude de l'EHA	54
2.2.	Effet Hall anormal dans les films ultra-minces Pt/Co/Pt.....	56
2.2.1.	<i>Protocole expérimental et résultats.....</i>	56
2.2.2.	<i>Discussion des résultats expérimentaux.....</i>	62
2.3.	Influence de la diffusion de surface sur l'EHA	63
2.4.	Influence de l'irradiation sur l'effet Hall anormal.....	65
2.4.1.	<i>Irradiation ionique</i>	65
2.4.2.	<i>Effet d'irradiation par des ions He⁺ sur l'Effet Hall Anormal</i>	67
2.4.3.	<i>Discussion des résultats expérimentaux.....</i>	74
3.	Conclusion.....	75

Chapitre 3

Effet Hall Anormal dans les films ultraminces de Pt/Co/Pt

Les propriétés de transport de Hall dans un métal ferromagnétique sont radicalement différentes de celles des métaux et des semi-conducteurs non magnétiques. C'est pourquoi dans le contexte des milieux magnétiques, on parle d'effet Hall anormal (EHA) ou extraordinaire. Tout d'abord, l'effet Hall est beaucoup plus fort dans les métaux de la série Fe, Co, Ni que dans les métaux voisins du tableau périodique. De plus, l'EHA est essentiellement proportionnel à la composante perpendiculaire de l'aimantation plutôt qu'au champ magnétique. Enfin, l'EHA est très sensible à la température. L'effet Hall anormal a été étudié dans de nombreux types de matériaux magnétiques massifs du point de vue expérimental et théorique: métaux ferromagnétiques purs, alliages ferromagnétiques, impuretés magnétiques diluées dans un métal noble. Suite à ces travaux, il est maintenant établi que l'effet quantique relativiste de couplage spin-orbite est à l'origine du comportement spectaculaire de l'EHA. Rappelons que l'effet Hall ordinaire est simplement dû à la déviation classique des porteurs de charges par la force de Lorentz.

Grâce aux techniques actuelles de nanofabrication, il est possible de concevoir et d'étudier des films ultra-minces (quelques plans atomiques) et des empilements alternant couches magnétiques et non magnétiques. Le phénomène de transport nouveau dans ces multicouches est la magnétorésistance géante (MGR). Le mécanisme qui contribue à la MR géante est la diffusion dépendant du spin des électrons de conduction dans le volume de la couche et/ou à l'interface. L'EHA peut apporter des informations complémentaires par rapport aux études de MRG. Les premières études expérimentales dans les systèmes inhomogènes sont récentes et beaucoup moins nombreuses que celles de MRG : alliages granulaires [Denardin-00], films et multicouches [Caulet-t98, Canedy-97, Canedy-00]. De même la théorie de l'EHA dans les multicouches est beaucoup moins complète que celle de la MGR [Zhang-95, Ryzhanova-98, Crépieux-01, Wunderlich-t01].

Mis à part ces aspects fondamentaux, l'effet Hall anormal est très prometteur pour les applications car il est très sensible à l'état d'aimantation et facilement mesurable. C'est donc un outil performant pour mesurer l'aimantation [Ohno-00], et l'anisotropie perpendiculaire [Nagaggawa-00]. Dans la deuxième partie de ma thèse, j'utilise le signal de Hall comme outil

de détection de la propagation d'une paroi de domaine dans une piste magnétique sub-micronique (cf chapitre 5).

Dans ce contexte, nous avons étudié expérimentalement en fonction de la température la physique du transport de Hall dans une couche ultramince de cobalt déposée entre 2 couches de platine. Nos résultats comportent deux volets. D'une part, j'établis expérimentalement la loi reliant la résistivité longitudinale et la résistivité transverse de Hall dans un sandwich de Pt/Co/Pt. D'autre part, je montre qu'il est possible d'augmenter l'effet Hall anormal en irradiant les films avec des ions légers He^+ , modifiant ainsi la structure et la qualité des interfaces Pt/Co.

L'organisation de ce chapitre est la suivante. La première partie est consacrée à la présentation de l'EHA du point de vue phénoménologique puis microscopique dans les métaux ferromagnétiques massifs, et se termine par un résumé de l'état actuel de la théorie et des expériences concernant l'EHA dans les multicouches. Dans la seconde partie, je présente et analyse nos résultats expérimentaux concernant l'EHA dans le système Pt/Co/Pt.

1. Effet Hall Anormal

Après avoir rappelé brièvement les principales propriétés de l'effet Hall ordinaire dans les métaux et les semi-conducteurs non magnétiques, je décris la phénoménologie très différente de l'effet Hall anormal (EHA) dans les ferromagnétiques. Cela m'amène à introduire les coefficients de transport de Hall ordinaire et anormal que nous mesurons dans nos expériences (cf. §2 de ce chapitre). Je présente ensuite les différents mécanismes microscopiques permettant de comprendre l'EHA. Pour conclure cette partie théorique, je passe en revue les nouveaux effets physiques attendus dans des empilements constitués alternativement de couches ferromagnétiques et de couches non ferromagnétiques tels que ceux nous avons étudiés expérimentalement.

1.1. Effet Hall ordinaire

L'échantillon est un parallépipède conducteur de dimensions L_x , L_y , L_z ($L_z \ll L_x, L_y$). L'expérience de Hall est la suivante : on fait circuler un courant suivant la direction Ox tout en appliquant une induction magnétique B orienté selon Oz (Figure 1). On mesure alors des chutes

de tension aux bords de l'échantillon suivant Ox et Oy, ce qui permet de définir des résistivités longitudinale ρ_{xx} et transverse ρ_{xy} .

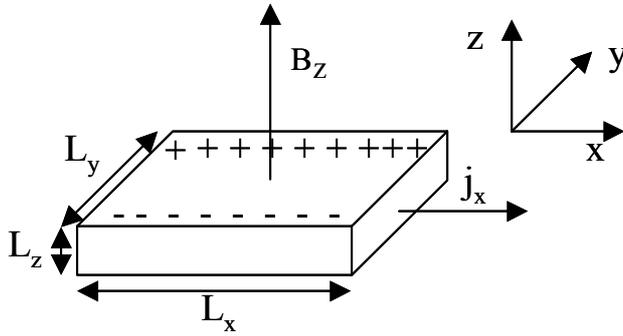


Figure 1: Configuration géométrique des mesures de magnéto-transport sur un film mince.

Considérons un métal ou un semi-conducteur où la conduction est assurée par les électrons. Lorsqu'un électron est injecté avec une vitesse $\vec{v} = v\vec{u}_x$ dans l'échantillon, il est dévié par la force magnétique de Lorentz vers un des bords de l'échantillon. Il apparaît donc une accumulation de charges négatives sur un bord de l'échantillon et de charges positives sur le bord opposé. Le condensateur ainsi formé crée un champ électrique transverse, appelé champ de Hall noté \vec{E}_{Hall} . En régime stationnaire, lorsque le courant s'écoule selon Ox, on doit nécessairement avoir compensation entre la force magnétique et la force électrique :

$$(1) \quad q\vec{E}_H = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

Le champ électrique de Hall se manifeste par une chute de potentiel électrique à travers l'échantillon selon Oy:

$$(2) \quad V_y = \int \vec{E}_H \cdot d\vec{l} = BvL_y$$

Le courant est lié à la densité de porteurs n et à leur vitesse v par la relation :

$$(3) \quad I = nqvL_yL_z$$

On peut définir alors une résistance de Hall par le rapport:

$$(4) \quad R_{xy} = \frac{V_y}{I} = \frac{B}{nqL_z}$$

En multipliant par l'épaisseur de l'échantillon, on obtient un coefficient de transport indépendant des dimensions de l'échantillon, la résistivité de Hall :

$$(5) \quad \rho_{xy} = \frac{R_{xy}}{L_z} = \frac{B}{nq} = R_o B$$

Pour les bas champs considérés dans cette thèse (< 5000 Oe), la résistivité longitudinale est donnée par le modèle de Drude :

$$(6) \quad \rho_{xx} = \frac{m}{nq^2\tau}$$

où τ est le temps de relaxation de la vitesse : c'est la durée moyenne entre deux évènements de diffusion qui modifient la vitesse (chocs sur des impuretés, collisions avec des phonons ou le désordre magnétique, etc...).

Résumé des propriétés de l'effet Hall normal dans les métaux :

- La résistivité transverse $\rho_{xy} = R_o B$ est **proportionnelle à l'induction magnétique**.
- Le coefficient de proportionnalité $R_o = 1/nq$, appelé coefficient de Hall, est sensible au signe de la charge des porteurs et à leur densité n . Il est de l'ordre de $R_o \approx 10^{-24} \Omega \cdot \text{cm} / \text{G}$ dans les métaux nobles.
- Le coefficient de Hall est **indépendant de la température** car la densité de porteurs est indépendante de la température dans les métaux.

Dans les semi-conducteurs non magnétiques, la situation est légèrement modifiée car la densité de porteurs peut être beaucoup plus faible que dans les métaux et dépend de la température.

Signalons deux applications courantes de l'effet Hall :

- Les mesures d'effet Hall sont couramment utilisées pour caractériser des semi-conducteurs car elles permettent de savoir si les porteurs sont des électrons ou des trous et donnent leur densité n .
- Quand le matériau est bien caractérisé, on connaît n et q et on peut alors mesurer des champs magnétiques.

1.2. Effet Hall anormal dans les matériaux homogènes

1.2.1. Phénoménologie

Depuis 1893, des expériences effectuées dans les métaux ferromagnétiques Fe, Co, Ni montrent que les propriétés de l'effet Hall ordinaire ne sont plus vérifiées.

- a) La résistivité de Hall est beaucoup plus grande pour Fe, Co et Ni que pour les métaux voisins non ferromagnétiques. Le coefficient de Hall vaut sensiblement 10^{-24} $\Omega\cdot\text{cm}/\text{G}$ pour la plupart des métaux monovalents non magnétiques alors qu'il vaut 10^{-9} $\Omega\cdot\text{cm}/\text{G}$ pour Fe à 300 K et 10^{-12} $\Omega\cdot\text{cm}/\text{G}$ pour le Fe à 4.2 K. C'est **une différence considérable de près de 12 ordres de grandeurs**.
- b) La résistivité ρ_{xy} de Hall décrit un cycle l'hystérésis dont la forme coïncide avec celle du cycle d'aimantation perpendiculaire $M = M(B)$ (Figure 2). L'effet peut même exister en champ appliqué nul.
- c) La résistivité de Hall ρ_{xy} **dépend fortement de la température** et diminue en valeur absolue lorsqu'on refroidit l'échantillon. Ceci est valable au-dessous de la température de Curie.

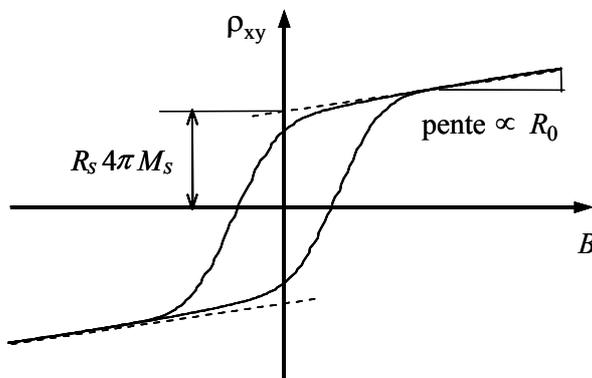


Figure 2 : Variation caractéristique de la résistivité de Hall en fonction de B dans un matériau magnétique.

Dans un matériau ferromagnétique, on peut donc décomposer la résistivité de Hall en une partie ordinaire proportionnelle à B et une partie anormale proportionnelle à la composante perpendiculaire de l'aimantation M [Hurd-72] (Figure 2):

$$(7) \quad \boxed{\rho_{xy} = R_o B + R_s 4\pi M}$$

R_0 et R_S sont respectivement appelés coefficients de Hall normal et anormal. Ce sont des coefficients de magnéto-transport transverse intrinsèques, car ils ne dépendent pas des dimensions de l'échantillon. B est l'induction magnétique qui s'écrit sous la forme: $B = H_{\text{int}} + 4\pi M_S$ où H_{int} est le champ interne. Dans un film mince à anisotropie perpendiculaire, $H_{\text{int}} = H + H_d$ où H est le champ appliqué et H_d le champ démagnétisant qui s'écrit $-4\pi M_S$. L'équation (7) s'écrit donc pour un film mince sous la forme:

$$(8) \quad \boxed{\rho_{xy} = R_0 H + R_S 4\pi M}$$

Ces coefficients ont été largement étudiés dans des alliages ferromagnétiques homogènes [Ashworth-69, O'Handey-78, Sinha-79]. De manière générale, le signe de R_S dépend de la composition des alliages. La contribution anormale $|4\pi M R_S|$ est généralement beaucoup plus grande que $|R_0 B|$ pour des champs inférieurs à 1 T.

1.2.2. Théories microscopiques et couplage spin-orbite

L'effet Hall anormal ne peut pas être expliqué en invoquant la déviation des porteurs par le champ magnétique. Cependant, l'ingrédient essentiel pour observer un champ électrique transverse dans l'échantillon reste la déviation des électrons ou des trous dans un sens privilégié dépendant de l'orientation de l'aimantation. Généralement les échantillons présentent un certain désordre cristallin ou magnétique et les électrons vont diffuser sur les irrégularités du réseau des atomes et sur les défauts relatifs à l'ordre magnétique. Dans les mécanismes de diffusion par un potentiel statique d'impureté $V(r)$, la section efficace de diffusion possède une symétrie de rotation autour de la direction de l'électron incident. Pour obtenir une diffusion asymétrique par rapport au plan défini par la direction incidente de l'électron et par l'aimantation, il faut tenir compte du couplage spin-orbite. L'Hamiltonien complet comprend un terme d'énergie cinétique, un terme d'énergie potentielle et un terme spin-orbite qui sont présentés dans l'ordre dans l'expression suivante:

$$(9) \quad H = \frac{(\vec{p} - q\vec{A})^2}{2m} + V(r) + \frac{\hbar}{4m^2 c^2} \vec{\sigma} \cdot (\vec{\nabla} V(r) \wedge \vec{p})$$

où m est la masse de l'électron, \vec{p} l'impulsion et \vec{A} le potentiel vecteur.

Je ne considère ici que les processus mettant en jeu le couplage spin-orbite sans spin-flip, c'est à dire dans lesquels les états de spin du porteur incident et du centre diffuseur ne sont pas renversés pendant le choc.

Il existe deux grandes familles de modèles selon la nature des porteurs responsables des propriétés électriques et magnétiques :

1) Les premiers modèles

Le premier modèle microscopique de l'EHA est du à Karplus et Luttinger [Karplus-54]. Ces auteurs considèrent un gaz de porteurs se déplaçant dans un réseau périodique d'ions inertes du point de vue magnétique. Les porteurs de spin up sont plus nombreux que ceux de spin down. Dans ce modèle, les mêmes porteurs sont à la fois responsables des propriétés électriques et magnétiques du solide. D'après Karplus et Luttinger, l'interaction du spin de ces porteurs avec leur moment orbital produit un courant de Hall transverse. Smit [Smit-55, Smit-58] a critiqué ce modèle en argumentant qu'un potentiel périodique ne peut pas engendrer de diffusion et propose le mécanisme suivant. Lorsqu'un porteur s'approche d'un centre diffuseur, il peut former un état quasi-lié et acquérir un moment orbital transitoire $\vec{\ell}$. Pendant la collision, le système comprenant le diffuseur et l'électron minimise son énergie via le terme de spin-orbite $\vec{\ell} \cdot \vec{s}$ qui favorise un anti-alignement de $\vec{\ell}$ et de \vec{s} . Par conséquent, les électrons dont le spin est respectivement up ou down acquièrent des moments orbitaux et donc des déviations opposées par rapport au plan formé de la direction incidente et de la direction du spin (Figure 3). Comme il existe un déséquilibre de population entre les bandes de spins différents, le flot de porteurs est globalement dévié. Malheureusement, ce mécanisme simple et séduisant conduit à des comportements de la résistivité de Hall contredits par des expériences. Ces échecs ont conduit Kondo et Maranzana à introduire de nouveaux modèles de couplage spin-orbite. Il nous semblait cependant intéressant de rappeler les modèles de Karplus et de Smit, car la controverse sur les rôles respectifs du potentiel $V(r)$ créé par le réseau périodique et du potentiel des impuretés est réapparue dans les années 70.

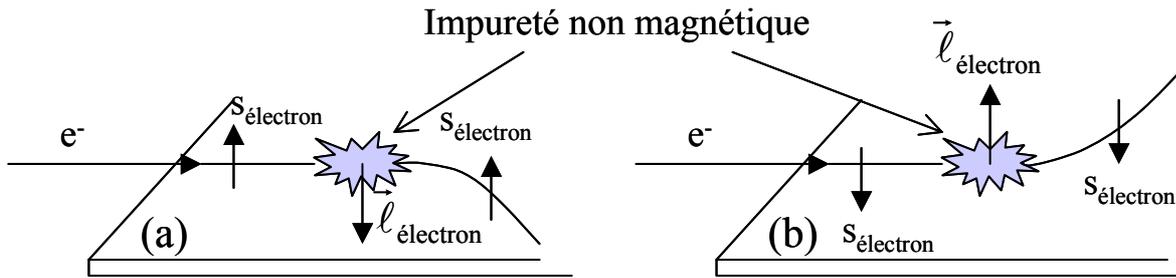


Figure 3 : Déviation en présence d'une impureté non magnétique. Les électrons d sont polarisés en spin à cause de la structure de bande d (a) : Déviation due à l'interaction spin-orbite pour un électron de spin up. (b) : Déviation d'un électron de spin down.

2) Les modèles de Kondo [Kondo-62a et 62b] :

Les centres diffuseurs sont des électrons des bandes d portant des moments magnétiques localisés. Les porteurs du courant sont des électrons s non polarisés en spin. Dans ce cas, la déviation ne dépend plus de l'état de spin des électrons incidents mais de celui des moments magnétiques cibles (Figure 4). Comme l'aimantation du matériau est due à un déséquilibre des moments localisés orientés selon $\pm Oz$, il y a une déviation globale du faisceau d'électrons.

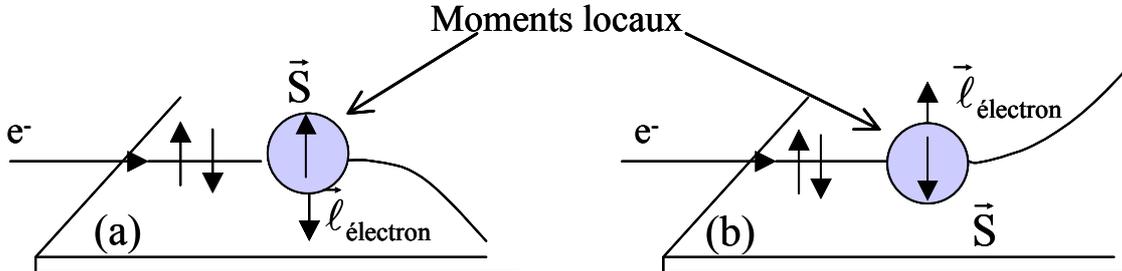


Figure 4 : Processus schématique d'une déviation en présence de centres diffuseurs immobiles portant un moment magnétique de spin (a) vers le bas et vers le haut (b). Electron s diffusant sur un électron d localisé.

L'importance relative mal connue des deux mécanismes évoqués ci-dessus ainsi que l'existence d'autres couplages plus complexes rend la situation assez confuse.

1.2.3. Contributions skew scattering et side jump

En présence de couplage spin-orbite, non seulement les fonctions d'onde électroniques sont modifiées, mais l'opérateur courant (ou vitesse) est renormalisé par un terme de courant dit anormal proportionnel au spin. Le courant transverse responsable de l'effet Hall est donc la somme de deux termes :

1. Un courant égal à la moyenne de l'opérateur courant non perturbé prise sur les fonctions d'onde modifiées par le spin-orbite. C'est le terme de diffusion gauche (skew scattering) [Smit-55].
2. Le courant anormal pris en moyenne sur les fonctions d'onde non perturbées. [Lyo-72]. Comme l'a montré Berger [Berger-70, Berger-72], cette modification formelle de l'opérateur courant correspond physiquement à un saut de côté du paquet d'onde électronique lors de chaque collision, d'où l'appellation de "side jump".

Pour chaque modèle microscopique particulier, il faut calculer les deux termes pour obtenir la conductivité totale. Selon la température et la nature du désordre, l'importance relative des deux termes varient.

1) Terme de skew scattering et régime quasiclassique

Expérimentalement, le skew-scattering domine à basse température et dans les alliages dilués [Fert-76]. Ceci correspond à une distance l_{pm} entre centres diffuseurs (libre parcours moyen) très grande devant l'écart interatomique/la longueur d'onde de de Broglie λ_F (de l'ordre de 1 Å dans les métaux). On peut alors considérer que le mouvement d'un paquet d'onde électronique obéit aux lois de la mécanique classique entre deux collisions, la mécanique quantique intervenant qu'au moment du choc. Dans ce régime dit quasi-classique de grand $k_F l_{pm}$, on peut décrire la diffusion par les impuretés comme une séquence de chocs indépendants séparés par un vol classique de l'électron soumis à la force de Lorentz.

Le libre parcours moyen caractérise le désordre d'un système. Il faut distinguer d'une part le libre parcours moyen élastique qui intervient dans la résistivité électrique (modèle de Drude) et le libre parcours moyen de spin-orbite dont on parle dans cette section.

2) Terme de side jump et régime quantique de diffusions multiples

La contribution side-jump domine largement à haute température et dans les matériaux "sales". Quand le libre parcours moyen devient comparable ou inférieur à λ_F , c'est à dire pour $k_F l_{pm} \leq 1$, il n'est plus possible de séparer les chocs « quantiques » par des séquences de vol classique, la description semi-classique n'est plus valable car il y a des diffusions multiples. Il semble aujourd'hui admis que ce sont les impuretés qui donnent la plus grande contribution au skew-scattering [Nozières-73] tandis que le réseau régulier amplifie le side-jump [Berger-70].

1.2.4. Loi d'échelle

Expérimentalement, on mesure toujours la somme des termes de side jump et de skew scattering. Par ailleurs, il a été observé expérimentalement que dans un matériau homogène le coefficient de Hall anormal R_S de skew scattering est linéaire en résistivité longitudinale [Smit-55, Smit-58, Luttinger-58] alors que le coefficient R_S de side jump est quadratique en résistivité longitudinale [Berger-70]:

$$(10) \quad R_s = a \rho_{xx} + b \rho_{xx}^2$$

Dans Ni, Fe, et Co la composante a est de signe négatif. La composante b est de signe positif pour Fe, Co et leurs alliages et de signe négatif pour Ni [McAlister-79]. Dans les multicouches, cette loi d'échelle n'est plus en général vérifiée.

1.3. Effet Hall Anormal dans les multicouches

1.3.1. Revue expérimentale

Dans les matériaux homogènes, la loi d'échelle se vérifie bien expérimentalement. En revanche dans les multicouches, la loi d'échelle n'est en principe pas vérifiée et les expérimentateurs tentent plutôt d'ajuster une loi de puissance:

$$(11) \quad R_S = c\rho^n$$

Des études expérimentales récentes dans des systèmes multicouches de Co/Pt ont montré que les coefficients a et b dans l'expression (10) dépendent de l'épaisseur de la couche de Co [Canedy-97] et que le terme identifié comme side jump domine. Cependant une loi d'échelle de

type (11) fonctionne aussi ce qui souligne la difficulté du problème [Canedy-00]. Vavra et ses collaborateurs ont montré dans les systèmes multicouches Co/Au une dépendance de l'exposant n avec la température [Vavra-90]. Korenivski et al ont étudié le rôle des diffusions aux interfaces sur l'effet Hall anormal dans des multicouches Fe/Cr [Korenivski-96]. Ils trouvent que la rugosité des interfaces fait augmenter l'effet Hall anormal. De plus la présence de cette rugosité interfaciale modifie la loi d'échelle reliant la résistivité de Hall et la résistivité longitudinale ($R_S \propto \rho^n$). En particulier n dévie de la valeur 2 et augmente lorsque la rugosité augmente.

Pour comprendre l'origine de l'EHA dans les multicouches, quelques théories récentes ont été proposées. Ces théories utilisent généralement le formalisme de Kubo. S. Zhang ne calcule que l'effet du side-jump dans des multicouches [Zhang-95] et Ryzhanova et Vedyayev [Ryzhanova-98] évaluent le terme de skew-scattering dans une géométrie ferromagnétique épais/paramagnétique ultra-mince/ferromagnétique épais. Récemment J. Wunderlich, A. Crépieux et P. Bruno ont développé un nouveau modèle qui permet de calculer le skew-scattering et le side-jump en même temps [Wunderlich-t01, Crépieux-01]. Cependant à ce jour, la plupart des résultats expérimentaux ne s'interprètent pas dans le cadre de ces théories.

1.3.2. Théorie de Zhang : side-jump

Le point de départ de Zhang est la relation $\rho_{xy} = \sigma_{xy} \rho_{xx}^2$. Ensuite il évalue la conductivité de Hall σ_{xy} dans le formalisme de Kubo en effectuant un calcul de side-jump. Les résultats sont différents dans les régimes diffusif et balistique :

- **Régime diffusif** (le libre parcours moyen est très inférieur à l'épaisseur de chaque couche) : la conductivité σ_{xy} est une constante et on retrouve la dépendance de $R_S(T) = b \rho_{xx}^2(T)$.
- **Régime balistique** (le libre parcours moyen est supérieur à l'épaisseur totale du film) : la conductivité de Hall σ_{xy} dépend des épaisseurs et des temps de relaxation des couches magnétiques et non magnétiques :

$$(12) \quad \sigma_{xy} = \lambda_{SO} M A L_m \sum_{s\uparrow\downarrow} \left(L_m + L_{nm} \frac{\tau_m^s(T)}{\tau_{nm}(T)} \right)^{-1}$$

d'où :

$$(13) \quad R_S = \frac{\rho_{xy}}{M} = \frac{\sigma_{xy}}{M} \rho_{xx}^2 = \left[\lambda_{SO} A L_m \sum_{s\uparrow\downarrow} \left(L_m + L_{nm} \frac{\tau_m^s(T)}{\tau_{nm}(T)} \right)^{-1} \right] \rho_{xx}^2$$

où L_m et L_{nm} sont respectivement les épaisseurs des couches magnétiques et non magnétiques.

λ_{SO} est la constante effective de couplage spin-orbite et $A = \frac{e^2 \hbar^3 k_F^3}{6\pi^2}$. $\tau_m^s(T)$ est le temps de

relaxation (dans la couche magnétique, pour les électrons de spin s) qui correspond à des mécanismes de diffusions sur les impuretés statiques, avec les phonons et avec le désordre magnétique. En revanche le temps de relaxation dans la couche non magnétique $\tau_{nm}(T)$ correspond seulement à des mécanismes de diffusions sur les impuretés et avec les phonons.

Par conséquent en général, le facteur $b(T)$ qui relie $R_S(T)$ et $\rho_{xx}^2(T)$ dépend de la température, ce qui brise la loi d'échelle qui est $R_S(T) = b \rho_{xx}^2(T)$.

Critique de la théorie de Zhang : Le défaut principal de cette théorie est d'ignorer la diffusion par les interfaces qui séparent les couches magnétiques et les couches non magnétiques. Un autre défaut est de considérer que le side jump domine dans une situation balistique et quasi-classique.

1.3.3. Théorie de Ryzhanova et Vedyayev : skew-scattering

En revanche la théorie développée par N. Ryzhanova et al [Ryzhanova-98] permet de calculer seulement la contribution de "skew-scattering" à l'effet Hall anormal dans le régime où $k_F l_{pm} \gg 1$ pour un sandwich constitué de deux couches ferromagnétiques séparées par une couche paramagnétique. Les calculs ont été réalisées dans la géométrie CPP et CIP et ils ont montré que la simple loi d'échelle valable dans les matériaux homogènes ne l'est plus dans les systèmes multicouches. Ils démontrent aussi que l'effet Hall anormal dépend des épaisseurs des couches.

1.3.4. Modèle de J. Wunderlich, A. Crépieux et P. Bruno

A. Crépieux et P. Bruno ont développé un modèle basé sur le formalisme de Kubo et l'équation de Dirac pour calculer l'effet Hall anormal [Crépieux-01]. Ce modèle permet de calculer à la fois les contributions de "side jump" et de "skew-scattering" à la conductivité de l'effet Hall anormal. Des calculs numériques ont été développés à partir de ce modèle par J. Wunderlich [Wunderlich-01] pour étudier l'effet Hall anormal dans un système de multicouches. Les résultats numériques pour un alliage binaire massif sont en accord qualitatif avec des résultats expérimentaux dans le régime de faible diffusion. Malheureusement jusqu'à maintenant ces calculs numériques n'ont pas été appliqués à des systèmes multicouches tels que les nôtres.

1.3.5. Conclusion

Contrairement aux études de MRG, notre connaissance de l'effet Hall anormal dans les multicouches est incomplète sur le plan théorique et assez confuse sur le plan des résultats expérimentaux. En particulier, on peut se poser les questions simples suivantes :

- 1) La loi d'échelle est-elle vérifiée dans une trilocouche simple à deux interfaces de type métal non magnétique/métal magnétique/métal non magnétique?
- 2) Si oui, quelle est la contribution relative des composantes de "skew scattering" et quadratique de "side-jump"?
- 3) La diffusion aux interfaces joue-t-elle un rôle important dans ces systèmes?

Nous avons tenté de répondre à ces questions en mesurant l'effet Hall dans le système modèle simple de Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire.

2. Effet Hall anormal dans les films continus de Pt/Co/Pt

Je présente ici nos résultats expérimentaux sur des empilements Pt/Co(5Å)/Pt à anisotropie perpendiculaire. D'une part, j'expose nos mesures de transport longitudinal et transverse en fonction de la température. Pour chaque température, j'ai extrait des données les coefficients de Hall normal et anormal. Cela m'a permis d'établir expérimentalement la loi reliant R_s et ρ_{xx} (cf. équation 10), afin de comparer les termes de "skew scattering" et de "side jump". D'autre

part, j'ai effectué une étude similaire sur deux échantillons irradiés par des ions légers à des doses différentes, modifiant ainsi la qualité des interfaces Pt/Co.

2.1. Avantages du système Pt/Co/Pt pour l'étude de l'EHA

Comme on vient de le voir, beaucoup d'études ont été menées sur des multicouches Co/Pt [Canedy-97, Canedy-00], mais les effets respectifs des interfaces et des couches ne sont pas faciles à mettre en évidence, car il est difficile de garder une même qualité d'interface dans des multicouches lorsqu'on fait varier les différents paramètres (épaisseurs, nombre de couches) et le libre parcours moyen est en général inférieure à l'épaisseur totale de la multicouche. C'est pourquoi il est intéressant de travailler avec de simples sandwichs de Pt/Co/Pt à deux interfaces qui permettent de réduire considérablement ce problème.

Je vais lister ici trois avantages de ces systèmes:

1. Anisotropie perpendiculaire

Du point de vue des propriétés magnétiques, ces systèmes présentent une forte anisotropie d'interface qui induit une aimantation perpendiculaire, favorable à l'observation de l'effet Hall anormal.

2. Polarisation des atomes de Pt

Tout d'abord afin de déterminer le coefficient R_S , il est nécessaire de mesurer l'aimantation à saturation M_S en fonction de la température. Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un magnétomètre à SQUID à l'ESPCI (J. Monod et N. Bontemp). Elles montrent que M_S varie linéairement de 2112 emu/cm³ à 10 K à 1638 emu/cm³ à 300 K pour un échantillon avec une épaisseur de Co nominale $t_{Co} = 5 \text{ \AA}$. On peut noter que ces valeurs sont supérieures aux valeurs mesurées par J. Caulet sur un échantillon de $t_{Co} = 7 \text{ \AA}$ (respectivement 1800 et 1550 emu/cm³), ainsi que les valeurs de M_S du cobalt massif qui valent respectivement 1422 et 1446 emu/cm³ à température ambiante et à 4,2 K [Kittel-83]. Nous observons bien ici une augmentation de l'aimantation par rapport à une simple couche de cobalt, due à la polarisation du platine aux interfaces.

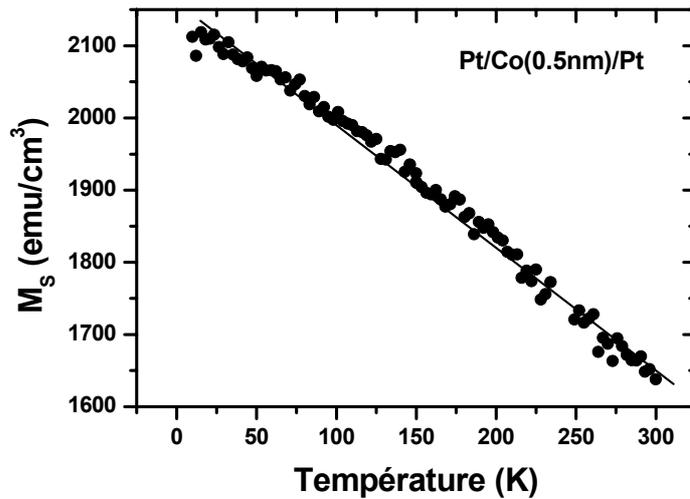


Figure 5 : Evolution de M_s du film Pt(34 Å)/Co(0,5 nm)/Pt(45 Å) en fonction de la température.

Ce moment est de l'ordre de 0,2 magnétons de Bohr par atome pour la première couche de Pt en contact avec le Co et décroît rapidement lorsqu'on s'éloigne de l'interface [Guo-95]. De plus, comme Pt est un élément lourd ($Z = 78$), on s'attend donc à un fort couplage spin-orbite contribuant à l'effet Hall anormal.

3. Grand libre parcours moyen

Comme nous l'avons vu précédemment, il est important de pouvoir comparer le libre parcours moyen l_{pm} à l'épaisseur des couches mises en jeu. Nous avons donc mesuré le libre parcours moyen l_{pm} dans la couche de Pt, en ajustant la courbe de résistivité électrique en fonction de l'épaisseur de platine par rapport à la relation suivante [Sondheimer-52] :

$$\rho_{xx} = \rho_0 \left[1 + \frac{3}{8} \frac{l_{pm}}{d} \right]$$

où ρ_0 est la résistivité électrique du matériau massif, l_{pm} est le libre parcours moyen et d l'épaisseur de la couche de platine. Cette relation traduit le fait que la diffusion (non spéculaire) des électrons de conduction à la surface vient amplifier la résistivité longitudinale ($d > l_{pm}$). On obtient:

$$l_{Pt}(300K) \approx 80 \text{ \AA}$$

Ce libre parcours moyen est environ le double de l'épaisseur typique des couches de platine (respectivement 35 Å et 45 Å), qui sont donc toutes deux largement dans le régime balistique. En supposant que le libre parcours moyen dans le cobalt est très supérieure à l'épaisseur de Co, un électron peut donc voyager sur l'épaisseur totale du film Pt/Co/Pt (~8 nm) sans être diffusé en volume. Cependant nous verrons par la suite l'importance de la diffusion aux interfaces et à la surface dans les processus liés à l'EHA.

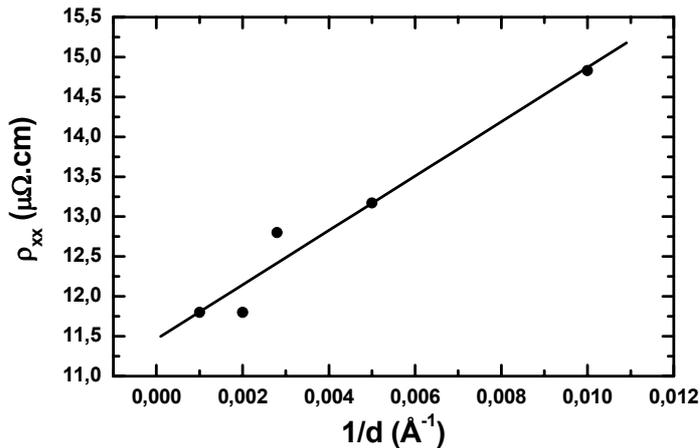


Figure 6 : Résistivité électrique en fonction de l'épaisseur de platine.

2.2. Effet Hall anormal dans les films ultra-minces Pt/Co/Pt

2.2.1. Protocole expérimental et résultats

Je présente ici les résultats de résistivité de Hall $\rho_{xy}(T)$ et de résistivité électrique $\rho_{xx}(T)$ en fonction de la température T dans un film ultra-mince de Pt(35 Å)/Co(5 Å)/Pt(45 Å)/Al₂O₃. Pour ces mesures de transport, nous avons lithographié des pistes macroscopiques de largeur 250 μm. La réalisation de ces pistes est détaillée dans le chapitre IV (Figure 7).

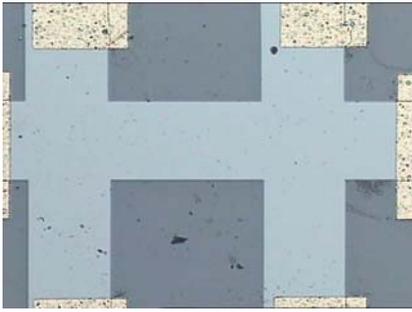


Figure 7 : Image microscope montrant un motif de double croix de Hall symétriques reliées entre elles par une piste d'une longueur de 470 μm et une largeur de 250 μm .

J'ai effectué des mesures de tension de Hall en fonction du champ pour des températures variant de 10 K à 300 K. Comme nous l'expliquerons au chapitre IV, par analogie avec une couche homogène, la valeur de la résistivité de Hall pour une multicouche en géométrie CIP est définie par l'expression suivante :

$$(14) \quad \rho_{xy} = \frac{V_{\text{Hall}} \cdot L_z}{I}$$

où L_z est l'épaisseur totale du film et I est le courant injecté dans la piste.

Cycles de résistivité de Hall

Les Figure 8 et Figure 9 présentent l'allure des cycles d'hystérésis de résistivité de Hall pour des températures allant de 10K à 300 K.

L'allure générale des cycles correspond bien à ce qui a été mesuré par magnéto-optique sur des films ultra-minces continus. Les cycles restent très carrés dans la gamme de température 10K-300K. La transition entre les deux états d'aimantation reste très abrupte même à 10 K, indiquant que le régime de propagation facile de paroi de domaine est toujours dominant et l'anisotropie magnétique élevée. Le champ coercitif H_c est donc bien déterminé pour toutes les températures et il diminue lorsque la température croît. L'amplitude du cycle, qui correspond à l'intensité de l'effet Hall Anormal, diminue très rapidement quand la température diminue.

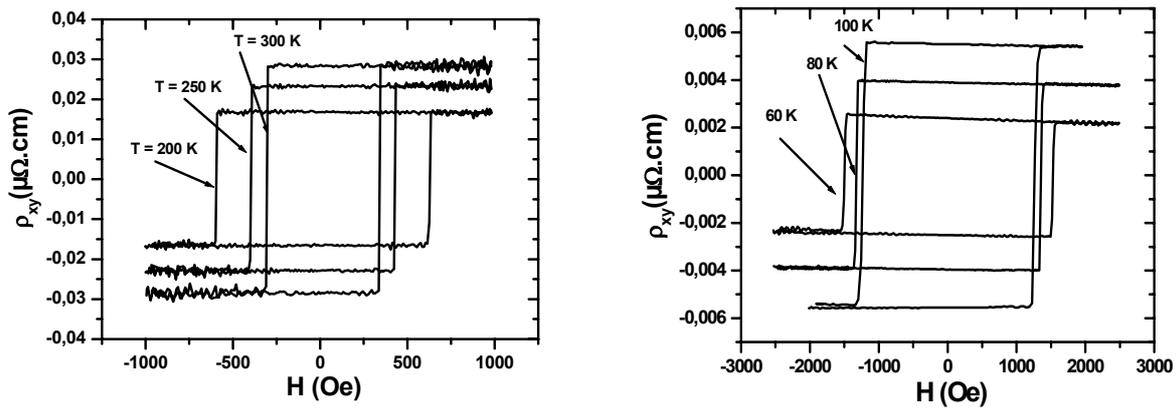


Figure 8 : Variation de la résistivité de Hall en fonction du champ appliqué à différentes températures (60K-300K). La vitesse de balayage du champ magnétique appliqué est de 28 Oe/s.

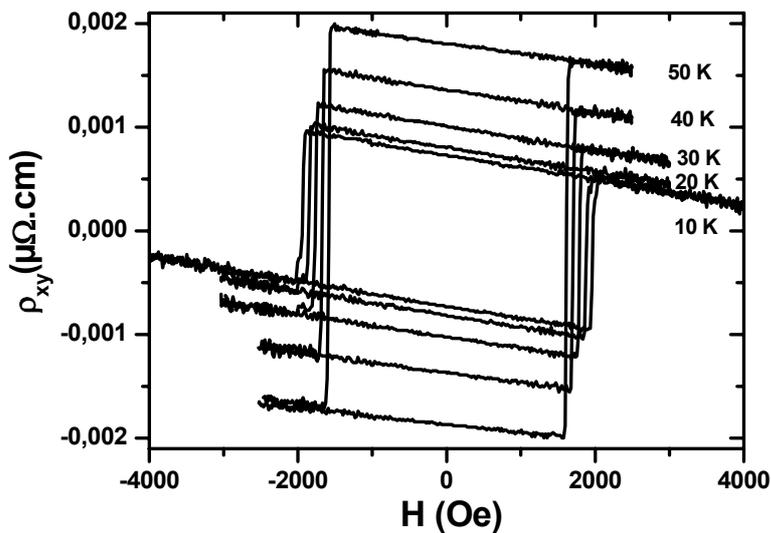


Figure 9 : Variation de la résistivité de Hall en fonction du champ appliqué à différentes températures (10K-50K). La vitesse de balayage du champ magnétique appliqué est de 28 Oe/s.

On voit apparaître une pente négative aux "grands champs" d'autant plus visible que la température diminue (Figure 9). Elle est due à l'effet Hall ordinaire. On peut donner **une première explication qualitative** très simple. On sait que dans le cobalt massif l'effet Hall anormal est positif [Peacock-26] tandis que l'effet Hall ordinaire dans le platine est négatif (les porteurs sont des électrons). Les porteurs injectés dans l'échantillon passent à la fois dans les couches de Platine (35 Å+45 Å) et dans la couche plus mince de Cobalt (5 Å). Le coefficient de Hall anormal est principalement du au cobalt tandis que le coefficient ordinaire est la somme

des coefficients ordinaires dans le Co et dans le Pt. A haute température, l'EHA domine largement. A basse température, l'effet Hall extraordinaire est très fortement réduit mais reste supérieur à l'effet Hall ordinaire.

Extraction de R_0 et R_S

A partir des cycles d'hystérésis, j'ai extrait la résistivité de Hall anormale à chaque température en décomposant la résistivité de Hall en une partie proportionnelle au champ H et une partie proportionnelle à l'aimantation. La procédure pour traiter ces données est la suivante :

- 1) Extraire R_0 en champ fort à partir des cycles d'hystérésis.
- 2) Soustraire la partie linéaire $R_0 H$ et extrapoler à $B = 0$ pour obtenir $4\pi M_S R_S$.
- 3) Diviser la partie restante par la valeur $4\pi M_S$ obtenue par SQUID afin d'extraire R_S .

Nous avons ainsi extrait les valeurs de R_0 et R_S en fonction de la température.

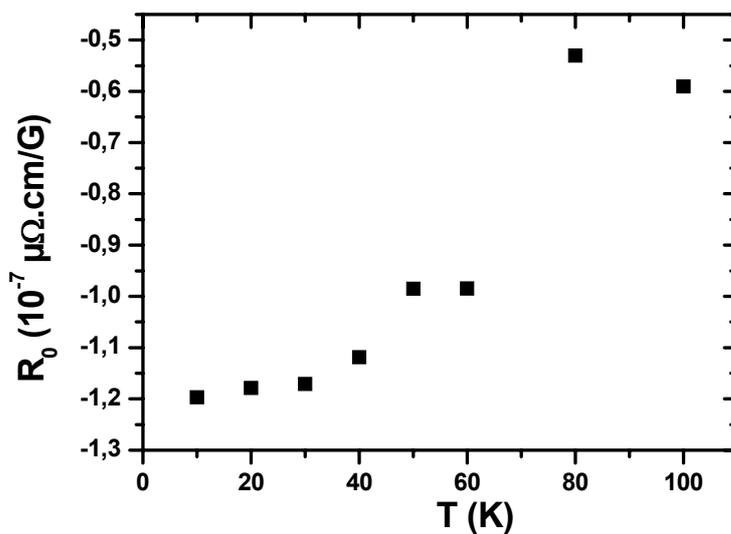


Figure 10 : Variation de la constante de Hall normale R_0 en fonction de la température de 10 K à 100 K.

On trouve que R_0 est négatif et R_S positif. Le coefficient R_0 varie assez peu avec la température (Figure 10).: de $-1,2 \cdot 10^{-13} \Omega \cdot \text{cm}/\text{G}$ ($T = 10 \text{ K}$) à $-0,59 \cdot 10^{-13} \Omega \cdot \text{cm}/\text{G}$ ($T = 100 \text{ K}$). Ceci est assez raisonnable car même dans un échantillon multicouche, on s'attend à une faible dépendance de la constante de Hall ordinaire en température. En revanche, la valeur de $4\pi M_S R_S$ dépend fortement de la température (Figure 11). Dans nos échantillons, à bas champ ($< 1 \text{ T}$) et à toute température, la contribution de l'effet Hall normal à la résistivité de Hall totale est négligeable ($R_0 H \ll 4\pi M_S R_S$).

Loi d'échelle entre $R_S(T)$ et $\rho_{xx}(T)$

La Figure 11.A nous montre l'augmentation rapide de la résistivité de Hall anormale avec la température. D'autre part nous remarquons qu'il y a une tendance à la saturation en dessous de 50 K. La Figure 11.B représente la variation de résistivité électrique en fonction de la température. La résistivité électrique est déduite de la mesure de la résistance longitudinale de la piste reliée à deux croix, mesurée en champ nul, l'échantillon étant dans un état d'aimantation saturée. Elle varie de $27,9 \mu\Omega.cm$ à $12,5 \mu\Omega.cm$ lorsque la température décroît de 300 à 10 K, et augmente linéairement avec la température.

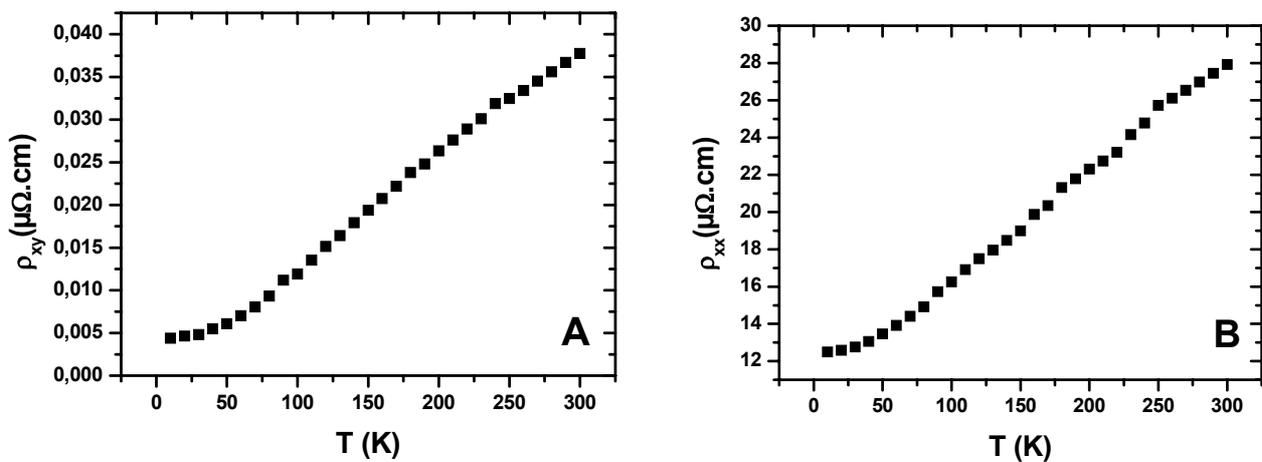


Figure 11 : (A) Variation de la résistivité de Hall anormal en fonction de la température. (B) Variation de la résistivité électrique en fonction de la température.

Afin de savoir si la loi d'échelle valable pour les matériaux homogènes est aussi vérifiée dans notre système de Pt/Co/Pt, j'ai tracé R_S/ρ en fonction de ρ . On obtient alors un comportement linéaire de R_S/ρ en fonction de ρ (Figure 12). Par conséquent la loi d'échelle $R_S = a\rho + b\rho^2$ est bien vérifiée pour nos échantillons tricouches, comme c'était le cas pour les sandwiches Pt/Co/Pt étudié dans la thèse de J. Caulet [Caulet-98] et les multicouches de Co/Pt [Canedy-97, Canedy-00].

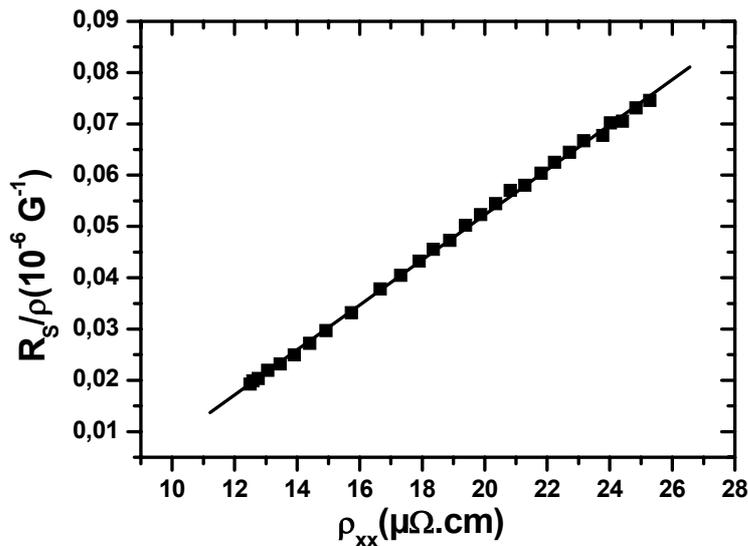


Figure 12 : Rapport de R_S/ρ en fonction de ρ après correction de la valeur de l'aimantation à saturation M_S .

Par ajustement linéaire, nous obtenons les coefficients a et b présentés dans le tableau ci-dessous :

a (10^{-7} G^{-1})	b ($10^{-8} \mu\Omega.\text{cm}.\text{G}^{-1}$)
- 0,35	0,44

Pour quantifier la contribution relative de $a\rho$ ("skew scattering") et de $b\rho^2$ (side-jump) à l'effet Hall anormal, j'ai tracé la valeur absolue du rapport de $b\rho$ sur a en fonction de la température (Figure 13). Tout d'abord, on voit que le rapport est toujours supérieur à 1 quelle que soit la température : le terme quadratique ("side-jump") domine la partie linéaire ("skew-scattering") dans nos films ultra-minces Pt/Co (5\AA)/Pt. D'autre part, le rapport $\text{Abs}(b\rho/a)$ croît presque linéairement en fonction de la température, comme la résistivité longitudinale. Cela est dû à la plus forte contribution des phonons lorsque la température augmente.

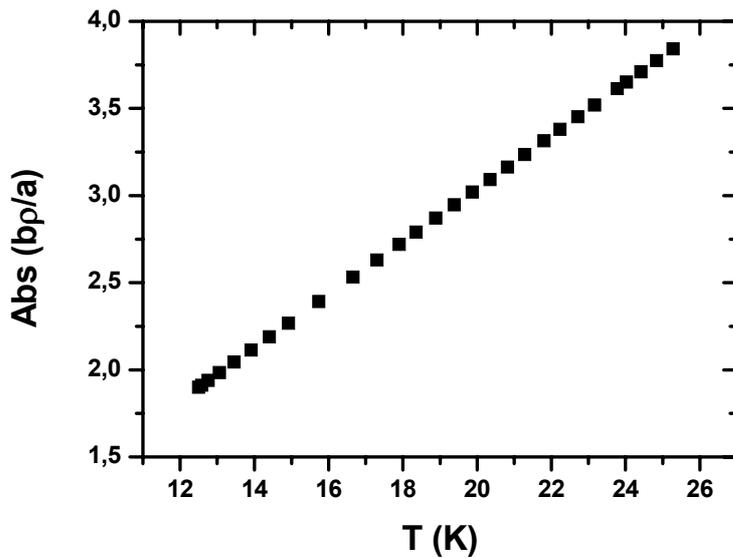


Figure 13 : Valeur absolue du rapport $b\rho$ sur a en fonction de la température.

2.2.2. Discussion des résultats expérimentaux

Dans le tableau suivant, nous comparons les valeurs de la composante linéaire a et de la composante quadratique b obtenues par Canedy [Canedy-97] et par Caulet [Caulet-98] avec nos propres résultats:

<u>Echantillons</u>	<u>a (10^{-7} G^{-1})</u> "skew-scattering"	<u>b ($10^{-8} ((\mu\Omega.\text{cm}.\text{G})^{-1})$)</u> "side-jump"	
Pt/Co(5Å)/Pt [Cayssol]	- 0, 31	0,44	$b\rho/a > 1$
Pt/Co(7 Å)/Pt [Caulet-98]	23,8	4,2	$b\rho/a < 1$
Co ₂ Pt ₄ [Canedy-97]	-0,2/0,04	0,7/0,9	$b\rho/a > 1$

Cette comparaison est riche d'enseignement :

1. Dans le cas de J. Caulet (trilayers Pt/Co/Pt/SiO₂), le coefficient b est 9 fois plus important et le coefficient a 100 fois plus grand et de signe différent, indiquant que la nature et/ou la densité de défauts sont différents. Ce résultat pourrait s'expliquer par une plus mauvaise qualité cristalline de ces films déposés sur SiO₂, induisant un plus faible libre parcours moyen et un nombre d'événements de diffusions asymétriques plus

importants. Il est cependant assez étonnant de noter que dans ce cas de régime diffusif, le mécanisme dominant est le skew scattering (qui est censé dominer dans les matériaux propres).

2. Pour des systèmes multicouches Co/Pt à plusieurs interfaces [Canedy 97 et 00], la valeur des constantes a et b est en accord avec nos résultats, indiquant que le type de défauts contribuant aux diffusions asymétriques est similaire dans les 2 cas. Comme pour nos multicouches, le libre parcours moyen dans les multicouches est élevé et très supérieur à l'épaisseur des couches individuelles. D'autre part, Canedy et al ont aussi observé que le coefficient b est proportionnel à $1/d_{Co}$, indiquant que le side jump est dominé par la diffusion aux interfaces. Cependant, on peut alors se demander comment un électron de conduction subissant des diffusions multiples dans un système à grand nombre d'interfaces (multicouches) peut contribuer de la même manière (a et b sont similaires) à l'EHA qu'un électron se propageant dans un système à 2 interfaces. Il doit forcément exister un mécanisme d'amplification dans nos couches dont nous allons discuter à présent.

2.3. Influence de la diffusion de surface sur l'EHA

Comme l'a démontré Sondheimer [Sondheimer-52] pour la résistivité longitudinale, la diffusion des électrons de conduction à la surface d'un film mince (réflexion non spéculaire), peut aussi contribuer à l'EHA (l'EHA augmente lorsque l'épaisseur du film magnétique diminue [Gerber-02]). Il faut noter que selon la nature des défauts à la surface (magnétique ou non magnétique) et selon l'état de polarisation de l'électron de conduction diffusé à la surface, la contribution à l'EHA peut être radicalement différente. Ce phénomène de diffusion non spéculaire est présent lorsque l'épaisseur de la couche mince est inférieure au libre parcours moyen et la qualité de la surface n'est pas parfaite (cas de nos films). Afin d'étudier la présence éventuelle de ce mécanisme dans nos structures, nous avons comparé l'EHA dans deux films dont l'épaisseur de la couche de Pt supérieure est différente ($t_{Pt} = 4$ nm et $t_{Pt} = 15$ nm). Dans le premier cas, l'épaisseur totale du film est de l'ordre du libre parcours moyen et dans le second cas elle est très supérieure. La Figure 14 indique une nette diminution de l'EHA lorsque l'épaisseur de film est supérieure au lpm. Cette diminution est d'autant plus importante que la

température est élevée. Ceci indique qu'un électron de conduction qui se propage dans une couche de Pt dont l'épaisseur est supérieure au libre parcours moyen ne contribue plus (ou peu) à l'EHA.

Comme le "side-jump" domine généralement à haute température à cause de l'augmentation de la résistivité, on peut donc supposer que la diffusion de surface (vide ou substrat) joue le rôle d'amplificateur pour la diffusion des électrons aux interfaces comme il est indiqué schématiquement sur la Figure 15.

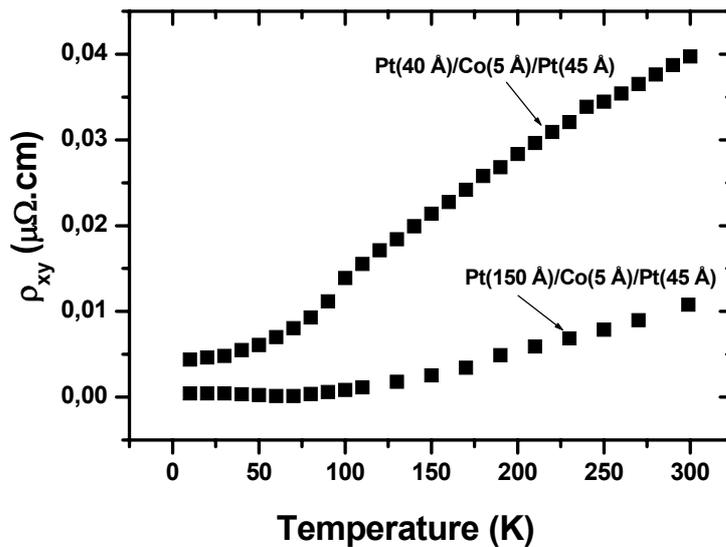


Figure 14 : Variation de résistivité de Hall en fonction de la température pour deux films de Pt/Co/Pt dont l'épaisseur de la couche supérieure de Pt fait respectivement 40 et 150 Å

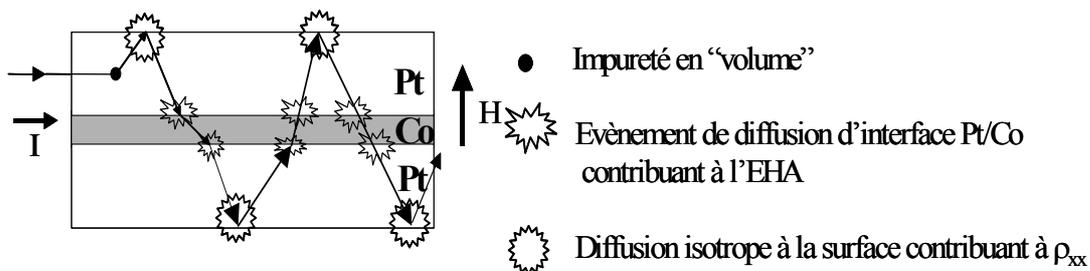


Figure 15: Chemin d'un porteur dans la limite où le libre parcours moyen est très supérieur à l'épaisseur totale du film. L'électron de conduction subit une diffusion isotrope (non spéculaire) à la surface du film ou à l'interface film/substrat et poursuit son chemin jusqu'à ce qu'il diffuse à nouveau à une interface Co/Pt où il contribue à l'EHA. Cet effet explique l'amplification de l'EHA observé sur la figure 14.

Ceci peut expliquer que notre système à 2 interfaces est équivalent (les constantes a et b sont similaires) à un système multicouches à plusieurs interfaces par amplification de la diffusion aux interfaces induite par la réflexion à la surface. Ceci peut aussi expliquer que dans le cas de J. Caulet le side jump ne soit pas dominant, un électron diffusé dans la couche de Pt ne retraversant pas les interfaces.

2.4. Influence de l'irradiation sur l'effet Hall anormal

Nous venons donc de voir que les interfaces jouent un rôle considérable dans les mécanismes contribuant à l'effet Hall anormal dans les multicouches. Cependant l'origine de cette diffusion est encore mal comprise à ce jour.

Afin de mieux comprendre son origine, nous avons irradié nos échantillons avec des ions légers He^+ pour modifier la nature structurale des interfaces de manière contrôlée [Devolder-t00] et d'étudier leur influence sur l'effet Hall anormal. Dans un premier temps, je présente brièvement la technique d'irradiation ionique et les conditions d'irradiation, puis je présente les mesures de résistivité de Hall et de résistivité électrique en fonction de la dose d'irradiation.

2.4.1. Irradiation ionique

L'utilisation classique de l'irradiation ionique, avec des ions lourds (Xénon, Argon) dans des gammes d'énergie de l'ordre de 100 KeV, vise un mélange ionique efficace [Xiao-94], ou une amorphisation [Nastasi-83]. Ces irradiations s'accompagnant de transferts d'énergie importants, provoquent des cascades de collisions qui induisent des dommages significatifs dans le matériau et modifient sa cristallinité.

Notre objectif est de modifier de manière contrôlée les propriétés structurales des interfaces, sans altérer la qualité cristalline du matériau. D'autre part si nous voulons que ces effets soient homogènes en profondeur dans le matériau, il nous faut nous placer dans des gammes d'énergie suffisamment élevées pour que la profondeur de pénétration des ions soit très grande devant l'épaisseur des couches. Le compromis entre les deux conditions est d'irradier par des ions très légers (faible ralentissement nucléaire) et dans des gammes d'énergie supérieures à 10 keV (fort ralentissement électronique) [Devolder-t00].

Dans ces conditions, il a été démontré par nos groupes de l'université (IEF, LPS et CSNSM) [Chappert- 98, Devolder-t00] que l'irradiation de films de Pt/Co/Pt par des ions He^+ permettait

de contrôler avec une très grande précision le mélange aux interfaces Pt/Co (Figure 16). Dans ces films, l'anisotropie magnétocristalline perpendiculaire a comme origine une anisotropie d'interface élevée. L'irradiation (via en particulier le mélange aux interfaces) permet donc de modifier de manière contrôlée l'anisotropie magnétique perpendiculaire (la diminuant ou induisant même une aimantation planaire). La qualité cristalline des films, la taille des grains ainsi que la rugosité de surface ne sont pas modifiées.

L'effet de l'irradiation est de créer par un mécanisme balistique un alliage $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$ aux interfaces (Figure 16), augmentant ainsi localement la constante effective de spin orbite par polarisation des atomes de Pt (le maximum étant pour $x \sim 0.5$ pour un alliage ordonné). D'autre part, comme le montre Devolder dans sa thèse, l'irradiation induit aussi une relaxation des contraintes (aux faibles fluences), en créant des dislocations. Ces deux effets d'irradiation peuvent jouer un rôle important dans la modification de l'EHA.

Cependant la structure parfaite donnée par la figure 16 reste assez naïve. De par la faible épaisseur de Co, le film non irradié présente déjà des interfaces fortement interdiffusées ainsi qu'une rugosité atomique due à la présence de marches. D'autre part, nos études récentes sur la propagation de paroi dans un film irradié (cf chapitre 6) semblent indiquer que l'irradiation a tendance à diminuer la densité des défauts responsable du piégeage des parois. Cependant il faut noter ici que les défauts qui s'opposent au déplacement des parois sont certainement très différents de ceux qui sont responsables des diffusions asymétriques contribuant à l'EHA.

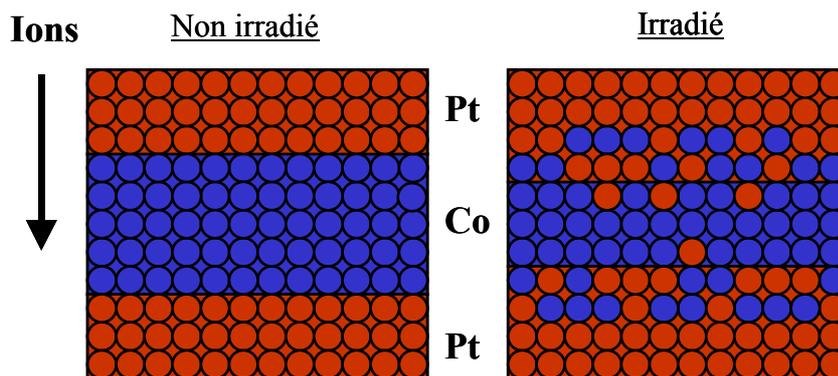


Figure 16: Dessin schématique montrant l'état structural du système après l'irradiation par des ions He^+ .

Pour effectuer les mesures de résistivité de Hall et de résistivité électrique nous avons lithographié de pistes macroscopiques à partir de films de Pt/Co(5Å)/Pt/Al₂O₃. Nous disposons de deux structures de doubles croix de Hall par échantillon (Figure 17) permettant ainsi de réaliser plusieurs doses sur le même échantillon.

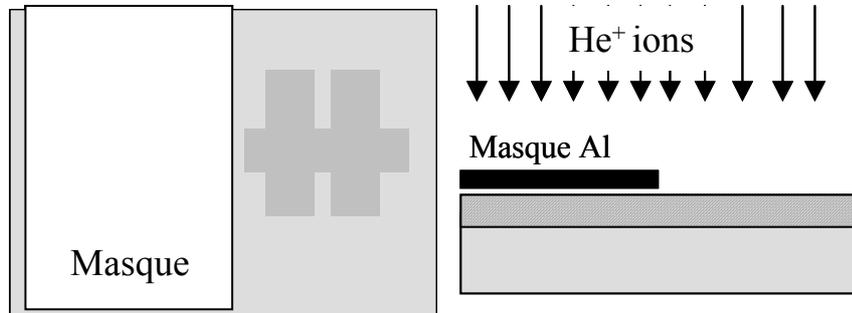


Figure 17 : Structures utilisées pour effectuer les mesures de ρ_{xx} et ρ_{xy} . (A): Dessin montrant deux motifs de double croix de Hall symétriques reliées entre elles par une piste d'une longueur de $470 \mu\text{m}$ et d'une largeur de $250 \mu\text{m}$ (B): Pendant l'irradiation, l'un des deux motifs sur l'échantillon est masqué par un masque d'Al.

Les conditions d'irradiation sont similaires à celles utilisées par T. Devolder [Devolder-00]. Les pistes sont irradiées par des ions He⁺ accélérés à 10 keV. Les doses utilisées sont : $F = 10^{15}$ He⁺/cm², et $F = 5 \cdot 10^{15}$ He⁺/cm². Lorsqu'on irradie une des deux structures du même échantillon, la deuxième structure est masquée par un papier d'aluminium (Figure 17). La piste non irradiée sert de témoin.

2.4.2. Effet d'irradiation par des ions He⁺ sur l'Effet Hall Anormal

Nous avons mesuré la résistivité de Hall ρ_{xy} et la résistivité longitudinale ρ_{xx} pour chaque température (10K – 300 K.)

La Figure 18 compare des cycles d'hystérésis de résistivité de Hall à $T = 300 \text{ K}$ pour un sandwich de Pt/Co/Pt non irradié, et irradié à 10^{15} He⁺/cm et $5 \cdot 10^{15}$ He⁺/cm. Nous observons que :

- l'amplitude de la résistivité de Hall augmente après irradiation de manière significative.
- le champ coercitif H_C diminue fortement après irradiation, exactement comme cela avait été observé auparavant.

Fluence ($10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$)	ρ_{xy} ($\mu\Omega.\text{cm}$) (300 K)	H_C (Oe) (300 K)
0	0,037	323
1	0,041	236
5	0,049	16,59

Tableau 1: Les valeurs de ρ_{xy} et de H_C à $T = 300 \text{ K}$ pour les trois doses d'irradiation.

La Figure 19 montre l'allure des cycles d'hystérésis pour le même film à basse température (10K, 40 K, et 80 K). Nous observons que:

- Les cycles restent carrés à toutes les températures pour les pistes non irradiées et irradiées à $10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$. On observe une rémanence de 100%.
- Pour la piste irradiée à $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$, en dessous de 80 K, l'axe de facile aimantation n'est plus rigoureusement perpendiculaire au plan du film, les cycles s'arrondissent.
- Au-dessous de 100 K, on voit apparaître une légère pente qu'on attribue à l'effet Hall ordinaire (cf. §2.2)
- Le champ coercitif augmente lorsque la température décroît (Figure 19.D).
- Dans tous les cas, l'irradiation augmente de manière considérable l'amplitude de l'effet Hall anormal.

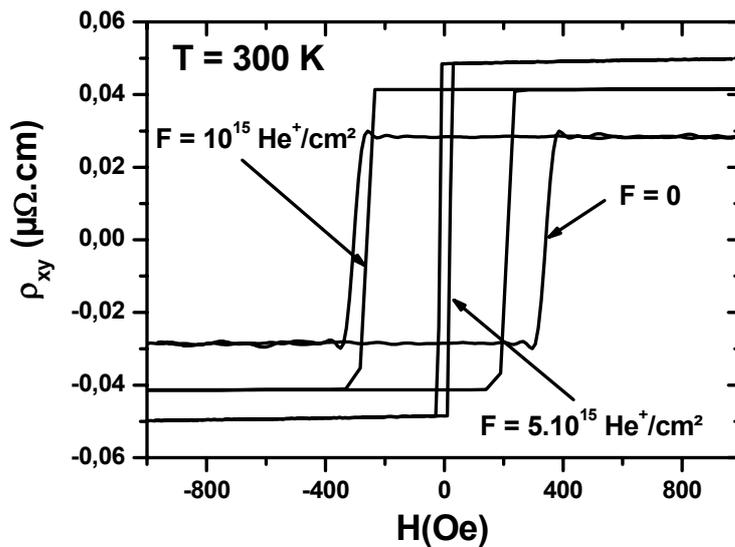


Figure 18 : Cycle d'hystérésis en fonction de la fluence d'irradiation pour une couche $\text{Pt}/\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}/\text{Al}_2\text{O}_3$ avec la même vitesse de balayage $1,5 \text{ Oe/s}$.

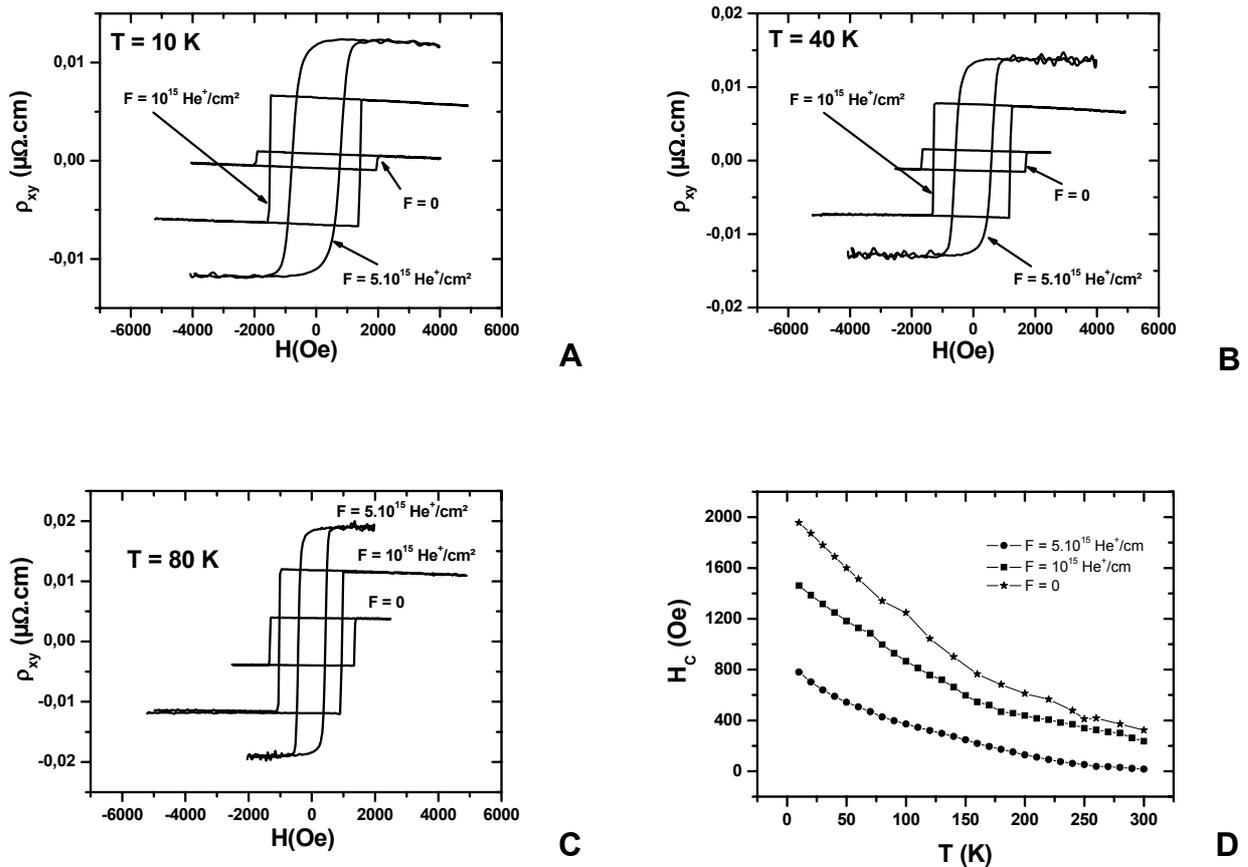


Figure 19 : Cycles d'hystérésis pour un sandwich de Pt/Co(5Å)/Pt/Al₂O₃ non irradié, et irradié à $10^{15}\text{ He}^+/\text{cm}$ et $10^{15}\text{ He}^+/\text{cm}$ à $T = 10\text{ K}$ (A), $T = 40\text{ K}$ (B) et $T = 80\text{ K}$ (C). (D) : H_C en fonction de la température pour le même film.

La Figure 20 présente les valeurs de résistivité de Hall anormale en fonction de la température pour chaque fluence d'irradiation. Nous trouvons une augmentation significative de l'effet Hall anormal après l'irradiation à toute température. Ces résultats expérimentaux pourraient confirmer de manière significative que les diffusions aux interfaces ne doivent pas être négligées dans la contribution à l'effet Hall anormal. Cependant il faut rester très prudent dans ce type d'interprétation rapide, la variation de l'EHA pouvant être due qu'à celle de la résistivité dont nous allons parler à présent.

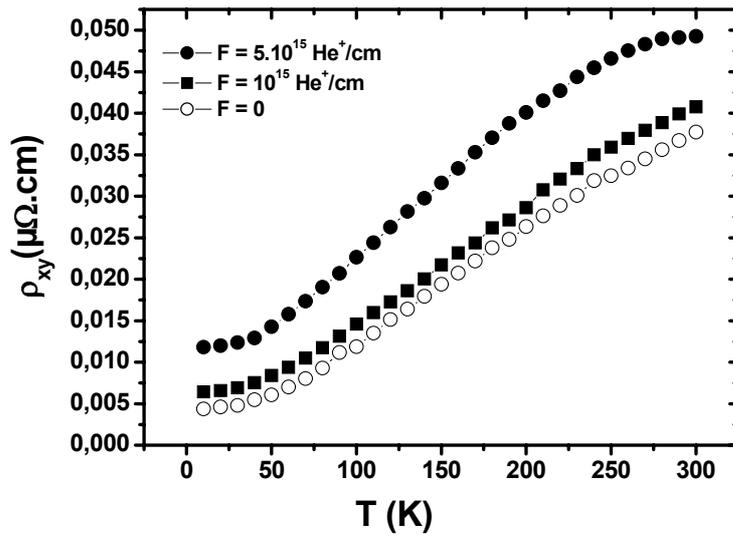


Figure 20 : Résistivité de Hall anormal en fonction de la température pour des pistes non irradiée, irradiée à $10^{15}He^+/cm^2$ et à $5.10^{15}He^+/cm^2$ à 10 KeV.

La Figure 21 présente la résistivité électrique de ces mêmes pistes en fonction de la température. Nous remarquons que la résistivité électrique a augmenté légèrement après irradiation. Elle est passée de 27,9 $\mu\Omega.cm$ à $T = 300$ K pour l'échantillon non irradié à 31 $\mu\Omega.cm$ pour l'échantillon irradié à $10^{15}He^+/cm^2$, et à 32 $\mu\Omega.cm$ pour l'échantillon irradié à $5.10^{15}He^+/cm^2$.

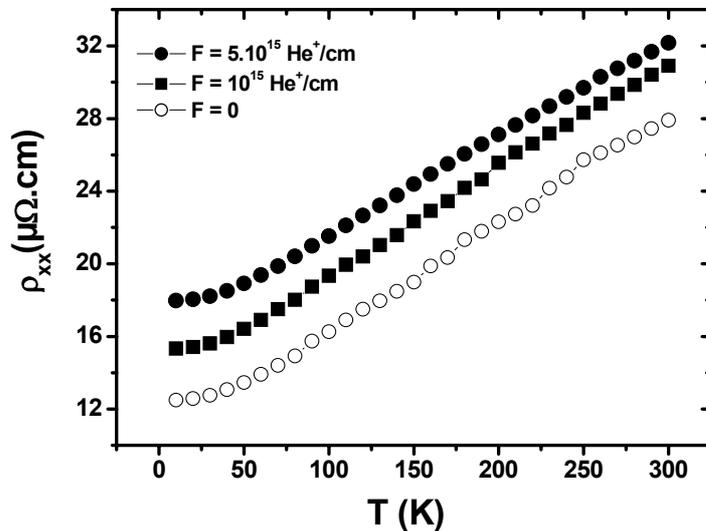


Figure 21 : Résistivité longitudinale en fonction de la température.

Les figures 22 et 23 présentent le rapport de R_S/ρ en fonction de ρ dans les deux échantillons irradiés respectivement à $10^{15} He^+/cm^2$ et $5.10^{15} He^+/cm^2$. Nous remarquons que la loi d'échelle

est toujours approximativement vérifiée pour la dose 10^{15} He^+/cm^2 même si une certaine courbure commence à apparaître à haute température. En revanche, pour la dose la plus forte, il y a une forte déviation par rapport à la linéarité, surtout vers les valeurs de résistivité de Hall importantes. Il apparaît clairement deux régimes différents. Ce changement de régime correspond à la saturation de ρ_{xy} à partir de 250 K (Figure 20). Nous pensons que pour cette forte dose, l'aimantation M_S diminue plus rapidement à cause d'une diminution de la température de Curie induite par l'irradiation [Devolder-t00].

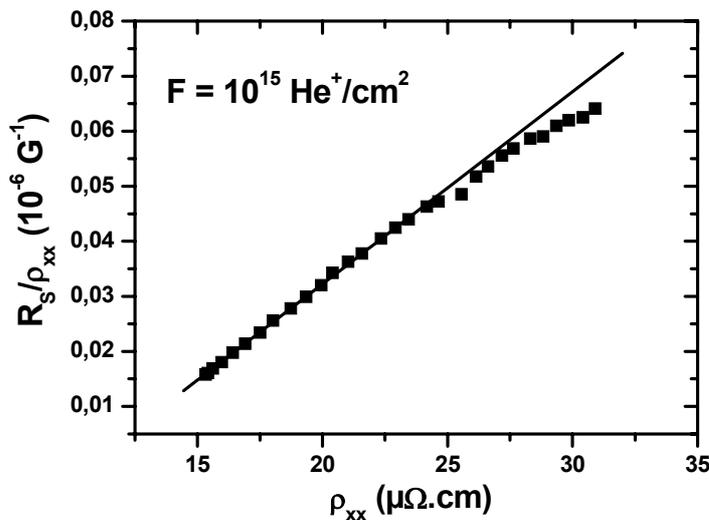


Figure 22 : Rapport de R_s/ρ en fonction de ρ pour un film Pt/Co(5 Å)/Pt/Al₂O₃ irradié à 10^{15} He^+/cm^2 . L'ajustement linéaire représenté par la droite montre que la loi d'échelle $a + b\rho$ reste approximativement vérifiée dans la gamme étudiée.

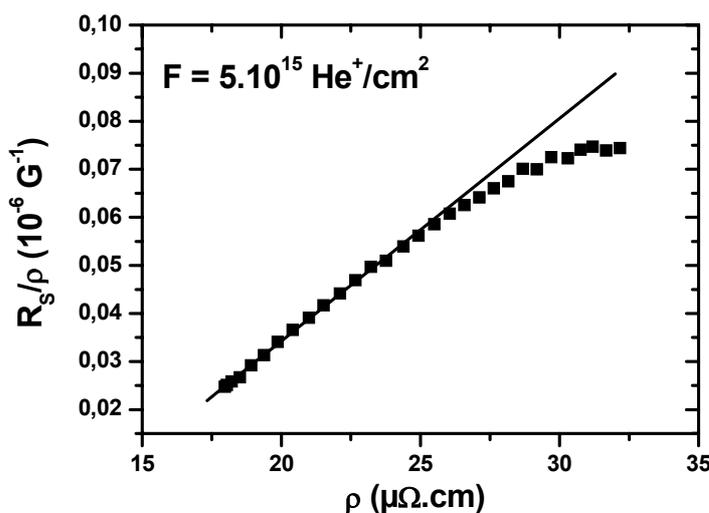


Figure 23 : Rapport de R_s/ρ en fonction de ρ pour un film Pt/Co(5 Å)/Pt/Al₂O₃ irradié à 5.10^{15} He^+/cm^2 . L'ajustement linéaire représenté par la droite est effectué entre 10 K et 160 K la plage où la loi d'échelle est vérifiée.

Pour évaluer plus précisément la plage de résistivité dans laquelle nous obtenons la loi linéaire vérifiée, on réalise une régression linéaire de la courbe $R_s/\rho_{xx} = f(\rho_{xx})$ sur une gamme variant de la résistivité minimale de ρ_{xx} , jusqu'à une valeur maximale variable. On obtient ainsi pour chaque régression une droite $a + b \rho$. La qualité de la régression linéaire est caractérisée par l'écart quadratique moyen σ qui s'écrit:

$$(15) \quad \sigma = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N (R_s/\rho)_i - a_i - b_i \rho \right)^{1/2}$$

où la somme porte sur le nombre de points de mesures entre $\rho_{xx \min}$ et $\rho_{xx \max}$, a et b sont les coefficients de régression. Les courbes de σ en fonction de $\rho_{xx \max}$ sont données sur les figures 24 et 25. La variation de σ montre une partie initiale approximativement plate aux faibles valeurs de ρ_{xx} , suivi d'une montée rapide.

La loi linéaire est alors vérifiée pour la dose $F = 10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$ jusqu'à $\rho_{xx \max} = 24 \mu\Omega.\text{cm}$, et pour $F = 5 \cdot 10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$ jusqu'à $\rho_{xx \max} = 25,5 \mu\Omega.\text{cm}$. Les valeurs de a et de b retenues pour la régression linéaire sont présentées dans le tableau 2.

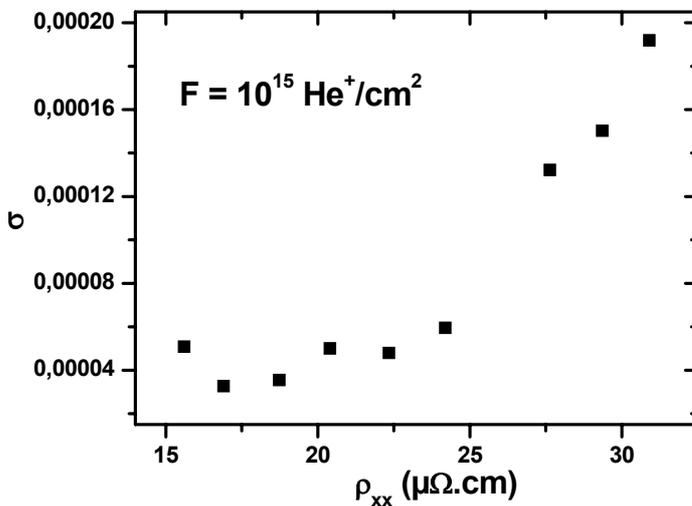


Figure 24 : Ecart quadratique moyen en fonction de ρ_{xx} . La courbe montre une partie initiale presque plate jusqu'à une valeur de ρ_{xx} maximum égale à $24 \mu\Omega.\text{cm}$.

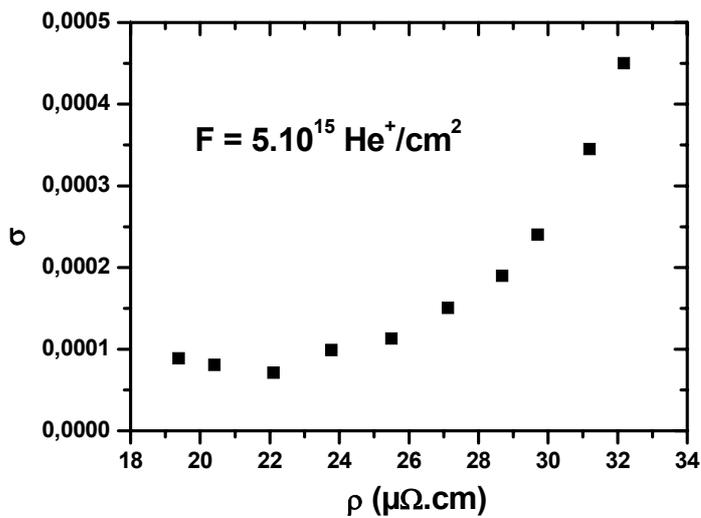


Figure 25 : Ecart quadratique moyen en fonction de ρ_{xx} . La courbe montre une partie initiale presque plate jusqu'à une valeur de ρ_{xx} maximum égale à $25,5 \mu\Omega.cm$.

On observe sur le tableau 2 que le terme de skew scattering augmente légèrement pour la plus forte dose, alors que le terme de side jump diminue d'abord à faible dose puis augmente ensuite pour la plus forte dose. Cependant, ces faibles variations indiquent que l'origine de la diffusion asymétrique dans nos couches n'a pas été modifiée de manière significative par le mélange aux interfaces (pas de variation importante des coefficients a et b et pas de changement de signe) contrairement par exemple à l'effet d'une couche d'au intercalée à une interface Co/Pt [Caulet-98].

<u>Fluence</u> ($10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$)	<u>a</u> (10^{-7} G^{-1})	<u>b</u> ($10^{-8} (\mu\Omega.cm.G)^{-1}$)
0	-0,35	0,44
1	-0,31	0,32
5	-0,54	0,41

Tableau 2 : Tableau des valeurs de a et de b pour les trois doses d'irradiation. Elles sont déduites à partir des ajustements linéaires de la relation $R_S/\rho = a + b\rho$.

On observe aussi sur la Figure 26 que le rapport de $b\rho$ sur a reste toujours supérieur à 1. Ceci indique que le side-jump domine toujours par rapport au skew-scattering. Ce rapport diminue globalement lorsque l'on augmente la dose d'irradiation.

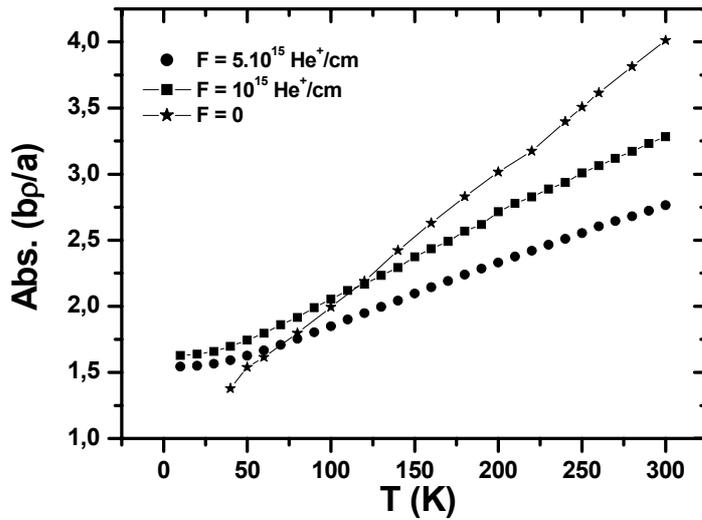


Figure 26 : Valeur absolue du rapport $b\rho$ sur a en fonction de la température pour des doses d'irradiation $F=0$, $F=10^{15}\text{He}^+/\text{cm}^2$ et $F=5.10^{15}\text{He}^+/\text{cm}^2$.

2.4.3. Discussion des résultats expérimentaux

Tout d'abord, il est assez surprenant d'observer que la loi d'échelle $R_s = a \rho_{xx} + b \rho_{xx}^2$ valable pour des alliages homogènes semble assez vérifiée dans le cas de nos tricouches. Nous pensons, comme nous l'avons précisé ci-dessus, que cela est dû au fait que même dans les films non irradiés les éléments Pt et Co sont déjà fortement interdiffusés. Dans le cas d'une couche de cobalt de 5 Å, il n'existe pas à proprement parlé, de couche pure de Co mais plutôt un gradient d'alliage CoPt.

L'observation d'une faible augmentation de la résistivité longitudinale peut être due à l'introduction de défauts par l'irradiation. Cependant cela reste incompatible avec le fait que l'irradiation ne modifie pas la structure cristalline des échantillons comme nous l'avons vérifié par des mesures de diffraction X. Une hypothèse à vérifier serait que l'irradiation induise une relaxation des contraintes du film (avec apparition de dislocations) contribuant à cette augmentation de la résistivité longitudinale. Nous pensons plutôt que cette faible augmentation provient de la création progressive d'un alliage $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$ aux interfaces (riche en Co dans la couche de Co et riche en Pt dans les couches de Pt) pour lequel il est connu que la résistance augmente lorsque la composition x augmente [Mc Guire-75].

Comme on l'a vu, les coefficients de side-jump et de skew-scattering ne sont pas modifiés de manière significative par le mélange aux interfaces. La variation de l'EHA

proviendrait donc principalement de l'augmentation de la résistivité longitudinale. Ce résultat peut s'expliquer de manière très simple : en formant un alliage aux interfaces, l'irradiation augmente l'épaisseur effective de la couche d'alliage magnétique qui participe aux diffusions. La densité de centres diffuseurs (ou la section efficace de diffusion) est donc augmentée, ce qui explique l'augmentation de ρ_{xy} et ρ_{xx} dans la même proportion.

On peut cependant essayer d'expliquer les faibles variations des coefficients a et b présentés dans le tableau 2. A faible fluence, la diminution du terme de side-jump pourrait être induit par la relaxation des contraintes : l'apparition de dislocations limiterait alors le libre parcours moyen des électrons de conduction diminuant le coefficient b de side-jump mais augmentant la résistivité longitudinale. Par contre à forte fluence, l'interdiffusion aux interfaces Pt/Co devient plus efficace et la présence d'un alliage $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$ augmenterait de manière significative la constante effective de couplage spin-orbite, ce qui pourrait expliquer la variation des coefficients a et b (Tableau 2).

3. Conclusion

Dans les systèmes de Pt/Co/Pt, nous avons pu vérifier la loi d'échelle proposé dans les matériaux homogènes $R_S = ap + bp^2$. Le mécanisme du side-jump est dominant à toutes les températures. Nous avons démontré que la diffusion à la surface et aux interfaces sont les mécanismes dominants contribuant à l'effet Hall anormal dans les multicouches où le libre parcours moyen est très supérieur à l'épaisseur des couches. Cependant, il est difficile de conclure sur les origines de la diffusion asymétriques aux interfaces. Il est clair que la constante de spin orbite effective due à la présence d'un alliage CoPt aux interfaces contribue de manière significative à l'EHA. Mais l'influence de défauts structuraux (rugosité, lacunes, dislocations, joints de grains...) n'est pas à négliger. Ainsi, des études complémentaires (théoriques et expérimentales) permettant de décorréler les différents effets sont nécessaires pour approfondir notre connaissance sur les origines de l'EHA dans les multicouches.

Références

- [Aoki-93] Y. Aoki, H. Sato, Y. Kobayashi, K. Honda, T. Kumano, S. Hashimoto, T. Yokoyama, T. Hanyu, T. Kaneko, and R. Yamamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 448 (1993)
- [Ashworth-69] Ashworth, D. Sengupa, G. Schnakenberg, L. Sharpiro, and L. Berger, *Phys. Rev. B* **185**, 792 (1969).
- [Berger-70] L. Berger, *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970)
- [Berger-72] L. Berger, *Phys. Rev. B* **5**, 1862 (1970)
- [Canedy-97] C.L. Canedy, X.W. Li, G. Xiao, *J. Appl.Phys.* **81**, 5376 (1997)
- [Canedy-00] C.L. Canedy, X.W. Li, G. Xiao, *Phys. Rev. B* **62**, 1, (2000)
- [Caulet-t98] J. Caulet, "*Effet Hall extraordinaire et renversement de l'aimantation dans des microstructures gravées à base de films ultraminces de cobalt*" thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1998)
- [Chappert-98] C. Chappert, H. Bernas, J. Férré, V. Kottler, J-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. rousseaux, V. Mathet, H. Lautois, *Science* **280**, 1919 (1998)
- [Crépieux-97] A. Crépieux, C. Lacroix, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, *Phys. Lett. A* **229**, 401 (1997)
- [Crépieux-01] A. Crépieux, P. Bruno, cond_mat/0101376 (2001), submitted to Phys. Rev. B
- [Denardin-00] J. C. Denardin, A. B. Pakhomov, M. Knobel, H. Liu et X. X. Zhang, *J. Phys.: Condens Matter*, **12**, 3397 (2000).
- [Devolder-t00] T. Devolder, "*Structuration et nanostructuration de couches magnétiques Co/Pt par irradiation ionique*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1998).
- [Fert-76] A. Fert et A. Friederich, *Phys. Rev. B* **13** (1), 397 (1976).
- [Gerber-02] A. Gerber, A. Milner, M. Karpovsky, B. Lemke, H.-U. Habermeier, J. Tuillon-Combes, M. Négrier, O. Boisron, P. Mélinon et A. Perez, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 90 (2002)
- [Guo-95] G. Y. Guo et H. Ebert, *Phys. Rev. B* **51**, 12633 (1995)
- [Hurd-72] C. M. Hurd, "*The Hall effect in metals and Alloys*", Edited by Plenum Press, New York (1972)

- [Hurd-75] C. M. Hurd, *Contemp. Phys.* **16** (6) 517 (1975)
- [Karplus-54] R. Karplus et J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954)
- [Kittel-83] C. Kittel, "*Physique de l'état solide*", éd Dunod Université.
- [Kobayashi-94] Y. Kobayashi, H. Sato, Y. Aoki, and A. Kamijo, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 7255 (1994)
- [Kondo-62a] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys* **27**, 772 (1962)
- [Kondo-62b] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys* **28**, 846 (1962)
- [Kondorskii-75] YE. I. Kondorskii, A. V. Vedyayev, and A. B. Granovskii, *Fiz. Metal. Metallov.* **40**, 455 (1975)
- [Korenivski-96] V. Korenivski, K. V. Rao, J. Colino, Ivan. K. Schuller, *Phys. Rev. B* **53**, 18, (1996)
- [Luttinger-58] J. M. Luttinger, *Phys. Rev. B* **112**, 739 (1958)
- [Lyo-72] S. K. Lyo et T. Holstein, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 423 (1972)
- [McAlister-79] S. P. McAlister et C. M. Hurd, *J. Appl. Phys.* **50**, 7526 (1979).
- [Mcguire-75] T. R. Mcguire, R. I. Potter, *IEEE Trans Mag.* **MAG-11** 1018 (1975).
- [Nagagawa-00] S. Nagagawa, A. Sato, I. Sasaki, and M. Naoe, *J. Appl. Phys.* **87**, 5705 (2000)
- [Nasatasi-83] M. Nasatasi, L. S. Hung, J. W. Mayer, *Appl. Phys. Lett.* **43** (9) 831 (1983)
- [Nozières-73] P. Nozières et C. Lewiner, *Le journal de Physique*, **34** 901 (1973)
- [O'Handley-78] R.C. O'Handley, *Phys. Rev. B* **18**, 2577 (1978)
- [Ohno-00] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, and K. Ohtani, *Nature* **408**, 944 (2000)
- [Peacock-26] H. B. Peacock, *Phys Rev* **27**, 474 (1926)
- [Ryzhanova-98] N. Ryzhanova, A. Vedyayev, A. Crépieux et C. Lacroix, *Phys. Rev. B* **57** (5), 2943 (1998)
- [Sinha-79] A. Sinha and A.K. Majumdar, *J. Appl. Phys.* **50**, 7533 (1979)
- [Smit-55] J. Smit, *Physica* **21**, 877 (1955)

[Smit-58] J. Smit, *Physica* **24**, 39 (1958)

[Sonheimer-52] E. H. Sondheimer, *Adv. Phys* **1**, 1 (1952)

[Vabra-90] W. Vavra, C. H. Lee, F.J. Lamelas, Hui He, Roy Clarke, and C. Uher, *Phys. Rev. B* **42**, 4889(1990).

[Wunderlich-t01] J. Wunderlich: "*Extraordinary Hall Effect in multilayered magnetic films. Application to the study of magnetization reversal dynamics*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (2001).

[Xiao-94] J. Xiao, K. Liu, C.L. Chien, L.F. Schelp, J.E. Schmidt, *J. Appl. Phys.* **76** (10) p6081 (1994).

[Zhang-95] S. Zhang, *Phys. Rev. B* **51**, 3632 (1995)

Chapitre 4

Détection de la propagation d'une paroi magnétique dans une piste par mesure d'effet Hall anormal

1. Réalisation des micro-dispositifs	81
1.1. Lithographie optique : contacts électriques en Au.....	81
1.2. Lithographie électronique	84
2. Mesure d'effet Hall anormal résolue en temps	91
2.1. Présentation du dispositif expérimental	92
2.2. Principe de détection de la propagation d'une paroi.....	95
2.2.1. <i>Mesure de la tension de Hall</i>	95
2.2.2. <i>Mesures de la tension longitudinale V_R</i>	99
2.2.3. <i>Mesure de différence $V_{H1} - V_{H2}$</i>	100
3. Conclusion	101

Chapitre 4

Détection de la propagation d'une paroi magnétique dans une piste par mesure d'effet Hall anormal

L'objectif de notre dispositif expérimental est de pouvoir mesurer la vitesse de propagation d'une paroi magnétique dans une piste lithographiée submicronique par mesure d'effet Hall extraordinaire. Dans un premier temps, je présente les différentes étapes technologiques permettant de réaliser des pistes submicroniques. Puis je décris le dispositif expérimental qui permet de mesurer leurs propriétés de magnéto-transport résolues en temps. Enfin, la dernière partie est consacrée au principe de détection de la propagation d'une paroi magnétique par mesure d'effet Hall extraordinaire.

1. Réalisation des micro-dispositifs

Le micro-dispositif de magnéto-transport est constitué de deux niveaux distincts :

- des contacts d'or macroscopiques permettant de réaliser des contacts électriques
- une piste submicrométrique connectée par des croix de Hall et alignée sur le niveau précédent.

1.1. Lithographie optique : contacts électriques en Au

Les contacts d'or macroscopiques, dont les dimensions sont comprises entre 500 μm et 800 μm selon le masque optique utilisé, sont obtenus par lithographie optique.

La lithographie optique communément utilisée dans l'industrie de la microélectronique consiste à interposer entre la résine et un rayonnement optique un masque qui présente des parties opaques aux photons suivant le motif à insoler. C'est une technique globale où le dispositif est insolé en une seule fois. La résolution de cette technique (la largeur minimale du trait du motif révélé) dépend principalement de la diffraction optique. La dimension minimale est donnée par le critère de Rayleigh $\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde d'exposition. La résolution de l'aligneur Karl Süss du centre de technologie de l'IEF (CEETAM), utilisé dans le cadre de ma thèse, est de l'ordre de 0,7 μm (rayonnement UV).

Les différentes étapes de la lithographie optique sont présentées sur la Figure 1. Nous utilisons une résine positive (microposit SP1813) dans laquelle est ajouté un composé l'imidazole, qui va permettre d'inverser cette résine de positive à négative. Cette inversion de résine positive va créer le profil en "casquette" désiré [Bardou-96]. Tout d'abord une couche de résine d'épaisseur de $1,3 \mu\text{m}$ est étalée à l'aide d'une tournette sur le film Pt/Co/Pt. On recuit la résine à 90°C pendant 3 mn sur une plaque chauffante afin d'évaporer le solvant et de donner à la résine une structure plus compacte. On insole ensuite la résine à travers un masque optique en contact direct avec l'échantillon (Figure 1.(a)). Les deux types de masques optiques utilisés au cours de ma thèse sont présentés sur la Figure 2. Les masques sont des plaques en verre sur lesquelles se trouve une couche de chrome reproduisant le motif des contacts d'or et qui va absorber le rayonnement UV. Les contacts macroscopiques convergent au centre du motif où se situe une zone de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ destinée à la réalisation ultérieure des pistes par lithographie électronique. Dans cette zone, la dimension des contacts d'Or est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$.

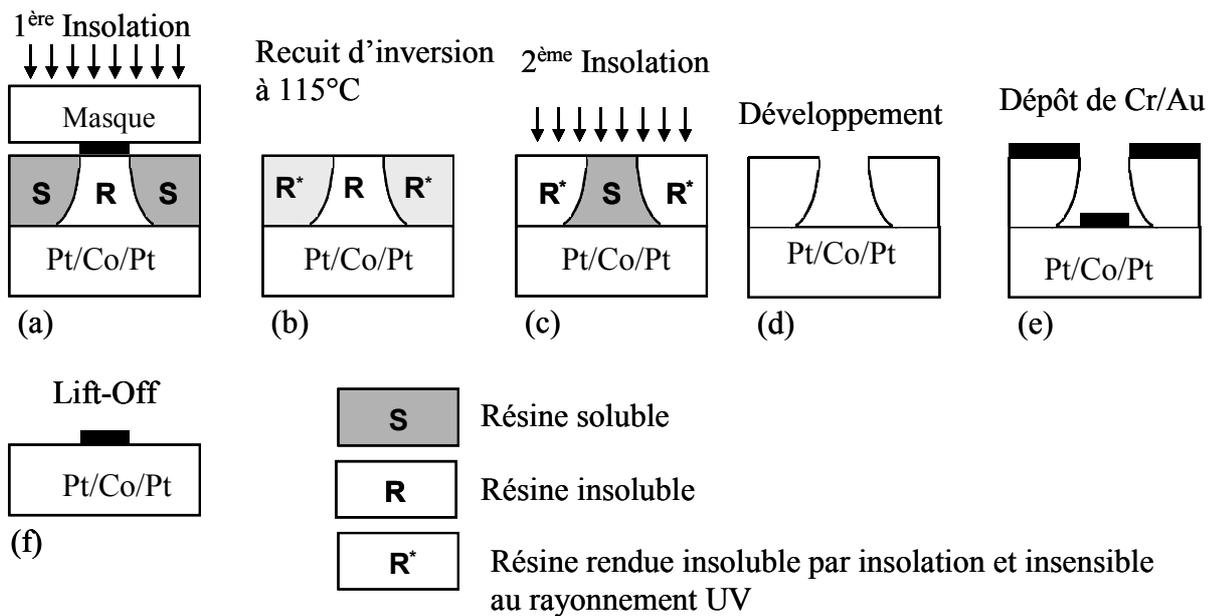


Figure 1 : Représentation schématique des différentes étapes de lithographie optique pour une résine inversible

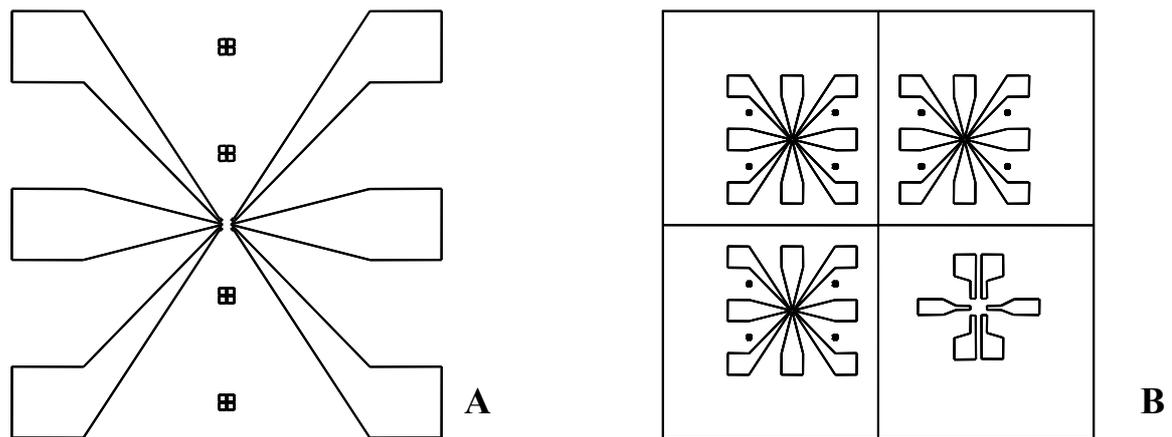


Figure 2 : Schémas des masques optiques utilisés. (A) : 6 contacts électriques (2 croix de Hall). (B) : trois motifs de 8 contacts électriques (3 croix de Hall) et un motif de 6 contacts pour des mesures macroscopiques.

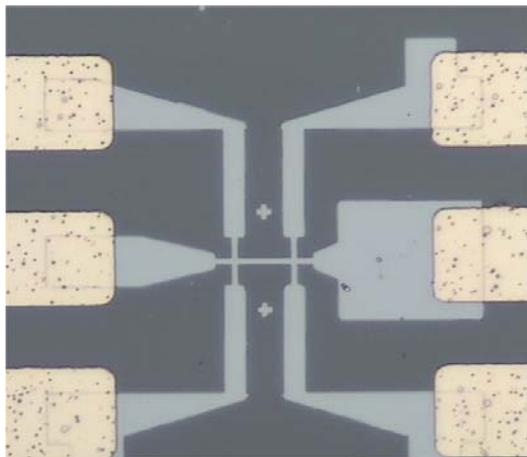


Figure 3 : Agrandissement de la zone centrale des contacts d'Au.

Ensuite on procède au recuit d'inversion dans un four à 115°C pendant 30 mn (Figure 1.(b)) suivi d'une seconde insolation sans masque (Figure 1.(c)). Ce procédé permet de rendre insensible au rayonnement la partie de résine insolée lors de la première étape insoluble. Enfin on développe l'image négative des motifs des contacts d'Au dans la résine (Figure 1.(d)). Une bicouche de 100 \AA de Cr (couche d'accrochage) et de 3000 \AA d'Au est déposée (Figure 1.(e)), et le processus de lift-off permet d'enlever le reste de la résine (Figure 1.(f)). Aussi seul est reproduit le motif du masque. La Figure 4 présente le motif des contacts d'Au (masque A de la figure 2) après le processus de lithographie optique. Les quatre motifs en croix de $2 \mu\text{m}$ de

large, placés de part et d'autre de la zone centrale, servent à faire l'alignement entre les deux niveaux de lithographie.

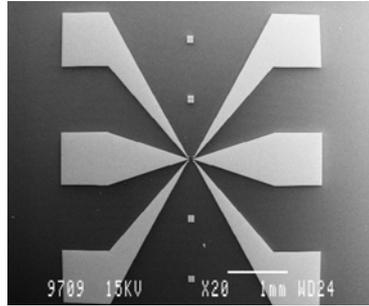


Figure 4 : Image MEB montrant le motif des contacts d'Or après le processus de lithographie optique

1.2. Lithographie électronique

Pour fabriquer des pistes de taille sub-micronique inférieure à la limite accessible en lithographie optique (de l'ordre de $0,7 \mu\text{m}$), nous utilisons la lithographie électronique qui nous permet de réaliser des pistes de dimensions inférieures à 100 nm

La lithographie électronique est la technique qui permet obtenir la meilleure résolution spatiale. Elle consiste à insoler une résine par un faisceau focalisé d'électrons. Les longueurs d'ondes associées aux électrons d'énergie comprise entre 30 KeV et 40 KeV sont inférieures à 1 \AA . La résolution limite provient alors principalement de la diffusion des électrons dans le système résine/échantillon, qui entraîne un élargissement du diamètre effectif de la sonde ainsi que l'insolation par les électrons secondaires rétrodiffusés de zones non exposées par le faisceau d'électrons primaires.

Cet élargissement dépend de la tension d'accélération du faisceau d'électrons, de l'épaisseur de la résine et du substrat. Les deux principaux phénomènes d'élargissement sont :

- Le processus de diffusion des électrons dans la résine lors de la pénétration du faisceau. Il entraîne un élargissement de la taille effective de la sonde selon la loi empirique suivante :

$$(1) \quad d(\text{nm}) = 0,9 \times \left(\frac{t_{\text{résine}}}{V_{\text{électron}}} \right)^{1,5}$$

où $t_{résine}$ est l'épaisseur de résine, $V_{électron}$ la tension d'accélération du faisceau d'électrons. Cet élargissement est d'autant plus réduit que l'épaisseur de résine est faible et la tension d'accélération est grande. L'importance de la tension d'accélération est montrée sur la Figure 5 où des simulations de Monte Carlo modélisent l'interaction des électrons avec le système pour deux tensions (10 KeV et 20 keV).

- La rétrodiffusion des électrons par le substrat, responsable des effets de proximités [Dobisz-93]. Le nombre des électrons rétrodiffusés dépend essentiellement du nombre atomique du substrat $Z_{substrat}$. Plus $Z_{substrat}$ et la tension d'accélération sont élevés, plus le nombre d'électrons rétrodiffusés est important. D'autre part, une partie de l'énergie des électrons est dissipée sous forme de réémission d'électrons secondaires. Ces deux phénomènes entraînent l'émission des électrons dans toutes les directions, insolant la résine là où le faisceau primaire ne l'avait pas fait. Ces effets parasites appelés effets de proximité sont très gênants dans le cas de motifs comportant des réseaux de traits et de trous dont l'espacement est inférieur au micron.

La résolution en lithographie électronique dépend donc de la taille du faisceau, de la résine, du substrat et de l'énergie du faisceau.

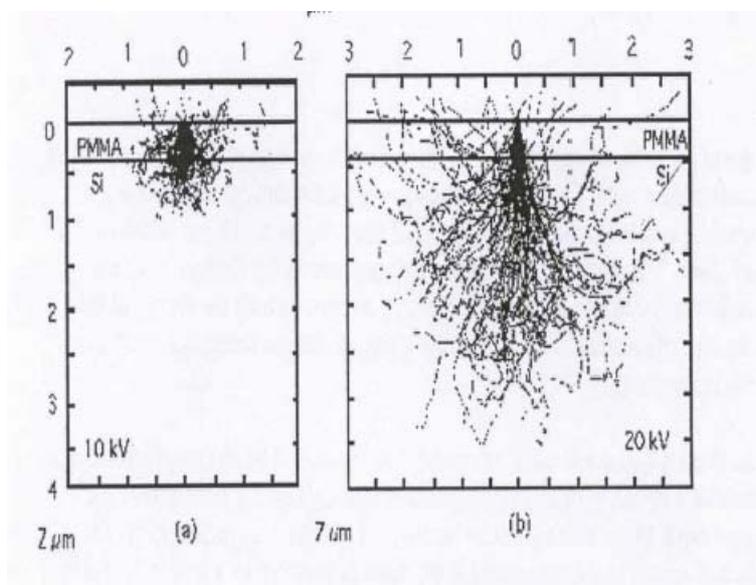


Figure 5 : Simulation de Monte Carlo montrant le processus de diffusion des électrons dans la résine (PolyMethylMethAcryla) et sur un substrat de silicium en fonction de l'énergie du faisceau incident. [Naud-t01]

La résine utilisée pour la lithographie électronique est une résine positive composée du polymère polyméthylméthacrylate (PMMA). Le faisceau électronique va casser les longues chaînes de polymère, entraînant une diminution de la masse moyenne moléculaire et rendant

ainsi la partie insolée plus soluble dans le développeur. Cette résine possède un bon contraste, mais une faible sensibilité. Le développeur couramment utilisée est le méthylisobutylkétone (MIBK) dilué dans de l'isopropanol.

Pour la lithographie électronique, nous avons utilisé un système de pilotage de faisceau électronique couplé à un microscope électronique à balayage de dernière génération (XL30 Philips). Le XL 30 Philips acquis par l'IEF au cours de l'année 1999 est un microscope à effet de champ permettant d'obtenir une taille de sonde minimale de 2 nm et une imagerie à ultra-haute résolution (de l'ordre de 1 nm). Il fonctionne avec une cathode chaude permettant d'obtenir des courants très stables sur de longues périodes de temps, ce qui est indispensable pour le procédé de lithographie électronique. Les principales caractéristiques techniques du microscope sont les suivantes :

- Grandissement de x40 à x900000
- tension variant de 0.5 à 30 KeV
- courant de sonde variant de 17pA à 100nA
- platine motorisée avec un positionnement X, Y précis au micron près

Le système de pilotage qui s'appelle Elphy Quantum (commercialisé par Gmbh RAITH en Allemagne) comporte une carte numérique-analogique 16 bits (65536 pixels) permettant de commander les bobines de déflexion du faisceau d'électrons du microscope (déplacement X et Y) et un logiciel avec une partie éditeur graphique et écriture. Ce logiciel permet aussi de contrôler entièrement le microscope (tension, grandissement, imagerie...) via son interface analogique. Il comprend une fonction d'alignement qui permet de s'aligner très précisément sur un niveau existant. Enfin il utilise une fonction « beam blanker » qui permet de bloquer très rapidement (fréquence de l'ordre du MHz) le faisceau entre deux motifs insolés.

La partie éditeur permet de dessiner les motifs voulus dans un champ carré. Chaque motif (pixels, lignes de pixels, aires, niveaux de gris...) est caractérisé par un niveau de lithographie et par une dose D qui est reliée au temps d'insolation.

La partie écriture permet de définir les différents paramètres d'insolation :

- le champ d'écriture dépendant du grandissement choisi (de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ à $2 \times 2 \text{mm}^2$)

- le courant de sonde I mesuré par une cage de Faraday avant l'insolation (dépend de la taille du spot et de la tension d'accélération)
- la sensibilité de la résine S (défini en C/cm²)
- le pas de balayage p (step size)

A partir de ces paramètres le logiciel calcule le temps d'exposition par pixel t (dwell time) correspondant à une dose $D = 1$ (100 %) : $t = S \times p^2 / I$. Le temps minimal est limité à 4 μ s par la fréquence de fonctionnement de la carte de pilotage.

Dans le cas des pistes réalisées dans cette thèse, j'ai utilisé un champ de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ (1 pixel = 1.5 nm) qui correspond à la dimension de la zone localisée au centre des contacts d'Au macroscopiques. Les différents paramètres que j'ai utilisé pour réaliser des pistes sub-microniques sont résumés dans le tableau suivant :

Champ : 100×100 μm^2 (grandissement x800)	Dwell time : 0.004 ms	Step size : 5 pixels (7.5 nm)
Courant : 15 -20 pA	Sensibilité résine PMMA : 140 $\mu\text{C}/\text{Cm}^2$	Tension : 25 KeV
Dose : 1-2		

L'optimisation des paramètres de lithographie consiste généralement (pour des lignes dont la taille varie de 100 nm à 1 micron) à faire varier la dose sur un motif de type croix de Hall ou ligne pour une dimension donnée (Figure 6). Pour une largeur de motif donnée, une dose trop importante entraînera un élargissement des motifs et un arrondissement des coins alors qu'une dose trop faible ne permettra pas d'irradier la résine sur toute son épaisseur. Lorsque la largeur des motifs diminue, il est nécessaire d'augmenter la dose afin d'irradier la résine sur toute son épaisseur (Figure 7). La résolution maximum atteinte par ce microscope correspond à des lignes de 40 nm de large.

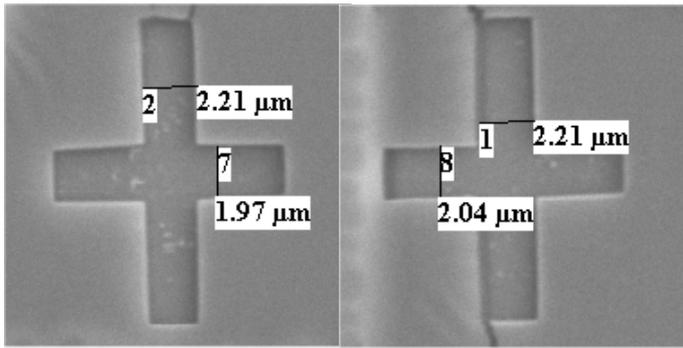


Figure 6 : Image MEB des motifs après développement présentant 4 Croix de Hall de largeur de 2 μm et 1 μm avec une dose de 1 et une dose de 1,2. On remarque que le trait avec une dose de 1 comporte encore de la résine.

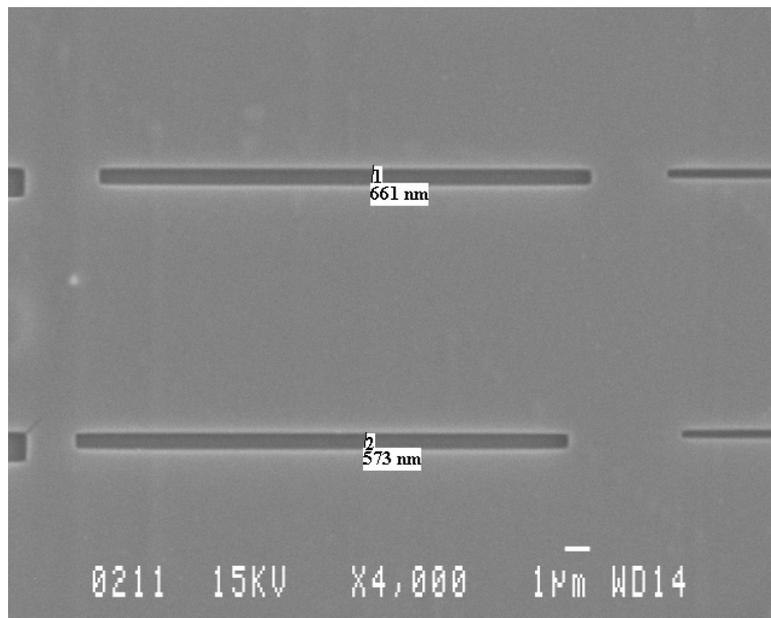


Figure 7 : Trait de départ de 500 nm. Avec une dose de 1,2, on obtient un trait de 661 nm, avec une dose de 1,8, le trait fait 573 nm.

La procédure de la lithographie électronique comprend cinq étapes :

- 1) Enduction de résine PMMA A6 (épaisseur de 0,4 μm). Un recuit à 170°C stabilise la couche en évaporant le solvant dans lequel est dissout le polymère.
- 2) Exposition par le faisceau d'électrons. Nous avons utilisé deux types de motifs : doubles croix de Hall ou triples croix de Hall (Figure 8). La largeur des pistes est comprise entre 500 nm et 2 μm . Le réglage du faisceau (focalisation et astigmatisme) se fait à très fort grossissement sur un des petits motifs de positionnement en Au du masque optique. L'alignement avec le niveau de

lithographie optique s'effectue en deux étapes. Dans un premier temps nous repérons des croix de positionnement fabriquées lors de l'étape de la lithographie optique, nous permettant de déduire la position centrale où le motif doit être défini. Ce premier centrage se fait par le pilotage de la platine qui nous assure une précision de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$. Ensuite nous prenons une image du centre de la structure en utilisant le logiciel Elphy dans un champ de $100*100\ \mu\text{m}^2$ où apparaissent les extrémités des bras des contacts d'Al (Figure 3). Cette image nous permet de vérifier si l'on se trouve bien au centre du motif défini en lithographie optique. Ensuite le logiciel prend 3 images correspondant aux 3 zones définies par les carrés d'alignement (Figure 8) afin de visualiser les coins des contacts d'Al. Ceci permet au logiciel d'effectuer une correction de son système de coordonnées U,V (décalage, rotation) afin de superposer parfaitement les deux niveaux par rapport à l'image réelle de coordonnées X, Y. La précision de l'alignement entre les deux niveaux est inférieure à $100\ \text{nm}$.

- 3) La révélation à l'aide d'un mélange de MIBK et d'isopropanol (1:3) pendant 3mn suivi d'une rinçage dans l'isopropanol pendant la même durée.
- 4) La métallisation par évaporation d'une couche d'Al de $600\ \text{Å}$ servant de masque pour la gravure du film.
- 5) Le lift-off dans l'acétone

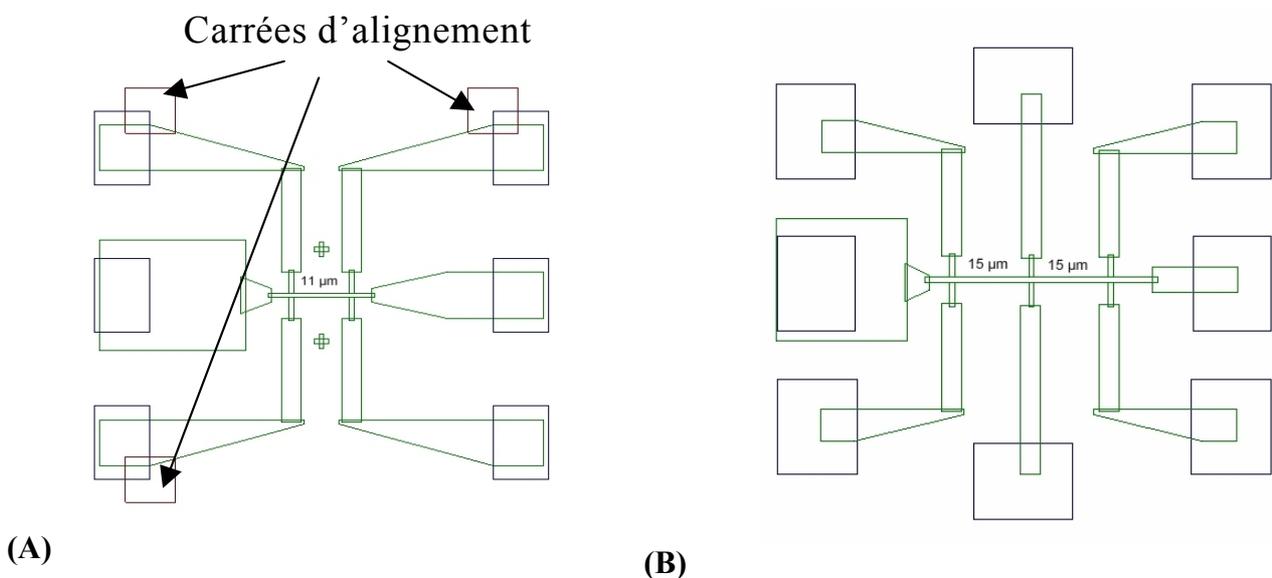


Figure 8 : (A) Schéma du motif en "double croix de Hall". (B) Schéma du motif en "triples croix de Hall". Les deux motifs sont dessinés dans un champ de $100*100\ \mu\text{m}^2$.

Pour retirer la couche de Pt/Co/Pt, nous utilisons la technique conventionnelle de gravure ionique. Des ions Argon créés dans un plasma sont accélérés par une différence de potentiel entre la cathode et l'anode. Ils viennent pulvériser la surface de l'échantillon perpendiculaire au faisceau. Dans la thèse de J. Caulet [Caulet-t98], il a été montré néanmoins que l'angle d'incidence a un effet important sur le taux de gravure et sur la forme des flancs des structures gravées (taux de pulvérisation maximum pour un angle compris entre 40-90°). Un autre paramètre important pour caractériser l'efficacité de cette technique est le rendement qui représente le nombre d'atomes pulvérisés par ion incident pour une énergie donnée (Tableau 1). Le masque d'aluminium est ensuite retiré par voie chimique afin de pouvoir effectuer des mesures de magnéto-optique et de magnéto-transport. Pour cela nous utilisons un mélange acide nitrique (HNO₃) et acide orthophosphorique (H₃PO₄) (3:27). Dans ma thèse, nous utilisons un faisceau d'ions de gravure accélérés à 300 V avec un courant de 0,3 mA. Le temps de la gravure est de l'ordre 1mn 45s.

<u>Matériau</u>	<u>Rendement</u>	<u>Matériau</u>	<u>Rendement</u>
Pt	1,6	Al	1,2
Au	2,8	Co	1,3

Tableau 1 : Rendement de pulvérisation par des ions Argon de 600 eV sous incidence normale. Ces valeurs nous indiquent la faible sélectivité de cette méthode [Bardou-t96].

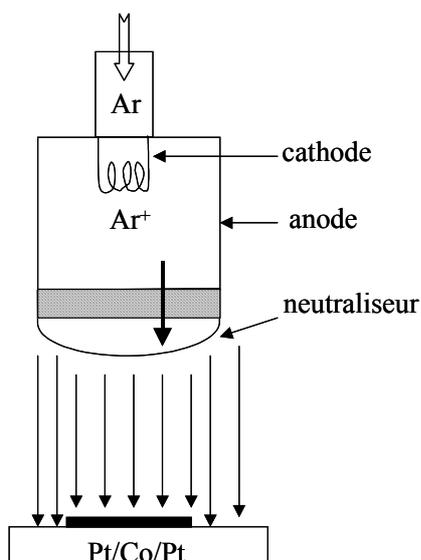
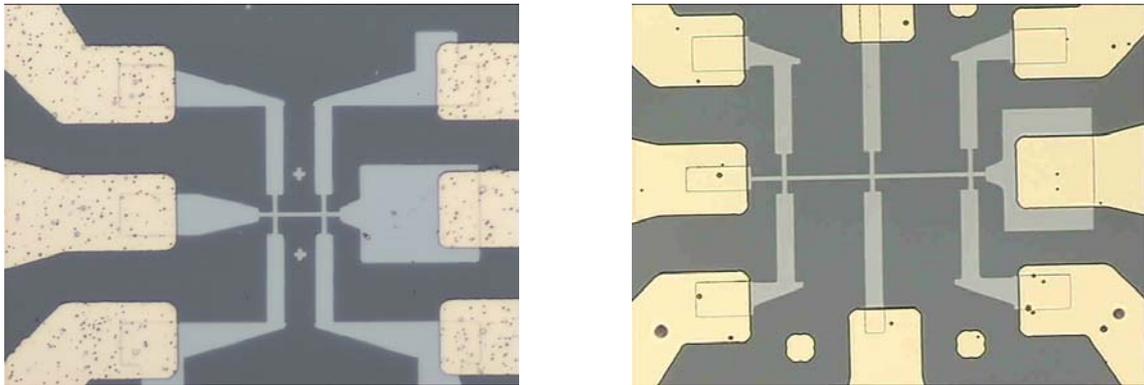


Figure 9 : Schéma du dispositif de gravure ionique

La Figure 10 nous montre des images des structures à la fin du procédé complet prises par microscope électronique. Nous observons un alignement parfait entre les deux niveaux de lithographie.

Les motifs obtenus sont de très bonne qualité, le principal défaut observé (Figure 11) étant une faible rugosité des bords (amplitude = 10 nm, et périodicité = 200 nm).



(A)

(B)

Figure 10 : Images prises par microscope électronique montrant la structure complète à la fin du procédé complet. (A) Double croix de Hall de dimension $1 \mu\text{m}$. et (B) Triple croix de Hall de dimension $1 \mu\text{m}$, alignées sur le niveau "optique". Le motif comporte une piste dans laquelle on injecte le courant, ainsi que des contacts de tension.

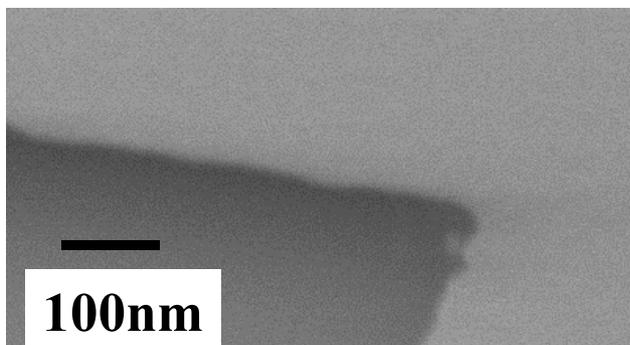


Figure 11 : Image MEB montrant la rugosité des bords. L'amplitude de la rugosité est de 10 nm et la périodicité est de 200 nm.

2. Mesure d'effet Hall anormal résolue en temps

Les techniques actuelles les plus sensibles, telle que la microscopie à force magnétique, la microscopie de Lorentz ou la magnétométrie à micro-SQUID ne permettent pas l'étude de propriétés dynamiques (vitesses de propagation de paroi). Une voie prometteuse est d'utiliser

les propriétés de magnéto-transport telles que l'effet Hall extraordinaire (EHE) ou la magnétorésistance géante pour étudier la dynamique du retournement de l'aimantation. Ainsi l'équipe de Ono et al [Ono-99] a montré qu'il est possible de mesurer la vitesse de propagation d'une paroi de domaine dans une piste sub-micronique de NiFe par des mesures de magnétorésistance géante. Van Kooten et al [Kooten-94], ainsi que Hsieh et al [Hsieh-96] ont caractérisé par effet Hall extraordinaire le retournement de l'aimantation dans des films de Co-Cr, de Tb-Fe et de Tb-Fe-Co. Mais les dernières études utilisant l'EHE sont basées sur des processus statiques du retournement de l'aimantation (cycles d'hystérésis), et à ma connaissance, aucune étude expérimentale n'a été menée sur la mesure de l'effet Hall extraordinaire résolu en temps.

Ici notre objectif est de montrer qu'il est possible de mesurer la vitesse d'une paroi dans des pistes sub-microniques ($500 \text{ nm} < 2 \text{ }\mu\text{m}$) par des mesures d'effet Hall extraordinaire avec une très grande sensibilité. Comme je vais le montrer, cette technique est très facile à mettre en œuvre : il suffit de mesurer une tension en fonction du temps avec un dispositif de mesure à faible bruit. Les mesures sont effectuées en fonction de la température (10K-300K) dans un cryostat à circuit fermé. Dans un premier temps je présente le dispositif expérimental utilisé dans mon travail de thèse. Ensuite je décris les types de mesures électriques que nous pouvons effectuer dans nos structures afin de déterminer la vitesse de paroi dans une piste.

2.1. Présentation du dispositif expérimental

Notre dispositif expérimental faible bruit permet effectuer des mesures de magnéto-transport en fonction de la température (10 - 300 K).

Le montage expérimental est montré sur la Figure 12. Pour effectuer les mesures de transport entre 10 K et 300 K, nous disposons d'un cryostat (CTI cryogenic) à circulation d'Hélium. La tête froide utilise l'hélium gaz comme agent de réfrigération. Ce type d'appareil offre de nombreux degrés de liberté : taille du système, positionnement de la tête dans l'espace et sa souplesse d'utilisation (on n'a pas besoin de recharger le gaz). Le seul inconvénient du dispositif provient des vibrations mécaniques du cryostat. Le fonctionnement des réfrigérateurs à hélium est similaire à celui des réfrigérateurs domestiques : le refroidissement se fait par détente de gaz. La température au niveau de l'échantillon est mesurée à l'aide d'une résistance "cernox". La régulation de la température est effectuée par un contrôleur de marque Oxford. Au

bout du bras du cryostat (étage 10 K) est monté un receptacle de type "LCC socket" permettant de recevoir des "chip carriers" de 44 connections où sont montés les échantillons. Le LCC socket est relié à la sortie du cryostat à un panel de 22 connecteurs bifilaires BNC permettant de choisir indépendamment les sorties de tension et les entrées de courant correspondant aux différentes structures montées sur le chip carrier.

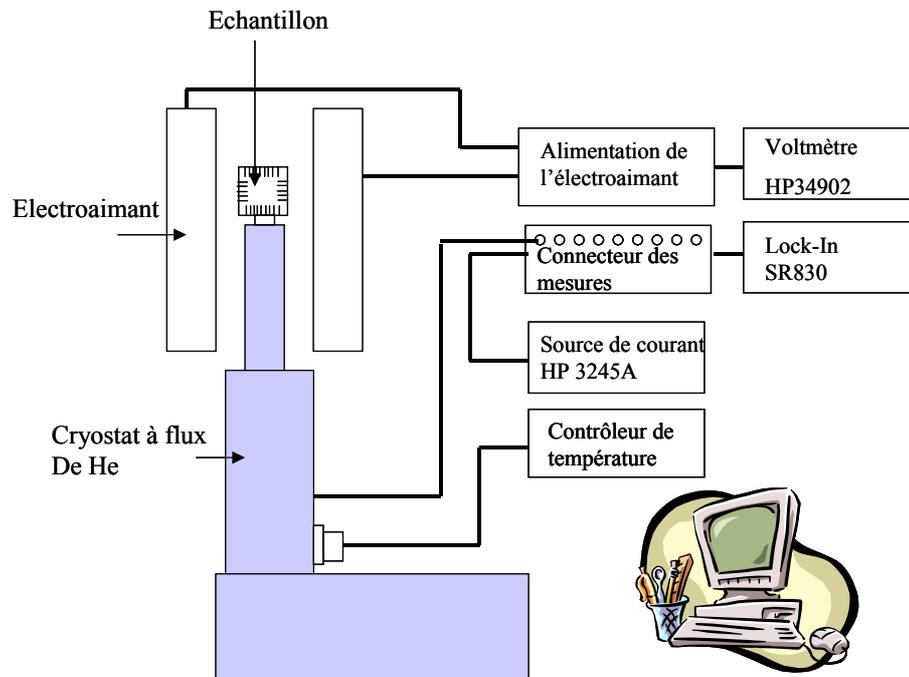


Figure 12 : Schéma du montage expérimental à faible bruit. Les mesures de tension de Hall sont effectuées entre 10 K et 300 K.

Les contacts entre le chip carrier et l'échantillon ont été réalisés par la méthode de "Ball-Bonding" (thermocompression) pour le masque comportant quatre structures (Figure 8.B). Dans ce cas la résistance de contact entre l'échantillon et l'entrée du lock-in est inférieure à 0,1 Ω . Les avantages d'un tel dispositif de connection sont :

- Nous pouvons mesurer les propriétés de retournement de l'aimantation dans des pistes de largeurs différentes sur un même échantillon, pour conserver les mêmes propriétés intrinsèques.
- Le gain en temps et en échantillons n'est pas négligeable. On peut mesurer plusieurs pistes à la même température.

- Nous n'avons plus besoin de déconnecter l'échantillon pour l'enlever, ceci diminue fortement la probabilité de destruction de la piste et on peut remesurer l'échantillon dans les mêmes conditions.

Pour nos couches magnétiques ultraminces de cobalt, la densité de courant maximal que l'on peut injecter dans la piste sans qu'il y ait de détérioration ou destruction est de l'ordre de 10^6 A/cm². Un faible courant alternatif (AC) (50μA-100μA) délivré par une source de courant de très haute précision (HP2345) est injecté dans la piste. Pour ces valeurs de courant injecté, nous obtenons des tensions de Hall de l'ordre du μV correspondant à des résistivités de Hall de l'ordre de quelques μΩ.cm. Afin d'améliorer le rapport signal bruit, le signal de Hall est amplifié par un facteur 1000 à l'aide de pré-amplificateurs très faible bruit ((0.12nV/Hz^{1/2}) découplés entre entrée et sortie (couplage inductif), et avec une bande passante comprise entre 0.05 Hz et 10 kHz. Le signal de sortie est mesuré à l'aide d'un détecteur synchrone (Stanford SR830) avec une constante de temps de l'ordre de la ms. Le bruit pic à pic lié à notre appareillage de mesure n'excède pas les 10 nV à 100 μA, ce qui correspond à moins de 1% de la variation totale de la tension de Hall des échantillons.

Ce dispositif à très faible bruit permet d'obtenir une sensibilité spatiale de 10 nm correspondant à une sensibilité magnétique de 10^5 μ_B équivalent au micro-squid. Les mesures d'effet Hall ont été faites sur des croix de Hall symétriques afin d'obtenir une réponse homogène de la croix [Wunderlich-t00]. Cette fonction de réponse donne le signal de Hall en chaque point dans la croix lorsque l'aimantation se retourne. Pour une croix symétrique (largeur de bras de courant = largeur de bras de tension), la fonction est uniforme dans la partie centrale de la croix alors que pour une croix asymétrique la sensibilité devient très inhomogène: la fonction présente un minimum au centre de la croix et deux pics au niveau des bras de tension. On constate aussi que la croix symétrique est sensible au retournement de l'aimantation dans les quatre bras sur une longueur de l'ordre de 1/3 de la largeur de la croix.

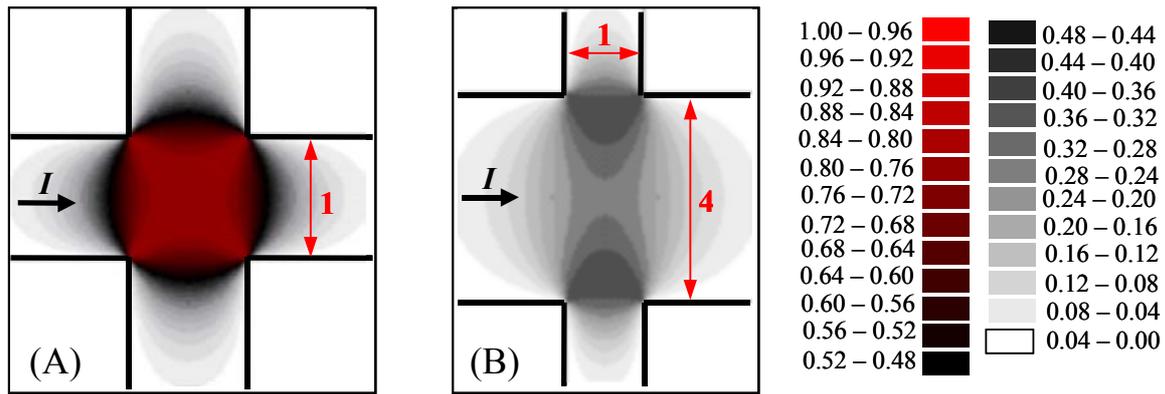


Figure 13 : Fonction de sensibilité spatiale calculée pour une croix symétrique (A), et pour une croix dissymétrique (B) (rapport de largeur de bras de courant sur largeur de bras de tension = 4).

L'ensemble du dispositif expérimental est piloté par ordinateur. La transmission des commandes et des données se fait par l'intermédiaire d'un bus IEEE piloté par une carte GPIB. J'ai programmé l'ensemble des opérations à effectuer en langage LABVIEW (cycles d'hystérésis, mesures de l'effet Hall anormal en fonction du temps..).

2.2. Principe de détection de la propagation d'une paroi

2.2.1. Mesure de la tension de Hall

La géométrie adaptée pour les mesures de magnéto-transport est classique (Figure 14) : le courant est injecté longitudinalement dans la piste, tandis que l'on peut mesurer les tensions longitudinales (résistance) V_R et transverses (effet Hall) V_{Hall} .

Nous pouvons effectuer deux types de mesures de tension de Hall. Nous pouvons mesurer la tension de Hall en fonction du champ magnétique appliqué pour caractériser les propriétés statiques de nos échantillons (cycles d'hystérésis). Nous pouvons aussi mesurer la tension de Hall en fonction du temps pour caractériser la dynamique du retournement de l'aimantation. Les deux types de mesure sont décrits ci-dessous.

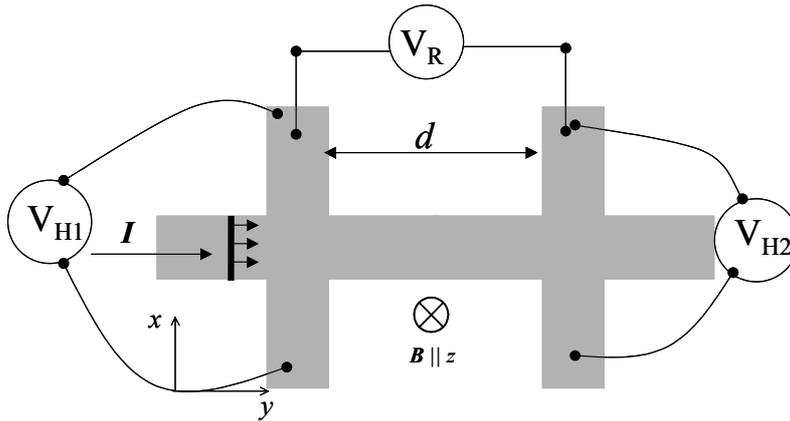


Figure 14 : Configuration de mesures de magnéto-transport.

La mesure de la tension de Hall en fonction du champ magnétique appliqué V_H nous donne un cycle d'hystérésis. Ceci nous permet d'obtenir la variation de la tension de Hall ΔV_{Hall} lorsque l'aimantation se retourne d'une configuration de spin up à spin down (Figure 15). A partir de la mesure de ΔV_{Hall} , nous pouvons déduire la résistivité de Hall selon l'expression suivante pour une croix symétrique :

$$(2) \quad \rho_{\text{Hall}} = \frac{t}{I} \cdot \Delta V_{\text{Hall}}$$

où I est le courant injecté dans la piste, t l'épaisseur totale des trois couches conductrices (Pt et Co).

Cette relation est valable pour un matériau homogène. Ce n'est pas le cas pour une multicouche. Par exemple, dans le cas d'une couche magnétique ultramince prise en sandwich avec des couches non magnétiques très épaisses, une partie du courant ne va pas "voir" la couche magnétique et ne contribuera donc pas à l'effet Hall anormal. De même la conductivité varie d'une couche à l'autre et donc la densité de courant dépend de la position dans la multicouche. Ici les libres parcours moyens sont très supérieurs aux épaisseurs des trois couches, nous pouvons alors considérer que nous avons un seul film et la valeur de tension de Hall mesurée est une valeur qui va correspondre à un moyennage sur l'épaisseur totale du film, comme pour un matériau homogène.

La résistivité de Hall est reliée par une expression phénoménologique à l'aimantation à saturation perpendiculaire au plan du film (cf chapitre 3) :

$$(3) \quad \rho_{\text{Hall}} = R_0 H + 4\pi R_s M_s$$

où R_0 et R_S sont respectivement les constantes de Hall normal et anormale. En champ fort, après saturation la tension de Hall varie linéairement, ce qui permet de déterminer indépendamment R_0 et R_S :

$$(4) \quad V_{\text{Hall}}(H) = v_0 H + \Delta V_{\text{Hall}}$$

On déduit donc $R_0 = \frac{v_0}{I} \cdot t$, et $R_S = \frac{\Delta V_{\text{Hall}}}{I} \cdot \frac{t}{4\pi M_S}$.

Pour un échantillon de Pt/Co(5Å)/Pt, la valeur de R_0 déterminée en mesurant la pente en champ fort est de l'ordre de $1 \times 10^{-7} \mu\Omega \text{ cmG}^{-1}$ à $T = 300 \text{ K}$. R_0 varie très peu avec la température (cf chapitre 3). La constante anormale R_S est de l'ordre de $1,6 \times 10^{-6} \mu\Omega \cdot \text{cm/G}$ à $T = 300 \text{ K}$. Dans nos échantillons, nous avons donc $R_0 H \ll 4\pi R_S M_S$, la contribution de l'effet normal à la résistivité de Hall est négligeable.

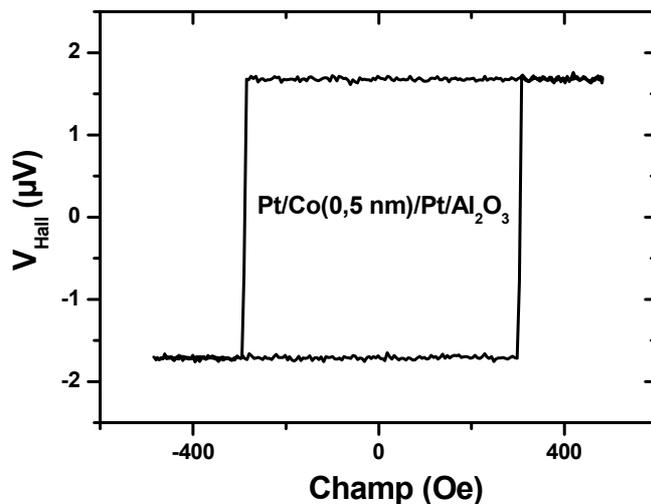


Figure 15 : Cycle d'hystérésis pour un sandwich de Pt/Co(5Å)/Pt/Al₂O₃ avec une vitesse de balayage de 50Oe/s. La variation de la tension de Hall est de l'ordre de 1,7 μV pour un courant injecté de 50 μA dans une croix de largeur de 2 μm .

La mesure de la tension de Hall dans une croix en fonction du temps, sous un champ magnétique constant ($V_H(t)$), nous permet de caractériser la dynamique de paroi dans cette croix.

Des mesures de la variation de tension de Hall dans une croix à température ambiante ont été déjà effectuées dans la thèse de J. Wunderlich [Wunderlich-t00]. Ces mesures permettent de caractériser l'influence de la géométrie de la croix de Hall sur la propagation de la paroi de domaine (cf chapitre 5). Je décris ici brièvement le principe de l'expérience.

L'état initial saturé du système est obtenu en appliquant un fort champ magnétique négatif, puis l'application d'un champ positif constant permet de déclencher la nucléation dans le large réservoir (Figure 16) à l'extérieur de la piste [Fournel-98]. Ensuite toujours le même champ constant assure la propagation d'une paroi unique dans la piste.

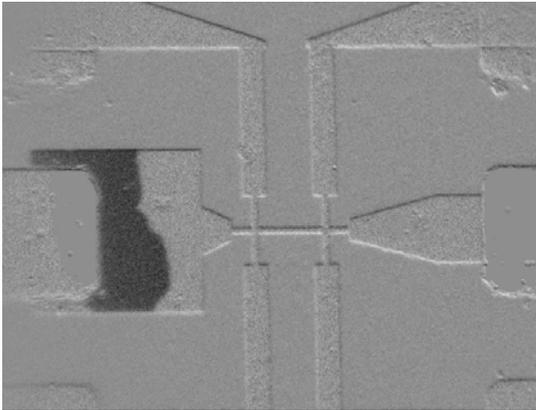


Figure 16: Image microscopie magnéto-optique montrant une double croix de Hall de largeur de $1 \mu\text{m}$ gravée sur un échantillon $\text{Pt}/\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}/\text{Al}_2\text{O}_3$. Après l'application d'un champ fort, on crée une zone de nucléation dans le réservoir.

La mesure de la tension de Hall en fonction du temps permet de suivre le passage de la paroi au niveau de la croix de Hall. Le basculement de l'état d'aimantation saturé vers l'état opposé se traduit par un saut de tension de Hall. La Figure 17 montre des courbes typiques obtenues lors du passage d'une paroi unique sous un champ constant dans une croix de Hall de largeur de $1 \mu\text{m}$. Le saut de tension correspond au passage de la paroi dans la croix. La présence de plateau indique le piégeage de la paroi dans la croix (cf Chapitre 5). Ainsi ce type de mesure permet de détecter le passage d'une paroi au niveau des contacts de tension de Hall et d'étudier l'influence de la géométrie de la croix.

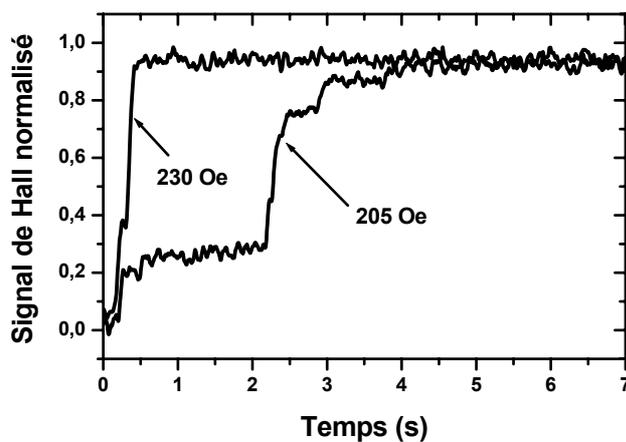


Figure 17: . Variation du signal de Hall V_{H1} ou V_{H2} en fonction du temps mesurée sous champ constant (205 Oe et 230 Oe) dans une croix de Hall de largeur de $1 \mu\text{m}$ lithographiée sur un film $\text{Pt}/\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}/\text{Al}_2\text{O}_3$.

2.2.2. Mesures de la tension longitudinale V_R

La géométrie de nos structures nous permet aussi mesurer une tension longitudinale V_R en fonction du temps sous champ appliqué constant. La tension V_R est donnée par l'expression suivante :

$$(5) \quad V_R = V_{R_{\text{piste}}} + \frac{1}{2}(V_{\text{Hall1}} - V_{\text{Hall2}})$$

qui est proportionnelle à la différence $V_{\text{Hall1}} - V_{\text{Hall2}}$. $V_{R_{\text{piste}}}$ est la tension due à la résistance de la piste. Une courbe typique est présentée sur la Figure 18. Le premier saut correspond au passage de la paroi dans la première croix et le second dans la deuxième croix. Le plateau correspond à la propagation dans la piste reliant les deux croix. La contribution importante du signal de la résistance longitudinale de la piste à $V_{R_{\text{piste}}}$ induit un signal très bruité. Le bruit du signal de sortie pic à pic est de l'ordre de $0,1 \mu\text{V}$, ce qui correspond à 30% de l'amplitude totale du signal de sortie. La durée de passage de la paroi entre les deux croix donne un temps moyen t_{moyen} (temps de plateau). La vitesse moyenne de propagation de la paroi dans la piste à un champ appliqué H est donc $v_{\text{moy}}(H) = \frac{d}{t_{\text{moyen}}}$ où d est la distance entre les deux croix de Hall.

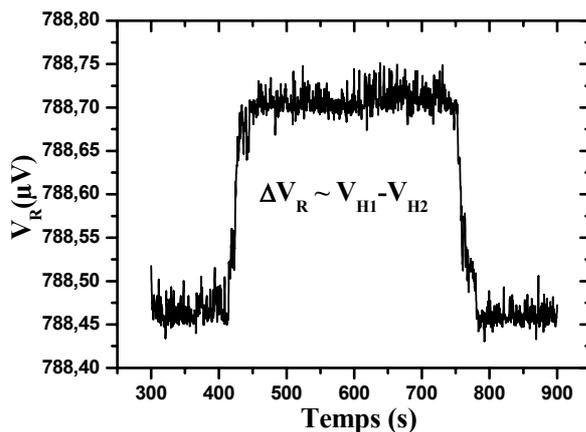


Figure 18 : La tension longitudinale de la piste reliant les deux croix en fonction du temps sous un champ constant 280 Oe. Le plateau indique le passage de la paroi dans la piste. En connaissant la longueur de la piste d , nous pouvons déduire la vitesse moyenne.

2.2.3. Mesure de différence $V_{H1} - V_{H2}$

Une façon de remédier au problème du bruit est de mesurer directement la différence de tension de Hall $V_{H1} - V_{H2}$ entre les deux croix en utilisant l'entrée différentielle du Lock-In (Figure 19). Dans ce cas, on s'affranchit de la résistance longitudinale et le bruit n'excède pas les 10 nV, ce qui correspond à un 1% de l'amplitude totale du signal de sortie.

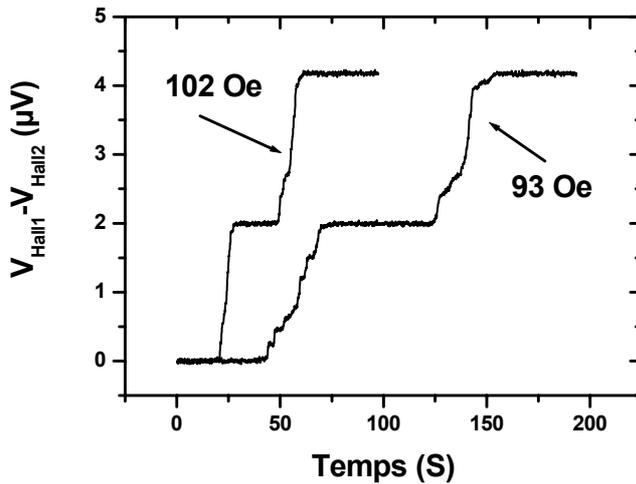


Figure 19 La mesure différentielle $V_{H1} - V_{H2}$ nous donne un plateau au milieu de la courbe lorsque les deux signaux sont en opposition de phase. La longueur de ce plateau indique la durée de passage de la paroi dans la piste.

Deux remarques importantes sont à souligner pour ce type de mesure résolue en temps :

La longueur du plateau nous indique un temps de propagation moyen t_{moy} qui ne nous renseigne pas sur le mécanisme de propagation dans la piste. Ce temps peut refléter soit un mouvement quasi continu de la paroi (au sens du § 4.3 du chapitre 2) si la barrière d'énergie $E(H)$ est faible, et la vitesse $v_{\text{moy}} = \frac{d}{t_{\text{moy}}}$ a alors un sens, soit une succession de piègeages "forts" de durée t_i si

$E(H)$ est fort et il n'est plus réellement exact de parler de vitesse. Ce point sera rediscuté au chapitre V. Mais dans le cas le plus favorable, dans la piste la paroi doit franchir une succession de barrières d'énergie $E_i(H)$ liées au désordre local. Pour franchir chaque barrière d'énergie, le système met un temps caractéristique τ_i , appelé temps de relaxation, et donné par la loi

d'Arrhénius $\tau_i = \tau_0 \exp\left[\frac{E(H)}{k_B T}\right]$. La probabilité $p(t)$ de ne pas observer de renversement de

l'aimantation au temps t s'écrit (loi de Néel Brown) : $p(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)$ pour un champ donné H .

Le temps t_{moyen} mesuré est donc lié à une succession de probabilités de sauts reflétant le

désordre (de type gaussien pour un désordre 'gélé'). Il est donc nécessaire d'effectuer plusieurs mesures pour le même champ H et de prendre la valeur moyenne.

3. Conclusion

Nous avons réalisé des pistes submicroniques ($300 \text{ nm} < w < 2 \mu\text{m}$) de très bonne qualité structurale à partir de films de Pt/Co/Pt/Al₂O₃. Le seul défaut détectable est une faible rugosité de bord. Le dispositif expérimental de magnéto-transport permet de mesurer jusqu'à quatre structures par échantillon en fonction de la température avec une très grande sensibilité magnétique ($\sim 10^5 \mu_B$). La géométrie de double croix de Hall reliée par une piste nous permet de mesurer la vitesse moyenne de paroi dans la piste en fonction du temps avec une résolution temporelle de l'ordre de la ms.

Références

- [Caulet-t98] J. Caulet : "*Effet Hall Extraordinaire et renversement de l'aimantation dans des microstructures gravées à base de films ultra-minces de cobalt*", thèse soutenue à l'Université Paris Sud (1998).
- [Bardou-t96] N. Bardou : "*Réalisation et étude magnéto-optique de réseaux de plots submicrométriques gravés dans les couches ultra-minces*", thèse soutenue à l'Université Paris Sud (1996).
- [Dobisz-93] E. A Dobisz, C. R. K. Marrian, R. E. Salvino, M. A. Ancona, F. K. Perkins et N. H. Turner, *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**(6) (1993). Page ?
- [Fournel-98] F. Fournel, Y. Chen, F. Carcenac, N. Essaidi, H. Launois, V. Kottler, C. Chappert, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 1027 (1998)
- [Ono-99] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, T. Shinjo, *Science* **284**, 468 (1999).
- [Kooten-94] M. van Kooten, S. de Haan, J. C. Lodder, et Th. J. A. Popma., *J. Appl. Phys.* **75** (1994) page
- [Hsieh-96] Yung-Chieh Hsieh, S. N. Gadetsky, and M. Mansuripur, *J. Appl. Phys.* **79**(8) (1996).
- [Naud-t01] C. Naud : "*Transport quantique dans des nanostructures*", thèse soutenue à l'Université Montpellier II (2001).
- [Wunderlich-t00] J. Wunderlich : "*Extraordinary Hall Effect in multilayered magnetic films. Application to the study of magnetization reversal dynamics*", thèse soutenue à l'Université Paris Sud (2000).

Chapitre 5

Dynamique de propagation d'une paroi de domaine dans des pistes submicroniques

1.	Propagation de paroi de domaine dans une croix de Hall.....	106
2.	Propagation de paroi de domaine dans une piste submicronique	110
2.1.	Résultats expérimentaux.....	110
2.1.1.	<i>Influence de la largeur de la piste w_0.....</i>	<i>110</i>
2.1.2.	<i>Influence de la rugosité des bords de la piste sur la dynamique de la paroi.....</i>	<i>114</i>
2.2.	Modèle de reptation dans une piste magnétique.....	116
2.2.1.	<i>Régime de reptation dans un film continu.....</i>	<i>116</i>
2.2.2.	<i>Champ de propagation dans la piste : $H_p(x)$.....</i>	<i>121</i>
2.2.3.	<i>Régime reptation dans la piste</i>	<i>123</i>
2.3.	Influence de la température sur la propagation de paroi dans une piste.....	127
3.	Conclusion.....	129

Chapitre 5

Dynamique de la propagation d'une paroi de domaine dans des pistes submicroniques

Depuis une dizaine d'années, les propriétés magnétiques des nanostructures magnétiques ont suscité un intérêt considérable, tant pour la compréhension du magnétisme fondamental que dans une perspective d'applications industrielles. Les performances de ces dispositifs sont étroitement liées à l'optimisation du processus de retournement de l'aimantation. Récemment il a été proposé des dispositifs logiques basés sur la propagation de paroi de domaine dans des nanostructures magnétiques [Allwood-02]. C'est pourquoi il est important d'évaluer l'influence d'une géométrie confinée (taille latérale, forme) et des défauts introduits par les procédés de nanofabrication (rugosité de bord, de surface...) sur le retournement de l'aimantation.

La propagation de paroi de domaine sous l'action d'un champ magnétique extérieur a été largement étudiée dans des films continus à anisotropie perpendiculaire [Kirilyuk-93, Lemerle-98, Shibauchi-01]. Ces couches présentent généralement une distribution spatiale aléatoire de défauts ponctuels (variation locale de l'anisotropie K , défauts extrinsèques tels que défauts du substrat, inclusions magnétiques...). Lorsque la paroi magnétique se déplace dans un tel système, ses défauts vont piéger localement la paroi. L'étude d'un tel comportement physique rejoint le problème très général du mouvement d'une interface élastique dans un milieu désordonné statique. Nous le rencontrons dans de nombreux phénomènes physiques tels que le réseau de vortex dans les milieux supraconducteurs [Blatter-94], les systèmes ferroélectriques [Tybell-02], les phénomènes de croissance [Kardar-96], le mouillage d'un support poreux par un fluide [Wilkinson-83], les ondes de densité de charge [Gruner-88]. Dans ces systèmes pour une faible force appliquée, la physique est dominée par l'ancrage collectif de l'interface élastique sur des défauts. Ceci entraîne des propriétés statiques (thermodynamiques) originales de nature vitreuse et d'autre part des propriétés de transport fortement non linéaires. En particulier il existe une force seuil pour déclencher le mouvement. Ce type de comportement est connu sous le nom de reptation.

Notre objectif dans cette partie du travail de ma thèse est d'étudier la dynamique de la propagation d'une paroi de domaine à faible champ (régime de reptation) dans des pistes submicroniques (500 nm-2 μ m) gravées dans un film ultramince à anisotropie perpendiculaire de Pt/Co/Pt. Nous proposons d'évaluer l'influence de la réduction de la dimension latérale sur la propagation de la paroi en faisant varier la largeur de la piste.

Dans la première partie, je rappelle des résultats expérimentaux obtenus au cours de mon stage de DEA sur la propagation d'une paroi de domaine dans une croix de Hall. Dans la seconde partie, je présente les caractéristiques de vitesse en fonction du champ magnétique d'une paroi de domaine dans les pistes. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'influence de la température sur cette dynamique de propagation.

1. Propagation de paroi de domaine dans une croix de Hall

Dans ce paragraphe, je présente notre étude de la propagation d'une paroi dans une croix de Hall. Ces résultats mettent en évidence l'influence de la géométrie de la structure sur la dynamique de la paroi [Wunderlich-t01, Cayssol-02]. Ils sont interprétés dans le cadre d'un modèle de bulle de savon "développé par J. Wunderlich dans sa thèse [Wunderlich-t01].

J'expose ici brièvement le modèle qui est nécessaire pour interpréter la variation du signal de Hall en fonction du temps lorsque la paroi se propage dans une croix. On considère ici un modèle à température nulle, et un milieu sans défauts intrinsèques. La forme de la paroi de domaine dans la croix résulte seulement de la compétition entre l'énergie de paroi E_w (qui tend à réduire la longueur de la paroi) et l'énergie Zeeman E_Z (qui tend à augmenter la surface retournée S). Les interactions dipôle-dipôle sont déjà comprises dans la constante d'anisotropie (cf. chapitre 2). L'énergie totale du système s'écrit :

$$(1) \quad E_{\text{total}} = E_w + E_Z = \sigma t_{\text{Co}} L(x) - 2M_S H_{\text{ext}} t_{\text{Co}} S(x)$$

où σ est l'énergie de la paroi par unité de surface, t_{Co} est l'épaisseur du film, H_{ext} est le champ appliqué perpendiculairement au film et M_S est l'aimantation à saturation. La coordonnée x désigne la position de la paroi sur la ligne médiane du conducteur de courant. En minimisant l'énergie totale, on montre que la paroi se propage sous la forme d'une bulle comme indiqué sur la Figure 1.A (cela correspond à une surface maximum pour une longueur

minimum). Les différentes étapes de l'avancement de la paroi sont indiquées sur la Figure 1.A. Dans la piste de largeur constante, la paroi de domaine propage de manière rectiligne (Figure 1.A, étape a). Quand la paroi atteint l'entrée de la croix (étape b), elle doit augmenter sa longueur pour se propager plus loin. Pour minimiser son énergie, elle se propage sous la forme d'une bulle qui gonfle, jusqu'à ce qu'elle coïncide avec un demi-cercle de rayon $w/2$ en milieu de croix (w est la largeur de la piste) (étape b - c). Pendant ce processus, les deux extrémités de cette paroi sont ancrées aux coins de l'entrée de la croix. Au-delà de l'étape c, la paroi continue à se propager sous la forme d'un demi-cercle en augmentant son rayon (étape c - d), les deux extrémités étant libres. Au delà de l'étape d, le modèle ne prédit pas le passage de la paroi dans la piste droite (passage d'un cercle à une forme rectiligne), d'où la discontinuité dans la courbe du signal de Hall présentée sur la figure 1.B. En combinant cette configuration de domaine à la fonction de réponse d'une croix de Hall symétrique (Chapitre 4), nous pouvons en déduire l'amplitude du signal de Hall en fonction de la position x du centre de la paroi dans la croix de Hall (Figure 1.B).

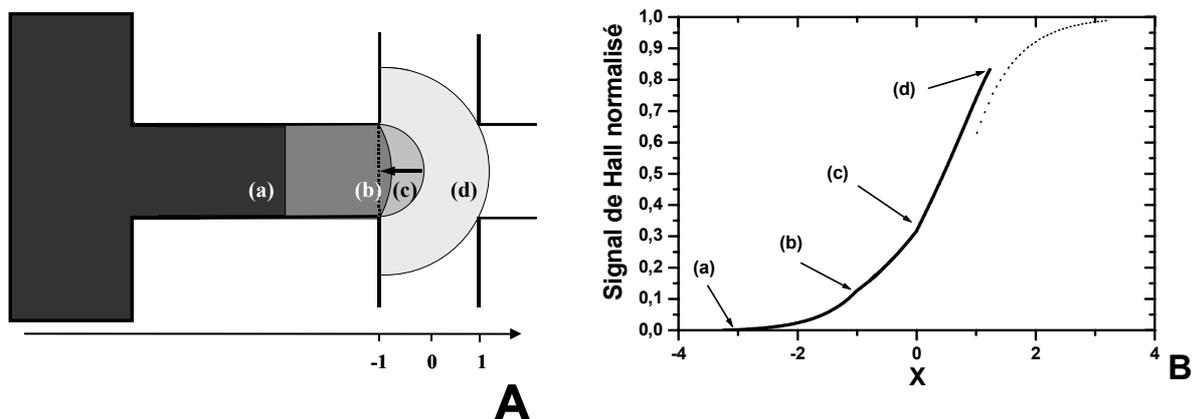


Figure 1 : (A) Modèle de bulle dans une croix de Hall et courbe de simulation du signal de Hall en fonction de la position de la paroi dans la croix. Le modèle de bulle ne prédit pas la forme du signal à la sortie de la croix.

La compétition entre l'énergie de la paroi l'énergie Zeeman se traduit par l'existence d'un champ de propagation géométrique qui dépend de la position dans la croix. Il correspond au champ minimum qu'il faut appliquer en x pour que la paroi se propage. En milieu de croix, lorsque la paroi a la forme d'un demi-cercle, il est maximal et vaut :

$$(2) \quad H_p^{\text{géo}} = \frac{\sigma}{wM_s}$$

où w est la largeur de la piste, σ la densité d'énergie de paroi et M_s l'aimantation à saturation.

Ce champ de propagation géométrique maximum est donc inversement proportionnel à la largeur de la croix de Hall. Afin de vérifier le modèle de bulle, nous avons mesuré la propagation d'une paroi dans des croix de Hall de largeurs différentes ($w = 500 \text{ nm}$, $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$) réalisées sur le même échantillon.

La Figure 2 présente la variation du signal de Hall en fonction du temps, pour les deux croix de dimension $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$, pour un même champ appliqué de 170 Oe . Le mécanisme de propagation de la paroi est radicalement différent pour les deux croix.

- Dans la croix $w = 1 \mu\text{m}$, on observe clairement la présence d'un plateau à 30% du signal total. Ceci indique que la paroi est piégée.
- Pour la croix de largeur $2 \mu\text{m}$, la variation du signal d'EHE apparaît continue, sans aucun piégeage.

Pour les deux croix, la variation du signal de Hall est compatible avec le modèle de bulle, le palier à 30% du signal total que l'on observe correspond exactement au blocage de la demi-sphère en milieu de croix où le champ $H_p(x)$ est maximum (équation 2) (configuration (c) de la Figure 1.A). Le piégeage pour la croix de plus faible largeur est donc compatible avec le modèle de bulle

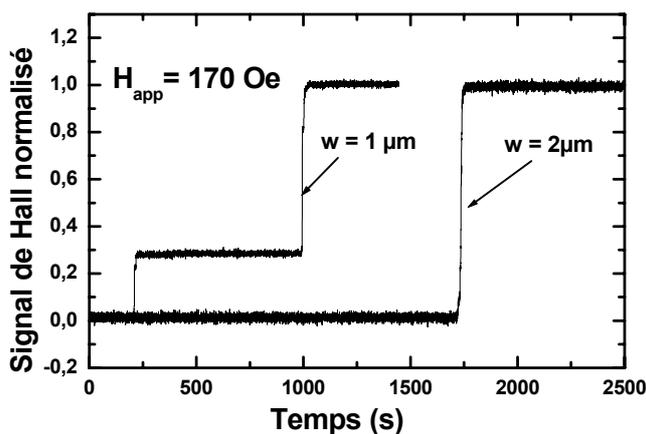


Figure 2 : Signal de Hall normalisé en fonction du temps dans une croix de Hall de largeur $w = 1 \mu\text{m}$ et dans une croix de Hall de $w = 2 \mu\text{m}$. Le champ appliqué est de 170 Oe dans les deux cas. La mesure est réalisée sur le même échantillon.

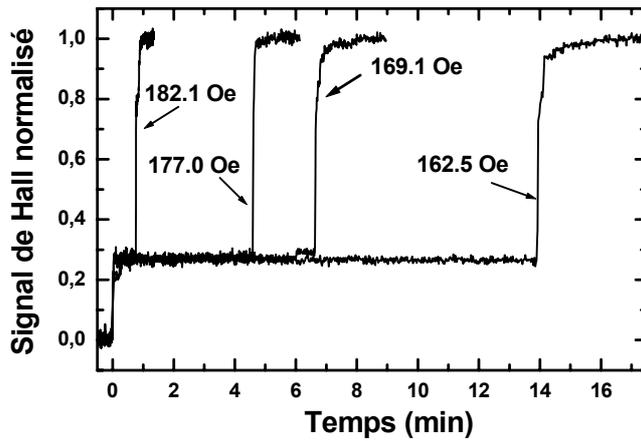


Figure 3 : Signal de Hall normalisé en fonction du temps dans une croix de Hall de largeur $w = 1 \mu\text{m}$ pour différents champs appliqués. Le plateau correspond au piégeage de la paroi en milieu de la croix.

Passons maintenant à l'analyse quantitative du piégeage en milieu de croix. La durée de piégeage de la paroi augmente lorsque le champ appliqué diminue comme le montre la Figure 3 pour la croix de $1 \mu\text{m}$. La Figure 4 présente en diagramme semi-logarithmique le temps de piégeage en fonction du champ appliqué dans les croix de $w = 500 \text{ nm}$ et $w = 1 \mu\text{m}$. Ces mesures sont compatibles avec un comportement thermiquement activé [Lemerle-98] décrit par l'équation :

$$(3) \quad \tau = \tau_0 \exp\left[-\frac{2M_S V}{k_B T} (H_P - H)\right]$$

où τ_0 est une fréquence de saut (0.1-1GHz), V le volume d'activation donné par la relation $v = \xi^2 t_{c0}$ avec ξ la longueur d'activation et H_P^{exp} le champ de propagation.

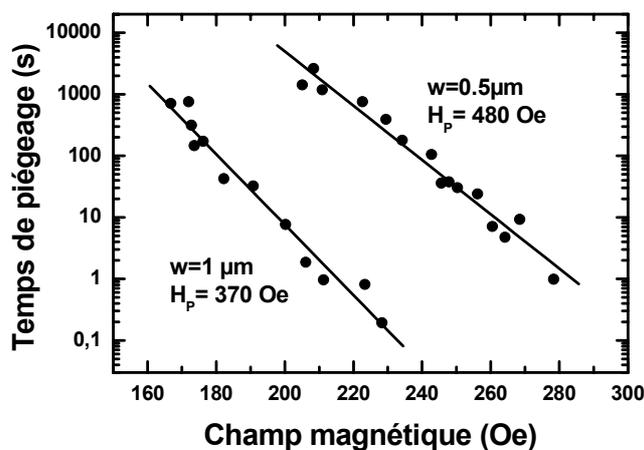


Figure 4 : Les deux courbes logarithmiques représentent respectivement la durée de piégeage de la paroi en milieu de croix en fonction du champ appliqué dans une croix de Hall de largeur $w = 500 \text{ nm}$ et $w = 1 \mu\text{m}$.

Nous avons pris un temps caractéristique de saut $\tau_0 = 2\text{ns}$, une valeur déterminée expérimentalement par S. Lemerle dans sa thèse [Lemerle-t98] à partir des expériences de nucléation et de propagation de parois de domaine sur des films similaires. On extrait un champ de propagation $H_p = 370\text{ Oe}$ pour $w = 1\ \mu\text{m}$ et $H_p = 480\text{ Oe}$ pour $w = 500\text{ nm}$.

Les valeurs de $H_p^{\text{géo}}$ et H_p sont résumées dans le tableau ci-dessous:

$w\ (\mu\text{m})$	$H_p^{\text{géo}}\ (\text{Oe})$	$H_p\ (\text{Oe})$
0,5	104	480
1	93	370

Tableau 1: Estimation des valeurs théoriques et expérimentales des champs de propagation, respectivement pour une croix de dimension de 500 nm et une de 1 μm .

Dans ce modèle, nous avons supposé un milieu parfait sans défauts. Or nous savons que nos films présentent des défauts structuraux intrinsèques qui piègent la paroi (joints de grains, marche aux interfaces...). Ceci se traduit par l'existence d'un champ de propagation intrinsèque H_{p_i} des films continus (cf §3.2 du chapitre 2). Le champ total qu'il faut considérer est $H_{p_i} + H_p^{\text{géo}}$ [Wunderlich-t01], avec $H_{p_i} \approx 300 - 400\text{ Oe}$, d'où un accord quantitatif entre la valeur théorique et la valeur expérimentale.

2. Propagation de paroi de domaine dans une piste submicronique

Dans ce paragraphe, j'étudie la dynamique d'une paroi de domaine à faible champ dans des pistes magnétiques gravées dans un film de cobalt en fonction de la largeur de la piste w_0 .

2.1. Résultats expérimentaux

2.1.1. Influence de la largeur de la piste w_0

Je présente ici nos mesures de la vitesse moyenne de propagation d'une paroi de domaine dans 4 pistes de largeurs différentes: $w_0 = 500\text{ nm}$, 600 nm , $1\ \mu\text{m}$ et $1,5\ \mu\text{m}$. Elles sont toutes gravées sur des films de Pt/Co(10Å)/Pt (Figure 5) obtenus pendant le même dépôt.

En mesurant la dépendance temporelle en champ fixe de $V_{H1} - V_{H2}$ entre les deux croix (cf chapitre 4), nous avons déterminé la vitesse de propagation de paroi $v(H)$ dans la piste en fonction du champ.

Nous remarquons avec surprise une nette diminution de la vitesse de propagation lorsque la largeur w_0 diminue. Pour $H = 377$ Oe, la vitesse est passée de $7,7 \mu\text{m/s}$ à $8,73 \cdot 10^{-3} \mu\text{m/s}$, lorsque w_0 varie de $1,5 \mu\text{m}$ à 500 nm soit une diminution de 3 ordres de grandeurs. Ceci montre clairement une augmentation de la barrière d'énergie pour le mouvement de la paroi quand la largeur de la piste diminue.

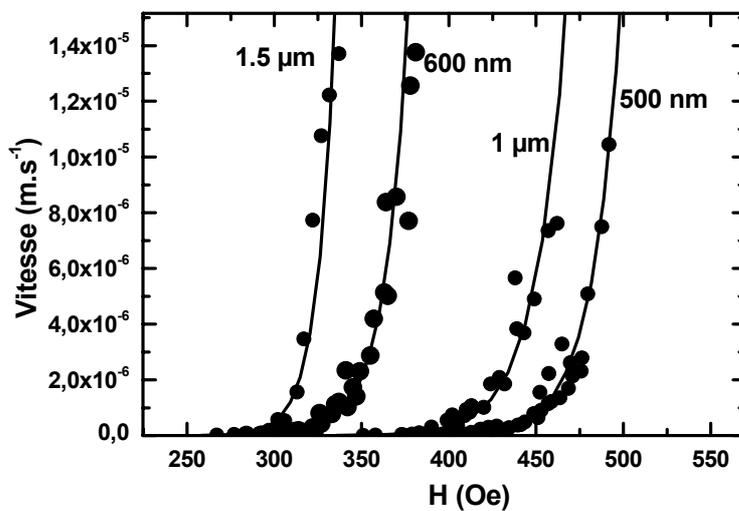


Figure 5 : Vitesse moyenne de la paroi de domaine en fonction du champ appliqué dans des pistes de largeur de 500 nm, 600 nm, 1 μm et 1,5 μm gravés dans un film de Pt/Co(10Å)/Pt/Al₂O₃.

Plus précisément, nos données de vitesse peuvent être ajustées par la relation $v(H)$ caractéristique du régime de reptation (cf. paragraphe 2.2 de ce chapitre):

$$(4) \quad v(H) = v_0 \exp\left(-\frac{U_{cw}}{k_B T} \left(\frac{H_{cw}}{H}\right)^\mu\right)$$

où U_{cw} et H_{cw} sont respectivement la constante d'énergie d'échelle et le champ critique dans la piste.

L'exposant critique μ déterminé est égal à 0.25 ± 0.05 pour les 4 dimensions des pistes. Pour déterminer cette valeur, nous avons réalisé le test statistique du χ^2 en faisant varier l'exposant critique de 0.01 à 1. Cette valeur a déjà été trouvée pour les films continus (cf §4 du chapitre 2). Cette valeur est caractéristique de la propagation d'une interface 1D suivant une seule direction transverse. Pour $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$ correspondant aux valeurs de vitesse les plus élevées, nous

observons une déviation de la courbe à haut champ par rapport à la relation (4), indiquant que nous ne sommes plus dans le régime de reptation (on observe un comportement thermiquement activé avec une barrière d'énergie linéaire en champ). On peut noter que le meilleur accord est obtenu pour la piste $w_0 = 0,5 \mu\text{m}$ où la hauteur de la barrière d'énergie est la plus élevée, c'est à dire $H \ll H_{cw}$.

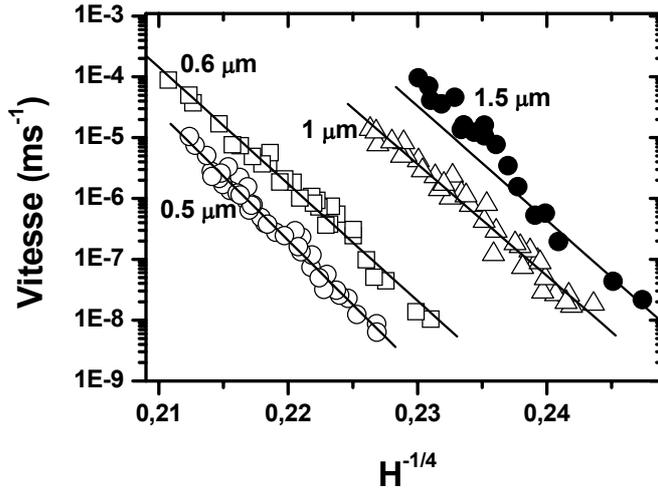


Figure 6 : Vitesse de propagation en fonction de $H^{1/4}$ en diagramme semi-logarithmique.

Par ajustement linéaire des courbes présentées sur la Figure 6, nous pouvons déduire un champ effectif $H_{\text{eff}} = (U_{cw}/k_B T)^4 H_{cw}$ qui est caractéristique de la force de piégeage. Nous observons que H_{eff} dans le régime reptation varie comme l'inverse de la largeur de la piste w_0 (Figure 7):

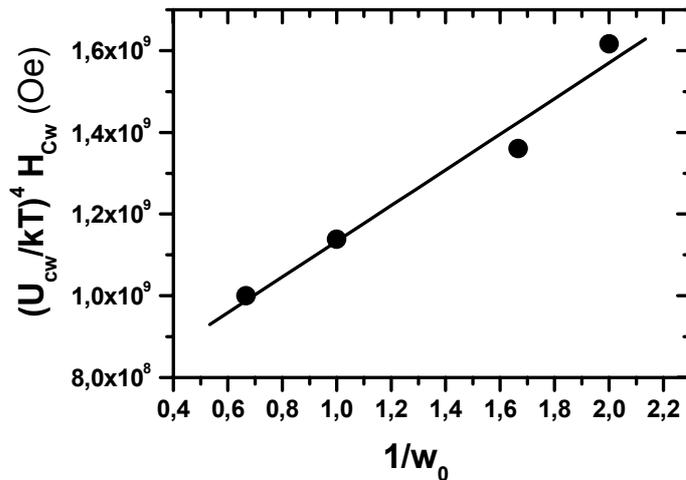


Figure 7 : Champ effectif $(U_{cw}/k_B T)^4 H_{cw}$ en fonction de $1/w_0$.

Cette dépendance en $1/w_0$ laisse supposer que la dynamique de propagation de la paroi dans les pistes est régie par un effet de bord. D'autre part cette forte augmentation de H_{eff} qui est liée à la force de piégeage nous indique que des défauts ont pu être introduit pendant les étapes de nanostructuration. Pour vérifier notre hypothèse, nous avons observé en SEM à haute résolution la qualité des pistes. Seule une faible rugosité de bords (d'amplitude de 20 nm et de périodicité de 200 nm) est détectée (Figure 8).

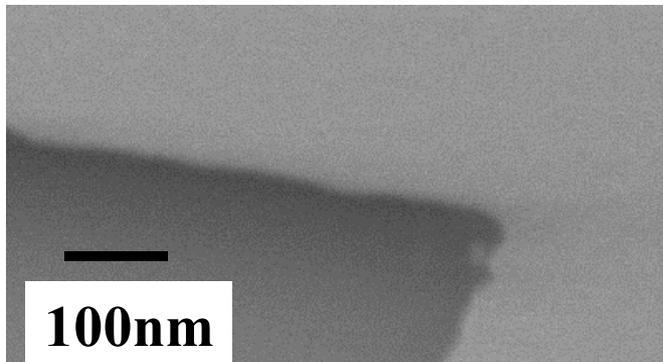


Figure 8 : Image MEB prise à haute résolution montre une faible rugosité des bords des pistes gravées. L'amplitude est de l'ordre de 10 nm et la périodicité est de 200 nm.

La rugosité des bords introduite pendant les étapes de lithographie et de gravure est représenté schématiquement sur la Figure 9. Elle peut être décrite simplement par la relation suivante :

$$(5) \quad w(x) = w_0 + 2a|\sin(kx)|$$

où x indique la position de la paroi dans la piste, w_0 la largeur principale, a est l'amplitude de la rugosité, et $k = \frac{\pi}{p}$ le vecteur d'onde. Nous faisons l'hypothèse par la suite que cette modulation du profil des bords de la piste peut induire cette dépendance en $1/w_0$ du champ effectif.

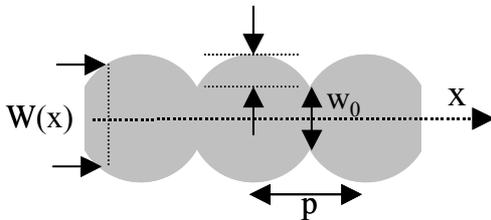


Figure 9 : Dessin schématique représentant la rugosité des bords. La largeur principale de la piste w_0 est modulée par l'amplitude a et le vecteur d'onde $k = \pi/p$.

2.1.2. Influence de la rugosité des bords de la piste sur la dynamique de la paroi

Pour vérifier l'hypothèse de l'influence de la rugosité des bords, nous avons fabriqué des pistes comportant une forte rugosité artificielle de la forme $w(x) = w_0 + 2a|\sin(kx)|$ (Figure 10). Pour cela, nous avons insolé en lithographie électronique des lignes de disques de diamètre d , distants de la même longueur d . En faisant varier la dose et le diamètre des cercles, nous pouvons faire varier ainsi de manière contrôlée l'amplitude a et la périodicité p .

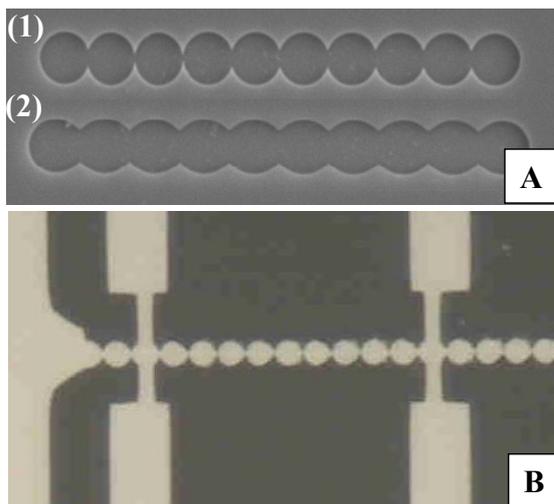


Figure 10 : (A) Pistes ($w_0 \sim 1 \mu\text{m}$) avec rugosité artificielle de forme $w(x) = w_0 + 2a|\sin(kx)|$ fabriquées par lithographie électronique en connectant des cercles avec différentes doses d'insolation. L'amplitude a diminue lorsqu'on augmente la dose d'insolation. Les pistes (1) et (2) ont respectivement une amplitude de rugosité $a = 200 \text{ nm}$ et $a = 40 \text{ nm}$. (B) Piste connectée par deux croix de Hall pour effectuer les mesures de vitesse de propagation de paroi de domaine en présence de rugosité artificielle.

La Figure 11 présente $\ln(v)$ en fonction de $H^{-1/4}$ pour des pistes de largeur $w_0 = 1 \mu\text{m}$, avec respectivement une rugosité naturelle ($a = 10 \text{ nm}$, $p = 200 \text{ nm}$) et une rugosité artificielle ($a = 200 \text{ nm}$, $p = 1 \mu\text{m}$) gravées dans un même film de cobalt de 5 \AA . Sur la même figure nous avons aussi présenté la vitesse de propagation dans le réservoir ($w = 50 \mu\text{m}$) mesurée par microscopie magnéto-optique Kerr. Ceci nous permet de comparer les propriétés des pistes aux propriétés intrinsèques du film continu. Tout d'abord nous remarquons une diminution d'un ordre de grandeur de la vitesse de propagation dans la piste avec rugosité naturelle par rapport à celle dans du réservoir. Ceci indique clairement que la nanostructuration du film influence la dynamique de propagation de la paroi. L'autre constat important est la forte réduction de la vitesse de propagation de la paroi due à la présence de la rugosité artificielle. Ce résultat confirme l'influence de la modulation des bords sur la dynamique de propagation de la paroi. Nous observons une variation linéaire de $\ln(v)$ en fonction de $H^{-1/4}$ pour les pistes selon la relation (4) alors que dans la même gamme de champ, la paroi suit un comportement thermiquement activé dans le réservoir avec une barrière d'énergie linéaire en champ. A partir de la relation (4), on peut extraire le champ effectif $H_{\text{eff}} = \left(\frac{U_{\text{cw}}}{k_B T} \right)^4 H_{\text{cw}}$ qui représente la force de piégeage dans les pistes. Il augmente de $112 \cdot 10^6$ à $285 \cdot 10^6 \text{ Oe}$ en présence de la rugosité artificielle (cf Tableau 1).

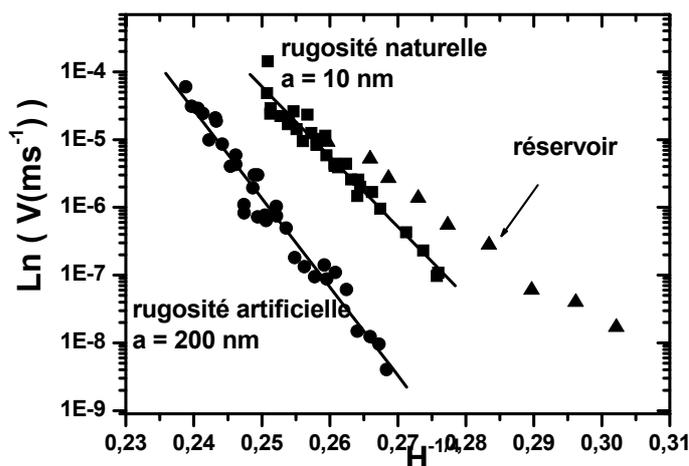


Figure 11 : Vitesse moyenne de la paroi de domaine dans une piste avec rugosité naturelle ($a = 10 \text{ nm}$, $p = 200 \text{ nm}$) et avec rugosité artificielle ($a = 200 \text{ nm}$, $p = 1 \mu\text{m}$) gravées dans un film de cobalt de 5 \AA , comparée à la vitesse de la paroi dans le réservoir.

	$(U_{cw}/k_B T)^4 (H_{cw}) (10^6 \text{ Oe})$
Rugosité naturelle $a = 10 \text{ nm}, p = 200 \text{ nm}$ et $w_0 = 1 \text{ }\mu\text{m}$	112
Rugosité artificielle $a = 200 \text{ nm}, p = 1 \text{ }\mu\text{m}$ et $w_0 = 1 \text{ }\mu\text{m}$	285

Tableau 2: valeurs expérimentales du champ effectif dans les pistes déterminées par ajustement linéaire des courbes de la figure 11.

Ces résultats confirment notre hypothèse de départ : la rugosité des bords influence fortement la dynamique de propagation de paroi. Dans le paragraphe suivant nous allons montrer théoriquement comment cette rugosité peut être prise en compte dans le processus de reptation de la paroi de domaine dans une piste magnétique.

2.2. Modèle de reptation dans une piste magnétique

Pour interpréter ces résultats, nous avons modifié le modèle de reptation existant pour un film continu en introduisant un champ lié à la topologie des bords de piste. Je commence par donner brièvement une description du processus de reptation dans le cas du mouvement d'une paroi de domaine dans un film continu, puis j'explique notre modèle.

2.2.1. Régime de reptation dans un film continu

La paroi entre deux domaines magnétiques peut être considérée comme un objet élastique. La forme d'équilibre (statique) et la dynamique de cette interface sont liées à la compétition entre l'énergie élastique de l'interface et l'énergie du désordre. D'une part, l'interface a l'avantage à se distordre pour bénéficier des minima d'énergie potentielle du désordre. D'autre part, la rigidité élastique de l'interface s'oppose à de trop grandes distorsions. Par ailleurs, lorsqu'une zone de l'interface est accrochée sur un défaut, c'est l'ensemble de l'interface qui se trouve piégée du fait de cette élasticité. Ce phénomène dit d'ancrage collectif explique qualitativement le mécanisme de déplacement d'un objet élastique dans un milieu désordonné en présence d'une faible force.

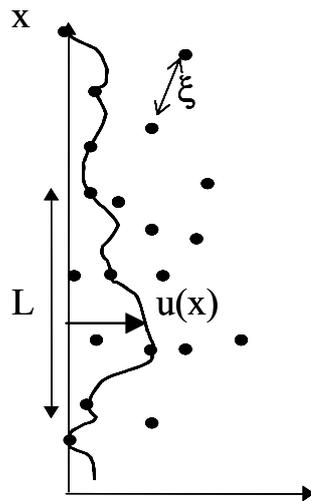


Figure 12 : $u(x)$ est l'amplitude de déplacement par rapport à une ligne d'équilibre. En milieu désordonné, $u(x)$ est distordu pour que la ligne passe par les défauts où l'énergie potentielle du désordre est la plus faible.

Dans le cas des couches ultraminces de Co où l'épaisseur ($t_{Co} = 5\text{\AA}$) est très inférieure à la longueur d'échange, le film est bidimensionnel et la paroi est un objet à une dimension. En appliquant la même approche phénoménologique développée dans le cas des vortex dans les supraconducteurs [Blatter-94], l'énergie libre d'un segment de la paroi de longueur L qui subit une déformation u (Figure 13) est la somme de trois termes d'énergie:

1. **L'énergie élastique:** E_{el}

Soit L le segment de paroi et ξ la longueur caractéristique sur laquelle varie le potentiel de désordre (Figure 13). E_{el} est le produit de ε_{el} par l'accroissement de la longueur de paroi lors d'une déformation $u(x)$, soit :

$$(6) \quad E_{el} \approx 2\varepsilon_{el} \frac{u^2}{L}$$

où ε_{el} est la densité linéique d'énergie de la paroi. Pour une paroi Bloch, $\varepsilon_{el} = 4 t_{Co} (AK)^{1/2}$.

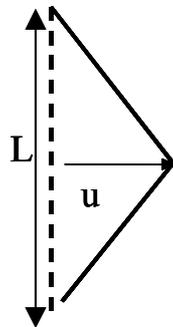


Figure 13 : Déformation d'un segment de paroi de longueur L d'amplitude u .

2. Energie du désordre

Le terme lié au désordre exprime l'énergie moyenne de blocage du segment L :

$$(7) \quad E_{\text{pin}} \approx -f_{\text{pin}} (n_i \xi L)^{1/2} \xi = -(\xi^2 L \gamma)^{1/2}$$

où f_{pin} exprime la force d'ancrage d'un défaut sur la paroi, n_i la densité surfacique de centres d'ancrages et ξ la longueur de corrélation du désordre. Dans le cas des défauts ponctuels répartis aléatoirement, ξ est de l'ordre de la distance caractéristique entre les défauts. Pour la couche magnétique de Co de 5 Å, ξ est de l'ordre de 12 nm (cf §4.3.2 du Chapitre 2). $\gamma = (f_{\text{pin}})^2 n_i \xi$ traduit la force liée au désordre. Pour un échantillon de Pt/Co(5Å)/Pt, on a estimé $\gamma \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ erg}^2/\text{cm}^3$ en prenant $f_{\text{pin}} = 10^{-7} \text{ erg/cm}$ [Lemerle-98].

3. Energie Zeeman

Le terme d'énergie Zeeman associé à une force extérieure motrice (champ magnétique appliqué) s'écrit pour une surface $uL/2$ dont l'aimantation est retournée (Figure 13) :

$$(8) \quad E_Z = -M_S H t_{\text{Co}} L u$$

L'énergie totale du système est la somme des trois contributions que nous venons d'énumérer :

$$(9) \quad E_T \approx \varepsilon_{\text{el}} \frac{u^2}{L} - (\xi^2 L \gamma)^{1/2} - M_S H t_{\text{Co}} L u$$

Régime statique

En champ nul (cas statique), on a compétition entre la force élastique exercée sur un segment L de la paroi par ses voisins et la force d'accrochage d'un site. On peut alors définir une longueur L_C à partir de la relation (9), obtenue en identifiant les termes élastiques et de désordre pour $u = \xi$:

$$(10) \quad L_C = \left(\frac{\varepsilon_{\text{el}} \xi^2}{\gamma} \right)^{1/3}$$

Pour $L < L_C$, c'est la situation où l'énergie élastique l'emporte sur l'énergie de piégeage, la paroi est piégée par un ensemble de pièges faibles mais nombreux. La paroi de longueur $L < L_C$ est indéformable. On parle d'ancrage collectif.

Pour $L > L_C$, la force d'accrochage par le désordre est plus importante que la force élastique: la paroi se déforme pour être piégée par les défauts. La paroi magnétique est constituée alors d'un ensemble de petits segments indéformables de longueur L_C . C'est l'accrochage individuel.

L_C représente la longueur de la paroi indéformable, appelée aussi la longueur caractéristique d'ancrage collectif.

Dans la limite du piégeage faible et dans le cas des couches ultra-minces de Co, L_C est toujours supérieure à ξ , comme on peut le voir sur le tableau 3 qui résume toutes les valeurs utilisées pour notre échantillon Pt/Co(5Å)/Pt.

Régime Dynamique

Dans le cas où on exerce une force extérieure sur le système ($H \neq 0$), le paramètre intéressant que l'on peut extraire de la relation (9) est le champ critique H_{crit} en identifiant les termes d'énergie d'ancrage et Zeeman, pour $u = \xi$ et $L = L_C$:

$$(11) \quad H_{\text{crit}} = \left(\frac{\varepsilon_{\text{el}} \xi}{M_S t_{\text{Co}}} \right) \frac{1}{L_C^2}$$

H_{crit} est le champ qu'il faut appliquer pour dépiéger une paroi de domaine ancrée sur les défauts à $T = 0$ K. A température finie, le champ critique correspond à la transition entre le régime thermiquement activé et le régime visqueux. Pour notre échantillon d'épaisseur $t_{\text{Co}} = 0,5$ nm, la valeur de H_{crit} déterminée à $T = 300$ K à partir des mesures de vitesses de déplacement de paroi vaut 970 Oe (cf. §4.3 du chapitre 2). En prenant les constantes magnétiques dans le tableau 2 et à partir de l'expression (11) valable à $T = 0$ K, nous obtenons une valeur de $H_{\text{crit}} \approx 1174$ Oe, supérieure à la valeur expérimentale (obtenue à 300 K) car l'anisotropie perpendiculaire diminue lorsque la température augmente.

Ce modèle qui a permis de prédire l'existence d'un champ critique et d'une longueur de piégeage n'est valable qu'à $T = 0$ K et pour H proche de H_{crit} (régime où la paroi subit de

faibles déformations $u(x) \approx \xi$). Pour $H \ll H_{\text{crit}}$, on ne peut plus supposer que l'amplitude de la déformation de la paroi reste de l'ordre ξ , et l'expression (8) n'est plus vérifiée.

A (erg/cm)	ϵ_{el} (erg/cm)	ξ (nm)	K_{eff} (erg/cm³)	L_C (nm)
10^{-6}	$5,1 \cdot 10^{-7}$	≈ 12	17,9	≈ 43
σ (erg/cm²)	f_{pin} (erg/cm)	γ (erg²/cm³)	Δ (nm)	H_{crit} (Oe)
17	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-8}$	4	600 Oe – 900 Oe

Tableau 3 : caractéristiques magnétiques de l'échantillon Pt/Co(5Å)/Pt à $T = 300$ K.

Régime reptation à très bas champ: $H \ll H_{\text{crit}}$

Lorsque qu'on applique un champ, la paroi se déplace par sauts successifs d'un état métastable vers un autre état énergétiquement plus favorable. Si H est de l'ordre de H_{crit} , la distance caractéristique entre deux états métastables favorables est de l'ordre de ξ (distance entre deux défauts). Au contraire si H est plus faible, la paroi doit effectuer des sauts plus grands (les états métastables sont plus éloignés) et ces sauts impliquent aussi de plus grand segments de paroi. L'augmentation simultanée de ces deux grandeurs induit une augmentation du volume d'activation, d'où une augmentation de la barrière d'énergie lorsqu'on diminue le champ.

Nous allons voir maintenant la forme de cette barrière pour $H \ll H_{\text{crit}}$.

Décrire la propagation d'une paroi de domaine dans un film ultramince revient à étudier le problème de la statique d'un objet 1D se déplaçant dans une direction transverse. [Lemerle-98] Dans ce cas précis, on peut écrire la distance caractéristique entre deux états métastables voisins comme:

$$(12) \quad u(L) = u_c \left(\frac{L}{L_C} \right)^\zeta$$

où ζ est appelé l'exposant de rugosité (ζ dépend de d la dimension et de n le nombre de directions transverses).

On obtient alors la forme de l'énergie libre totale à partir de l'équation (9) pour $L > L_C$:

$$(13) \quad E_T(L) \approx U_C \left(\frac{L}{L_C} \right)^{2\zeta+d-2} - M_S H t_{Co} L_C^d u_C \left(\frac{L}{L_C} \right)^{\zeta+d}$$

La minimisation de cette énergie par rapport à L nous donne la longueur de paroi minimale impliquée dans le saut entre deux états:

$$(14) \quad L_0 \approx L_C \left(\frac{H_{crit}}{H} \right)^{\frac{1}{2-\zeta}}, \text{ pour } L > L_C$$

On obtient alors l'énergie de barrière sous la forme:

$$(15) \quad E_T(L_0) \approx U_C \left(\frac{H}{H_{crit}} \right)^\mu \text{ avec } \mu = \frac{2\zeta-1}{2-\zeta}$$

où U_C est l'énergie de piégeage à l'échelle de L_C , μ est un exposant universel qui ne dépend pas de la nature du système, mais uniquement de paramètres tels que sa dimensionnalité. Pour $d = n = 1$, le cas de notre système, $\zeta = 2/3$, d'où $\mu = 1/4$.

D'après la relation (15), nous avons une barrière d'énergie qui varie en $(1/H)^\mu$; elle diverge quand H tend vers 0. En Supposant que la vitesse de propagation de paroi suit une loi d'Arrhenius en régime reptation, nous avons alors:

$$(16) \quad v(H) = v_0 \exp\left(-\frac{U_C}{kT} \left(\frac{H_{crit}}{H} \right)^\mu\right)$$

Nous avons vérifié cette loi sur un film ultramince continu de Pt/Co(5Å)/Pt/Al₂O₃ (cf. chapitre 2). Nous avons trouvé: **$H_{crit} = 970 \text{ Oe}$ et $\mu = 1/4$** en accord avec S. Lemerle [Lemerle-t98], sur des couches ultraminces de Pt/Co(5Å)/Pt/Si/Si₃N₄ et Shibauch [Shibauch-01] sur un film de Pt/Co/Pt en présence d'une ligne de défaut corrélé.

2.2.2. Champ de propagation dans la piste : $H_p(x)$

Considérons maintenant l'influence de la rugosité des bords sur la propagation de la paroi. Pour que cette rugosité soit considéré comme un défaut ponctuel (de type défaut intrinsèque), il faut que l'extension du défaut dans la direction de propagation soit du même ordre grandeur que la largeur de la paroi ($\Delta \approx 4 \text{ nm}$). Dans la piste, l'extension de la rugosité dans cette direction est

la période p (périodicité de la modulation la largeur de la piste) qui est largement supérieure à la largeur de la paroi ($p \gg \Delta$). On en déduit que la rugosité des bords ne peut pas être considérée comme un défaut ponctuel. En revanche, la modulation de la largeur de la piste qui impose à la paroi de changer de longueur (comme pour le modèle de bulle) peut influencer "topologiquement" la dynamique de la paroi. En effet, lorsque la paroi doit augmenter sa longueur, cela lui coûte de l'énergie pouvant induire un piégeage "topologique" (cf § 1 de ce chapitre). Pour prendre en compte cet effet topologique, considérons une piste de largeur $w(x) = w_0 + 2a|\sin(kx)|$, l'énergie totale du système s'écrit:

$$(17) \quad E_{\text{total}} = E_w + E_Z = \sigma t_{C_0} L(x) - 2M_S H_{\text{ext}} t_{C_0} S(x)$$

où $\sigma = 4 (AK_{\text{eff}})^{1/2}$, $L(x)$ est la longueur de la paroi en x dans la piste, $S(x)$ l'aire de surface dont l'aimantation est retournée. En minimisant l'énergie totale du système (cf §1 de ce chapitre), on en déduit un champ de propagation $H_p(x)$ induit topologiquement par la géométrie de la piste et qui dépend de la position de la paroi dans la piste. C'est le champ minimum à appliquer pour faire avancer la paroi à une position x donnée et à $T = 0$ K en l'absence de défauts intrinsèques. Il s'écrit :

$$(18) \quad H_p(x) = \frac{\sigma}{2M_S} \left(\frac{\delta L}{\delta S} \right)_x$$

Selon le signe de $\left(\frac{\delta L(x)}{\delta S(x)} \right)$, $H_p(x)$ peut être positif (piégeant ou ralentissant la paroi) ou négative (accélérant la paroi) selon que la largeur de la piste croît ou diminue.

Dans notre configuration géométrique de faible rapport d'aspect ($a/p \ll 1$), nous pouvons donc considérer que la paroi reste rectiligne tout au long de sa propagation dans la piste. La variation de sa longueur $L(x)$ suit alors la variation de la largeur de la piste $w(x) = w_0 + 2a|\sin(kx)|$, avec le $k = \pi/p$. Le champ de propagation s'écrit alors (18) :

$$(19) \quad H_p(x) = \frac{\sigma}{2M_S} \frac{ka \cos(kx)}{[w_0 + 2a|\sin(kx)|]}$$

Ce champ est maximal lorsque la paroi atteint chaque constriction où $w = w_0$:

$$(20) \quad H_p^{\max} = \frac{\sigma}{M_S} \frac{ka}{w_0}$$

Pour la rugosité naturelle ($a = 10 \text{ nm}$, $w_0 = 1 \mu\text{m}$ et $p = 200 \text{ nm}$, $\sigma = 23 \text{ erg/cm}^2$ ($t_{C_0} = 5 \text{ \AA}$)) :

$$H_p^{\max} = 25,4 \text{ Oe}$$

Pour la rugosité artificielle ($a = 200 \text{ nm}$, $w_0 = 1 \mu\text{m}$ et $p = 1 \mu\text{m}$, $\sigma = 23 \text{ erg/cm}^2$ ($t_{C_0} = 5 \text{ \AA}$)) :

$$H_p^{\max} = 86,2 \text{ Oe}$$

2.2.3. Régime reptation dans la piste

Pour décrire maintenant le processus de reptation dans la piste, nous pouvons reprendre la relation (9) et l'écrire sous la forme suivante:

$$(21) \quad E_T = \varepsilon_{el} \frac{u^2}{L} - (\xi^2 L \gamma)^{1/2} - Ft_{C_0} L \frac{u}{2}$$

Le dernier terme est lié à la force extérieure exercée sur la paroi magnétique. Dans un film continu, ce terme d'énergie est simplement l'énergie Zeeman qui s'écrit $-M_S t_{C_0} L u H$. Dans le cadre de la propagation de la paroi dans une piste, la longueur totale de la paroi $L(x)$ varie en fonction de x à cause de la rugosité des bords. Afin de prendre en compte cet effet topologique en perturbation dans l'équation (21), nous pouvons considérer que la propagation de la paroi dans la piste est équivalente à la propagation d'une paroi de domaine de longueur L constante se propageant dans un film continu sous l'action d'un champ extérieur renormalisé $H - H_p(x)$.

L'énergie libre pour une paroi de domaine de segment L évoluant dans une piste s'écrit alors simplement de la manière suivante :

$$(22) \quad E_{\text{total}}^{\text{piste}} = \varepsilon_{el} \cdot \frac{u^2}{L} - (\xi^2 \cdot L \cdot \gamma)^{1/2} - M_S (H - H_p(x)) \cdot t_{C_0} \cdot L \cdot u$$

En minimisant $E_{\text{total}}^{\text{piste}}$ pour $H = 0$ et $u = \xi$, et en identifiant les termes d'énergie élastique et de piégeage, on peut aussi définir une longueur caractéristique de piégeage collectif dans la piste $L_{cw}(x)$ au premier ordre :

$$(23) \quad L_{cw}(x) \approx L_C + \frac{2}{3} L_C \left(\frac{H_p(x)}{H_{crit}} \right)$$

où H_{crit} est le champ critique ($H_{crit} = \left(\frac{\varepsilon_{el} \xi}{M_{stCo}} \right) \frac{1}{L_C^2}$), et L_C longueur d'ancrage collectif pour un film continu (cf § 2.2.1).

Dans notre cas, nous avons $H_p(x) \ll H_{crit}$, car le $H_{pmax} \approx 80$ Oe et H_{crit} dans nos films est de l'ordre de 970 Oe (cf. §4.3 du chapitre 2), on a $L_{cw}(x) \approx L_C$. On peut cependant remarquer qu'on peut moduler artificiellement la longueur L_C (qui représente la rugosité de la paroi) en faisant varier l'amplitude de la rugosité de bord.

Le champ critique dans la piste est déterminé en identifiant les termes de force et d'ancrage, pour $u = \xi$, et $L = L_C$:

$$(24) \quad H_{cw} = H_{crit} + H_p(x)$$

Pour une piste, on peut donc modifier la loi de reptation en introduisant un champ critique effectif H_{cw} qui est tout simplement la somme du champ critique du film continu lié au désordre statique du milieu et du champ critique lié à la topologie de la structure.

Energie de Barrière pour $H \ll H_{cw}$ et $a \ll p$

L'expression de la vitesse de déplacement de la paroi en régime de reptation s'écrit alors :

$$(25) \quad v(H) = v_0 \exp \left(- \frac{U_C}{k_B T} \left(\frac{H_{crit} + H_p(x)}{H} \right)^{1/4} \right), \quad \text{pour } H \ll H_{cw}$$

U_C n'est pas modifié par rapport au film continu car $L_{cw} \sim L_C$

La Figure 14 représente la barrière d'énergie $(H_{cw}/H)^{1/4}$ en fonction de la position x de la paroi dans la piste pour un champ appliqué de 100 Oe. La courbe présente un minimum à chaque constriction. Ensuite pour aller au-delà de cette position, la paroi doit franchir une barrière d'énergie maximum correspondant à H_{pmax} . Ce résultat indique que les constriction correspondent aux états les plus métastables dans la piste. Des mesures de microscopie

magnéto-optique Kerr nous ont permis d'identifier le mécanisme de la propagation de la paroi de domaine dans la piste avec rugosité artificielle (Figure 15). Après chaque impulsion de champ appliqué, la position d'équilibre de la paroi est toujours située aux constrictions, ce qui confirme notre hypothèse d'état le plus métastable.

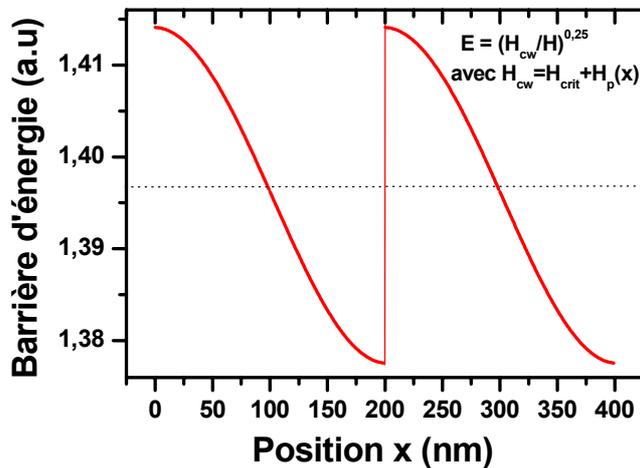


Figure 14 : $(H_{cw}(x)/H)^{0,25}$ en fonction de la position de la paroi x dans la piste pour un champ appliqué $H = 100$ Oe avec $H_p(x)$ calculé pour la piste avec rugosité naturelle ($a = 10$ nm, $p = 200$ nm et $w_0 = 1\mu\text{m}$). La ligne en pointillé est une piste sans rugosité ($H_p(x) = 0$).

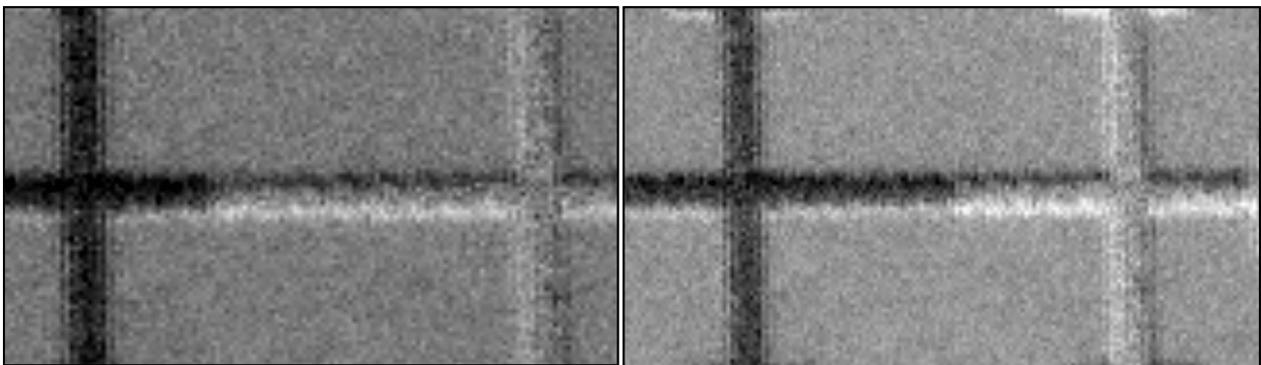


Figure 15 : Images obtenues par microscopie magnéto-optique Kerr (LPS). Elles sont prises en champ nul après avoir appliqué une impulsion de champ. Nous observons que les positions d'équilibre de la paroi sont situées aux constrictions.

Dans le cas où $L_{cw}(x) \approx L_C$ ($H_p(x) \ll H_{crit}$), et pour une longueur L de paroi, la distance caractéristique entre deux sauts de paroi dans la piste s'écrit ($L > L_C$):

$$(26) \quad u(L) = u_C \left(\frac{L}{L_C} \right)^{2/3}$$

et la longueur de paroi effective impliquée dans le saut de la paroi s'écrit:

$$(27) \quad L_{\text{opt}} \approx L_C \left(\frac{H_{\text{cw}}}{H} \right)^{3/4}$$

Dans notre échantillon, pour un champ appliqué $H = H_{\text{cw}}/4$, $u_C = \xi = 12$ nm et $L_C = 43$ nm, on trouve $L_{\text{opt}} = 122$ nm, et $u(L_{\text{opt}}) = 60$ nm. Donc dans nos pistes, la paroi n'est constituée que de quelques segments de longueur L_{opt} qui effectuent seulement quelques sauts entre chaque constriction. Pour chaque saut, le temps moyen τ_i nécessaire à la paroi pour se propager d'un

état métastable à l'autre est donné par une loi d'Arrhenius $\tau_i \propto \exp\left(\frac{U_C}{k_B T} \left(\frac{H_{\text{cw}}}{H}\right)^{1/4}\right)$. Il est

maximal aux constriction ou la barrière d'énergie est maximum (Figure 14). Le temps moyen mesuré dans nos pistes par EHA $\tau = \sum_{i=N} \tau_i$ est donc dominé principalement par le temps de

piégeage aux constriction. Par conséquent une bonne approximation consiste à supposer que seul H_{pmax} détermine le temps de propagation de la paroi dans nos pistes. Dans le régime de reptation, on peut considérer par conséquent que le champ critique dans la piste H_{cw} est simplement la somme du champ critique dans le film continu et du champ maximum de propagation H_{pmax} :

$$(28) \quad H_{\text{cw}} = H_{\text{crit}} + H_{\text{pmax}} = H_{\text{crit}} + \frac{\sigma}{M_S} \frac{ka}{w_0}$$

Ce champ varie en $1/w_0$, ce qui est en accord avec nos résultats expérimentaux de la Figure 7.

D'autre part si on compare le rapport de pente expérimental et théorique entre la rugosité

naturelle et artificielle $S_{\text{exp(the)}} = \frac{(U_{\text{cw}}^{\text{nat}}/k_B T)(H_{\text{cw}}^{\text{nat}})^{1/4}}{(U_{\text{cw}}^{\text{art}}/k_B T)(H_{\text{cw}}^{\text{art}})^{1/4}}$, on trouve $S_{\text{exp}} = 0,86$ et $S_{\text{the}} = 0,97$.

Nous avons ici un bon accord entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux.

En conclusion :

- Les résultats expérimentaux montrent que le champ de propagation dans les pistes H_{cw} est proportionnel à $1/w_0$

- Nous démontrons que l'on peut renormaliser le régime de reptation d'un film continu en introduisant un champ critique effectif H_{cw} qui est la somme du champ critique H_{crit} du au désordre statique dans le film continu et d'un champ induit topologiquement H_p du à la rugosité des bords et qui est inversement proportionnel à $1/w_0$

2.3. Influence de la température sur la propagation de paroi dans une piste

Dans cette partie de ma thèse, je présente des résultats préliminaires concernant l'étude de l'influence de la température sur le régime de reptation de paroi dans des pistes gravées dans un film ultra-mince de Pt/Co(0.5nm)/Pt. Pour cela nous avons mesuré la vitesse de propagation de paroi de domaine dans deux pistes de largeur respective de 500 nm et 2 μ m à des températures de 300, 250, 200 et 160K. En dessous de 150K, les temps de propagation de paroi étant trop importants (vitesses inférieures au nanomètre par seconde), nous n'avons pas pu mesurer la vitesse sur une large gamme de champs magnétiques. D'autre part, par manque de temps, nous n'avons pas pu malheureusement déterminer la vitesse de propagation de paroi en fonction de la température dans des pistes à rugosité artificielle.

Les figures 16.A et 16.B présentent les $\ln(v)$ à $T = 160, 200, 250$ et 300 K en fonction de $H^{-1/4}$ pour les deux pistes. Nous pouvons faire les remarques suivantes:

- le régime de reptation de paroi est vérifié quelle que soit la température
- comme l'on peut s'y attendre pour un régime thermiquement activé, à champ égal, la vitesse moyenne de déplacement de la paroi diminue lorsque la température diminue. Par exemple, pour la piste de dimension de 500 nm, pour $H = 431,4$ Oe, la vitesse est passée de $5,6 \cdot 10^{-6}$ m/s à 200 K à $2 \cdot 10^{-8}$ m/s à $T = 160$ K.
- d'après les résultats du paragraphe 2, la barrière d'énergie de la piste de 500 nm devrait être plus importante que celle de la piste de 2 μ m. Ceci est vérifié pour toute la gamme de température étudiée.

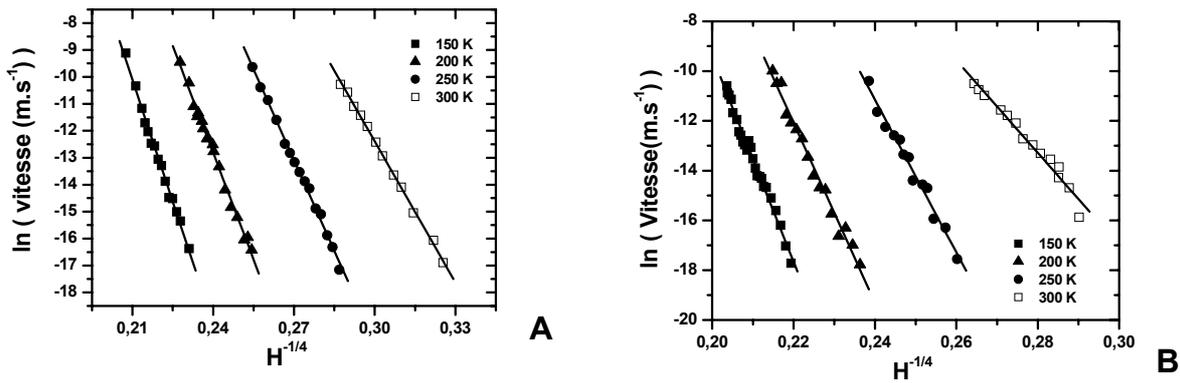


Figure 16 : (A) Log de vitesse en fonction de $H^{-1/4}$ dans une piste de $2 \mu\text{m}$ pour différentes températures (150 K, 200 K, 250 K et 300 K). (B) Dans une piste de 500 nm

La figure 17 présente le paramètre $\left(\frac{U_c}{k_B T}\right) H_{\text{crit}}^{1/4}$, qui quantifie la barrière d'énergie que doit franchir la paroi, en fonction de l'inverse de la température. Mis à part le point à 300K pour la piste la plus large, on observe bien une variation linéaire qui indique que le régime observé est bien thermiquement activé. Ce point est fondamental. D'autre part, la barrière d'énergie augmente fortement lorsque la taille de la piste diminue, indiquant une augmentation du champ critique compatible qualitativement avec la formule (28). Malheureusement nous n'avons pu vérifier cette formule pour toutes les températures étudiées, des mesures pour des pistes de largeurs différentes étant nécessaires.

Ces résultats préliminaires indiquent que contrairement à ce que l'on peut logiquement attendre, une paroi magnétique est d'autant plus stable que la taille de la nanostructure est réduite (dans la limite où la taille de la nanostructure reste supérieure à la distance entre défauts). Des mesures en cours dans une piste à forte rugosité artificielle devraient démontrer une augmentation de la stabilité de la paroi due à la présence de constriction bien définies

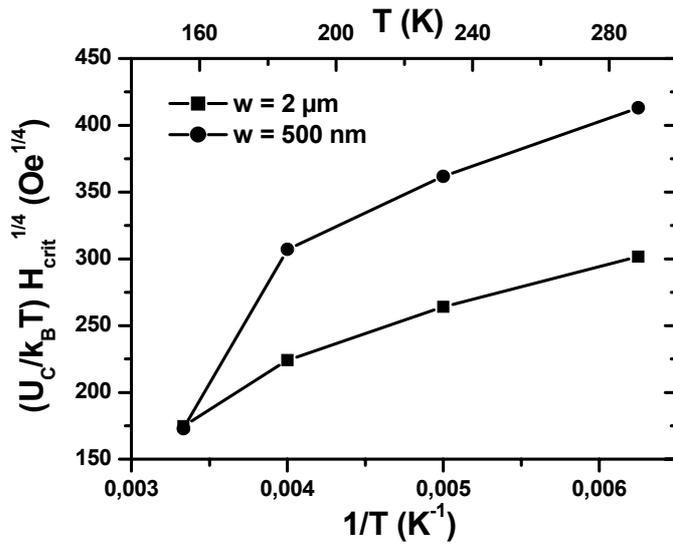


Figure 17 : Barrière d'énergie

$\left(\frac{U_C}{k_B T}\right) H_{crit}^{1/4}$ en fonction de $1/T$.

3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence pour la première fois à notre connaissance, la présence d'un régime de reptation dans une géométrie de confinement. Nous avons trouvé que le champ effectif de la piste dans le régime de reptation de paroi magnétique est inversement proportionnel à la largeur de la piste. Nous avons démontré en utilisant des défauts artificiels que ce résultat est du à la présence de la rugosité de bord introduite par les processus de mise en forme (lithographie et gravure). Nous avons développé un modèle de reptation adapté à la géométrie de nos pistes basé sur celui utilisé pour les supraconducteurs à haute température critique. Ce modèle montre que l'on peut renormaliser la loi de reptation d'un film continu en introduisant un champ critique effectif H_{cw} qui est égal à la somme du champ critique du film continu H_{crit} (défauts intrinsèques) et d'un champ induit topologiquement H_p qui est inversement proportionnel à la largeur de la piste. Finalement une étude préliminaire en fonction de la température confirme que le phénomène observé est bien thermiquement activé et montre que la stabilité thermique d'une paroi augmente dans une nanostructure.

Ces différents résultats sont très prometteurs pour les applications à l'enregistrement magnétique tel que la logique magnétique où il est nécessaire de stabiliser une paroi magnétique à une position bien déterminée d'un circuit logique de taille nanométrique.

L'utilisation de rugosité artificielle pourrait être une solution. Elle permet d'augmenter la stabilité thermique et de diminuer la rugosité de la paroi (via L_{opt}). D'autre part si la période de modulation est de l'ordre de l'amplitude des sauts dans le régime de reptation $u(L_{opt})$, la propagation de la paroi d'une constriction à l'autre pourrait être artificiellement contrôlée et purement déterministe (au sens statistique). Il suffirait à la paroi d'un seul saut en champ faible pour se propager d'une constriction à l'autre. Finalement, cette étude pose aussi des questions fondamentales : le régime de reptation est-il toujours présent lorsque la largeur de la nanostructure devient comparable à la taille des segments de paroi L_{opt} ? Quel est l'influence de la rugosité de bord dans le régime visqueux? Des résultats récents de simulation numérique montrent que la rugosité de bords modifie le comportement dynamique de la paroi dans le régime de Walker [Nakatani-03] Le régime de reptation est-il toujours vérifié si l'on modifie la nature et la densité des défauts intrinsèques du film continu?

Dans le chapitre suivant, nous avons tenté de répondre à cette dernière question en modifiant par irradiation ionique les défauts intrinsèques de nos films responsables du piégeage des parois.

Références

- [Allwood-02] D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, N. Vernier, R. P. Cowburn, *Science* **296**, 5575 (2002)
- [Blatter-94] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A.I. Larkin et V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [Bruno-t89] P. Bruno, "*Anisotropie magnétique et hystérésis du cobalt à l'échelle du plan atomique : théorie et expérience*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1989).
- [Cayssol-02] F. Cayssol, D. Ravelosona, J. Wunderlich, C. Chappert, V. Mathet, J-P. Jamet et J. Ferré, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 30 (2002).
- [Devolder-t00] T. Devolder, "*Structuration et nanostructuration de couches magnétiques Co/Pt par irradiation ionique*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (2000).
- [Gruner-88] G. Gruner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1129 (1988).
- [Kardar-15] M. Kardar, *Physica 221B*, 60 (19960).
- [Kirilyuk-93] A. Kirilyuk, J. Ferré, J. Pommier, et D. Renard, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 536 (1993).
- [Kooten-94] M.van Kooten, S. de Haan, J. C. Lodder, and Th. J. A. Popma, *J. Appl. Phys.* **75**, 5508 (1994).
- [Lemerle-t98] S. Lemerle, "*Etude de la dynamique de renversement de l'aimantation dans les couches ultra-minces à anisotropie perpendiculaire*" soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1998).
- [Lemerle-98] S. Lemerle, J. Ferré, C. chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, and P. Ledoussal, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 849 (1999).
- [Nakatani-03] Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *Nature Materials.* **2**, 521 (2003)
- [Ono-99] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoito, T. Shinjo, *Science* **284**, 468 (1999).
- [Pommier-90] J. Pommier, P. Meyer, G. Penissard, J. Ferré, P. Bruno, and D. Renard, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2054 (1990).
- [Shibauchi-01] T. Shibauchi, L. Krusin-Elbaum, V.M. Vinokur, B. Argyle, D. Weller et B.D. Terris, *Phys. Rev. Lett* **87**, (2001).

[Thiaville-97] A. Thiaville, L. Belliard, D. Majer, E. Zeldov, et J. Miltat, *J. Appl. Phys.* 82, 3182 (1997).

[Tybell-02] T. Tybell et al, *Phys. Rev. Lett* 89, 97601 (2002).

[Wilkinsion-83] D. Wilkinsion and J. F. Willemsen, *J. Phys. A* 16, 3365 (1983).

[Wunderlich-t01] J. Wunderlich: "*Extraordinary Hall Effect in multilayered magnetic films. Application to the study of magnetization reversal dynamics*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (2001).

Chapitre 6

Influence de l'irradiation sur la dynamique d'une paroi de domaine dans un film continu

1. Présentation du système.....	135
2. Dépendance temporelle des cycles d'hystérésis à température ambiante.....	136
2.1. Film non irradié	136
2.2. Films irradiés : $F = 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ et $F = 5.10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$	138
2.3. Résumé des résultats	141
3. Vitesse de propagation de paroi de domaine	141
3.1. Régime de reptation.....	143
3.2. Régime thermiquement activé	145
3.3. Régime visqueux ($H > H_{\text{crit}}$)	146
4. Interprétation des résultats expérimentaux.....	147
5. Conclusion.....	148

Chapitre 6

Influence de l'irradiation sur la dynamique de paroi de domaine dans un film continu

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, l'irradiation ionique avec des ions légers permet de modifier de manière contrôlée la structure des interfaces, influençant fortement les propriétés d'effet Hall anormal. Dans ce chapitre nous étudions l'influence de l'irradiation (et donc du mélange aux interfaces) sur la dynamique de propagation de paroi. En particulier il est intéressant de savoir si les mécanismes de piégeage sont modifiés et si le régime de reptation est toujours observé.

Dans ce chapitre, nous proposons donc d'étudier la dynamique de la propagation de paroi de domaine dans des films ultra-minces Pt/Co(5 Å)/Pt sous l'effet d'irradiation par des ions légers He⁺. Pour cela nous avons évalué quantitativement la longueur d'activation ξ et le champ de propagation avant et après l'irradiation dans le même film par des mesures de cycles d'hystérésis et de vitesses de propagation de paroi. Ces résultats seront confrontés à l'étude qualitative de la structure en domaine par la méthode d'imagerie magnéto-optique Kerr.

Dans un premier temps, je présente les mesures dynamiques de cycles d'hystérésis. En utilisant le modèle d'intégration de temps de relaxation [Bruno-t89, Raquet-96], j'ai extrait les longueurs d'activation de ces mesures. Ensuite, je présente les mesures de vitesse de propagation de paroi de domaine. Dans la dernière partie, la méthode d'imagerie magnéto-optique Kerr nous permet de caractériser la structure de la paroi

1. Présentation du système

Les trois échantillons étudiés dans cette partie de ma thèse sont toujours des tricouches de Pt/Co(5Å)/Pt/Al₂O₃.

Un échantillon est non irradié. Les deux autres sont irradiés à 10 keV avec des fluences respectives de 10^{15} He⁺/cm² et de $5 \cdot 10^{15}$ He⁺/cm². La technique d'irradiation a déjà été présentée dans le chapitre 3 (cf. §2.4.1 du chapitre 3).

Nous avons effectué deux types de mesures :

- 1) des mesures de cycles d'hystérésis dynamiques par effet Hall anormal. Pour cela nous avons lithographié des pistes macroscopiques de largeur de $w = 250 \mu\text{m}$.
- 2) des mesures de vitesses de propagation de paroi de domaine par microscopie magnéto-optique Kerr effectuées au Laboratoire de Physiques des Solides dans le groupe de J. Ferré.

2. Dépendance temporelle des cycles d'hystérésis à température ambiante

2.1. Film non irradié

Nous avons obtenu le cycle d'hystérésis sur un échantillon non irradié pour des vitesses de balayage du champ variant de 0,56 Oe/s à 400 Oe/s. La Figure 1 présente deux cycles obtenus pour des vitesses de balayage de 1,5 Oe/s et 150 Oe/s. Nous observons un élargissement du cycle lorsque nous augmentons la vitesse de balayage du champ. Ce traînage magnétique est dû au temps de réponse des processus thermiquement activés mis en jeu lors du renversement de l'aimantation : lorsque le champ H est balayé trop rapidement, l'aimantation ne suit plus H .

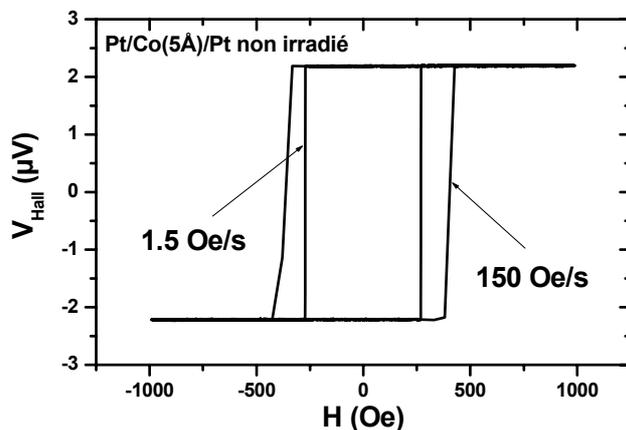


Figure 1 : Cycle d'hystérésis de l'échantillon Pt/Co(Å)/Pt non irradié pour deux valeurs de vitesse de balayage du champ magnétique 1,5 Oe/s et 150 Oe/s.

Nous utilisons le modèle d'intégration des constantes de temps qui donne l'expression du champ coercitif H_C en fonction de la vitesse de balayage dH/dt dans le cas d'un régime de propagation thermiquement activé de paroi de domaine. A température fixée, le champ coercitif

H_C varie linéairement avec la vitesse de balayage selon l'expression suivante [Bruno-t89, Raquet-96] :

$$(1) \quad H_C = \frac{k_B T}{2V_B M_S} \left[\ln(dH/dt) + \ln \left(\frac{2V_B M_S}{k_B T} \tau(H=0) \ln(2) \right) \right]$$

avec :

$$(2) \quad \tau(H=0) = \tau_0 \exp \left(\frac{V_B M_S H_P}{k_B T} \right), \text{ qui est le temps de relaxation à champ nul}$$

V_B est le volume d'activation, relié à la longueur de Barkhausen ξ et à l'épaisseur de la couche de cobalt par la relation $V_B = t_{Co} \xi^2$. La longueur ξ caractérise le saut élémentaire d'une paroi, c'est à dire la distance entre deux points d'ancrage. Cette longueur est déterminée généralement par des mesures de vitesse de propagation au voisinage du champ critique (régime thermiquement activé) (cf §4.3.2 du chapitre 2) et est de l'ordre de 12 nm dans nos films de Pt/Co/Pt. H_P est le champ de propagation en absence d'activation, appelé aussi champ critique (cf. Chapitre 2 et chapitre 4) correspondant à la transition entre le régime visqueux et l'axe $v = 0$. **Pour la suite, je garde toujours la notation H_{crit} .**

La Figure 2 montre le champ coercitif en fonction du logarithme de la vitesse de balayage pour le film non irradié de 5 Å d'épaisseur. Dans la limite de la précision expérimentale, on observe bien une droite. La mesure de la pente et l'ordonnée à l'origine permettent une détermination de ξ et de $\ln(\tau(H=0))$. Nous obtenons:

$$\xi = 23 \text{ nm et } \ln(\tau(H=0)) = 15,6.$$

En prenant une valeur approchée $\tau_0 = 10^{-9}$ s [Lemerle-t98] dans la relation (2), nous avons estimé le champ critique pour notre film non irradié en accord avec le chapitre 5:

$$H_{crit} \approx 860 \text{ Oe}$$

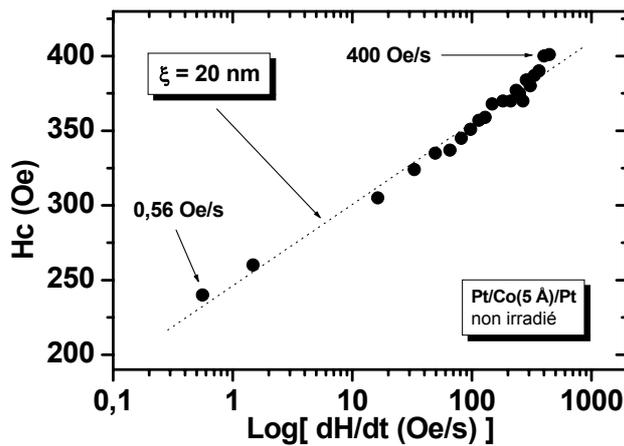


Figure 2 : Variation à température ambiante du champ coercitif en fonction de $\log(dH/dt)$ déduite des cycles d'effet Hall anormal pour l'échantillon Pt/Co(Å)/Pt non irradié. La ligne en pointillée représente l'ajustement linéaire.

2.2. Films irradiés : $F = 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ et $F = 5.10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$

Nous avons mesuré les cycles d'hystérésis sur le même échantillon après irradiation avec une fluence de $10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ et de $5.10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$, à différentes vitesses de balayage du champ. Les Figure 3 et Figure 4 représente les cycles d'hystérésis obtenus. Nous remarquons une nette diminution des champs coercitifs après irradiation. A vitesse de balayage constant, le champ coercitif est passé de 321,6 Oe pour l'échantillon non irradié, à 234,7 Oe ($F = 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$) puis à 17,38 Oe ($F = 5.10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$).

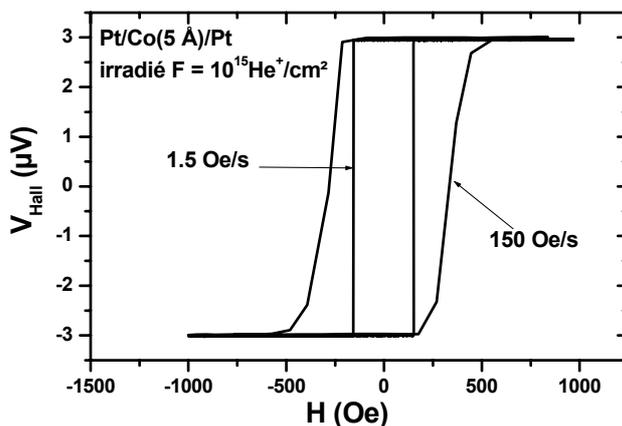


Figure 3 : Cycle d'hystérésis de l'échantillon Pt/Co(Å)/Pt irradié avec $F = 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ pour deux valeurs de vitesse de balayage du champ magnétique 1,5 Oe/s et 150 Oe/s.

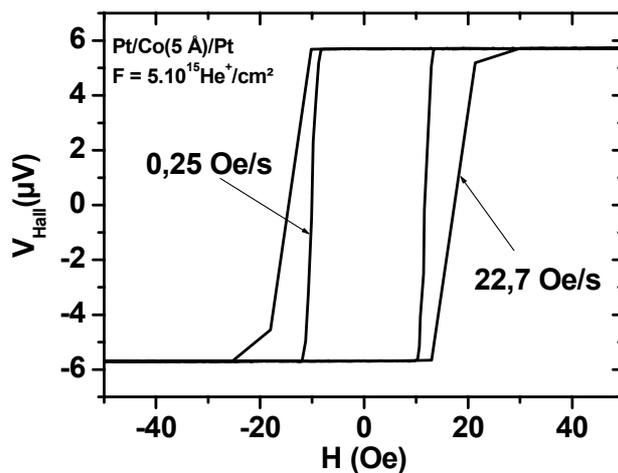


Figure 4 : Cycle d'hystérésis de l'échantillon Pt/Co(Å)/Pt irradié avec $F = 5.10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ pour deux valeurs de vitesse de balayage du champ magnétique 0,25 Oe/s et 2,5 Oe/s.

La relation (1) est toujours vérifiée dans la gamme de vitesse de balayage:

- entre $v_{\text{min}} = 1,5 \text{ Oe/s}$ et $v_{\text{crit}} = 105 \text{ Oe/s}$ pour l'échantillon irradié avec une fluence de $10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ (Figure 5)
- entre $v_{\text{min}} = 0,25 \text{ Oe/s}$ et $v_{\text{crit}} = 37 \text{ Oe/s}$ pour l'échantillon irradié avec une fluence de $5.10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ (Figure 6).

En revanche au-delà de 105 Oe/s et de 37 Oe/s respectivement, nous observons une rupture de pente dans les deux cas. Cet effet s'accompagne d'une évolution sensible de la forme des cycles, vers les hautes vitesses (Figure 3 et Figure 4): la transition entre l'état $+M_S$ et $-M_S$ est moins abrupte.

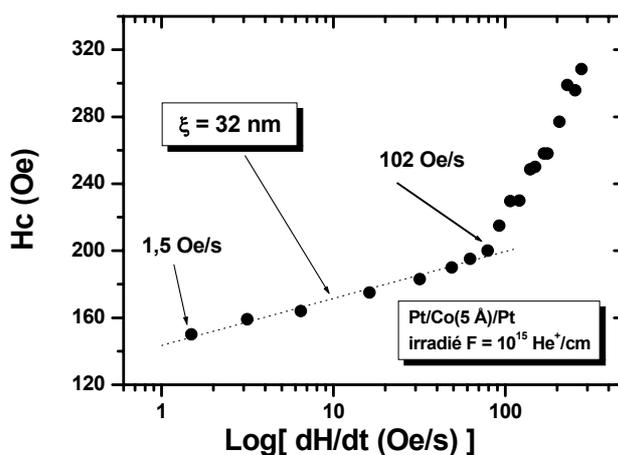


Figure 5 : Variation à température ambiante du champ coercitif en fonction de $\text{log}(dH/dt)$ déduite des cycles d'effet Hall anormal pour l'échantillon Pt/Co(Å)/Pt irradié avec $F = 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}$. La ligne pointillée représente l'ajustement de l'expression théorique de H_c (cf. équation 1).

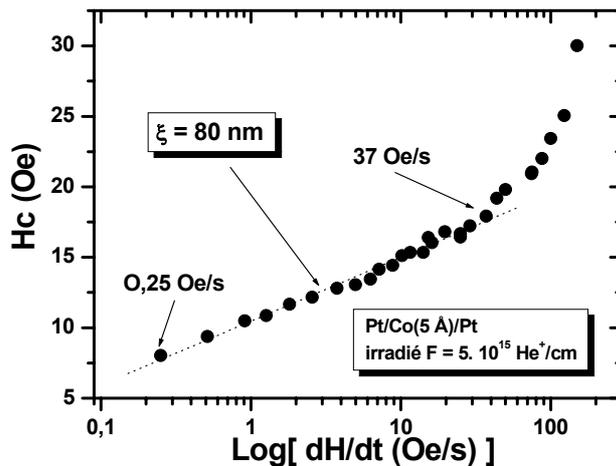


Figure 6 : Variation de H_C en fonction de $\log(dH/dt)$ de l'échantillon Pt/Co(Å)/Pt irradié avec $F = 5.10^{15} \text{He}^+/\text{cm}$. La ligne pointillée représente l'ajustement de l'expression théorique de H_C (cf. équation 1.).

On peut faire trois remarques intéressantes:

- Pour des vitesses de champ inférieures à la vitesse critique, le champ coercitif évolue linéairement avec $\text{Ln}(dH/dt)$. **Le renversement de l'aimantation dans les couches de cobalt irradiées est encore dominé par la propagation de paroi.** L'ajustement du champ coercitif avec l'expression théorique (1) (définie pour une propagation pure) nous donne la longueur d'activation et le champ critique. Les valeurs sont résumées dans le tableau 1. On remarque que ξ **augmente fortement** et H_{crit} **diminue** avec la dose d'irradiation. Ceci indique que la densité de centres de piégeage a diminué sous l'effet d'irradiation. La diminution de H_{crit} est non seulement liée à une diminution de cette densité mais aussi à celle de l'anisotropie perpendiculaire.
- Pour des vitesses supérieures à la vitesse critique, la déformation du cycle d'hystérésis indique que le processus de nucléation devient prépondérant pour l'échantillon irradié avec une fluence de $10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$. Nous remarquons que le champ coercitif dépend linéairement du log de la vitesse pour $v > v_{\text{crit}}$ avec une pente supérieure à la pente pour $v < v_{\text{crit}}$. Ce comportement est prévu partiellement par l'expression compliquée de $H_C(dH/dt)$ développée par Raquet à partir d'un modèle de renversement d'aimantation dominé par processus de nucléation [Raquet-96]. En revanche ce modèle prévoit une déviation à cette linéarité lorsqu'on va vers des valeurs élevées de dH/dt . Pour l'échantillon irradié avec une

fluence de $5 \cdot 10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$, cette déviation est presque immédiatement atteinte à cause du très faible champ coercitif ($H_C \approx 20 \text{ Oe}$).

- V_{crit} diminue quand la dose augmente. En effet la nucléation apparaît plus tôt car l'anisotropie perpendiculaire a diminué rendant plus facile la nucléation sur les défauts extrinsèques.

2.3. Résumé des résultats

Tous nos valeurs de ξ et de H_{crit} sont résumées dans le tableau 1.

- Nous avons mis en évidence une augmentation de la longueur d'activation (la distance entre deux points d'ancrage de la paroi) sous l'effet de l'irradiation. Après irradiation à $5 \cdot 10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$, elle est passé de **23 nm à 80 nm**. Ceci indique que la densité de centres de piégeage a diminué.
- Le champ critique diminue de manière significative après irradiation. Il est passé de **860 Oe** pour un film non irradié à **56 Oe** pour une dose d'irradiation de $5 \cdot 10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$. Cette diminution du champ critiques provient certainement de la diminution conjointe du désordre et de l'anisotropie perpendiculaire.

Nous allons maintenant confronter ces résultats aux mesures directes de vitesses de déplacement de la paroi.

F ($10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$)	ξ (nm)	H_{crit} (Oe)
0	23	860
1	32	450
5	80	56

Tableau 1: Valeurs de la longueur d'activation et du champ critique pour les trois doses d'irradiation.

3. Vitesse de propagation de paroi de domaine

Nous avons mesuré par microscopie magnéto-optique Kerr la vitesse moyenne de déplacement de la paroi dans les mêmes échantillons étudiés dans le paragraphe 2. Cette technique est décrite dans le chapitre 2. Malheureusement faute de temps, nous n'avons pas pu mesurer

l'échantillon irradié avec une fluence de $5 \cdot 10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$. Néanmoins nous pouvons évaluer l'effet d'irradiation sur la dynamique de propagation de la paroi dans le régime de reptation à très bas champ, le régime thermiquement activé pour les champs intermédiaires et le régime visqueux à haut champ.

Les mesures sont représentées sur les Figure 7 et Figure 8. Nous constatons une augmentation de la vitesse de paroi pour les films irradiés sur toute la gamme de champ, ce qui est compatible avec la diminution de la densité de centres de piégeages observée dans le paragraphe précédent. Grâce à une large gamme de vitesses, nous pouvons explorer avec précision les trois régimes dynamiques déjà présentés dans le chapitre 2 :

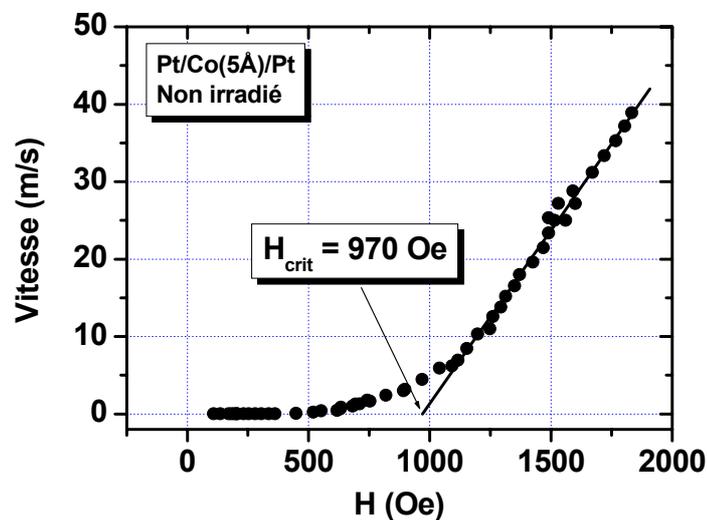


Figure 7 : Vitesse de propagation paroi en fonction du champ appliqué à température ambiante sur un film non irradié. La vitesse varie de 0,33 m/s à 38,9 m/s. (figure identique à la figure 15 du chapitre 2)

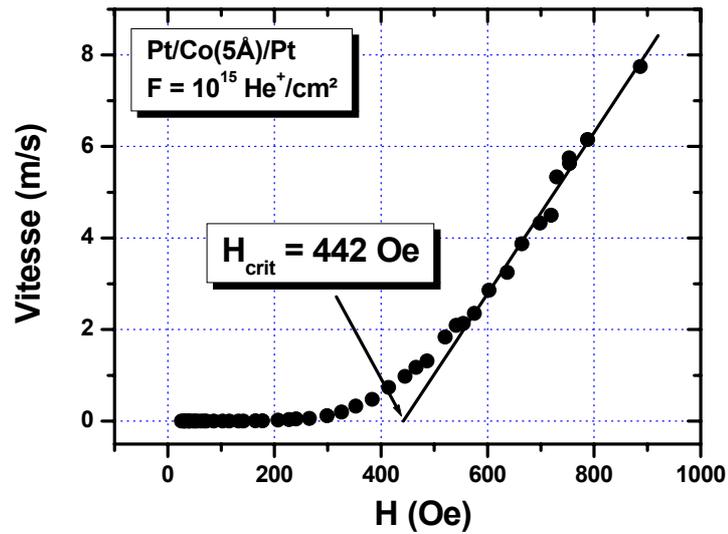


Figure 8 : Vitesse de propagation paroi en fonction du champ appliqué à température ambiante sur un film irradié avec une fluence de $10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$. La vitesse varie de 0,1 nm/s à 7,7 m/s.

Nous allons maintenant comparer les différents paramètres extraits de ces trois régimes.

3.1. Régime de reptation

La Figure 9 montre la variation de $\ln(v)$ en fonction de $H^{-1/4}$, pour H inférieur à 390 Oe et à 100 Oe respectivement pour un film non irradié et un film irradié. Nous pouvons remarquer que le régime de reptation est toujours présent même après l'irradiation (cf. §2.2.1 du chapitre V). Le

paramètre intéressant que l'on peut extraire est le champ effectif $H_{\text{eff}} = \left(\frac{U_C}{k_B T} \right)^4 H_{\text{crit}}$ qui

représente la force de piégeage. **Il est passé de $9,6 \cdot 10^9$ Oe à $1,5 \cdot 10^9$ Oe après irradiation.** Cette très nette diminution du champ effectif nous confirme que la force de piégeage diminue sous l'effet de l'irradiation. Ce résultat est compatible avec l'augmentation de ξ observé.

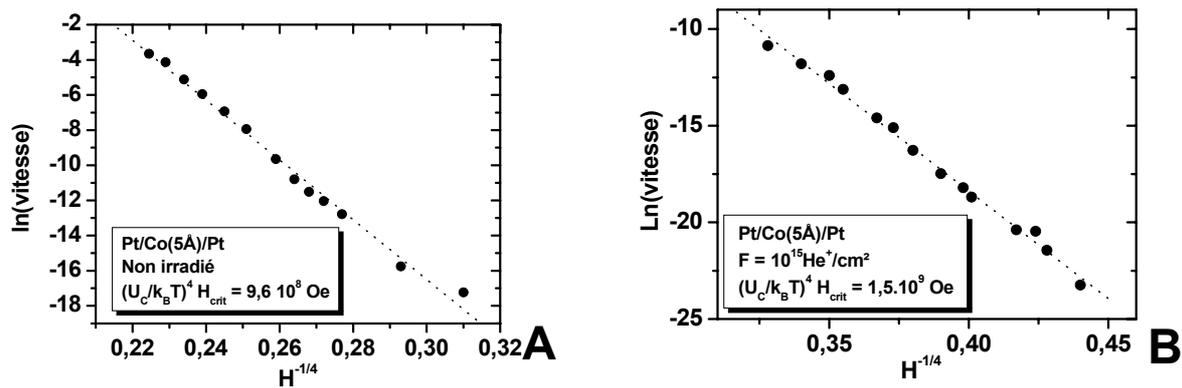


Figure 9 : variation de $\ln(v)$ en fonction du $H^{1/4}$. (A) : L'ajustement linéaire pour le film non irradié nous donne $H_{eff} = 9,6 \cdot 10^9$ Oe. (B) : Pour le film irradié, $H_{eff} = 1,5 \cdot 10^9$ Oe.

Par ailleurs la technique d'imagerie magnéto-optique Kerr nous permet de caractériser directement la structure en domaine de la paroi. Pour les champs appliqués concernés, la nucléation a eu lieu loin de la zone montrée sur les images de la figure 10. L'aimantation de la zone observée se retourne exclusivement par propagation de paroi. Les images (A) et (B) présentent l'état de la structure en domaine de la paroi après l'impulsion d'un champ faible dans le régime de reptation respectivement pour le film irradié et non irradié. Nous constatons que dans les deux cas la paroi s'avance sous forme d'un ensemble de protubérances : les interfaces progressent par des sauts élémentaires découplés impliquant des régions macroscopiques, caractéristiques du régime de reptation. Il n'est malheureusement pas possible de vérifier à l'aide de ces images que la densité de centres de piégeages est modifiée par les effets d'irradiation. Une analyse plus complète de la rugosité de paroi serait nécessaire. Lorsqu'on augmente le champ appliqué, la paroi présente une interface beaucoup plus lisse et avance de manière plus cohérente (Figure 10. images C et D). Ceci correspond au régime intermédiaire dont nous allons parler à présent.

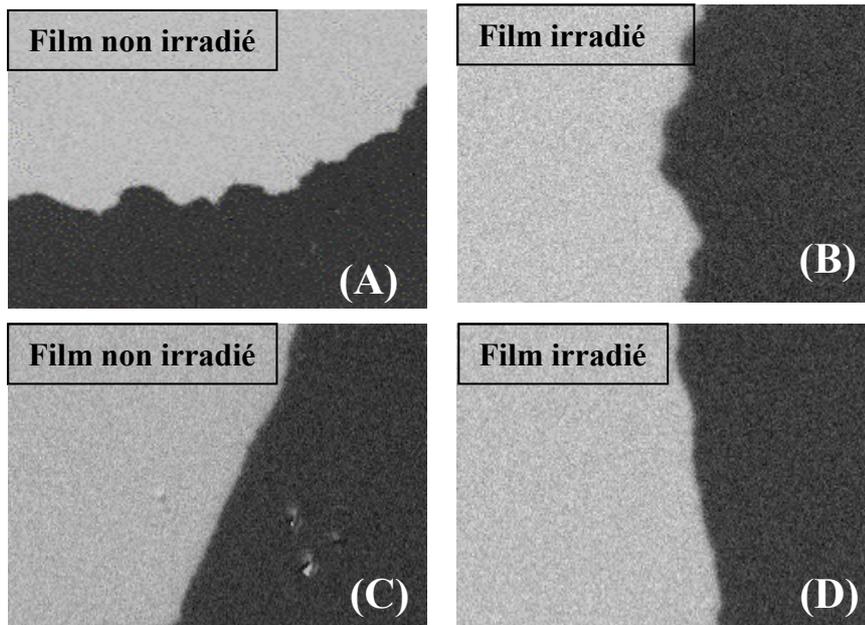


Figure 10: Image de microscopie magnéto-optique ($20 \times 17 \mu\text{m}^2$) d'une structure en domaine après propagation. Les images sont prises en champ nul après applications d'impulsion de champ. (A): Film non irradié 305 Oe. (B) Film irradié 40 Oe. (C) 1053 Oe. (D) 554 Oe.

3.2. Régime thermiquement activé

A l'intersection entre la partie linéaire de la courbe $v(H)$ à haut champ et avec l'axe $v = 0$, nous avons pu estimer la valeur du champ critique qui vaut **970 Oe** pour le film non irradié et **442 Oe** pour le film irradié. Ces valeurs sont tout à fait comparables à celles que nous avons déjà trouvées précédemment par des mesures de cycles d'hystérésis, respectivement **860 Oe** et **450 Oe**.

Dans la partie thermiquement activée ($0,8 H_{\text{crit}} < H_a < H_{\text{crit}}$), nous avons déduit de la pente des courbes $\ln(\text{vitesse})$ en fonction de champ appliqué (Figure 11) la longueur d'activation ξ à partir de l'expression suivante que nous avons présentée au chapitre 2 :

$$(3) \quad v = v_0 \cdot \exp\left[-\frac{2M_S \cdot \xi^2 t_{\text{Co}} \cdot (H_{\text{crit}} - H_a)}{k_B T}\right]$$

A partir des ajustements linéaires, nous obtenons respectivement $\xi = 12 \text{ nm}$ pour le film non irradié et 22 nm pour le film irradié, ces valeurs sont comparables à celles que nous avons obtenues précédemment.

Ces résultats confirment donc le phénomène d'augmentation de la longueur d'activation sous l'effet de l'irradiation observé précédemment.

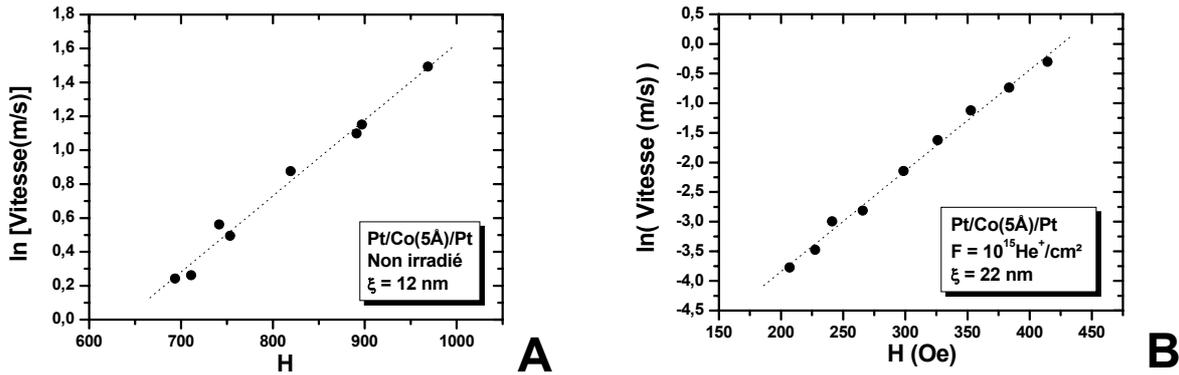


Figure 11 : variation de $\ln(v)$ en fonction du champ appliqué au-dessous du champ critique. (A) : L'ajustement linéaire pour le film non irradié nous donne $\xi = 12 \text{ nm}$. (B) : Pour le film irradié, $\xi = 22 \text{ nm}$.

3.3. Régime visqueux ($H > H_{\text{crit}}$)

Dans la partie du régime visqueux, nous obtenons une dépendance linéaire de la vitesse de propagation de paroi en fonction du champ lorsque $H > 1096 \text{ Oe}$ pour le film non irradié et $H > 574 \text{ Oe}$ pour le film irradié (Figure 12). Cette dépendance est exprimée par la relation suivante:

$$(4) \quad v(H) = \mu(H - H_{\text{crit}})$$

où μ est la mobilité de paroi. Pour le film non irradié, on obtient $\mu = 4,5 \text{ cm/sOe}$, et pour le film irradié, $\mu = 1,7 \text{ cm/sOe}$. Ce résultat est très surprenant car on s'attend à ce que la mobilité de la paroi augmente après irradiation, puisque la densité de défauts qui piègent la paroi a diminué après irradiation. L'augmentation de la vitesse dans ce régime est donc due principalement à la forte diminution du champ critique.

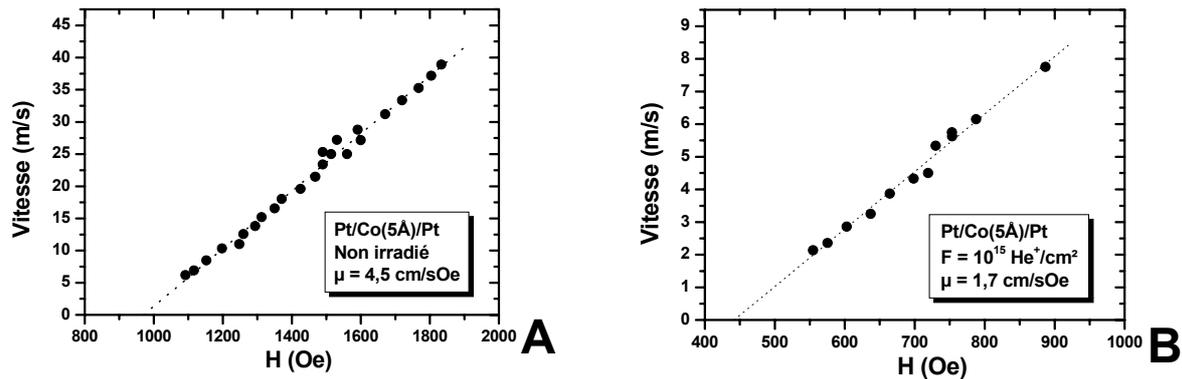


Figure 12 : variation de la vitesse en fonction du champ appliqué dans le régime visqueux. (A) : L'ajustement linéaire pour le film non irradié nous donne $\mu = 4,12$ cm/sOe. (B) : Pour le film irradié, $\mu = 1,7$ cm/sOe.

4. Interprétation des résultats expérimentaux

Ainsi nous avons mis en évidence un lien direct entre la diminution de la densité de défauts qui piègent la paroi et l'augmentation de la vitesse de déplacement de la paroi sous l'effet de l'irradiation. Ceci s'accompagne de manière cohérente d'une diminution du champ critique. Il serait cependant incorrect de conclure que l'irradiation efface en quelque sorte les défauts structuraux présents dans la couche. Nous pensons plutôt que les défauts intrinsèques (joints de grains, dislocations, marches...) susceptibles d'ancrer la paroi deviennent moins efficaces pour l'ancrage [Devolder-t00]. En effet la diminution de l'anisotropie magnétique perpendiculaire et la réduction de sa distribution par mélange ionique fait que la hauteur de la barrière d'énergie dans les 2 régimes thermiquement activés (régime de reptation et régime proche de H_{crit}) a diminué de manière globale (à densité de défauts constante). D'autre part, la diminution de l'anisotropie perpendiculaire s'accompagne d'une augmentation de la largeur de paroi. Rappelons que seuls les défauts de taille comparable à celle de la paroi peuvent l'ancrer efficacement, ce qui explique que certains défauts ne soient plus "actifs". Pour le régime visqueux, nous n'avons pas à ce jour d'explication convaincante. On peut juste émettre l'hypothèse imagée qu'à fort champ la paroi n'est sensible qu'aux barrières d'énergies les plus élevées. Le fait de rendre plus homogène l'efficacité des centres de piégeages par mélange

ionique rend globalement la paroi sensible à plus de défauts, ce qui pourrait expliquer une diminution de sa mobilité.

5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré que le mélange ionique aux interfaces modifie profondément la dynamique de propagation de la paroi de domaine dans un film ultramine de Pt/Co/Pt. On observe que le mécanisme du retournement de l'aimantation se fait toujours par propagation facile de paroi de domaine et que la vitesse augmente dans les trois régimes dynamiques présents dans notre film. L'analyse des mesures dans les 2 régimes thermiquement activé est compatible avec une diminution de la densité des centres de piégeages. Cet effet induit par l'irradiation provient probablement d'une diminution de l'anisotropie perpendiculaire qui rend les centres d'ancrages moins efficaces. Ces résultats confirment aussi qu'il est difficile de faire un parallèle entre les défauts qui sont responsables du piégeage de la paroi et ceux qui donnent naissance à la diffusion asymétrique. Des études de dynamique de propagation dans des pistes sub-microniques irradiées seront réalisées prochainement.

Références

[Bruno-t89] P. Bruno, "*Anisotropie magnétique et hystérésis du cobalt à l'échelle du plan atomique : théorie et expérience*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1989).

[Devolder-t00] T. Devolder, "*Structuration et nanostructuration de couches magnétiques Co/Pt par irradiation ionique*", thèse soutenue à Orsay, Université Paris Sud (2000).

[Lemerle-98] S. Lemerle, "*Etude de la dynamique de renversement de l'aimantation dans les couches ultra-minces à anisotropie perpendiculaire*" soutenue à Orsay, Université Paris Sud (1998).

[Raquet-96] B. Raquet, "*Dynamique d'aimantation dans une couche ultramine ferromagnétique Application au système Au/Co/Au*", thèse soutenue à INSA Toulouse (1996).

Conclusion générale

Dans cette thèse, je me suis intéressée à deux grands thèmes physiques:

- l'origine de l'effet Hall anormal (EHA) dans des systèmes Pt/Co/Pt.
- l'étude par mesure d'EHA résolue en temps de la propagation d'une paroi de domaine dans une géométrie confinée gravée dans un film ultramince Pt/Co/Pt. Cette dernière étude a été faite largement en collaboration avec J. Ferré et J.P. Jamet (LPS Orsay).

Pour étudier ces deux phénomènes, j'ai utilisé des films ultraminces Pt/Co($5\text{Å} < t_{\text{Co}} < 10\text{Å}$)/Pt déposés par pulvérisation cathodique sur substrat d' Al_2O_3 (Chapitre 2), dans lesquels sont gravés des pistes submicroniques de largeur w ($0,5\text{ }\mu\text{m} < w < 2\text{ }\mu\text{m}$). Ces films peuvent être considérés comme des systèmes magnétiques modèles. En effet, d'une part, leur croissance épitaxiale leur assure la présence d'une faible densité de défauts structuraux (joints de grains, marches atomiques aux interfaces). D'autre part, du fait de leur extrême minceur (quelques couches atomiques) ils possèdent une très forte anisotropie magnétique perpendiculaire ($K_u \sim 1 \times 10^7\text{ erg/cm}^3$) d'origine interfaciale. Ils peuvent être ainsi considérés comme des systèmes d'Ising bidimensionnels modèles. Finalement, dans un tel système, les parois magnétiques, de type Bloch, sont des objets quasi unidimensionnels, leur largeur étant de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Et ces parois se propagent facilement dans le milieu faiblement désordonné que constitue le film. Ces films sont donc parfaitement adaptés à l'étude de la propagation de paroi dans une géométrie confinée. Nous avons choisi de détecter le mouvement d'une paroi dans des pistes submicroniques par mesure de l'EHA résolue en temps. L'origine de cet effet dans les multicouches était assez mal connue. J'ai donc dans un premier temps essayé d'apporter ma contribution en étudiant l'origine de l'EHA dans les films de Pt/Co/Pt.

Les résultats expérimentaux sur l'EHA sont présentés dans le chapitre 3. Nous nous sommes intéressés aux contributions relatives des mécanismes de "side-jump" et de "skew-scattering" dans un système tricouche de Pt/Co/Pt. Nous avons pu vérifier que la loi d'échelle ($R_S = a\rho + b\rho^2$) entre la résistivité de Hall R_S et la résistivité longitudinale ρ reste très bien

vérifiée dans nos échantillons. Nos mesures montrent que le mécanisme de "side-jump" (terme en bp^2) est dominant à toutes les températures. Ce résultat surprenant dans un échantillon de très bonne qualité structurale s'interprète en terme de diffusion à la surface et aux interfaces.

Nous avons aussi étudié l'EHA sur des échantillons irradiés. Nous observons une augmentation conjointe de l'EHA et de la résistivité longitudinale lorsque nous augmentons la dose d'irradiation sur le même échantillon. D'une part, nous pensons que l'irradiation induit des défauts (dislocations) qui augmentent la résistivité longitudinale. D'autre part, l'augmentation de l'EHA est certainement due à la création progressive d'un alliage Co_xPt_{1-x} aux interfaces lors de l'irradiation. A température suffisamment basse, nous constatons que la loi d'échelle reste assez bien vérifiée après l'irradiation, et ce avec quasiment les mêmes coefficients a et b.

Actuellement, notre groupe s'oriente vers l'étude détaillée du rôle des effets de diffusion aux surfaces et aux interfaces mis en évidence dans cette thèse. En effet, deux perspectives expérimentales s'imposent à l'issue de mon travail. La première consiste à varier progressivement l'épaisseur de la couche de Co afin de différencier les effets de volume de la couche magnétique des effets d'interfaces. La seconde envisage de modifier la nature de la surface et des interfaces en introduisant des défauts contrôlés (rugosité introduite pendant la croissance, couches non magnétiques à fort couplage spin orbite de type Au, défauts induits par l'irradiation...), un des objectifs majeurs de la poursuite de ce travail étant de déterminer la nature des défauts mis en jeu dans les processus de diffusion asymétrique. La réussite de cet objectif permettrait par exemple d'augmenter l'EHA en vue des applications aux circuits magnétoélectroniques.

Le chapitre 5 traite de la dynamique d'une paroi dans des pistes submicroniques ($500 \text{ nm} < w < 2 \text{ }\mu\text{m}$) mesurée par EHA. Dans cette géométrie confinée, nous avons mis en évidence un régime de reptation de paroi dans lequel le champ effectif (H_{cw}) est inversement proportionnel à la largeur de la piste. En étudiant la propagation d'une paroi dans une piste dont la largeur est artificiellement modulée, nous avons démontré que l'origine de cet effet est due à la rugosité de bords introduite pendant les étapes de nanostructuration. Sur le plan théorique, nous avons développé un modèle de reptation adapté aux pistes et basé sur le modèle de reptation du réseau de vortex dans un supraconducteur désordonné de type II. Ce modèle consiste à utiliser la loi de reptation d'un film continu en remplaçant le champ critique par un champ critique effectif (H_{cw}) égal à la somme d'un champ lié aux défauts intrinsèques du film continu et d'un champ

induit topologiquement par la rugosité de bords (H_p). Ce dernier est inversement proportionnel à la largeur de la piste. Un bon accord est alors obtenu entre cette théorie et nos résultats expérimentaux. Enfin, l'étude en fonction de la température confirme que la propagation est thermiquement activée et montre que la stabilité thermique d'une paroi est plus grande dans une nanostructure que dans un film.

Ce travail ouvre donc de nouvelles perspectives. En particulier, d'un point de vue fondamental, on peut se demander si le régime de reptation est toujours vérifié lorsque la taille de la nanostructure devient comparable à la taille des segments de paroi représentant la longueur caractéristique d'ancrage collectif L_{opt} . D'autre part, il est aussi intéressant d'étudier l'influence de la rugosité de bord sur le régime visqueux afin de pouvoir optimiser la vitesse de paroi dans ce régime. Ces résultats sont aussi très prometteurs pour des applications à la conception de circuits logiques entièrement magnétiques, où il sera nécessaire de stabiliser une paroi magnétique à une position bien déterminée d'un dispositif de taille largement sub-micrométrique. D'autre part, si la période de modulation est de l'ordre de l'amplitude des sauts dans le régime de reptation $u(L_{opt})$. La propagation de la paroi d'une constriction à l'autre pourrait être artificiellement contrôlée et purement déterministe (au sens statistique). Une des perspectives importantes de ce travail est donc de développer de nouveaux dispositifs nanométriques à parois correspondant à des fonctions logiques simples (OR, AND, NON OR...). Finalement, un prolongement naturel de cette étude est l'étude du mouvement de paroi induite par un courant ("spin transfer"), déjà en développement dans notre groupe.

Enfin, dans le chapitre 6, nous avons abordé les effets de modification de la dynamique de propagation de la paroi en irradiant le film par des ions légers He^+ . Nous observons que le mécanisme du retournement de l'aimantation se fait toujours par propagation facile de parois de domaines et que la vitesse augmente avec la dose d'irradiation dans les trois régimes dynamiques: visqueux, thermiquement activé et de reptation. Dans le régime de reptation, le champ effectif diminue. Dans le régime thermiquement activé ($H < H_{crit}$), nous observons une augmentation de la longueur d'activation ξ et une diminution du champ critique (H_{crit}). Dans le régime visqueux, le coefficient de mobilité diminue. Ces effets induits par l'irradiation proviennent certainement d'une diminution de l'anisotropie perpendiculaire qui rend les centres d'ancrages moins efficaces. Dans le régime visqueux, l'origine de la diminution de la mobilité reste une question ouverte. Les connaissances acquises pendant ma thèse sur les films continus

fournissent des bases claires pour passer à l'étude prochaine de l'effet de l'irradiation dans des pistes submicroniques. Par exemple, l'irradiation par des ions He^+ pourrait servir à définir des zones actives dans les dispositifs logiques à parois. Par ailleurs, un prolongement naturel de ce travail sur la propagation consiste à introduire localement des nanodéfauts artificiels. Il existe au moins deux méthodes intéressantes pour créer de tels défauts: la technique de FIB (Focused Ion Beam, col. avec J. Gierak, LPN Marcoussis) et l'AFM (Microscopie à Force Atomique). Des premiers résultats prometteurs ont déjà été obtenus dans notre groupe avec les deux méthodes. Finalement, nous avons étudié les effets de l'irradiation par des ions légers sur deux propriétés physiques d'un même système modèle: l'EHA et la propagation de paroi. Dans les deux cas, l'irradiation provoque des changements importants. Cependant, il est fort probable que ces changements soient liés à des défauts de natures différentes pour l'EHA et pour le piégeage de la paroi, et dont il nous reste à déterminer la nature.

Résumé

Ce travail est consacré à l'étude expérimentale de l'origine de l'Effet Hall Anormal (EHA) et de la propagation d'une paroi de domaine. Pour cela, j'ai développé une technique de mesure basée sur l'effet Hall Anormal (EHA) qui a permis de suivre en temps réel la propagation d'une paroi magnétique dans des pistes submicroniques.

La première partie est consacrée à étudier l'origine de l'EHA dans des films ultraminces de Pt/Co/Pt/Al₂O₃ à anisotropie magnétique perpendiculaire. En modifiant les propriétés structurales des interfaces par irradiation ionique, j'ai montré que la diffusion à la surface et aux interfaces sont les mécanismes dominants contribuant à l'EHA.

En parallèle, j'ai utilisé l'EHA pour étudier la dynamique d'une paroi de domaine 1D dans des pistes submicroniques de largeur w_0 gravées dans les films de Pt/Co/Pt/Al₂O₃. La vitesse de propagation de la paroi de domaine $v(H)$ est fortement réduite lorsque w_0 diminue et elle suit un comportement de reptation. Le champ critique effectif est proportionnel à $1/w_0$. Des mesures dans des pistes avec des défauts artificiellement contrôlés nous montrent que cet effet est dû à la présence de la rugosité de bords de la piste introduite pendant les étapes de lithographie et de gravure. Un modèle théorique de reptation a été développé et il est en accord avec les résultats expérimentaux. Enfin, dans la dernière partie, nous avons démontré que la dynamique de propagation de la paroi peut être fortement modifiée par l'irradiation.

Mots-clés: Magnétisme, Propagation de paroi de domaine, Effet Hall Anormal, anisotropie perpendiculaire, irradiation, reptation

Abstract

This work is devoted to the experimental study of the origin of Anomalous Hall Effect (AHE) and the dynamics of a domain wall (DW). For that, I have developed a low noise dynamical measurement technique using the Anomalous Hall Effect (AHE) that allows to detect in real time the domain wall propagation in submicron wires.

The first part is devoted to the experimental study of the origin of Anomalous Hall Effect (AHE) in ultrathin Pt/Co/Pt/Al₂O₃ films with perpendicular magnetic anisotropy. By modifying the interfaces with ions irradiation, it is shown that the diffusion both at the surface and at the interfaces are the main mechanisms contributing to the AHE.

In parallel, I have used the AHE to study the dynamics of a domain wall (DW) in submicron wires patterned on the Pt/Co/Pt/Al₂O₃ films with wire width w_0 . The DW velocity $v(H)$ is hugely reduced when w_0 is decreased and its field dependence is consistent with a creep process. The effective critical field scales as $1/w_0$. Measurement of $v(H)$ in wires with controlled artificial defects shows that this effect arises from the edge roughness introduced during by patternig. A creep model is developed and it agrees with the experimental results. Finally, it has been shown that the DW propagation dynamics strongly depend on the irradiation dose.

Keywords: Magnetism, Domain Wall propagation, Anomalous Hall Effect, perpendicular magnetic anisotropy, ion irradiation.