



HAL
open science

Dépiégeage de parois magnétiques par activation thermique et transfert de spin dans des nanostructures d'alliage FePt

Andrei P. Mihai

► **To cite this version:**

Andrei P. Mihai. Dépiégeage de parois magnétiques par activation thermique et transfert de spin dans des nanostructures d'alliage FePt. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00764316

HAL Id: tel-00764316

<https://theses.hal.science/tel-00764316v1>

Submitted on 12 Dec 2012

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

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

THÈSE

présentée par

Andrei Paul MIHAI

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier – Grenoble I

Spécialité : Physique des Matériaux

Dépiégeage de parois magnétiques par activation thermique et transfert de spin dans des nanostructures d'alliage FePt.

soutenue publiquement le 12 novembre 2009

Composition du jury

Monsieur	Dr. J-P. Attané	Co-Directeur de thèse
Monsieur	Prof. A. Bsiesy	
Monsieur	Prof. M. Hehn	Rapporteur
Madame	Dr. J. Grollier	
Monsieur	Dr. A. Marty	Directeur de thèse
Monsieur	Prof. L. Piraux	Rapporteur

Thèse préparée au CEA Grenoble – INAC / SP2M / NM

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	3
1 Magnéto-transport et propagation de parois dans les métaux et alliages ferromagnétiques	7
1.1 Propriétés électriques et phénomènes de magnétorésistance	7
1.1.1 Polarisation en spin du courant électrique	7
1.1.2 Effet Hall Extraordinaire	10
1.1.3 Magnétorésistance - ordinaire, anisotrope et magnétorésistance géante . .	13
1.1.4 Paroi de domaines magnétiques	17
1.1.5 Résistance de paroi de domaines magnétiques	19
1.2 Propagation des parois magnétiques dans des systèmes métalliques	23
1.2.1 Propagation de paroi magnétique sous action d'un champ magnétique . .	23
1.2.2 Propagation de parois magnétiques sous l'action d'un courant polarisé en spin	27
1.3 Conclusion	33
2 Renversement d'aimantation de couches minces FePt/MgO et de vannes de spin à base de FePt	35
2.1 Couches minces FePt/MgO	35
2.1.1 Croissance de l'alliage FePt sur substrat MgO(100)	35
2.1.2 Propriétés magnétiques macroscopiques et résistivité des couches minces FePt/MgO	38
2.1.3 Mécanisme de renversement d'aimantation dans les couches FePt/MgO .	40
2.2 Etude des propriétés magnétiques et électriques des structures de type vanne de spin	42
2.2.1 Structure et caractérisation par des mesures d'EHE	42
2.2.2 Mesures GMR	45
2.2.3 Mode de renversement d'aimantation dans les vannes de spin à base de FePt	47
2.3 Conclusion	49

3	Diffusion électrons-magnons dans des couches minces d'alliage FePt et détection du renversement d'aimantation	51
3.1	La Magnétorésistance due aux Magnons	51
3.2	Interaction électrons - magnons	53
3.2.1	Interaction électrons - magnons - cas des métaux 3d	53
3.2.2	Interaction électrons - magnons - cas de l'alliage FePt	54
3.2.3	Modèle de l'interaction électrons - magnons	55
3.2.4	Evolution en température de la MMR	57
3.3	Détection du renversement d'aimantation par mesure MMR	59
3.4	Détection du renversement d'aimantation par MMR dans des pistes FePt	61
3.5	Conclusion	63
4	Dépiégeage thermiquement activé de parois magnétiques sous l'action du champ magnétique et du courant	65
4.1	Dépiégeage thermiquement activé et la stochasticité : état de l'art	65
4.1.1	Stochasticité sous champ	65
4.1.2	Stochasticité sous courant polarisé en spin	67
4.2	Dépiégeage d'une paroi de domaine sous l'action d'un champ magnétique	69
4.2.1	Caractérisation des nanostructures et protocole de mesure du temps de dépiégeage	69
4.2.2	Mesure des temps de dépiégeage sous l'action d'un champ magnétique	72
4.3	Dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant	77
4.3.1	Mesure des temps de dépiégeage sous l'action d'un courant et d'un champ	77
4.3.2	Effet du chauffage lié au courant	80
4.3.3	Efficacité du transfert de spin dans le FePt	81
4.3.4	Estimation du paramètre non-adiabatique β	83
4.4	Conclusions	91
5	Conclusions générales et perspectives	93
A	Annexes	95
A.1	Préparation du substrat	95
A.2	Bâti d'Epitaxie par jets moléculaires et procédure de dépôt	96
A.3	Méthode de mesure du signal magnétorésistif pur	98
A.4	Réalisation des nanostructures	100

Remerciements

Je remercie Ahmad Bsiesy d'avoir accepté de présider mon jury de thèse, et Michel Hehn et Luc Piraux d'avoir été rapporteurs de mon manuscrit. Je remercie également à Julie Grollier d'avoir accepté de participer au jury.

Je remercie Alain Marty, Jean-Philippe Attané et Laurent Vila pour leur soutien au cours de ces trois années de thèse et encore 4 mois de stage de master. Je tiens à leur exprimer tout ma gratitude, et leur remercier pour la qualité de leur encadrement, leur patience et la gentillesse avec laquelle ils m'ont accueilli.

Un grand merci à Jean-Christophe Pillet et Cyrille Beigne pour leur aide inestimable concernant l'instrumentation et automation des manips.

Je voudrais aussi remercier Dafine Ravelosona pour avoir mené le projet ANR ISTRADE dans lequel ces travaux se sont inscrits et à Liliana Prejbeanu, Felipe Garcia-Sanchez et Helga Szambolics pour les discussions intéressantes et pour les simulations numériques.

Merci aussi à ceux avec qui j'ai occasionnellement collaboré, ou avec qui j'ai eu des discussions scientifiques intéressantes et parfois fructueuses : Professeur Gen Tatara , Mihai Miron, Patrick Warrin, Ariel Brenac, Robert Morel, Matthieu Jamet, Louis Grenet, Damien Le-Roy, Stephanie Pouget, Jean-Luc Thomassin et aux autres membres du laboratoire qui ont rendu mon travail agréable au quotidien.

Je voudrais aussi remercier ma famille pour avoir cru en moi, m'avoir soutenu pendant mes années de master à Grenoble, et je voudrais dédier ce manuscrit à eux.

Enfin je souhaite remercier à Dieu d'avoir guidé mes pas.

INTRODUCTION

La spintronique, ou électronique de spin, est un nouveau domaine de recherche situé à l'interface entre le magnétisme et l'électronique en forte expansion depuis les années 90. L'électronique "traditionnelle" ignore l'existence du spin des porteurs et utilise seulement leur charge électrique. A l'inverse, la spintronique tire partie du fait que le courant électrique se polarise en spin dans les matériaux ferromagnétiques, pour s'intéresser aux effets liés au spin dans les propriétés de transport électronique.

L'ajout de ce degré de liberté (le spin électronique) apporte bien évidemment un nouveau moyen de véhiculer une information, mais aussi de la manipuler via les effets liés au transport dépendant du spin. De nouvelles applications sont alors envisageables, et le stockage de l'information tire déjà parti de ces effets dépendants du spin. Nous avons tous déjà un dispositif spintronique sur nos bureaux : les disques durs, dont les têtes de lecture utilisent la Magnétorésistance Géante (GMR) pour lire les informations magnétiques stockées dans les couches magnétiques des disques. La GMR, découverte conjointement à Orsay [BAI88] et Jülich [BIN89], repose sur la mise en oeuvre de vannes de spin, *i.e.* des empilements nanométriques alternants couches magnétiques et non magnétiques métalliques. Dans de telles structures, la configuration d'aimantations parallèles des couches ferromagnétiques correspond généralement à un état de faible résistance électrique, tandis que la configuration antiparallèle correspond à l'inverse à un état de forte résistance. Puis, ces grands effets de magnétorésistance, c'est à dire de variation de résistance sous l'action d'un champ magnétique extérieur sont alors idéaux pour la fabrication de têtes de lectures de disques durs. Très récemment ces têtes de lecture GMR ont été remplacées par des têtes plus sensibles basées sur la TMR (magnétorésistance tunnel) [JUL75], permettant l'amélioration des densités de stockage d'un ordre de grandeur.

Pour reconnaître leurs mérites dans le développement de la physique, A. Fert et P. Grunberg ont reçu le Prix Nobel en Physique en 2007 pour cette découverte de la GMR [NOB07].

A ce jour, ce champ de recherche s'étend considérablement avec de nouvelles directions comme le phénomène du transfert de spin [STI06], la spintronique à base de matériaux semi-conducteurs [AWS07], la spintronique moléculaire [BOG08] ou la spintronique à un seul électron [ELZ04].

En 1978, Berger [BER78] imagine un nouveau mécanisme pour contrôler l'aimantation d'un matériau via l'application d'un courant électrique polarisé en spin plutôt que par le recours conventionnel à un champ magnétique. Il montre qu'un courant polarisé en spin interagit avec une paroi magnétique (zone qui sépare deux domaines magnétiques d'aimantation antiparallèle), et qu'en appliquant un courant de densité très élevée, la paroi peut être déplacée par l'intermédiaire d'un mécanisme d'interaction courant-paroi appelé transfert de spin.

Les applications industrielles de ce phénomène de transfert de spin d'un courant électrique à une paroi magnétique ont été proposées. En 2004, Parkin [PAR04, PAR08] propose une nouvelle voie pour l'utilisation de l'interaction courant polarisé-paroi, afin d'élaborer des mémoires à registre à décalage à base de parois magnétiques (Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory). En ce début d'année 2009, la société Nec [NEC09], a montré un prototype de mémoire non volatile basée sur le déplacement d'une paroi entre deux électrodes.

La possibilité de retourner l'aimantation dans un volume magnétique par la simple application d'un courant électrique [SLO96] suscite un intérêt technologique important. Un autre type de mémoire solide pour la micro-électronique (MRAM- Magnetic Random Access Memories) [WOL01] basé sur la réalisation des nanopiliers comportant des couches magnétiques dont l'aimantation peut être contrôlée par un courant a également été imaginé. Aussi des générateurs micro-ondes [KIS03] avec des applications dans le transfert d'information à très haute fréquence ont été imaginés.

Dans le domaine du transfert de spin dans les parois, des problèmes du point de vue fondamental et applicatif doivent encore être résolus.

En ce qui concerne le mouvement d'une paroi magnétique sous l'action d'un courant polarisé en spin, le phénomène n'est encore que partiellement compris et l'amplitude du courant nécessaire doit être abaissée afin de réduire la consommation électrique.

La plupart des études expérimentales concernant le transfert de spin dans les parois ont été faites en utilisant des matériaux à aimantation planaire. La densité de courant nécessaire pour propager une paroi dans des nanofils à base de ces matériaux, tels que Permalloy, est supérieure à $10^{10} A/m^2$ [BEA08, GRO03]. Ceci implique un fort chauffage dû à l'effet Joule, qui amène éventuellement à la perte de l'ordre ferromagnétique (si la température du nanofil dépasse la température de Curie)[YAM05] et voir même à la destruction physique de ces dispositifs.

Un autre problème important à résoudre, pour la réalisation de dispositifs spintroniques à base de parois magnétiques, est le contrôle du piégeage/dépiégeage de ces parois sur des défauts. Les parois magnétiques sont susceptibles de se bloquer sur des défauts (naturels ou artificiels) lors de leur mouvement sous l'action d'un champ magnétique ou d'un courant électrique.

Un certain nombre d'études faites sur des matériaux à anisotropie planaire et perpendiculaire ont montré le caractère aléatoire du comportement du dépiégeage de parois magnétiques sur des défauts, sous l'action d'un champ magnétique externe ou/et d'un courant. Pour des raisons thermiques (dépiégeage thermiquement activé)[BUR08, ATT06] ou de changement de la structure de la paroi sous l'action d'un courant ou lors du piégeage sur une constriction [VAN08, HAY08, KLA05], les valeurs des champs de dépiégeage varient et le temps passés sur les défauts sont aléatoires. La nécessité de connaître la façon dont une paroi interagit avec les défauts et le contrôle de ce comportement aléatoire du dépiégeage sont d'une importance capitale pour la mise en oeuvre des applications industrielles basées sur l'effet de transfert de spin dans les parois.

En résumant, les deux principaux problèmes actuels concernant le déplacement de paroi par injection de courant polarisé sont la nécessité d'avoir des densités de courant critiques plus basses et de pouvoir contrôler le piégeage/dépiégeage des parois sur les défauts.

Pour pouvoir trouver une réponse au problème de la densité de courant critique élevée, l'attention de la communauté scientifique a été attirée par les matériaux à anisotropie magnétique perpendiculaire. Les travaux théoriques existants [LI04, TAT04] prédisent que les effets de transfert de spin sont plus importants quand la largeur de la paroi décroît. Des densités de courants critiques plus basses sont ainsi attendues tout en gardant une très bonne stabilité thermique. Des travaux expérimentaux [RAV05], confirment ces prédictions théoriques et montrent l'éventuelle utilité de ces matériaux pour l'étude du transfert de spin au travers d'une paroi magnétique.

L'alliage FePt possède une structure $L1_0$ avec l'axe c le long de l'axe de croissance, et est un alliage ferromagnétique à très forte anisotropie magnétique perpendiculaire (champ d'anisotropie

$B_A = 10T$). Une conséquence de cette très forte anisotropie est la largeur extrêmement faible de la paroi de domaine ; de l'ordre du nanomètre. L'étude du déplacement de paroi par transfert de spin dans l'alliage FePt permet alors d'explorer le cas limite où la largeur de paroi est plus petite que les longueurs caractéristiques du transport électronique : libre parcours moyen, longueur de diffusion de spin, longueur de précession de Larmor.

Le FePt s'avère d'être un bon candidat pour l'étude des phénomènes de dépiégeage et transfert de spin dans la limite des parois très fines et du fort piégeage (champ critique de propagation de l'ordre de 0.5 T).

La microstructure et le comportement magnétique de l'alliage FePt déposé par épitaxie par jets moléculaire ont déjà fait l'objet d'études approfondies dans notre laboratoire [ATT04, HAL01]. En outre, des travaux effectués par Attané et al. [ATT06], ont jeté les bases de l'étude du de-piégeage thermiquement activé d'une paroi magnétique sur des défauts structuraux (dans des structures de type FePt/Pt/MgO), sous l'action d'un champ magnétique.

Nous avons aussi choisi de faire cette étude en utilisant des mesures de transport électrique (Effet Hall extraordinaire et GMR) qui sont adaptées à l'étude du phénomène de transfert de spin, en offrant une résolution spatiale haute, permettant ainsi, dans le cas du dépiégeage d'une paroi sur un défaut, de pouvoir identifier avec une bonne précision la position de ce défaut.

Ces travaux ont été effectués dans le cadre de l'ANR ISTRADE, menée en collaboration avec C. Burrowes, J.V. Kim et D. Ravelosona de l'IEF d'Orsay. Ce projet a pour but l'étude du dépiégeage d'une paroi unique sur un défaut unique (naturel ou artificiel) sous l'action d'un champ/courant. Les matériaux utilisés sont des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire, l'alliage FePt dans notre cas et l'alliage CoNi pour l'équipe IEF. Il faut donc mentionner que des résultats similaires aux nôtres, concernant le dépiégeage thermiquement activé d'une paroi sur un défaut ont été obtenues par C. Burrowes dans des nanostructures à base de CoNi.

Venons-en maintenant à la structure de ce mémoire.

Dans le premier chapitre, nous rappellerons quelques notions nécessaires à la compréhension de ce manuscrit liées au transport électronique dans les métaux et alliages ferromagnétiques. En fin de ce premier chapitre, nous donnerons un aperçu de l'état de l'art de la physique du transfert de spin au travers d'une paroi magnétique, en présentant quelques résultats expérimentaux importants et les principaux modèles théoriques traitant du transfert de spin.

Dans le deuxième chapitre, nous étudierons les propriétés magnétiques, électriques et structurales des couches et multicouches d'alliage FePt. Cette partie est importante pour la suite des travaux de thèse car ces couches doivent avoir des propriétés particulières, permettant la propagation d'une paroi unique et les mesures afférentes.

Dans le troisième chapitre nous allons présenter des mesures de magnétorésistance dans des monocouches FePt/MgO qui mettent en évidence le fait que l'interaction électrons-magnons est la contribution dominante à la magnétorésistance dans ce types de couches. En fin de ce chapitre nous allons analyser la possibilité d'utiliser cette interaction pour la détection quantitative du renversement d'aimantation.

Dans le quatrième et dernier chapitre de ce mémoire, nous allons étudier le de-piégeage thermiquement activé des parois magnétiques sur des défauts naturels dans des nanofils, sous l'action conjointe d'un champ magnétique et d'un courant. Enfin, nous allons conclure sur les caractéristiques du transfert de spin (efficacité, non-adiabaticité) dans les parois magnétiques dans l'alliage FePt.

MAGNÉTOTRANSPORT ET PROPAGATION DE PAROIS DANS LES MÉTAUX ET ALLIAGES FERROMAGNÉTIQUES

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter quelques notions et phénomènes indispensables à la compréhension des chapitres suivants. Dans une première partie nous allons rappeler quelques notions liées au magnéto-transport (Effet Hall extraordinaire, Magnétorésistance, Résistance de paroi) dans les métaux et alliages ferromagnétiques, et nous allons souligner les particularités de l'alliage FePt du point de vue de ces notions.

Nous ferons aussi, dans une deuxième partie de ce chapitre, l'état d'art des expériences et des modèles théoriques associés à la propagation des parois magnétiques, sous l'action d'un champ magnétique et surtout sous l'action conjointe d'un champ magnétique et d'un courant électrique polarisé en spin (phénomène de transfert de spin).

1.1 Propriétés électriques et phénomènes de magnétorésistance

Les principaux phénomènes liés au transport électrique dans les métaux et alliages ferromagnétiques, seront analysés dans cette partie. Nous nous focaliserons sur l'analyse de ces phénomènes dans l'alliage FePt, étudié dans ces travaux de thèse.

1.1.1 Polarisation en spin du courant électrique

Le premier à introduire la notion de polarisation en spin d'un courant électrique fut Mott, qui a expliqué la décroissance de la résistivité à la température de Curie (T_C) dans les ferromagnétiques itinérants. L'idée essentielle est que dans un métal ferromagnétique, les quantités liées au transport électrique telles que la vitesse de Fermi v_F et la densité d'états au niveau de Fermi $N_{\uparrow(\downarrow)}$, dépendent du spin électronique. Les deux populations d'électrons, spin_{\uparrow} et spin_{\downarrow} emporteront le courant en parallèle, mais le fait qu'une des populations peut transporter plus facilement le courant que l'autre (cas des ferromagnétiques), signifie que le courant passe plutôt par un canal de spin que l'autre. Au delà de T_C , le courant n'est pas polarisé, mais au-dessous de T_C , une des sous-bandes de spin est plus conductrice, causant une décroissance dans la résistivité.

Mott développe un modèle du transport électrique dans les ferromagnétiques qui suppose l'existence de deux courants parallèles complètement séparés (modèle appelé aussi "modèle à deux courants").

Dans ce modèle, deux canaux de conduction sont considérés, correspondants aux deux orientations du spin des électrons de conduction dans le matériau ferromagnétique (la pertinence de ce modèle tient au fait que peu d'événements de diffusion mélangent ces deux canaux de conduction). Les électrons qui ont la même orientation du spin que celle de l'aimantation dans le matériau ferromagnétique qu'ils traversent sont moins diffusés et ils constituent un courant dit majoritaire. Les électrons qui ont la direction opposée du spin sont plus diffusés et ils constituent un courant dit minoritaire. Les deux rôles peuvent s'échanger en fonction de l'orientation de l'aimantation dans la couche ferromagnétique.

Dans le cas idéal des demi-métaux magnétiques, qui n'ont pas d'électrons au niveau de Fermi dans un des deux canaux de spin, une polarisation du courant en spin de 100% est attendue.

D'autre part, pour un ferromagnétique normal, qui a des surfaces de Fermi dans les deux canaux de spin, il n'est pas évident, *a priori*, de définir le degré de polarisation en spin.

La plus naturelle et la plus simple définition de la polarisation en spin est [MAZ99] :

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (1.1)$$

où $N_{\uparrow(\downarrow)}$ est la densité d'états au niveau de Fermi correspondante au chaque canal de conduction.

Cette définition de la polarisation et son applicabilité sont limitées par le fait que les phénomènes de transport ne sont pas définis seulement par la densité d'états.

Dans les ferromagnétiques, la densité d'états est plus grande dans la bande d et donc déterminante dans la valeur de cette densité, le transport électrique étant plutôt défini par les électrons s .

Dans le régime diffusif, la théorie classique du transport de Bloch-Boltzmann [ALL78] nous permet de définir la polarisation en spin par la différence rapportée à la somme des deux densités de courant dépendantes du spin :

$$P = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}}. \quad (1.2)$$

Cette formulation est assez directe, sachant que le rapport entre la densité de courant de spin $J_s = (J_{\uparrow} - J_{\downarrow})$ et la densité de charge $J = J_{\uparrow} + J_{\downarrow}$ nous donne la polarisation en spin. La conductivité σ étant dépendante des caractéristiques de la structure de bandes (dans le modèle de Drude) et proportionnelle à $N(E_F)v_F^2\tau$, nous obtenons une formulation de la polarisation en spin d'un courant en régime diffusif qui dépend de la densité d'états, du carré de la vitesse de Fermi et du temps de relaxation sous la forme :

$$P = \frac{N_{\uparrow}(E_F)v_{F,\uparrow}^2\tau_{\uparrow} - N_{\downarrow}(E_F)v_{F,\downarrow}^2\tau_{\downarrow}}{N_{\uparrow}(E_F)v_{F,\uparrow}^2\tau_{\uparrow} + N_{\downarrow}(E_F)v_{F,\downarrow}^2\tau_{\downarrow}}. \quad (1.3)$$

En sachant que la façon dont nous définissons la polarisation peut changer l'interprétation des résultats, nous pouvons avancer en considérant le cas concret de l'étude de la polarisation dans l'alliage FePt.

Une étude intéressante de la polarisation du courant électrique dans le FePt a été menée par Moryiama et al. [MOR04] dans des électrodes de FePt d'une structure de type jonction tunnel FeCo/Al-O/FePt/Au/MgO. Les auteurs ont mesuré la magnétorésistance tunnel (TMR) sur plusieurs échantillons et ils ont conclu que la polarisation diffusive dans l'alliage FePt dépend

fortement de l'ordre chimique au sein de l'alliage. Ils ont aussi fait des calculs de structure de bandes [MOR04] sur l'alliage $Fe_{0.5}Pt_{0.5}$ qui retrouvent le même comportement.

Ces calculs ont fourni une valeur de la polarisation diffusives de 72% pour un alliage parfaitement ordonné (paramètre d'ordre chimique à longue distance - $S = 1$) et de 29% pour un alliage parfaitement désordonné ($S = 0$).

Dans une étude plus récente, Seemann *et al.* [SEE07], ont mesuré la polarisation dans un alliage FePt ($S \approx 0.9$) déposé par pulvérisation cathodique sur un substrat MgO.

Dans le cas diffusif, ils ont obtenu la polarisation en spin en utilisant une mesure de résistance de parois magnétique, cette résistance étant proportionnelle à la polarisation. Pour définir la polarisation ils ont utilisé une formulation basée sur l'asymétrie en spin $\alpha_s = \sigma_{\uparrow}/\sigma_{\downarrow}$. La polarisation s'écrit donc :

$$P = \frac{\alpha_s - 1}{\alpha_s + 1} \quad (1.4)$$

La dépendance de la polarisation diffusives en fonction de la température est donnée par la figure 1.1.

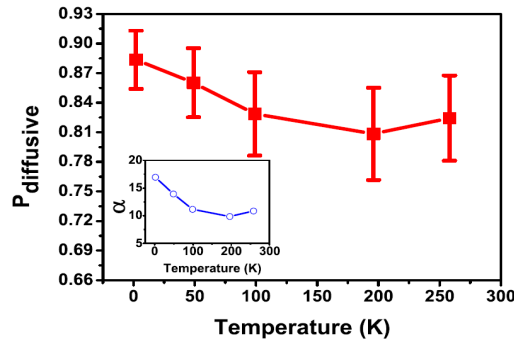


FIGURE 1.1 – (d'après Seemann *et al.* [SEE07]) la dépendance de la polarisation diffusives et de l'asymétrie en spin (encart) de la température - cas du FePt.

Les valeurs retrouvées varient entre $P_{diffusive} = 0.82 \pm 0.04$ à 285 K et $P_{diffusive} = 0.88 \pm 0.02$ à 4.2 K.

Il faut mentionner aussi que dans des études assez récentes Seki *et al.* [SEK06] utilisent une polarisation diffusives de 0.4 obtenue dans des mesures de magnétorésistance dans une vanne de spin FePt/Au/FePt.

A titre de comparaison, Soulen *et al.* [SOU98] mesurent la polarisation pour plusieurs métaux et alliages ferromagnétiques et trouvent, $P_{Fe} = 0.44$, $P_{Ni} = 0.47$, $P_{Co} = 0.42$ et $P_{NiFe} = 0.37$ à très basse température (1.6 K).

La valeur de la polarisation en spin au sein de l'alliage FePt sera importante pour l'interprétation des phénomènes magnétorésistifs et de transfert de spin que nous étudierons dans ces travaux de thèse, puisqu'ils sont fortement dépendants de la polarisation.

1.1.2 Effet Hall Extraordinaire

Les premières mesures d'effet Hall extraordinaire (EHE) datent de la fin du 19^{ème} siècle (Kundt 1893). Elles ont montré que l'effet Hall dans les ferromagnétiques dépendait principalement de l'aimantation. Au début du 20^{ème} siècle [PUG32], il a été établi que la tension de Hall mesurée est proportionnelle à l'aimantation pour des champs allant jusqu'au champ de saturation.

L'EHE est un phénomène totalement différent de l'effet Hall ordinaire, ayant la propriété remarquable d'augmenter avec la température (cf. figure 1.2). Une formule empirique [SMI29] a été établie pour expliquer les mesure d'effet Hall dans les ferromagnétiques :

$$\rho_h = R_0 H + R_1 M, \quad (1.5)$$

où ρ_h est la résistivité de Hall, H est le champ magnétique appliqué dans la direction z et M est l'aimantation dans la direction z , z étant la direction perpendiculaire au plan de la couche. R_0 et R_1 sont respectivement les constantes de Hall ordinaire et extraordinaire.

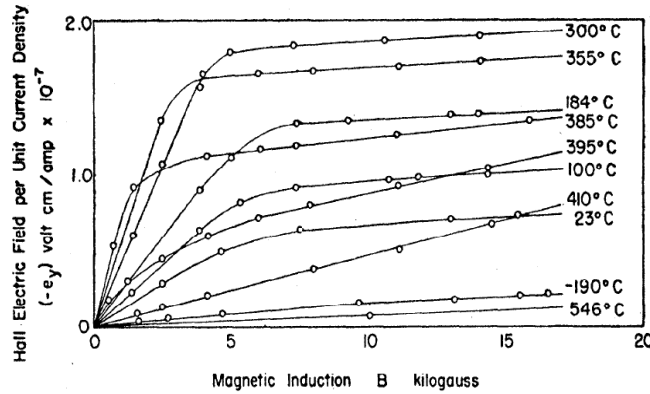


FIGURE 1.2 – (d'après Smith 1929 [SMI29]) la dépendance de la tension de Hall en fonction du champ magnétique, à différentes températures, pour le Ni. Remarquons que l'amplitude augmente avec la température puis diminue au delà de la température de Curie (358° C pour le Ni).

Plus récemment, L. Berger [BER70] définit deux phénomènes qui sont considérés maintenant comme étant responsables de l'EHE : le "skew scattering" et le "side jump".

Une image illustrative des deux processus est fournie par Berger dans la figure 1.3. Un électron (paquet d'ondes) se propage en moyenne avec une vitesse constante en suivant une trajectoire droite. Supposons qu'au moment $t=0$ notre électron soit diffusé par un potentiel central. De nouveau la trajectoire moyenne de l'électron après la diffusion sera une droite.

Deux effets sont attendus : D'abord, les deux droites peuvent former un angle (δ) relié au "skew scattering" (cf. fig. 1.3).

Le deuxième effet serait quand les deux droites ne se croisent pas au centre du potentiel ; un petit saut latéral "side jump" Δy a lieu, l'amplitude de ce saut étant de l'ordre de $10^{-11}m$ [BER70].

Le side-jump est plus important dans les métaux et alliages ferromagnétiques dont le libre parcours moyen d'un électron de conduction après une diffusion est de l'ordre de $10^{-9} - 10^{-8}m$

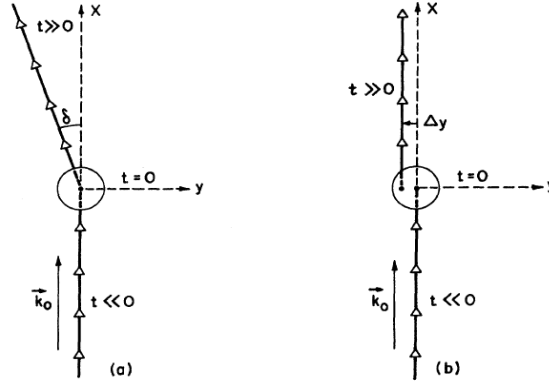


FIGURE 1.3 – (d’après Berger 1970 [BER70]) Mouvement moyen d’un électron avant et après diffusion sur un potentiel central dans la présence de l’interaction spin-orbite. a) skew scattering et b) side jump. En réalité ces deux effets sont superposés.

que dans les semiconducteurs magnétiques, par exemple, dans lesquels le libre parcours moyen est de l’ordre du μm .

Maintenant que nous avons détaillé les mécanismes proposés à la base de l’EHE, nous allons tourner notre attention vers l’amplitude et la source de l’EHE dans le cas de l’alliage FePt.

Cette analyse est basée sur les travaux récents de Seemann *et al.* [SEE08], qui ont étudié à leur tour l’influence du couplage spin orbite trouvé dans les alliages $L1_0$ à haute anisotropie perpendiculaire de FePd et FePt du point de vue de l’EHE. Le but était d’élucider plus précisément le rôle du métal non-ferromagnétique (Pd et Pt) présent dans l’alliage, du point de vue de l’intensité du couplage spin-orbite.

Les auteurs ont effectué des mesure de résistivité longitudinale ρ_0 (donnée par les termes diagonaux du tenseur de résistivité) et de Hall ρ_h (termes non diagonaux). Ils ont extrait les valeurs des coefficients de Hall ordinaire et extraordinaire et la valeur de l’angle de diffusion "skew scattering angle". Les résultats sont rassemblés dans le tableau 1.1.

<i>Alliage</i>	$R_0(50K)$ $n\Omega cm/T$	$R_0(270K)$ $n\Omega cm/T$	$R_1(50K)$ $\mu\Omega cm/T$	$R_1(270K)$ $\mu\Omega cm/T$	ϕ_{SK} <i>rad</i>
<i>FePd</i>	-28.0 ± 3.0	-16 ± 2.0	0.01 ± 0.01	0.14 ± 0.05	$(17 \pm 5) \times 10^{-3}$
<i>FePt</i>	–	–	0.12 ± 0.05	0.75 ± 0.10	$(49 \pm 5) \times 10^{-3}$

TABLE 1.1 – Valeurs des coefficients de Hall ordinaire et extraordinaire pour des diverses températures et angle moyen de "skew scattering" pour deux films $L1_0$ - FePd et FePt de même épaisseur et même ordre cristallographique [SEE08].

Pour trouver le mécanisme (skew scattering ou side-jump, ou les deux) responsable de l’augmentation des coefficients, les auteurs ont représenté graphiquement la dépendance de ρ_h en fonction de la résistivité longitudinale ρ_0 (cf. fig. 1.4).

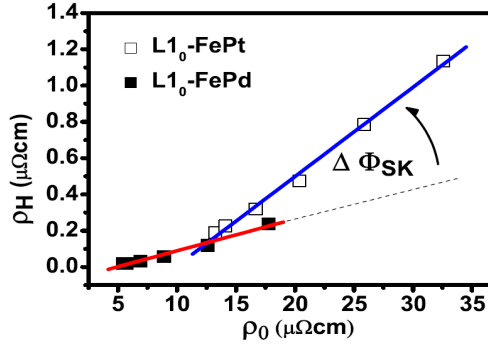


FIGURE 1.4 – (d’après Seeman *et al.* [SEE08]) Résistivité de Hall en fonction de la résistivité longitudinale pour l’alliage L1₀ FePt (carrés creux) et FePd (carrés pleins). Le changement dans l’angle de diffusion $\Delta\phi_{SK} = 30mRad$ est attribué à l’augmentation de l’interaction spin-orbite dans FePt comparée à FePd.

Selon la théorie de l’EHE, la résistivité associée à l’effet Hall extraordinaire dépend de la manière suivante de la résistivité ordinaire ρ_0 :

$$\rho_{EHE} = \phi_{SK}\rho_0 + \kappa\rho_0^2, \quad (1.6)$$

où le terme linéaire est attribué au skew scattering et le coefficient κ correspondant au side jump. L’effet du skew scattering étant dominant dans la limite de désordre chimique faible [CRE01].

Vu que les résultats montrent une dépendance linéaire de la résistivité de Hall en fonction de la résistivité longitudinale, les auteurs ont conclu que le skew scattering est le mécanisme dominant dans le cas des alliages de grand ordre chimique tels que L1₀-FePd et FePt.

La différence d’angle de Hall entre l’alliage FePt et FePd a été attribuée à l’augmentation du couplage spin orbite dans l’alliage FePt comparé à FePd, et même si l’EHE est proportionnel à l’aimantation à saturation (FePd présentant une aimantation à saturation plus grande) le facteur dominant dans l’amplitude de l’EHE reste l’énergie du couplage spin-orbite.

Dans une étude récente, Moritz *et al.* [MOR08] comparent les amplitudes de l’EHE dans divers matériaux. Les auteurs concluent que l’angle de Hall n’est pas plus grand dans l’alliage FePt que, par exemple, dans le cas des multicouches Co/Pt, ou d’alliages de terres rares/métaux ferromagnétiques. La haute résistivité longitudinale de l’alliage FePt engendre quand même une tension de Hall assez grande pour permettre d’utiliser l’EHE comme méthode de mesure pour la détection du renversement d’aimantation.

En conclusion, l’alliage L1₀ FePt est un système propice pour mesurer le renversement d’aimantation par EHE.

1.1.3 Magnétorésistance - ordinaire, anisotrope et magnétorésistance géante

Plusieurs effets galvanométriques sont observés lorsqu'un courant électrique traverse un ferromagnétique et lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué.

Nous allons traiter les plus classiques de ces effets : la magnétorésistance ordinaire, la magnétorésistance anisotrope et la magnétorésistance géante.

La **Magnétorésistance Ordinaire** est une conséquence de la force de Lorentz qui agit sur les électrons en mouvement, en courbant leurs trajectoires et réduisant la distance moyenne entre deux diffusions consécutives (sur des impuretés, défauts cristallins, etc.). L'augmentation de la diffusion engendre une augmentation de la résistance. Dans la plupart des cas cette magnétorésistance est proportionnelle à B^2 .

La **Magnétorésistance Anisotrope** (AMR) dans les ferromagnétiques a été découverte au XIX^e par le Lord Kelvin. Son origine se trouve dans l'anisotropie de la diffusion électronique, produite par l'interaction spin-orbite dans les ferromagnétiques [SMI51].

Les matériaux ferromagnétiques à AMR normale montrent une résistivité maximale quand le courant électrique est parallèle à l'aimantation ρ_{\parallel} et minimale quand le courant est perpendiculaire à l'aimantation. L'amplitude de l'AMR est donnée par :

$$AMR = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_m}, \quad (1.7)$$

où $\rho_m = 1/3\rho_{\parallel} + 2/3\rho_{\perp}$.

Aux angles intermédiaires entre le courant et l'aimantation, l'AMR est donnée par [VEL05] :

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\cos^2(\theta). \quad (1.8)$$

L'amplitude de l'AMR dans la plupart des systèmes métalliques est d'environ 1%.

La **Magnétorésistance Géante** (GMR) est un phénomène de magnéto-transport apparaissant dans les systèmes magnétiques hétérogènes faits de multicouches à base de matériaux ferromagnétiques et métaux non magnétiques alternés [BAI88, DEN02]. La GMR a comme origine le transport dépendant du spin dans le système. Le prototype d'un système GMR est constitué de deux couches minces ferromagnétiques séparées par une couche métallique mince non-magnétique (système appelé "vanne de spin"). La résistance du système dépend de l'alignement relatif des moments magnétiques des couches ferromagnétiques.

La configuration dans laquelle les couches ferromagnétique ont les moments parallèles (configuration F) présente moins de diffusion aux interfaces et dans le volume de la couche ferromagnétique, des libres parcours moyens plus longs et des résistances plus basses.

Dans le cas où les moments de couches ferromagnétiques sont antiparallèles (configuration AF), la diffusion aux interfaces est augmentée, les libres parcours moyens sont plus courts et la résistance est plus haute.

Le mécanisme principal responsable pour la variation de la résistance totale du système est la diffusion dépendante du spin des électrons de conduction. Les couches non magnétiques doivent être donc plus minces que la longueur de diffusion du spin l_{sf} (paramètre qui représente la distance moyenne parcourue entre deux diffusions avec changement de spin) des électrons dans le matériau massif pour que les électrons passants par ces couches gardent leur orientation en spin. La longueur de diffusion du spin est reliée au temps de relaxation du spin comme :

$$l_{sf} = \sqrt{\lambda_{lpm} v_F \tau_{\uparrow\downarrow}}, \quad (1.9)$$

où λ_{lpm} est le libre parcours moyen, v_F est la vitesse de Fermi et $\tau_{\uparrow\downarrow}$ est le temps de relaxation du spin.

Il existe deux géométries principales utilisées pour les mesures de GMR. La configuration courant dans le plan (current - in - plane (CIP)) où, comme son nom le suggère, le courant circule dans le plan des couches. La configuration courant perpendiculaire au plan (current - perpendicular- to plane (CPP)) décrit la situation pour laquelle le courant circule perpendiculairement au plan de couches. Dans les deux cas un paramètre important pour la GMR est l'épaisseur des couches métalliques non magnétiques. L'épaisseur de cette couche doit être plus petite que la longueur de diffusion de spin dans le cas CPP, pour que les électrons "gardent une mémoire" de leur état précédent de spin lors du passage dans une nouvelle couche ferromagnétique. Le paramètre important dans le cas CIP est le libre parcours moyen des électrons et l'épaisseur de la couche tampon doit être plus petite que λ_{lpm} .

Le modèle le plus simple utilisé pour décrire la GMR est le modèle à deux courants (cf. partie 1.1.1).

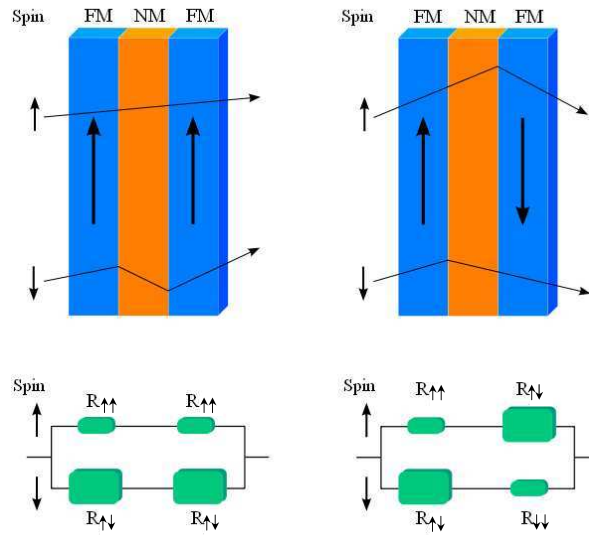


FIGURE 1.5 – Représentation schématique du passage des deux types de courants (majoritaire et minoritaire) dans des couches orientés F (gauche) et AF (droite). Dans la configuration AF la résistance est plus grande que dans la configuration F.

La GMR dépend de la résistance vue par un porteur de spin qui passe par une couche ferromagnétique d'aimantation opposée à la sienne (notée $R_{\uparrow\downarrow}$) et la résistance vue par un porteur de spin qui passe par une couche d'aimantation parallèle à la sienne (notées $R_{\uparrow\uparrow}$, $R_{\downarrow\downarrow}$) (cf. figure 1.5). De même que la résistance des spins qui passent par la couche non-magnétique doit être connue (R_{\uparrow} ou R_{\downarrow}). Avec ces données, la résistance totale peut être calculée comme la résistance de deux canaux de conduction en parallèle où les résistances dépendent de l'orientation magnétique des couches.

Dans la configuration parallèle (les deux couches ferromagnétiques ont la même orientation de l'aimantation) la résistance s'écrit :

$$\frac{1}{R_F} = \left(\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\uparrow} + R_{\uparrow\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow\downarrow} + R_{\downarrow} + R_{\downarrow\downarrow}} \right), \quad (1.10)$$

Dans la configuration antiparallèle (les deux couches ferromagnétiques ont des orientations opposées de l'aimantation) la résistance s'écrit :

$$\frac{1}{R_{AF}} = \left(\frac{1}{R_{\downarrow\uparrow} + R_{\uparrow} + R_{\uparrow\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow\downarrow} + R_{\downarrow} + R_{\downarrow\downarrow}} \right) = \frac{2}{R_{\downarrow\downarrow} + R_{\downarrow} + R_{\uparrow\downarrow}}. \quad (1.11)$$

En considérant que $R_{\uparrow\downarrow}$ est plus grande que $R_{\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow}$ (cf. fig. 1.5) et que $R_{\uparrow} = R_{\downarrow}$, il résulte que $R_F < R_{AF}$.

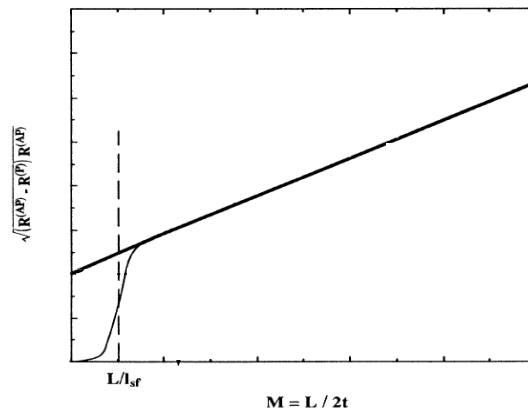


FIGURE 1.6 – Variation de la résistance $\sqrt{(R^{AF} - R^F)R^{AF}}$ en fonction du nombre de bicouches ferro/non-magnétique M pour une épaisseur totale L fixée. L'épaisseur des couches ferro/non-magnétique est la même ($=t$). Nous observons que dans le cas où $t \ll l_{sf}$ nous nous retrouvons dans le régime linéaire. Dès que l'épaisseur $t \leq l_{sf}$, la CPP-GMR varie comme $\exp(-t/4l_{sf})$ (d'après Valet et Fert[VAL93]).

Valet et Fert [VAL93] ont développé un modèle CPP-GMR qui explique la plupart des comportements GMR pour le cas des empilements de bicouches ferro/métaux nobles non-magnétiques.

Dans le cas où le libre parcours moyen (λ_{lpm}) est plus petit que la longueur de diffusion de spin l_{sf} (approximation valide pour une grande partie des métaux), des équations de transport macroscopiques sont obtenues, reliant les densités de courant aux potentiels électrochimiques des porteurs de spin.

Pour le cas simple de deux aimants semi-infinis en contact avec une résistance d'interface nulle, ils ont observé que sur une longueur comparable à l_{sf} , de deux côtés de l'interface, le potentiel électrochimique décroît de manière exponentielle pour les spins majoritaires (croît pour les spins minoritaires) quand on se rapproche de l'interface et l'asymétrie entre les courants spin-up et down est réduite.

Dans le cas pratique qui nous intéresse ($\text{épaisseur} < l_{sf}$), l'interférence entre les accumulations de spins aux interfaces successives amènent à une décroissance significative de la MR par un facteur épaisseur/ l_{sf} (cf. figure 1.6).

Ce modèle "simple" donne une explication des traits principaux retrouvés pour la GMR :

- (i) augmentation de la GMR quand la température décroît,

(ii) augmentation de la GMR avec décroissance de l'épaisseur des couches.

Dans le cadre de cette thèse nous allons nous intéresser à la CIP-GMR. La modélisation dans ce cas est plus compliquée [LEV90] et notamment le paramètre limitant de l'épaisseur de la couche tampon l_{sf} est remplacé par λ_{ipm} .

La GMR est un outil important ([ONO99],[RAV07]), utilisé dans ces travaux de thèse pour mesurer quantitativement le renversement d'aimantation dans les dispositifs type "vanne de spin" (cf. chapitre 4). Dans le cas du renversement d'aimantation d'un nanofil, par l'intermédiaire d'une seule paroi magnétique, la mesure de la position de la paroi est faite en utilisant la GMR.

Un schéma donnant le principe de mesure de la position de la paroi par GMR est donné dans la figure 1.7.

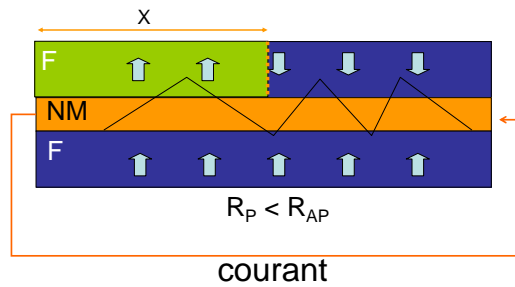


FIGURE 1.7 – Représentation schématique du principe de mesure par CIP-GMR de la quantité d'aimantation retournée dans une piste élaborée dans une structure vanne de spin. La paroi est située dans la position x , la trajectoire d'un électron est représentée par la ligne tronquée en noir.

La paroi est piégée sur un certain défaut dans la couche douce de la piste. En sachant que $R_{tot} = xR_P + (1 - x)R_{AP}$, nous pouvons calculer la proportion d'aimantation retournée dans le nanofil ferromagnétique en cause et en conséquence aboutir à la position de la paroi.

1.1.4 Paroi de domaines magnétiques

En absence de champ magnétique appliqué, dans un ferromagnétique (massif), l'état désaimanté est l'état le plus proche de l'état de plus basse énergie [KIT49]. Dans l'état désaimanté les domaines magnétiques (existence initialement prédite par Weiss) sont orientés de telle façon que le flux magnétique circule à l'intérieur du ferromagnétique. La zone qui sépare deux domaines magnétiques d'orientation antiparallèle est appelée "paroi magnétique". Une paroi magnétique peut être considérée comme un défaut topologique dans l'état magnétiquement ordonné d'un solide [MAR05].

L'idée physique de la formation de domaines magnétiques est basée sur la compétition des divers termes énergétiques qui décrivent un objet magnétique : l'échange, l'anisotropie, l'énergie de Zeeman et le terme magnétostatique (dipolaire). L'énergie totale est la somme de tous ces termes :

$$E = E_{\text{échange}} + E_{\text{anis}} + E_{\text{Zeeman}} + E_{\text{mag}}. \quad (1.12)$$

L'amplitude du vecteur d'aimantation étant fixée, le système magnétique cherche à minimiser son énergie en variant la direction du vecteur aimantation. L'énergie d'échange ($E_{\text{échange}}$) est minimale si deux spins voisins sont alignés parallèlement entre eux. L'énergie d'anisotropie (E_{anis}) aligne les spins parallèlement avec un axe dit "facile". Le troisième terme, l'énergie de Zeeman (E_{Zeeman}), correspond au couplage avec un champ magnétique extérieur et elle est minimale quand les spins s'alignent parallèlement à la direction du champ magnétique appliqué.

La minimisation de ces trois termes conduirait à un état d'aimantation uniforme à grande échelle, sans parois magnétiques.

Le terme qui donne naissance aux domaines magnétiques à l'état d'équilibre est le terme d'interaction dipôle-dipôle magnétique (E_{mag}). Tout objet aimanté uniformément donnera des lignes d'aimantation \mathbf{M} (similaires aux lignes de champ) qui seront terminées sur la surface de l'objet. Ceci créera une divergence non nulle de l'aimantation à ces points sur la surface. En utilisant la relation $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ nous pouvons exprimer la divergence de \mathbf{M} sous la forme :

$$\nabla \cdot \mathbf{M} = \frac{\nabla \cdot \mathbf{B}}{\mu_0} - \nabla \cdot \mathbf{H}, \quad (1.13)$$

et en sachant que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (d'après les équations de Maxwell) il nous reste que :

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M}, \quad (1.14)$$

C'est à dire que les variations du vecteur aimantation de l'échantillon donneront naissance à un champ \mathbf{H} qui assurera la continuité des lignes de \mathbf{B} . Ce champ est appelé champ démagnétisant.

L'énergie associée à ce champ démagnétisant est exprimée sous la forme de deux intégrales équivalentes :

$$E_{\text{mag}} = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{espace-hors-ech.}} H^2 dV = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{echantillon}} \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} dV. \quad (1.15)$$

La première nous dit que le système essaie de minimiser le plus possible son énergie magnétostatique, en pratique - de minimiser le plus possible son champ de fuite, vu que l'énergie magnétostatique ne peut pas être négative.

La deuxième intégrale peut être plus parlante du point de vue physique, en exprimant l'énergie d'un dipôle $\mathbf{M}dV$ dans le champ de tous autres dipôles. En formant des états non uniformes, avec une clôture du flux magnétique, il est possible de réduire le nombre de lignes d'aimantation

qui se terminent sur la surface de l'échantillon (l'aimantation essaye en générale d'être parallèle à la surface du ferromagnétique) et par la suite de réduire l'énergie magnétostatique.

La formation de domaines se poursuit donc, jusqu'au moment où la réduction en énergie magnétostatique est balancée par le coût en énergie d'échange et l'anisotropie.

Dans les couches magnétiques minces, à l'intérieur de parois, l'aimantation peut tourner de deux façons : dans le plan de la paroi (paroi de Bloch) ou perpendiculairement à la paroi (paroi de Néel). Les deux types de paroi sont illustrés dans la figure 1.8. La largeur des parois peut varier de quelques nanomètres (semiconducteurs magnétiques, FePt) à la centaine de nanomètres (Permalloy) mais elle est beaucoup plus petite que la taille des domaines magnétiques.

Pour expliquer la grande différence en taille entre les parois et les domaines nous allons considérer l'étendue spatiale de chaque terme énergétique impliqué. Le terme dipolaire est donné par une loi de puissance, et donc son action est relativement étendue comparée aux autres termes comme l'échange (variation exponentielle) et l'anisotropie, qui est entièrement locale. Il est donc favorable énergétiquement de confiner les variations dans la direction du vecteur aimantation dans des volumes assez réduits : les parois.

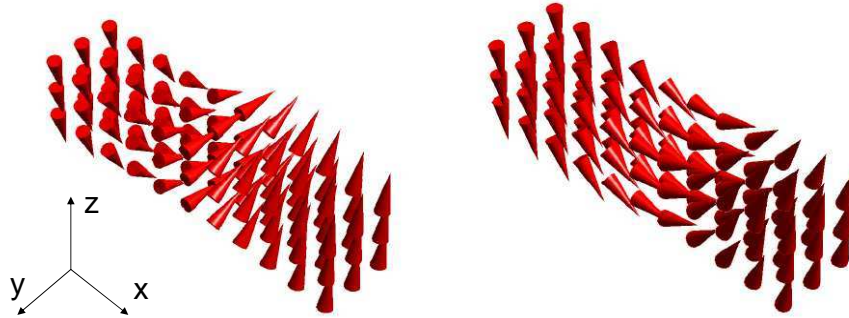


FIGURE 1.8 – (d'après Marrows [MAR05]) Schéma de la structure interne d'une paroi simple 180° de Bloch (gauche) et de Néel (droite). L'aimantation tourne autour de l'axe x(y) dans le cas d'une paroi de Bloch (Néel) respectivement.

Il a été démontré [HUB98] que l'expression de la largeur d'une paroi de Bloch a la forme :

$$\lambda \propto \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad (1.16)$$

où A donne l'amplitude de l'interaction d'échange par unité de longueur (J/m) et K est la constante d'anisotropie exprimée en J/m^3 .

L'énergie de la paroi par unité de surface aura donc la forme :

$$E = 4\sqrt{AK}, \quad (1.17)$$

Ceci est le coût de la création d'une unité de surface d'une paroi de domaine en termes d'anisotropie et échange. Le fait de pouvoir créer une paroi et le type de paroi créée sont contrôlés par la réduction possible dans le terme magnétostatique, qui est responsable des interactions à longue portée.

Au sein des défauts, les propriétés magnétiques du matériau peuvent changer, en changeant localement les valeurs des termes d'anisotropie, échange et d'aimantation, et en modifiant le paysage énergétique vu par la paroi. La paroi peut donc se piéger sur un défaut cristallin (naturel). Cet aspect sera étudié dans le chapitre suivant.

L'énergie de paroi étant proportionnelle à la surface occupée, il existe une tension de surface qui provoque un lissage de la paroi. La configuration micromagnétique de la paroi est modifiée, ce qui permet dans certains cas de contrôler le potentiel de piégeage.

1.1.5 Résistance de paroi de domaines magnétiques

Dans cette partie, nous allons nous focaliser sur ce qui se passe quand un courant électrique passe par une paroi de domaines magnétiques. Ce sujet a attiré un grand intérêt scientifique à la fin des années 90 et début des années 2000. Nous allons présenter quelques contributions théoriques [VIR96, LEV97] et expérimentales [EBE00, RAV99, DAN02, TAN06] pour illustrer le concept de résistance de paroi magnétique, la compréhension de ce concept étant nécessaire dans l'analyse des résultats de ces travaux de thèse.

Dans les parois magnétiques, lors du passage d'un électron de conduction, le spin de cet électron de conduction essaye de s'aligner à l'aimantation locale (électrons "d"), qui tourne dans la paroi. Un désalignement du spin de conduction par rapport à l'aimantation dans la paroi peut entraîner des mélanges des spins up et down à l'intérieur de la paroi.

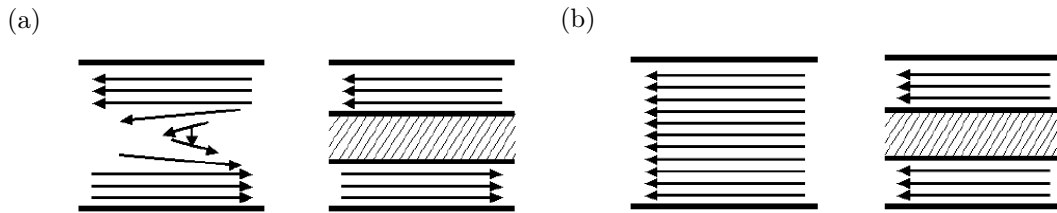


FIGURE 1.9 – Similarités géométriques entre (a) une paroi de domaine FM et (b) une tri-couche à GMR.

Dans le cas de la résistance de paroi, les modèles [GRE96, VIR96] reposent sur le degré de désalignement du spin dans le centre "tordu" magnétiquement de la paroi. Ceci est une analogie avec le fonctionnement de la GMR (cf. figure 1.9), où le spin est conservé au passage dans la couche non-magnétique.

Dans le modèle de Viret *et al.* [VIR96], les auteurs rajoutent un terme de précession de spin dans le champ d'échange ferromagnétique pour déterminer l'amplitude du désalignement entre le spin passant par la paroi magnétique et l'aimantation locale. Le désalignement est donné par l'angle entre la direction du spin de conduction et l'aimantation locale dans la paroi.

Ce modèle aboutit à une expression de la variation de résistance (de paroi) en fonction de la largeur de la paroi sous la forme :

$$\frac{\Delta R_w}{R} = \frac{2P}{(1-P)^2} \left(\frac{\hbar v_F}{E_{ex}} \right)^2 \frac{1}{\lambda d_s}, \quad (1.18)$$

où P est la polarisation en spin, v_F est la vitesse de Fermi, E_{ex} est l'énergie d'échange, λ est la largeur de la paroi et d_s est la taille moyenne d'un domaine magnétique. R et ΔR_w sont la résistivité dans l'état saturé et l'augmentation due à la création d'une paroi magnétique dans le

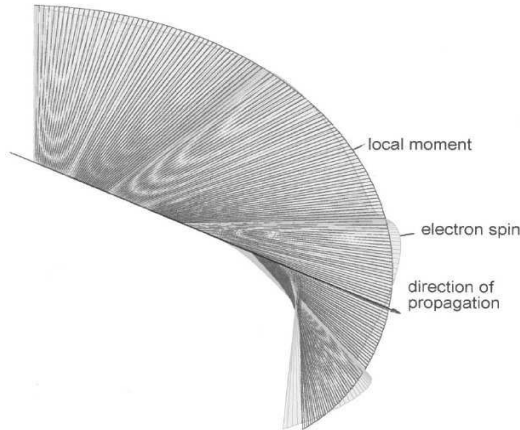


FIGURE 1.10 – (d’après Viret *et al.* [VIR96]) la trajectoire du spin d’un électron de conduction lors du passage d’une paroi magnétique dans le cas du Co.

matériau. Le modèle est valide dans le cas où la fréquence effective de rotation de l’aimantation dans la paroi $\omega_w = v_F/2\lambda$ est beaucoup plus grande que la fréquence de Larmor $\omega_L = E_{ex}/\hbar$. Le spin d’un électron essaye de suivre le changement dans l’aimantation locale, mais parce-que la fréquence de Larmor n’est pas assez grande pour faire le processus entièrement adiabatique, le spin est dévié de la direction d’aimantation locale. La figure 1.10 montre graphiquement les résultats d’une simulation numérique, la valeur moyenne de l’angle de désalignement pouvant être estimée en considérant que le spin électronique se réaligne avec l’aimantation locale après un tour à la fréquence de Larmor.

Ce modèle a été ré-analysé par Levy et Zhang [LEV97] en remplaçant cette image de rotation d’un spin de conduction dans un référentiel crée par les spins locaux, avec une analyse quantique basée sur la diffusion dépendante du spin et le mélange des canaux de conduction dans la paroi. Les résultats sont approximativement les mêmes que ceux présentés dans l’équation 1.18.

Les premières expériences menées pour mesurer la résistance de paroi magnétique utilisent [RAV99, KEN99, VIR00] un système de domaines magnétiques en rubans, en considérant que les domaines et les parois de domaines forment un système de résistances en série. Ceci étant, l’existence d’autres contributions à la MR (AMR, MR ordinaire) et la structure complexe de la paroi, doivent être prises en compte pour obtenir la vraie contribution de la MR de paroi.

Par exemple Ebels *et al.* [EBE00] ont étudié des nanofils parallèles de Co dans lesquels un nombre discret de parois tête-à-tête ont été stabilisés. Dans cette configuration, la géométrie est bien définie pendant le renversement, en isolant les autres contributions "parasites" qui peuvent influencer la mesure de la MR de paroi. Le cycle d’hystérésis mesuré par MR pour un fil de 35 nm de largeur de Co est illustrée dans la figure 1.11. Il y a deux faits marquants dans cette mesure :

(i) La résistance dans l’état d’aimantation uniforme de la mesure est constante sur tout intervalle de champ appliqué,

(ii) deux variations abruptes dans la résistance sont visibles lors de la nucléation et expulsion de(s) la(les) paroi(s).

Pour tous les fils de Co mesurés, la MR de paroi (pour une paroi seule) a été calculée comme $\Delta R_W/nR_{sd} = 0.1 - 0.3\%$ (n étant le nombre de parois).

Dans les alliages à aimantation perpendiculaire, et plus spécialement dans l’alliage $L1_0\text{FePd}$, une étude de la résistance de paroi a été fournie par Danneau *et al.* [DAN02].

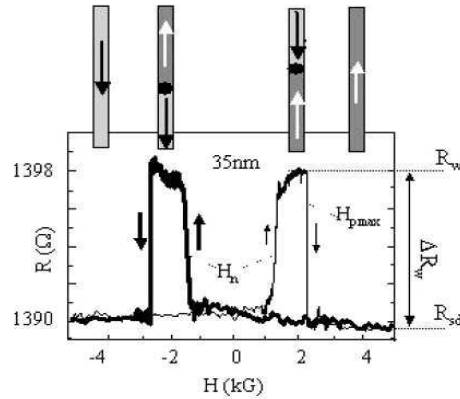


FIGURE 1.11 – (d’après Ebels *et al.* [EBE00]) Courbe de magnétorésistance d’un fil de Co de 35 nm de largeur mesurée sous l’action d’un champ magnétique parallèle à l’axe du fil. R_{sd} exprime le signal du fond pour un fil monodomaine. R_w exprime le niveau du signal quand une ou deux parois ont été nucléés au champ appliqué H_n pendant le renversement et stabilisées par piégeage sur des défauts.

Les auteurs ont fabriqué une structure avec des branches perpendiculaires et colinéaires avec les domaines préparés magnétiquement auparavant dans une géométrie en rubans. L’espacement entre deux branches (croix de Hall) était de 600 nm et 8 parois de domaines se retrouvent en moyenne entre deux croix.

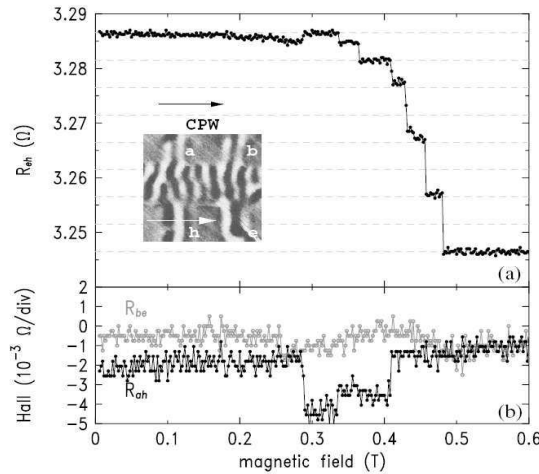


FIGURE 1.12 – (d’après Danneau *et al.* [DAN02]) Variation de la résistance et de l’effet Hall pendant un renversement d’aimantation dans une configuration CPW (montré dans l’encart). L’excès de résistance comparé à la valeur à la saturation est dû à la résistance de(s) paroi(s). Les marches correspondent aux annihilations successives des parois magnétiques pendant le processus de renversement d’aimantation. La résistance de Hall varie seulement pendant les escaliers à bas champ, indiquant que l’aimantation sature d’abord dans les contacts.

Un paramètre utilisé couramment dans l’analyse de la résistance de paroi est le produit de la

résistance par la surface de la paroi (RA). Ceci permet de comparer les valeurs de résistance de parois indépendamment de la forme et taille de la paroi.

Des sauts discrets de résistances ont été observés (cf. fig. 1.12), avec une RA d'environ $0.8 \times 10^{-16} \Omega m^2$ dans la géométrie courant perpendiculaire à la paroi (CPW), ce qui correspond à une MR d'environ 10% dans le volume de la paroi et de 3% dans la configuration CIW (courant colinéaire avec la paroi).

Dans cette expérience, les auteurs ont obtenu une MR de paroi positive et en bon accord avec les prédictions théoriques de Levy et Zhang [LEV97].

Une autre contribution expérimentale que nous allons rappeler dans ce sous-chapitre revient à Tanigawa *et al.*[TAN06], qui ont étudié la MR de paroi dans l'alliage FePt L1₀ déposé par une technique de pulvérisation cathodique.

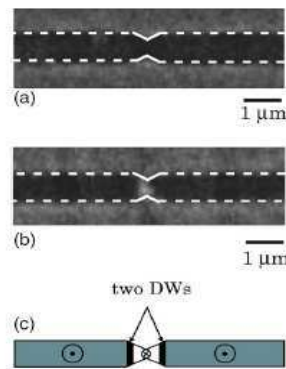


FIGURE 1.13 – (d'après Tanigawa *et al.* [TAN06]) (a) Image MFM du nanofil après l'application d'un champ magnétique de 4 T perpendiculaire au substrat (b) image MFM de la constriction après l'application d'une impulsion de courant de 33 mA d'une durée de $5 \mu s$ et (c) Schéma de la structure des domaines correspondant à la figure 1.13b.

Les auteurs ont réussi isoler deux parois de Bloch d'un côté et de l'autre d'une constriction (cf. fig. 1.13) en appliquant des impulsions de courant, qui chauffent localement la constriction par effet Joule, le renversement d'aimantation dans la constriction s'effectuant par l'intermédiaire du champ dipolaire rayonné par les zones non renversées situées à l'extérieur de la constriction. Ce champ dipolaire peut renverser l'aimantation dans la constriction qui est rendue très instable par le chauffage.

Ils ont mesuré une RA de paroi de $2.6 \times 10^{-16} \Omega m^2$ qui est plus grande que celle rapportée pour des échantillons de moins grande anisotropie (Danneau *et al.*[DAN02]) et qui renforce ainsi, l'hypothèse selon laquelle des résistances plus grandes correspondent aux parois plus fines.

1.2 Propagation des parois magnétiques dans des systèmes métalliques

Nous avons souligné dans l'introduction l'importance de l'étude de la propagation de parois magnétiques pour les éventuelles applications technologiques. En générale, sous l'action d'un champ magnétique extérieur un système magnétique retourne son aimantation via la nucléation et la propagation de parois. La connaissance du comportement de la paroi magnétique au cours de son mouvement, sous l'action d'un champ magnétique ou d'un courant polarisé en spin, est fondamentale pour l'élaboration des nouveaux dispositifs spintroniques, mais aussi du point de vue de la recherche et de la compréhension des nouveaux phénomènes à la frontière entre le transport électrique et le magnétisme.

Dans cette partie nous allons essayer de présenter l'état de l'art de la propagation des parois magnétiques dans des systèmes métalliques, sans prétendre à l'exhaustivité. Nous commencerons par la présentation des divers régimes de propagation de parois magnétiques sous l'action d'un champ magnétique. Puis nous continuerons par la propagation sous l'action d'un courant polarisé. Nous finirons par la synthèse des principaux modèles théoriques décrivant le mouvement de la paroi sous l'action d'un courant polarisé.

1.2.1 Propagation de paroi magnétique sous action d'un champ magnétique

Le comportement dynamique de la paroi magnétique sous l'action d'un champ magnétique est décrit par l'équation classique de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_0 (\mathbf{m} \times H_{eff}) + \alpha \left(\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right), \quad (1.19)$$

où α est le paramètre phénoménologique d'amortissement de Gilbert, γ_0 est le paramètre gyromagnétique et H_{eff} est le champ effectif vu par la paroi. Le premier terme de la partie droite de l'équation LLG est le terme de précession décrivant la rotation de l'aimantation autour du champ magnétique effectif. Le deuxième terme à droite est le terme d'amortissement de Gilbert qui décrit le fait qu'au cours du temps l'aimantation s'aligne parallèlement au champ effectif.

Grace à l'avancement dans la nanofabrication, la plupart des expériences récentes menées dans le but d'étudier la propagation des parois magnétiques sont basées sur l'étude du comportement d'une paroi injectée dans une piste de taille micro(nano)métrique.

Le matériau le plus utilisé dans ces études est le Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$). Une combinaison de propriétés désirables, incluant la basse coercivité et sa magnétostriction presque nulle ont fait de ce matériau le candidat idéal pour l'étude de la propagation des parois magnétiques.

Les premières études du mouvement des parois magnétiques sous l'action d'un champ magnétique ont été faites par Walker [SCH74]. Walker a développé une modèle 1D qui décrit l'évolution d'une paroi de Bloch dans un système macroscopique (bulk), en confirmant ses prédictions théoriques par de résultats des simulations numériques basées sur la formulation LLG.

Plus tard, Bertram [YUA91] étudie l'évolution d'une paroi de Bloch asymétrique dans une piste de Permalloy (50nm d'épaisseur) sous l'action d'un champ magnétique appliqué selon l'axe facile/difficile d'aimantation. Deux régimes de propagation ont été identifiés.

Pour des valeurs faibles de champ magnétique, appliqué dans l'axe facile, la structure uniforme de la paroi est conservée pendant la translation de la paroi à vitesse constante.

Pour des champs appliqués plus forts, la vitesse de la paroi rentre dans un régime oscillant, comme prédit par le modèle 1D de Walker. La valeur du champ magnétique qui sépare les deux régimes est appelée limite de Walker (ou champ de Walker). La vitesse moyenne est de lors réduite pour de champs appliqués supérieurs au champ de Walker.

Un paramètre utilisé couramment dans les études expérimentales est la mobilité μ définie comme le taux de changement de la vitesse de la paroi en fonction du champ appliqué $v = \mu H$.

En 1999, Ono *et al.* [ONO99], mesurent des vitesses dans des nanofils à base de NiFe/Cu/NiFe en utilisant la GMR pour détecter la position des parois (à des températures entre 100K et 160K). Ils trouvent des mobilités de paroi assez faibles ($\mu = 2.6 \pm 0.2 \text{ m/sOe}$).

En 2002, Thiaville *et al.* [THI02] font une étude théorique sur des nanofils de Permalloy avec un diamètre très faible ($< 50\text{nm}$). Ils trouvent qu'une description relativement correcte du comportement dynamique de ces systèmes (parois tête-bêche, transverses, etc.) est possible en adaptant le modèle de Walker développé pour des parois de Bloch.

En 2003, Atkinson *et al.* [ATK03] utilisent un magnétomètre MOKE (Magneto-Optical Kerr Effect) pour mesurer des mobilités des parois dans des nanofils de NiFe. Les mesures ont été menées à température ambiante. Dans ce cas les valeurs retrouvées étaient plus grandes que celles retrouvés par Ono ($\mu = 31 \text{ m/sOe}$).

Beach *et al.* [BEA05] ont résolu ces désaccords et ont été les premiers à identifier expérimentalement les deux régimes de propagation prédits par Walker. Des nanofils en Permalloy ont été utilisés et les mesures des vitesses de propagation de paroi ont été effectuées en utilisant un magnétomètre MOKE. Les déplacements de paroi ont été induites en utilisant des impulsions de champ magnétique de durées variables (cf. figure 1.14).

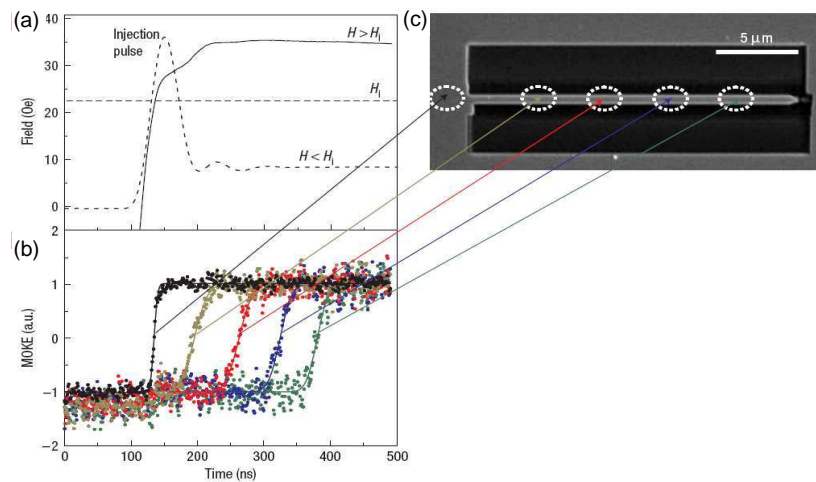


FIGURE 1.14 – (d’après Beach *et al.* [BEA05]) (a) Exemple de la forme de l’impulsion de champ appliquée au delà et au-dessous du champ d’injection H_i . (b) Signal MOKE en fonction du temps (symboles) et les fits correspondants à une impulsion de 35 Oe (c) Image MEB de la piste. Les ellipses correspondent à la taille du spot laser utilisé.

Les vitesses mesurés sont représentées en fonction du champ magnétique dans la figure 1.15. Leurs résultats sont en bon accord avec la théorie 1D développée par Walker.

A bas champ, Walker avait identifié une solution stationnaire exacte, en donnant la loi linéaire de la mobilité avec $\mu = (\gamma\Delta/\alpha)$. Cette solution existe jusqu’à une valeur critique du champ H_W

(champ de Walker), en exprimant l'augmentation monotone de l'angle entre l'aimantation dans la paroi et le plan du fil.

Au delà de H_W , cet angle précesse continument, et la paroi alterne entre une forme de Néel ou Bloch. Cette précession à la fréquence $f = \gamma\sqrt{H^2 - H_W^2}$, mène à un mouvement oscillatoire de la paroi [BEA05].

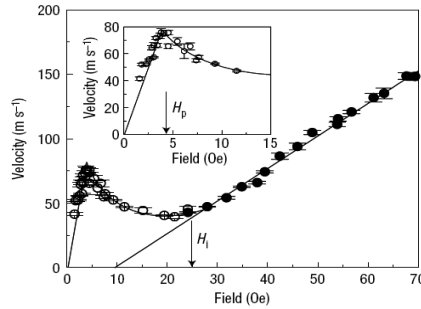


FIGURE 1.15 – (d'après Beach *et al.* [BEA05]) Vitesse moyenne de la paroi en fonction du champ appliqué. Les flèches marquent le champ d'injection du domaine, H_i , et champ correspondant à la vitesse maximale, H_p . Les deux droites sont des régressions linéaires des données expérimentales au dessous de H_p . Dans l'encart, une version détaillée de la vitesse autour de sa valeur maximale est montrée.

Pour un amortissement faible (α petit), la vitesse moyenne décroît avec l'augmentation de H jusqu'au moment où $H \gg H_W$. Dans ce cas, le couple d'amortissement reste le seul contributeur au mouvement et ceci résulte dans un comportement asymptotique avec une mobilité $\mu = \gamma\Delta/(\alpha + \alpha^{-1})$, Δ étant la largeur de la paroi. Pour un amortissement très faible ($\alpha \ll 1$), la mobilité à forts champs est réduite de manière importante comparée à sa valeur aux champs faibles.

Tous les résultats présentés jusqu'ici sont obtenus en utilisant des couches à aimantation planaire.

Dans les couches à aimantation perpendiculaire (CoPt, FePd, CoNi, FePt) le désordre (défauts) joue un rôle important dans le mouvement des parois sous l'action d'un champ magnétique en établissant des autres régimes de propagation.

Dans ces types de matériaux, les parois sont beaucoup plus fines que dans les matériaux à aimantation planaire, les forces de piégeage sur les défauts étant très fortes, le régime dit d'activation thermique devient prédominant pour des champs appliqués faibles.

L'une des premières études du renversement d'aimantation dans les matériaux à anisotropie magnétique perpendiculaire fut celle de Nowak *et al.* [NOW97]. Les auteurs étudient le renversement d'aimantation dans des couches minces d'alliage CoPt et établissent que la présence des défauts est très importante dans le processus de renversement d'aimantation. Le mécanisme de renversement d'aimantation est le de-piégeage des parois sur les défauts par activation thermique.

Dans une série d'articles [LEM98, CHA00, MET07], le groupe d'Orsay fait des mesures de dynamique de parois et les comportements du retournement d'aimantation sont établis. Metaxas *et al.* [MET07], étudient des couches fines de Pt/Co/Pt (0.5-0.8nm) caractérisées par une forte anisotropie perpendiculaire(cf. figure 1.16a).

Metaxas *et al.* établissent qu'à température finie, trois régimes de propagation sont suscep-

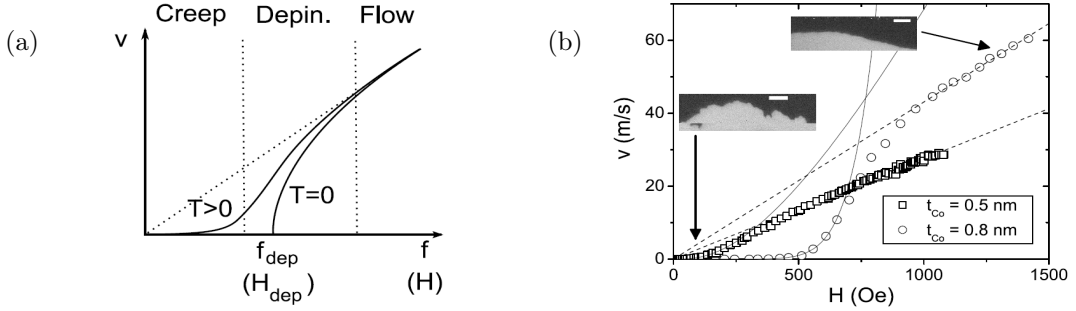


FIGURE 1.16 – (a) Variation théorique de la vitesse d’une interface 1D dans un milieu 2D désordonné sous l’action d’une force motrice f (où un champ pour un système magnétique). Les régimes de creep, dépiégeage et visqueux sont indiqués. (b) Vitesse de la paroi magnétique dans deux échantillons d’épaisseurs différentes. Les droites sont des régressions linéaires des mesures à fort champ. Les encarts montrent la forme des domaines dans l’échantillon de 0.8 nm d’épaisseur dans les régimes de creep et visqueux. Les barres blanches dans les images ont $5\mu\text{m}$ de longueur.

tibles d’exister, selon la force f exercée sur la paroi (qui provoque le mouvement) et la force de piégeage f_{dep} (associé aux défauts). Une vitesse finie v , devrait être observée pour le cas $f \ll f_{dep}$, même si l’interface, bloquée par la présence des défauts (barrières d’énergie aléatoires), présente un mouvement lent, thermiquement activé [LEM98]. Dans ce cas le régime de reptation (creep) et le régime de dépiégeage par activation thermique sont retrouvés, les deux ayant la même origine microscopique - le passage de défauts par activation thermique.

Dans le régime $f \gg f_{dep}$, le désordre devient relativement moins bloquant, la paroi se déplaçant en régime visqueux [CHA00] avec une vitesse $v \propto f$.

Leurs résultats de mesures (cf. fig 1.16b) montrent un accord qualitatif avec la théorie, en mesurant de déplacements sur des longues distances (plus de $10\mu\text{m}$) avec des mobilités basses (piégeage fort et amortissement fort dans ce matériau). Les régimes de creep et visqueux ont été identifiés et une valeur du paramètre d’amortissement α a été calculée et trouvée en accord avec les valeurs obtenues par des autres techniques.

Dans deux études récentes, Attané *et al.* [ATT06] et Burrowes *et al.* [BUR08] ont montré, pour des nanofils à base de FePt (Attané) et CoNi (Burrowes) à très forte anisotropie perpendiculaire, que le mouvement sous l’action d’un champ magnétique était contrôlé par le dépiégeage par activation thermique de la paroi sur des défauts naturels (micromacles, joints de grains, etc.).

En résumé, nous pouvons établir deux comportements majeurs d’une paroi magnétique dans les matériaux à forte anisotropie perpendiculaire sous l’action d’un champ magnétique et en présence du désordre.

Pour des champs appliqués faibles et en présence du piégeage fort, l’activation thermique (loi de type Arrhenius) est le mécanisme dominant dans la dynamique de la paroi. Le mouvement se fait par sauts d’un défaut à un autre et dans des certains cas le régime de creep peut aussi être observé.

Pour des champs appliqués forts le régime visqueux de propagation de la paroi est retrouvé. Dans ce cas ci, la dynamique de la paroi est interprétée par une équation LLG, et les effets du piégeage sur les défauts structuraux sont minimisés.

1.2.2 Propagation de parois magnétiques sous l'action d'un courant polarisé en spin

Nous allons présenter quelques résultats expérimentaux importants dans le domaine de la propagation de paroi sous l'action du courant (mécanisme appelé transfert de spin).

Une vue d'ensemble des principaux modèles théoriques proposés pour le STT (STT - spin transfer torque) sera présentée, avec une focalisation sur l'effet de la variation de la taille de paroi sur le STT.

Résultats expérimentaux

Les premiers à analyser l'effet d'une impulsion forte de courant sur une paroi magnétique furent Berger et ses collaborateurs pendant les années 80 [FRE85]. Ces auteurs ont analysé la structure en domaines magnétiques de films de NiFe de 28 et 42 nm d'épaisseur avec un microscope à effet Faraday, lors de l'application d'une forte densité de courant montant jusqu'à $10^{11} A/m^2$. Ils ont observé que la paroi se propageait toujours dans le sens inverse du sens du courant, ceci étant une preuve de la pression exercée par les électrons de conduction sur la paroi.

Pendant une dizaine d'années, ce domaine de recherche n'a pas été très actif. Un retour à ce sujet a été inspiré par les expériences de retournement d'aimantation dans des nanopiliers [TSO98] qui étaient des confirmations expérimentales des travaux théoriques de Slonczewski [SLO96].

Le principe de base du retournement par STT dans les nanopiliers est que le courant provenant d'une couche magnétique avec une certaine orientation de l'aimantation et rentrant dans une couche avec une aimantation antiparallèle à la précédente, doit relaxer sa polarisation en spin pour s'aligner avec la nouvelle orientation sur l'échelle de la longueur de décohérence (quelques nm). Au fur et mesure de la relaxation des spins de conduction vers leur nouvelle orientation, il y a un changement dans le moment angulaire de la nouvelle couche magnétique pour chaque spin rentrant dans cette couche. Ce changement continu du moment angulaire correspond à un couple (couple de transfert de spin - spin transfer torque - STT) de norme $\hbar P_J J/e$ (J étant la densité de courant, P_J la polarisation en spin du courant) qui est exercé sur le moment magnétique angulaire du réseau. Si ce couple est suffisamment grand pour vaincre la barrière d'anisotropie du matériau, l'aimantation dans cette couche magnétique peut être retournée dans la direction de la polarisation du courant. En renversant le sens du courant, l'aimantation peut être renversée vers son état initial.

Injecter des spins au travers d'une paroi vers un domaine antiparallèle devrait être en principe similaire à injecter des spins dans une couche antiparallèle magnétiquement. Il serait plausible d'anticiper et de dire que les spins provenant d'un domaine magnétique doivent se relaxer dans la nouvelle direction d'aimantation. Cette relaxation se ferait en exerçant un couple sur l'aimantation dans la paroi sur l'échelle de la longueur de diffusion de spin dans la paroi. Nous avons considéré tacitement le cas où $l_{sf} \ll \lambda$ (λ étant la largeur de la paroi) mais il n'y a pas de raison que ce raisonnement ne fonctionne pas quand cette condition n'est pas respectée.

Dans une série d'expériences liée au STT sur une paroi magnétique dans le Permalloy (Py), Grollier *et al.* [GRO03, GRO04] montrent par des mesures de GMR dans des vannes de spin Co/Cu/Py, un renversement par paliers, séparés de quelques oersteds. Dans le Py, un arrêt sur l'un de ces paliers était possible, la paroi étant piégée sur un défaut structural dans la piste de 300 nm de largeur. En appliquant un courant, il était possible de propager la paroi entre divers centres de piégeage.

La dépendance au sens du courant du mouvement de la paroi était la clé dans la démonstration que c'était bien le STT et non pas d'autres mécanismes (dé-piégeage thermiquement activé

par effet Joule pour des grandes densités de courant ou le couplage avec le champ magnétique appliqué) qui était responsable de la propagation de la paroi. La densité de courant critique pour propager la paroi mesurée était de l'ordre de $\approx 10^{10} - 10^{11} A/m^2$.

N. Vernier *et al.* [VER04] utilisent un fil de Py en forme de C avec un "réservoir" de domaines (cf. fig. 1.17 gauche) pour positionner une paroi dans un coin et la propager en appliquant un courant polarisé en spin; le mouvement étant suivi par un nano-magnétomètre à effet Kerr. En augmentant la densité du courant dans le nanofil, le champ magnétique nécessaire pour propager la paroi décroît (comme attendu par effet Joule). Néanmoins, une petite différence dans le champ de propagation H_P pour des directions opposées du courant polarisé a été détectée - correspondant à un effet de transfert de spin. Une densité de $2 \times 10^{11} A/m^2$ était nécessaire pour créer une différence dans le champ de propagation de 1 Oe.

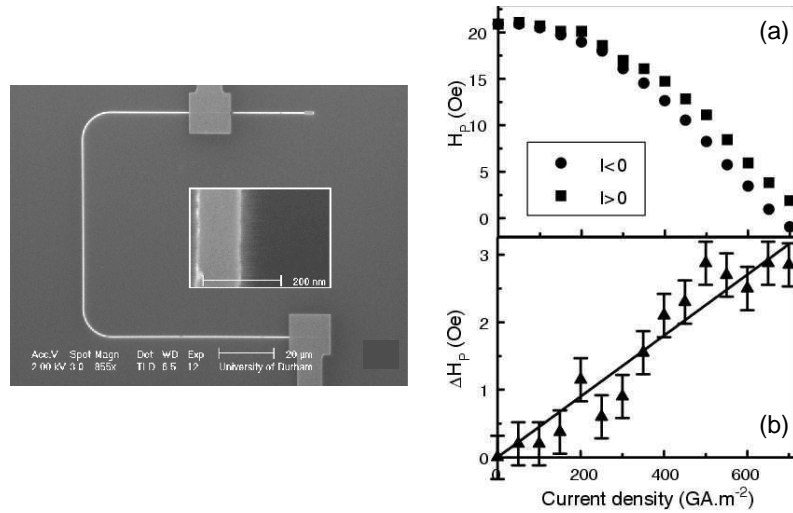


FIGURE 1.17 – (d'après Vernier *et al.* [VER04]) (gauche) image MEB de la structure. Les longueurs étaient de $80\mu m$ pour les branches horizontales et de $60\mu m$ pour la branche verticale (dans l'encart : image de la piste sur la partie verticale). (droite) (a) Champ magnétique appliqué horizontalement pour propager la paroi en fonction du courant et (b) différence $\Delta H_P = H_P(-I) - H_P(+I)$ entre le courant de propagation positive/négatif en fonction du courant appliqué. Sa proportionnalité directe avec I est une signature claire du STT.

Les auteurs ont aussi calculé une pression exercée sur la paroi rapportée à la densité du courant, de $0.44nN/A$, de même ordre de grandeur que celle calculée par Berger *et al.* dans leurs expériences.

Dans une série d'articles très intéressante, Klaui *et al.* [KLA05a, KLA05] montrent le mouvement reproductible d'une paroi dans l'alliage Py sous l'action d'un courant polarisé en spin et aussi la possibilité de changer la nature de la paroi en fonction du nombre d'impulsions du courant appliqué (densité du courant $\approx 10^{12} A/m^2$).

Une dernière contribution que nous allons présenter est celle de Hayashi *et al.* [HAY07], qui étudient la propagation de parois en régime précessionnel dans des nanofils de Py de 200 nm de largeur. Ils montrent expérimentalement, que les parois se propagent le long d'un nanofil avec une oscillation périodique dans leur chiralité qui dépend de la longueur de l'impulsion de courant appliqué pour propager la paroi. La densité du courant utilisée est de l'ordre de $\approx 10^{12} A/m^2$.

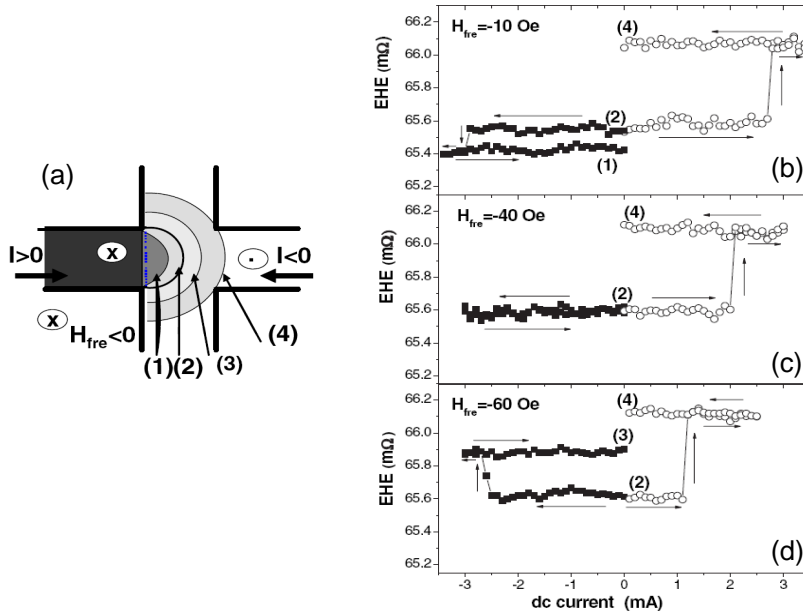


FIGURE 1.18 – (d’après Ravelosona *et al.* [RAV05]) (a) Comportement d’une paroi 1D de Bloch DW dans une croix de Hall. La direction des électrons est indiquée par les flèches horizontales. Evolution du signal EHE en fonction du courant continu appliqué pour des champs appliqué de (b) $H_{fre} = -10$ Oe, (c) $H_{fre} = -40$ Oe, et (d) $H_{fre} = -60$ Oe. Les mesures sont faites en augmentant le courant de $I=0$ à $I = \pm 3$ mA et puis en le réduisant à $I=0$ avec une paroi initialement piégée dans la position (2). Les mesures en courant négatif (symboles pleins) et positive (symboles creux) ont été réalisées indépendamment. Les états 1 à 4 correspondent aux états dans (a). La contribution due à l’effet Joule a été déjà corrigée.

Nous avons souligné dans l’introduction de ce manuscrit, que l’un des problèmes actuels de la propagation de parois magnétique sous l’action d’un courant électrique est la nécessité d’avoir des densités de courant critiques plus basses que celles dans le cas des alliages données précédemment.

Pour trouver une solution à ce problème, les travaux sur des matériaux à anisotropie perpendiculaire ont commencé d’apparaître.

Dans une série de papiers, Ravelosona *et al.* [RAV05, RAV06, RAV07] étudient la création et propagation d’une paroi magnétique dans des nanofils et nanopiliers à base de CoPt et CoNi par des mesures de transport électrique. Ils [RAV05] furent les premiers à étudier le renversement thermiquement activé de l’aimantation sous l’action d’un courant polarisé, cette fois-ci dans un alliage à aimantation perpendiculaire.

Ces auteurs ont utilisé une croix de Hall élaborée dans un empilement de type vanne de spin à base de CoPt pour détecter des mouvements sur l’échelle de la dizaine de nanomètres. La largeur de la paroi dans ce cas est très petite ≈ 12 nm, ce qui la rend très sensible aux éventuels défauts dans la croix de Hall le mouvement se faisant par de sauts discrets d’un défaut à un autre (régime thermiquement activé). Dans la figure 1.18b, l’action bipolaire du courant magnétique sur une paroi est prouvée. Pour un courant positif la paroi bouge de la position (2) à la position (4). Pour un courant négatif, la paroi bouge au sens inverse - position (2) à la position (1). Pour des champs appliqués plus forts, le champ magnétique domine le mouvement (cf. fig. 1.18d).

Les auteurs ont trouvé des densités de courants critiques $\approx 2 \times 10^{11} A/m^2$ du même ordre de

grandeur que celle mesurée par Grollier *et al.* [GRO03] - à notre connaissance la plus basse dans les alliages à aimantation planaire. Ils ont fait aussi un calcul de la force exercée par le courant sur la paroi en retrouvant une force de $\approx 2 \times 10^{-7} N/A$, 500 fois plus grande que celle rapporté par Vernier *et al.* [VER04].

Les mêmes auteurs comparent aussi deux types d'alliages CoPt et CoNi, dans des structures à GMR [RAV07] et en utilisant des mesures d'EHE ils déduisent que l'efficacité du transfert de spin est bien meilleure dans le CoNi (meilleure polarisation et parois plus fines) que dans le CoPt. Ils concluent que la clé de l'obtention d'une meilleure efficacité est la combinaison paroi fine, grande polarisation et petit amortissement.

Nous remarquons que la petite épaisseur de la paroi, ainsi que la rigidité de la paroi dans les cas des alliages à forte anisotropie perpendiculaire jouent un rôle important dans la physique de la propagation des parois magnétiques. Dans la suite de ce chapitre nous allons essayer de décrire les modèles actuels du STT, avec leurs longueurs caractéristiques et d'en dériver les conséquences pratiques de la diminution de la largeur de paroi sur l'efficacité du transfert de spin.

Théories de la propagation des parois magnétiques en présence du transfert de spin

Ces résultats expérimentaux soulignent l'importance scientifique du phénomène de transfert de spin, du point de vue fondamental mais aussi applicatif. Un certain nombre de contributions théoriques sont apparues essayant d'expliquer les divers comportements des parois magnétiques soumises à l'action d'un courant électrique. Dans cette sous partie nous allons présenter certains de ces modèles.

Le premier à prédire qu'un courant polarisé en spin doit transférer une partie de son moment cinétique à une paroi (STT) fut Berger [BER78, BER84]. Dans ses papiers il donne une description de son point de vue sur ce phénomène, en incluant aussi la première observation expérimentale du mouvement d'une paroi sous l'action d'un courant [FRE85].

D'après Berger, deux types d'interaction peuvent se produire quand un courant est injecté dans un système magnétique de taille submicronique.

Le premier type d'interaction est le "hydromagnetic drag" [BER74]. Considérons un film mince; les lignes de courant sont déplacées vers un bord du film par Effet Hall ordinaire au moment du passage par la paroi magnétique. Ce courant distordu, peut être décomposé dans une partie uniforme et une partie circulaire, en rotation dans la paroi. Cette boucle de courant continu crée des champs verticaux et longitudinaux qui appliquent des forces sur la paroi. La paroi bougera dans la direction de propagation des électrons. Cette interaction est dominante seulement pour des épaisseurs de film supérieures à 100nm parce que la force est proportionnelle à la section du film mince.

La deuxième manière dont le courant peut interagir avec la paroi est *l'échange s-d* [BER84]. Berger déduit de ce modèle que la force appliquée sur la paroi dépend de la vitesse de dérive des électrons v_e , de la vitesse de la paroi v_w et de la mobilité de la paroi μ : $F \propto \mu^{-1}(v_e - v_w)$. Ainsi il calcule le couple exercé par le courant sur la paroi, qui résulte en une inclinaison de l'aimantation de la paroi vers l'axe difficile d'aimantation et il trouve une dépendance de ce couple de la largeur de paroi sous la forme : τ_{sf}/λ^5 . Il conclut que vu la forte dépendance à la largeur de la paroi, ce mécanisme devrait être dominant dans le cas de parois fines [BER06].

Plus récemment, des propositions ont été faites de décrire l'effet du transfert de spin en incluant des termes additionnels dans l'équation LLG.

Le premier à déduire un terme de spin torque fut Slonczewski [SLO96] dans une géométrie spin-valve. Dans son approche, l'aimantation dans les deux couches ferromagnétiques est considérée uniforme (modèle du macrosin). La dynamique de l'aimantation est aussi supposée lente

comparée à celle du gaz d'électrons. Ainsi, l'hypothèse de *l'adiabaticité* est correcte, affirmant que le spin de l'électron de conduction suit la direction du moment magnétique local, en transférant complètement son moment cinétique au moment local. Plusieurs termes de transfert de spin ont été proposés en se basant sur l'idée du transfert adiabatique [BAZ98, LI04, THI04] dans le cas du transfert de spin dans les parois.

Thiaville *et al.* [THI04] introduisent un terme adiabatique dans l'équation LLG en le déduisant de la forme lagrangienne des équations du mouvement, en combinant la densité d'énergie micromagnétique avec une fonction de dissipation. Ils simulent le mouvement d'une paroi magnétique sous l'action d'un champ magnétique et courant polarisé dans des pistes de Permalloy idéales et rugueuses. Leur conclusion fut qu'un mouvement sous courant polarisé sans un champ magnétique appliqué était impossible, ce qui contredisait des nombreux résultats expérimentaux.

Ainsi, ils établissent que soit le terme adiabatique doit être écrit sous une autre forme ou soit un deuxième terme doit être attaché à l'équation LLG.

Ils introduisent donc (de façon phénoménologique) un deuxième terme dit non-adiabatique qui donne un meilleur accord des résultats des simulations avec l'expérience.

Ils proposent alors une forme modifiée de l'équation LLG incluant l'effet du courant polarisé en spin, comme :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_0 (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \left(\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right) - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}]. \quad (1.20)$$

Le premier terme à droite l'équation LLG est le terme de précession décrivant la rotation de l'aimantation autour du champ magnétique effectif \mathbf{H}_{eff} . Le deuxième terme à droite est le terme d'amortissement de Gilbert qui décrit le fait que l'aimantation \mathbf{m} tend à s'aligner parallèlement au champ effectif. Le troisième terme décrit la contribution adiabatique du transfert de spin. Le dernier terme, modulé par le paramètre de transfert de spin non-adiabatique β , décrit la désorientation entre le moment local et le spin de l'électron passant par la paroi (spin mistracking).

En l'espace de deux ans, plusieurs groupes du monde scientifique ont présenté des formulations des couples adiabatique et non-adiabatique [THI05, WAI04, ZHA04, TAT04, XIA06].

Simultanément à l'introduction purement phénoménologique du terme non-adiabatique de Thiaville [THI05], Zhang et Li [ZHA04] publient un article dans lequel ils discutent les différences entre les couples adiabatique et non-adiabatique. Leurs calculs sont basés sur un hamiltonien d'interaction s-d simple, $H_{sd} = -J_{ex} \mathbf{s} \cdot \mathbf{S}$ où \mathbf{s} et \mathbf{S} sont les spins itinérants et localisés et J_{ex} est l'intégrale d'échange entre les deux types de spins. Cette intégrale d'échange est utilisée pour définir un temps d'échange $\tau_{ex} = \hbar / S J_{ex}$, qu'ils comparent au temps de cohérence de spin en utilisant le paramètre adimensionnel $\xi = \tau_{ex} / \tau_{sf}$.

Ils dérivent de ce modèle une équation dynamique qui contient quatre termes. Deux de ces termes affectent la variation temporelle de l'aimantation, et les deux autres, proportionnels à la densité du courant, ont leur origine dans la variation spatiale de l'aimantation. Ce deux derniers termes révèlent l'effet du transfert de spin et sont factorisées par deux coefficients b_j (pour le terme adiabatique) et c_j (pour le terme non-adiabatique) liées au courant. Les deux paramètres ont des unités de vitesse et le terme prédominant est le terme adiabatique ($c_j/b_j = 0.01$). D'après eux, en prenant le cas d'une paroi simple de Néel, le terme adiabatique cause une distorsion de la paroi, étant important seulement dans la vitesse initiale de la paroi. La vitesse finale de la paroi est reliée au terme non-adiabatique.

Zhang Levy et Fert [ZHA02] calculent l'effet du spin-torque dans les multicouches ferro/non-magnétiques en essayant de donner une base physique au terme non-adiabatique. Le pré-facteur β est considéré dépendant des temps d'échange et de spin-flip (où de leurs longueurs associées l_J et respectivement l_{sf}) comme $\beta = (l_J/l_{sf})^2$. Estimant l_J comme étant de l'ordre de quelques

nanomètres et ils établissent que l'effet de spin-torque est le résultat de l'accumulation de spins sur une longueur l_J .

Dans ce modèle donc, une réduction de la longueur de diffusion de spin devrait augmenter l'effet d'un courant sur l'aimantation la paroi et en conséquence la valeur du paramètre β .

Une approche différente des processus non-adiabatiques a été faite par Waintal et Viret [WAI04] en se basant sur la construction conceptuelle du spin mistracking de Viret pour la résistance de paroi.

Dans leur approche, le spin itinérant rentrant dans la paroi magnétique effectue une précession de Larmor autour du champ d'échange local. Le couple sur la paroi est nul ou maximal, selon l'orientation du spin par rapport à l'aimantation locale. Une distorsion périodique de la paroi est prédite quand un spin avec une longueur d'onde égale à λ_L passe par la paroi. Les auteurs stipulent que cette échelle de longueur (λ_L) définit le régime dans lequel l'électron se trouve au moment du passage (régime adiabatique ou non-adiabatique) par la paroi : pour $\lambda_L \ll \lambda$ où λ est la largeur de paroi, le processus sera adiabatique, par contre dans le cas inverse le passage se fera dans le régime non-adiabatique. Pour des métaux d normaux cette longueur de Larmor est de l'ordre de quelques nanomètres. Pour la plupart des matériaux la condition $\lambda_L \ll \lambda$ est respectée, mais dans le cas des matériaux à haute anisotropie perpendiculaire, telles que le FePt, λ_L et λ sont du même ordre de grandeur.

La poursuite de ce raisonnement est faite dans un article plus récent [VAN07]. Dans cet article, les auteurs introduisent deux couples qui apparaissent au moment du passage d'un électron par une paroi : un couple de distorsion (adiabatique) et un couple de pression (non-adiabatique). Ils étudient les cas d'une paroi de Bloch de largeur égale à λ_L et $5 \times \lambda_L$ et analysent les valeurs moyennes de ces deux couples par des techniques numériques. D'après eux la forme de la paroi et la largeur de paroi jouent un rôle important dans l'amplitude de ces couples (aspect noté aussi par Xiao *et. al.* [XIA06]).

Ils montrent que pour une paroi fine (de l'ordre de λ_L) le couple de distorsion entraîne des grandes oscillations et est dominant dans le STT. Ceci est compréhensible si on considère qu'en entrant dans la paroi, un spin très désaligné met plus du temps pour s'aligner que dans le cas d'une paroi plus large. Une autre conclusion importante de ces travaux est que l'amplitude du couple non-adiabatique est attendue à quelques pourcents, mais qu'elle est plus petite que celle du couple de distorsion (adiabatique), même pour des largeurs de paroi proches de λ_L .

La largeur de paroi et surtout l'amplitude du changement de la direction de l'aimantation dans la paroi est un paramètre très important dans le modèle de Xiao *et. al.* [XIA06]. Ces auteurs font des calculs classiques et quantiques de la polarisation et du STT. Des résultats analytiques sont obtenus pour une spirale de spin infinie et des résultats numériques sont obtenus pour des profils de parois réels. La limite adiabatique décrit, dans leur modèle, le spin d'un électron de conduction qui suit la direction de la somme du champ d'échange et un champ effectif, dépendant de la vitesse, et produit par le gradient d'aimantation dans la paroi. Des effets non-adiabatiques sont engendrés pour des parois extrêmement fines, et l'amplitude de ces effets décroît exponentiellement avec l'augmentation de la largeur de paroi.

De leur côté, Tatara et Kohno [TAT04, TAT08] séparent l'effet du courant polarisé sur la paroi en deux parties. Une contribution due à la réflexion des électrons de conduction ("linear momentum transfer") qui crée une pression sur la paroi et une deuxième contribution (appelé *spin torque*), qui apparaît quand le moment cinétique de l'électron de conduction est transféré à l'électron magnétique localisé. Il faut noter que dans la théorie de Tatara *et al.* le terme de *spintorque* est inclus dans la partie adiabatique du transfert de spin, le terme de réflexion n'étant pas inclus. Ils considèrent un troisième terme dû à la relaxation des spins, lié au paramètre β_{sf} , et proportionnel au courant polarisé. Le terme de réflexion et celui de relaxation sont responsables du mouvement de la paroi sous l'action du courant polarisé, le paramètre non-adiabatique

habituel β étant la somme du terme de réflexion des électrons et du produit $\beta_{sf}P$.

Les auteurs soulignent l'importance du piégeage extrinsèque (sur les défauts), et selon la largeur de paroi ils retrouvent qu'il y a un courant critique pour le mouvement, même en l'absence du piégeage extrinsèque. Pour des parois larges, l'approximation adiabatique est valable et les parois ne sont pas sensibles aux défauts, mais un courant critique intrinsèque apparaît proportionnel à l'anisotropie magnétocristalline suivant l'axe difficile d'aimantation (K_{\perp}).

Pour les parois fines, la contribution du piégeage extrinsèque est déterminante, le mouvement de la paroi étant contrôlé par le transfert d'impulsion de l'électron de conduction à la paroi, le courant critique de dépiégeage et le paramètre β dépendent de la largeur de paroi, étant susceptibles de diminuer au passage d'une paroi large (Py) à une paroi fine (FePt).

La conclusion la plus importante de ce sous chapitre est que, même si les mécanismes qui sont à la base de ces modèles théoriques sont différents, tous prédisent que pour des largeurs de parois comparables à des diverses longueurs caractéristiques du transport ($l_{sf}, l_J, \lambda_L, \lambda_{ipm}$), les effets du transfert de spin (surtout non-adiabatique) doivent augmenter par rapport au cas des parois larges (aimantation planaire).

1.3 Conclusion

Ce chapitre a eu comme objectif de rappeler quelques notions relatives au transport électronique polarisé en spin dans les ferromagnétiques et de faire un état de l'art des contributions expérimentales et théoriques à l'étude de la propagation des parois magnétiques sous l'action d'un champ magnétique ou d'un courant polarisé.

La nécessité de diminuer les densités de courant critique pour la propagation des parois magnétiques a engendré un passage des matériaux à aimantation planaire aux matériaux à aimantation perpendiculaire. Les prédictions théoriques et aussi les expériences menées sur ces matériaux ont démontré que des densités critiques plus basses peuvent être obtenues, mais que pour bien contrôler la propagation des parois magnétiques dans ces matériaux, un contrôle du piégeage/dépiégeage des parois sur les défauts est essentiel.

Dans la suite de ce manuscrit nous allons présenter les propriétés de l'alliage FePt (qui constitue notre système ferromagnétique) et nous allons analyser le comportement de la propagation des parois magnétiques de taille très mince ($\approx 1 \text{ nm}$) sous l'action d'un champ magnétique/courant en utilisant des techniques de mesure de magnéto-transport.

RENVERSEMENT D'AIMANTATION DE COUCHES MINCES FePt/MgO ET DE VANNES DE SPIN À BASE DE FePt

Dans ce chapitre nous allons étudier les propriétés de renversement d'aimantation dans des couches minces de FePt déposées soit directement sur le substrat MgO (couche simple FePt) soit en structure de type vanne de spin FePt/Pt(Pd)/FePt/MgO. Le but de cette étude est d'optimiser les propriétés magnétiques, électriques et de magnétorésistance de nos échantillons, en vue de réaliser des expériences de propagation des parois magnétiques dans des nanofils élaborés à partir de ces structures.

L'objectif de ces travaux de thèse est d'étudier la propagation d'une paroi magnétique unique, isolée dans un nanofil, donc avoir une paroi unique implique une faible densité de nucléation dans la couche FePt/MgO où dans la couche douce de la vanne de spin, et un renversement d'aimantation par propagation des parois.

2.1 Couches minces FePt/MgO

Dans ce sous-chapitre, nous allons étudier la croissance et les propriétés macroscopiques des couches FePt/MgO ainsi que le mécanisme de retournement d'aimantation au niveau microscopique.

2.1.1 Croissance de l'alliage FePt sur substrat MgO(100)

Au sein de notre laboratoire, l'influence des conditions de dépôt sur la mise en ordre $L1_0$ (cf. fig. 2.1) de l'alliage FePt (FePd), a été étudiée en détail [HAL01]. L'obtention d'un degré d'ordre maximal, associé à une forte anisotropie magnétique perpendiculaire, peut se faire suivant deux voies différentes :

- la croissance de l'alliage peut être réalisée par codépôt des deux éléments à forte température (770 K) sur une couche tampon de platine, de paramètre de maille légèrement supérieur au paramètre de maille a de l'alliage. Notons que la contrainte épitaxiale favorise donc la croissance de la phase ordonnée $L1_0$ dans le variant d'axe c suivant [001],

- la croissance peut être réalisée par co-dépôt à 770 K directement sur un substrat MgO(100). Dans ce cas, les toutes premières couches atomiques sont très perturbées par un grand nombre de dislocations (environ une tous les dix plans atomiques) qui permettent de relaxer très rapidement l'écart considérable des paramètres de maille avec le substrat ($\approx 10\%$).

2.1 Couches minces FePt/MgO

Dans les deux cas, une croissance avec formation d'un variant d'axe c perpendiculaire au substrat est favorisée. Signalons que d'autres modes de dépôt sont possibles : un codépôt à température plus faible, ou la croissance plan par plan de l'alliage (dépôt alterné de monocouches atomiquement pures). Toutefois, un degré d'ordre plus faible (donné par le paramètre d'ordre à longue distance S , $S = |n_{Fe/Fe} - n_{Pt/Fe}|$ les $n_{x/y}$ étant les taux d'occupation d'atomes de fer du sous-réseau de fer ou de platine) est alors obtenu.

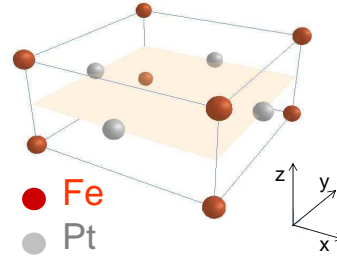


FIGURE 2.1 – Structure cristalline de la phase $L1_0$ de l'alliage FePt.

Les dépôts FePt/MgO (100) ont été effectués par Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM), en mode codépôt à haute température ($\approx 770K$) [HAL02]. Toute la technique expérimentale de dépôt (bâti d'épitaxie, etc.) est présentée dans les annexes 1 et 2. La vitesse de dépôt est de l'ordre de 0.6 \AA/s . La croissance de la structure est suivie en continu par RHEED (diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante) (voir fig.2.2).

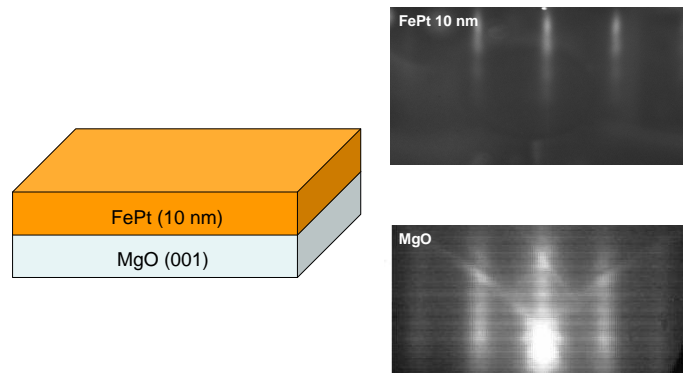


FIGURE 2.2 – Schéma d'un empilement FePt(10nm)/MgO(100) avec clichés RHEED correspondants au substrat MgO monocristallin et à la couche de FePt obtenue par co-dépôt à 770K. Les clichés RHEED sont pris suivant l'azimut $[100]$ du substrat.

Le processus de croissance FePt/MgO est maîtrisé de longue date [HAL01a] et la mise en ordre chimique à longue distance ($S \approx 0,8$) dans la phase $L1_0$ suivant le seul variant $[001]$ est obtenue spontanément. Toutefois, les premières couches déposées sont mal ordonnées, du fait de la forte différence de paramètre de maille dans le plan de l'alliage FePt avec le substrat ($\frac{\Delta a}{a} \approx 8,6\%$) : il

y a ainsi l'apparition instantanée d'un réseau de dislocations parfaites à l'interface FePt/MgO. Les premières couches déposées servent de couche tampon pour les suivantes.

Une mesure de diffraction X (cf. fig. 2.3) nous a permis d'obtenir les valeurs des paramètres de maille hors du plan $c=3,72 \text{ \AA}$. Cette valeur correspond à celle du matériau FePt massif [JCP99]. Etant donnée la différence de paramètre de maille dans le plan des couches $a_{MgO}=4,21 \text{ \AA}$ et $a_{FePt}=3,85 \text{ \AA}$ ($\pm 0,01 \text{ \AA}$), le matériau ferromagnétique croît de façon complètement relaxée sur le substrat, la relaxation s'opérant sur les premiers nanomètres de l'interface FePt/substrat [MCA97].

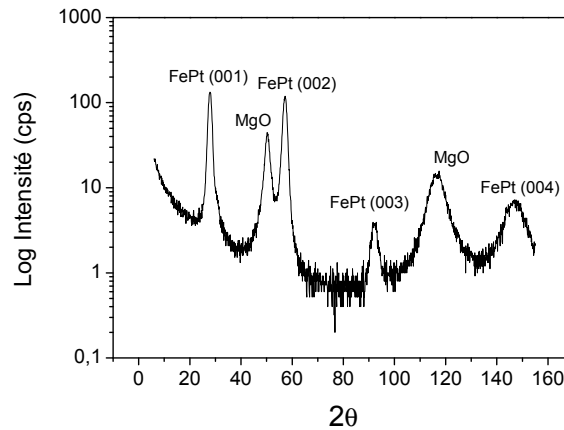


FIGURE 2.3 – Mesure de diffraction de Rayons X sur échantillon FePt(10nm)/MgO (source $k_{\alpha}(Co)$). Nous notons la présence des pics de sur-structure associés au FePt (001) et (003), leur intensité élevée par rapport aux pics fondamentaux témoigne de la bonne mise en ordre de la phase $L1_0$.

Ces mesures de diffraction de rayons X permettent d'évaluer le paramètre d'ordre à longue distance dans nos échantillons ($S \approx 0,8$).

2.1.2 Propriétés magnétiques macroscopiques et résistivité des couches minces FePt/MgO

Nous avons étudié le comportement magnétique des couches de FePt/MgO (100) à partir de mesures de cycles d'hystérésis. Ces mesures ont été effectuées en utilisant une technique de mesure électrique à six pointes (cf. fig. 2.4). Cette mesure nous fournit en fonction du positionnement relatif des pointes, le signal d'Effet Hall Extraordinaire (EHE), qui nous donne les cycles d'aimantation, ou le signal magnétorésistif. Le signal d'EHE est proportionnel à la composante perpendiculaire de l'aimantation dans les couches (cf. chap. 1).

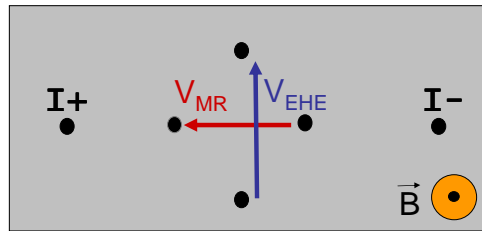


FIGURE 2.4 – Principe de mesure à six pointes, les points noirs représentant les positions des pointes de mesure sur l'échantillon. Les pointes de mesures sont des pointes rétractables d'environ 0.5mm de diamètre. L'ensemble de pointes vient en contact avec la surface de l'échantillon. Un courant circule entre les deux points les plus éloignées. En mesurant la tension longitudinale nous obtenons le signal magnétorésistif ; dans la direction transversale au courant nous mesurons le signal EHE. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan de la couche.

Les mesures ont été effectuées sur deux types d'échantillons : FePt (10 nm)/MgO et FePt (32 nm)/MgO.

Commençons d'abord par l'analyse de la forme des cycles d'hystérésis de deux types d'échantillons (cf. fig. 2.5). Les cycles d'hystérésis en champ perpendiculaire présentent une aimantation rémanente égale à l'aimantation à saturation, et une forte coercivité (0.45 T pour l'échantillon FePt (10 nm) et 0.4 T pour celui plus épais FePt (32 nm)). La valeur du champ coercitif varie d'un échantillon à l'autre (pour une même épaisseur) entre 0.4 et 0.5 T. Nous pouvons aussi observer que le renversement d'aimantation est abrupt dans les échantillons FePt (10nm) et moins abrupt dans le cas des échantillons de 32nm d'épaisseur. Ce renversement moins abrupt de l'aimantation est dû aux contributions plus importantes du champ démagnétisant dans les couches plus épaisses.

Les valeurs de M_S des couches de FePt sont voisines de $1.03 \times 10^6 A.m^{-1}$ [GEH97] quand à la valeur de l'anisotropie magnétocristalline elle a été mesurée à $K_U = 5 \times 10^6 J/m^3$ par Attané *et al.* [ATT01]. La haute valeur de l'anisotropie perpendiculaire est le résultat du fort couplage spin-orbite du Pt. La valeur déduite - lors des cycles à champ appliqué dans le plan de la couche de FePt - du champ de saturation est d'environ 8.5 T [ATT01] ce qui nous amène à une valeur du champ d'anisotropie, défini comme $H_A = 2K_U/\mu_0 M_S$, de 10 T.

La résistivité électrique est un indicateur important de la qualité des couches. Dans l'optique de la réalisation des études en utilisant des phénomènes de transport (GMR), les longueurs caractéristiques du transport (libre parcours moyen), vont être dépendantes de la qualité structurale et du nombre de défauts.

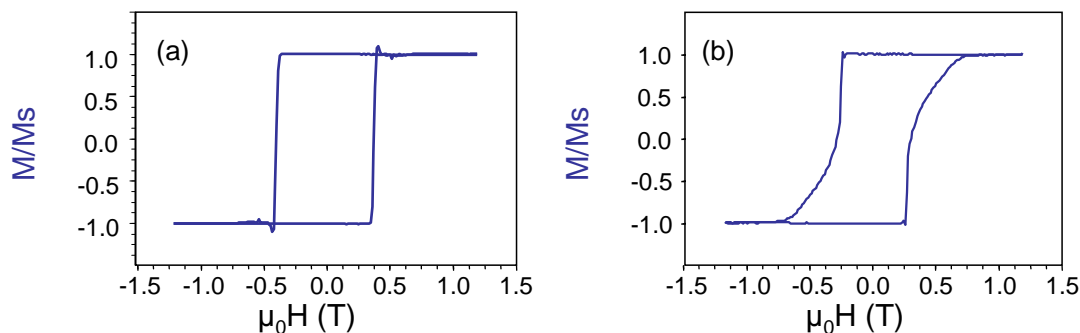


FIGURE 2.5 – Courbes d’aimantation obtenues par des mesures d’EHE pour un échantillon (a) FePt (10 nm)/MgO et (b) FePt (32 nm)/MgO.

La résistivité mesurée sur les premiers échantillons FePt/MgO déposés, était de $733 \times 10^{-9} \Omega.m$ à température ambiante, plus grande que les valeurs de résistivité du Fe épitaxié ($\rho = 150 \times 10^{-9} \Omega.m$) [SCH98] et FePt épitaxié ($\rho = 210 \times 10^{-9} \Omega.m$) trouvées dans les travaux de [YU00] pour des couches plus épaisses (100 nm).

En général, la résistivité des couches métalliques augmente avec la diminution de l’épaisseur des couches (voir [SCH98] pour le cas d’une couche mince de Fe), à cause des contributions à la résistivité liées à la diffusion des électrons sur les surfaces. La formule de calcul de la résistivité en fonction de l’épaisseur est donnée par le critère de Fuchs-Sondheimer [SON01, SCH98] :

$$\rho(t) = \rho_b + \frac{3}{8}(1-p)\frac{\rho_b \lambda_{lpm}^b}{t}, \quad (2.1)$$

où t est l’épaisseur de la couche, ρ_b et λ_{lpm}^b sont respectivement la résistivité et le libre parcours moyen dans le matériau massif et p est la fraction d’électrons réfléchies de manière spéculaire sur les interfaces.

En prenant deux valeurs d’épaisseur (32 et 100 nm) et en considérant que les autres paramètres sont les mêmes, nous obtenons un rapport de résistivités de 1.01. Même si on considère les couches FePt(10nm)/MgO, cette valeur du rapport des résistivités s’élève à 1.07. Ceci est en accord avec le modèle de Fuchs-Sondheimer, dans lequel au delà du rapport 2 entre l’épaisseur de la couche et le libre parcours moyen, le rapport résistivité couche mince/résistivité bulk change de très peu et a une valeur proche de l’unité.

Un rapport de 3.66 entre la résistivité retrouvé dans nos dépôts FePt/MgO et celle de Yu *et al.* a été calculé. Cette différence importante de résistivité retrouvée dans les couches FePt/MgO comparée à celle de Yu *et al.* ne peut pas donc s’expliquer juste par la diminution de l’épaisseur.

La qualité cristalline (présence des défauts) peut influencer la résistivité d’une couche mince. Un indicateur de la qualité cristalline est le rapport résistivité à haute température (300 K)/résistivité à basse température (3 K), (RRR), qui est de 2 dans le cas de notre couche de 32 nm pour une résistivité forte ($733 \times 10^{-9} \Omega.m$). Cette valeur basse suggère une résistivité de nos couches de FePt/MgO qui est due surtout à la diffusion des électrons sur des défauts structuraux.

Pour améliorer cette résistivité, nous nous sommes interrogés sur la propreté du substrat MgO, en sachant que la croissance de l’alliage FePt/MgO se fait par introduction de dislocations à l’interface entre le FePt et le MgO. La présence d’impuretés à l’interface serait un facteur

amplifiant de la résistivité et pour s'assurer de la propreté de la surface MgO nous avons fait un nettoyage plus rigoureux du substrat.

Aussi, nous nous sommes interrogés sur la stoechiométrie de nos couches.

En ré-calibrant les vitesses de dépôt du Fe et Pt, et en réalisant un nettoyage plus rigoureux du substrat, nous avons réussi d'améliorer la résistivité de nos dépôts FePt/MgO, en obtenant des valeurs de $\rho = 263 - 350 \times 10^{-9} \Omega.m$.

2.1.3 Mécanisme de renversement d'aimantation dans les couches FePt/MgO

Nous allons passer maintenant à l'analyse détaillée du mécanisme de renversement d'aimantation dans les couches FePt/MgO(100).

Considérons le retournement d'aimantation à partir de l'état saturé en champ négatif. Notons H_R le champ pour lequel a lieu le début du renversement d'aimantation (cf. figure 2.6), H_N le champ de nucléation intrinsèque des domaines renversés et H_P le champ de propagation des parois.

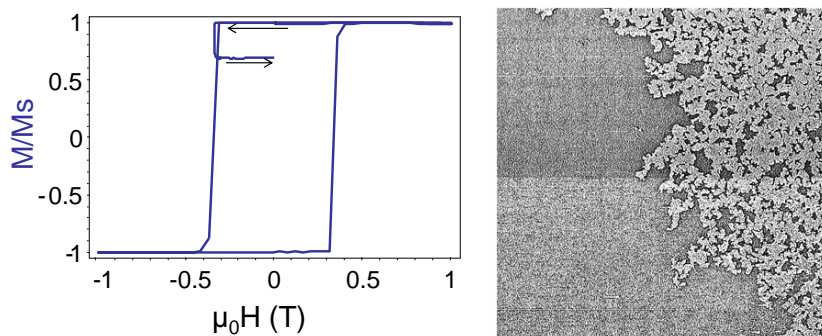


FIGURE 2.6 – Cycle d'hystérésis mesuré par EHE sur un échantillon FePt/MgO(100) (gauche), les flèches indiquent le sens de lecture sur le cycle mineur (EHE) et cliché MFM (droite) de $16 \mu m \times 16 \mu m$ pour un état de renversement d'aimantation de 15%. Notons la faible densité de nucléation des domaines renversés sur le cliché MFM avec la présence d'un grand domaine connexe en blanc.

La coercivité peut être associée à une nucléation difficile ($H_R = H_N$), ce qui est compatible avec les fortes anisotropies observées dans nos dépôts. En effet, le coût énergétique d'une paroi de Bloch est proportionnel à $\sqrt{AK_U}$. Dans un modèle simple, la nucléation d'un domaine magnétique inclut un gain en énergie Zeeman qui permet de compenser le coût de l'énergie de la paroi (nous négligeons l'énergie dipolaire). Le coût en énergie de paroi dans nos matériaux à forte anisotropie étant élevé, cela se traduit par des champs de nucléation élevés. Dans cette hypothèse, c'est la nucléation qui contrôle la coercivité. Elle est suivie par une propagation rapide des parois, et $H_N > H_P$.

Dans les alliages ordonnés chimiquement, les défauts structuraux changent les propriétés magnétiques locales, ce qui induit des énergies d'anisotropie et d'échange différentes et un éventuel piégeage des parois de domaines. Ainsi, le mouvement des parois magnétiques dans des alliages tels que le FePt peut être bloqué par la présence des défauts structuraux, ce qui induit une forte coercivité à l'échelle macroscopique ($H_P = H_R > H_N$).

En effet, en regardant le cycle d'hystérésis dans la figure 2.6, nous remarquons qu'ils n'est

pas réversible : en ramenant le champ appliqué à 0 T, l'échantillon est rémanent, en gardant sa proportion d'aimantation retournée. Par conséquent, la propagation des parois est nécessairement difficile, et la coercivité n'est pas seulement liée à la nucléation. Notons que, cette forte interaction parois de domaine-défauts nous permet de stabiliser l'échantillon dans un état de renversement partiel et de mener une étude de cette interaction par microscopie MFM.

L'étude expérimentale des interactions défauts-parois est en général délicate à mener.

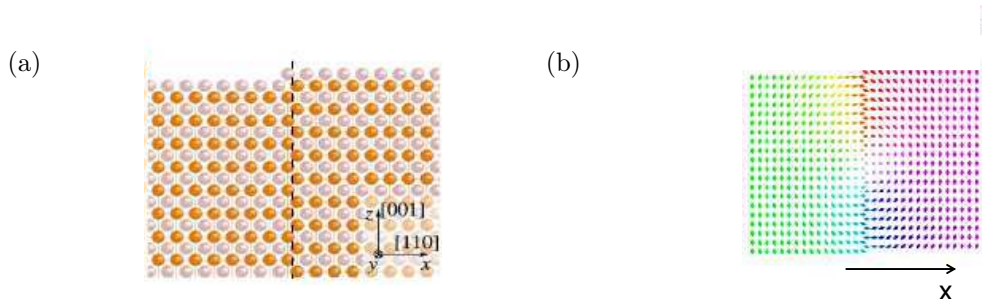


FIGURE 2.7 – (d'après Jourdan *et al.* [JOU07]) (a) Géométrie d'une paroi d'antiphase (b) Paroi magnétique piégée sur une paroi d'antiphase.

Il existe de nombreux défauts pouvant jouer un rôle important dans le piégeage des parois magnétiques. A l'heure actuelle, nous ne pouvons pas mettre en relation la microstructure et le piégeage des parois dans le système FePt/MgO. En effet, la morphologie des parois ne donne pas d'indication sur le type de défaut à l'origine du piégeage.

Des observations TEM effectués par Halley *et al.* [HAL01a] ont identifié deux types de défauts dans les couches minces FePt/MgO : les parois d'antiphase (changement réciproque de la position des atomes de Fe et Pt dans la maille) et les dislocations aux interfaces FePt/MgO.

Jourdan *et al.* [JOU07] ont mené une étude théorique de l'interaction d'une paroi magnétique de type Bloch avec des parois d'antiphase, en utilisant un modèle atomique de type Heisenberg, dans des systèmes FePt très bien ordonnés (cf. figure 2.7). Les simulations ont démontré un fort piégeage des parois sur les parois d'antiphase.

Une autre étude récente de Jourdan *et al.* [JOU09] a démontré en utilisant des modèles numériques, que dans le cas d'une couche mince de FePt/MgO, les dislocations aux interfaces seraient responsable pour la haute coercivité retrouvée expérimentalement, cette coercivité diminuant avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche.

Néanmoins, le fait que le renversement d'aimantation dans les couches FePt/MgO(100) soit contrôlé par le piégeage des parois sur des défauts "naturels" et qu'une faible densité de sites de nucléation de domaines retournés soit observée (cf. figure 2.6 à droite), nous permet de bien mener le reste de l'étude présentée dans cette thèse, c'est-à-dire étudier le dépiégeage d'une paroi (isolée dans une piste nanométrique) sur un défaut structural unique.

2.2 Etude des propriétés magnétiques et électriques des structures de type vanne de spin

Dans ce sous-chapitre nous allons nous intéresser aux structures multicouches de type vanne de spin à base de FePt [MIH09]. Dans une première partie nous allons étudier les propriétés macroscopiques de ces structures, et comment nous pouvons les optimiser. Dans la deuxième partie nous présenterons une analyse approfondie du mécanisme de renversement d'aimantation dans ces vannes de spin.

2.2.1 Structure et caractérisation par des mesures d'EHE

La structure vanne de spin consiste en un empilement de trois couches minces, où l'aimantation de deux couches magnétiques - séparées par une couche métallique non magnétique- peut être contrôlée de manière indépendante [DIE91]. La vanne de spin a permis notamment d'utiliser la magnétorésistance géante (GMR) dans les têtes de lecture de disques durs.

Initialement, les vannes de spin ont été conçues avec des matériaux présentant une aimantation planaire [BAI88, BIN89, PAR90].

Les systèmes à aimantation perpendiculaire ont aussi suscité l'intérêt [DUP90] mais la plupart des études sur ces types de vannes de spin sont parues plus récemment [NIS02, GAR03, SEK06]. Le développement des techniques de nanofabrication a motivé les études sur des vannes de spin à aimantation perpendiculaire, leur forte anisotropie magnétocristalline permettant de combiner les concepts issus de la spintronique avec une miniaturisation toujours plus importante (mémoires MRAM, etc.), tout en gardant une très bonne stabilité thermique.

L'intérêt pratique des vannes de spin repose, donc, sur l'accès à des configurations dans lesquelles les aimantations des deux couches ferromagnétiques sont alignées dans le même sens (configuration parallèle, notée P) ou alignées dans des sens opposés (configuration antiparallèle, notée AP). Ceci implique nécessairement que les deux couches ferromagnétiques présentent des champs de renversements d'aimantation différents, *i.e.* possèdent des champs coercitifs très différents de façon à pouvoir retourner leur aimantations indépendamment. Dans le cas de vannes de spin symétriques, *i.e.* possédant deux électrodes de même nature, cet effet peut être obtenu par plusieurs voies :

- la technique la plus utilisée consiste à accoler à l'une des deux électrodes une couche antiferromagnétique. Par interaction d'échange [ZHA07], cette dernière va stabiliser l'aimantation de cette couche ferromagnétique [DIE91].

- en utilisant le couplage RKKY [MAR99] (cas des multicouches Ferro/non-magnétiques). Dans ce cas l'état magnétique des deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non-magnétique oscille entre P et AP et l'amplitude du couplage RKKY décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche non-magnétique.

- une alternative consiste à singulariser les propriétés magnétiques de chaque électrode, en jouant sur les épaisseurs déposées ou sur leur désordre structural, de façon à différencier les champs de renversement mis en jeu.

Au vue des forts champs coercitifs de nos couches, c'est cette dernière voie que nous avons choisi d'explorer pour élaborer nos vannes de spin du type FePt/Pt(Pd)/FePt/MgO(100).

Les conditions expérimentales de dépôt des couches de FePt on été déjà décrites dans la partie 2.1. La seule différence est la température à laquelle la couche de Pt(Pd) a été déposée (600 K), comparée à la température à laquelle les couches de FePt ordonnées L1₀ ont été déposées (770 K). Nous avons choisi de baisser cette température pour éviter la diffusion d'espèces atomiques de Fe dans la couche dite "tampon" de Pt (Pd). Le dépôt a été suivi in-situ avec une technique de diffraction électronique (RHEED). Comme nous pouvons voir dans la figure 2.8, la qualité des

surfaces des couches est assez bonne, la présence de tiges de diffraction témoignant de la bonne croissance épitaxiale et de la planéité des couches.

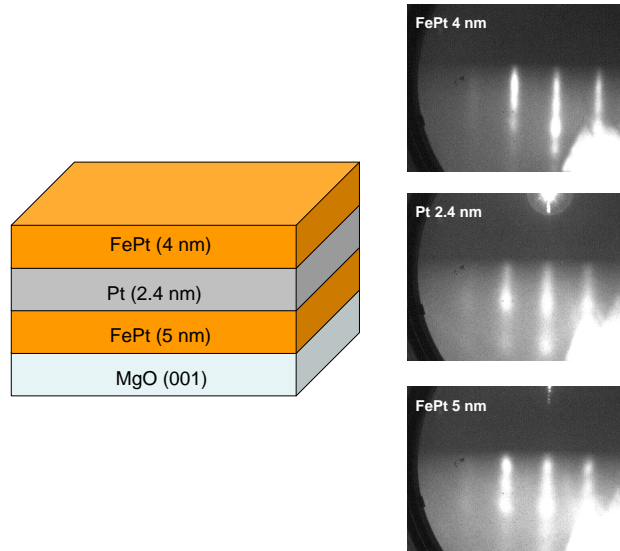


FIGURE 2.8 – Schéma de structure d'un échantillon FePt/Pt/FePt/MgO(001) et clichés RHEED correspondants à chaque couche déposée. La direction de croissance correspond à la direction cristallographique [001] du substrat. Les clichés RHEED sont pris suivant l'azimut [100] du substrat.

Pour étudier les propriétés magnétiques de ces structures nous avons réalisé des mesures EHE en utilisant le même banc de mesure que celui utilisé dans la partie 2.1, avec un champ perpendiculaire variant de -1 T à 1 T. Dans la figure 2.9 nous présentons des mesures d'EHE effectuées sur deux échantillons différents FePt/Pt/FePt/MgO (100).

Plusieurs structures de type vanne de spin ont été déposées (cf. table 2.1), et pour pouvoir améliorer les propriétés macroscopiques de ces couches (séparation des champs coercitifs, optimisation de la valeur GMR), nous avons choisi de jouer sur les épaisseurs des couches FePt et de la couche tampon. Nous avons aussi fait varier la nature de la couche tampon (Pt et Pd).

Pour pouvoir observer un alignement AP, nous avons besoin de deux champs coercitifs bien différents. Pour cela, il est nécessaire d'éviter l'apparition d'un couplage entre les deux électrodes ferromagnétiques.

Le tableau 2.1 présente nos résultats obtenus sur une série de structures vanne de spin. Il précise aussi si un état AP peut être obtenu.

Dans le cas où la couche FePt/MgO a une épaisseur de 10 nm, aucune configuration AP n'a été obtenue. Vue l'épaisseur de la couche tampon utilisée (jusqu'à 3.2 nm), cette non obtention de la configuration AP pourrait être due à la similarité des valeurs des champs coercitifs des deux électrodes FePt, ou à l'occurrence d'un couplage dipolaire entre ces deux couches.

Dans le cas où la couche de FePt/MgO a une épaisseur de 5nm (cf. figure 2.9b), pour obtenir l'état AP, nous avons besoin d'une couche tampon épaisse (>2.4 nm). De manière contre-intuitive, dans ce type de structure, deux champs coercitifs bien différents sont obtenus pour des épaisseurs similaires (4 et 5 nm) des couches magnétiques.

L'absence de l'état AP dans les échantillons dont l'épaisseur de la couche de Pt est de 1.6 nm

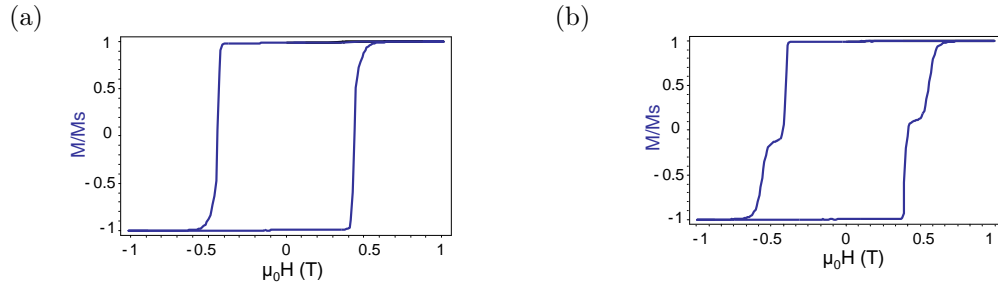


FIGURE 2.9 – Mesure d'EHE d'une tri-couche (a) FePt (4 nm)/Pt (1.6 nm)/FePt (5 nm)/MgO(100) - dans ce cas nous n'observons pas d'état AP et (b) FePt (4 nm)/Pt (2.4 nm)/FePt (5 nm)/MgO(100) les électrodes se renversent pour des champs différents. L'état AP est mis en évidence par l'apparition d'un plateau au cours du renversement d'aimantation.

pourrait trouver son origine dans la diffusion des atomes de Fer. Ces atomes de Fer avaient diffusé dans le Pt au cours du dépôt ($T_{\text{dépôt}}=770$ K), générant une couche quasi-continue de FePt. Ainsi, le comportement de ces structures ressemblerait au comportement d'une couche simple de FePt (cf. figure 2.9a).

<i>FePt/X/FePt//MgO</i>		
épaisseur en nm	<i>X</i>	configuration AP
4/2.4/10	<i>Pt</i>	<i>Non</i>
4/3.2/10	<i>Pt</i>	<i>Non</i>
4/1.6/5	<i>Pt</i>	<i>Non</i>
4/2.4/5	<i>Pt</i>	<i>Oui</i>
4/3.2/5	<i>Pt</i>	<i>Oui</i>
5/2/5	<i>Pd</i>	<i>Non</i>
5/2.5/5	<i>Pd</i>	<i>Non</i>
5/3/5	<i>Pd</i>	<i>Oui</i>

TABLE 2.1 – Diverses structures FePt/Pt(Pd)/FePt/MgO(100) avec leur caractéristiques structurales, et indication de la possibilité d'obtenir un état antiparallèle des deux couches de FePt dans le cycle d'hystérésis.

2.2.2 Mesures GMR

En parallèle des mesures d'EHE, nous avons fait des mesures de MR à température ambiante sur toutes les structures de type vanne de spin élaborées. Dans la figure 2.10 nous présentons deux mesures de MR effectuées sur des échantillons de type FePt (4 nm)/Pt(x-nm)/FePt (5 nm)/MgO(100).

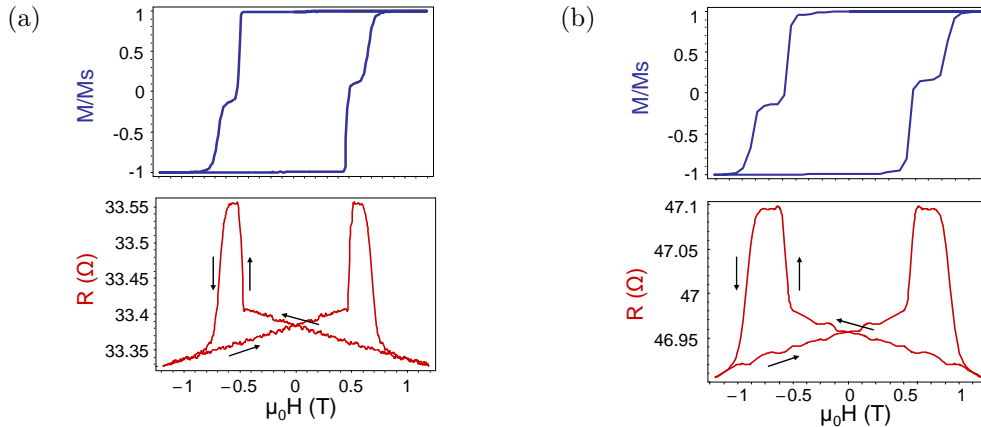


FIGURE 2.10 – Mesures d'EHE et MR correspondant à (a) un échantillon FePt (4 nm)/Pt (2.4 nm)/ FePt (5 nm) /MgO (100) et (b) un échantillon FePt(4 nm)/Pt (3.2 nm)/FePt(5nm)/MgO (100). Les flèches indiquent le sens de lecture des mesures.

Dans chacune des deux mesures de MR, nous observons un plateau presque horizontal qui correspond à l'état haut de résistance apparaissant dans l'état AP, avec une augmentation abrupte de la résistance lors du retournement d'aimantation dans la couche douce (FePt/Pt), suivi par une décroissance moins abrupte que l'augmentation initiale lors du retournement de la couche dure (FePt/MgO). Nous pouvons aussi observer, dans l'état saturé, la présence d'une décroissance linéaire de la résistance fonction du champ magnétique appliqué (ce phénomène sera analysé en détail dans le chapitre suivant).

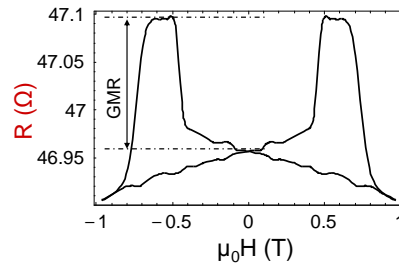


FIGURE 2.11 – Estimation de la GMR à partir d'une mesure de MR sur une vanne de spin FePt(4)/Pt(3.2)/FePt(5)/MgO.

Pour estimer la valeur de la GMR, nous avons comparé la valeur de la résistance mesurée à champ appliqué nul avec sa valeur maximale lors du retournement de la couche douce (cf. figure

2.11).

Dans le tableau 2.2 nous avons réuni les valeurs de GMR correspondantes à chaque vanne de spin mesurée. Nous remarquons bien qu'en réduisant l'épaisseur de la couche tampon (Pt) nous augmentons la valeur de GMR mesurée. Nous présentons aussi dans la dernière colonne, la différence des champs coercitifs de deux couches FePt, mais une correspondance directe de cette différence de champs coercitifs avec l'épaisseur de la couche tampon ou la valeur de la GMR ne peut pas être faite. Cette différence de champ coercitif est en effet variable d'un échantillon à un autre (même si les épaisseurs des couches et les conditions de dépôt sont les mêmes).

<i>FePt/X/FePt//MgO</i>			
épaisseurs en nm	<i>X</i>	GMR%	$\frac{\Delta H_c}{H_c^{moyen}}$
4/2.4/5	<i>Pt</i>	0.65	0.46
4/3.2/5	<i>Pt</i>	0.34	0.4
5/3/5	<i>Pd</i>	0.8	0.38

TABLE 2.2 – Différentes structures de type vanne de spin et leurs valeurs de GMR correspondantes.

Pour optimiser la GMR, la nature de la couche tampon a été changée. Le Pt est un métal présentant une forte interaction spin-orbite (SO), qui entraîne une dépoliarisation des électrons qui le traversent et en conséquence une diminution de la GMR. Nous avons changé le Pt que nous avons utilisé dans un premier temps comme couche tampon et nous avons utilisé du Pd. Ce changement en induit une augmentation d'un facteur 2 de la GMR dans le cas où la couche tampon de Pd de 3 nm d'épaisseur est comparée à celle de Pt de 3.2 nm d'épaisseur.

Nous avons observé l'influence de l'épaisseur de la couche tampon sur la valeur de la GMR. Pour maximiser la GMR, l'épaisseur de la couche tampon a été réduite jusqu'à la limite inférieure où un état AP ne pouvait plus être stabilisé.

Un compromis entre le libre parcours moyen électronique dans le Pt ou Pd ($\lambda_{lpm}Pd = 21 \pm 5$ nm et $\lambda_{lpm}Pt = 20 \pm 6$ nm [KUR02], à basse température) et l'épaisseur nécessaire pour découpler magnétiquement les deux électrodes de FePt, doit être pris en compte. Notons que le paramètre pertinent est λ_{lpm} et non s_f car le transport est réalisé en configuration CIP. Un résultat marquant est que même si les libres parcours moyens du Pt et Pd sont très proches, une grande différence dans l'amplitude de la GMR est observée.

Une explication peut se retrouver dans la variation du paramètre de perte de mémoire de spin aux interfaces entre le Pd/Pt et le FePt $\delta_{N1/N2}$. Le paramètre de perte de mémoire nous donne l'amplitude avec laquelle la différence de résistance spécifique (résistance multipliée par la surface du flux associé au courant électrique) décroît en fonction du nombre d'interfaces Pt/ferro au travers desquelles le courant passe ($\Delta R \propto -\delta_{N1/N2}N$) où N1/N2 sont les deux couches métalliques et N le nombre de répétitions de ces interfaces ($R_{tot} = R_{bulk} + R_{int} = R_{bulk} + N \times R_S$, R_S étant la résistance d'interface). Son origine se retrouve dans la diffusion avec changement de spin générée par le couplage spin-orbite à l'interface Pt/Métal. Dans le cas des interfaces de Pt(Pd)/Cu, il a été montré que la perte de mémoire à basse température dans le cas du Pt est 3 fois plus grande que dans le cas du Pd [KUR02].

Une autre origine de ces variations pourrait être la haute résistivité mesurée (affectant les libres parcours moyens) dans nos couches de FePt ou tout simplement que le degré d'antiparallélisme des couches de FePt diffère d'un système à l'autre.

La différence importante de la GMR (rapport presque de 2) entre les cas des couches non-

magnétiques de 2.4 nm et 3.2 nm de Pt utilisés ne peut pas être expliquée dans le cadre d'un modèle simple de la CIP-GMR [LEV90] ($\Delta_{GMR} \propto \exp(-t_{NM}/\lambda_{ipm}^{NM})$), ce modèle donnant une différence de seulement 32%, pour les valeurs d'épaisseur utilisées et pour un libre parcours moyen estimé à 3nm dans Pt à T ambiante (pour estimer la valeur du libre parcours moyen nous avons utilisé la formule $\lambda_{ipm} = k/\rho$ [KUR02], $k = 700 - 1000\Omega.m^2$).

Les valeurs de GMR (même si elles ne sont pas très grandes en valeur absolue) sont néanmoins suffisantes pour mener notre étude principale du déplacement d'une paroi magnétique.

La valeur maximale de CIP-GMR, obtenue dans le cas d'une couche tampon de Pd, est de 0.8% à température ambiante, cette valeur étant d'un ordre de grandeur plus grande que la valeur obtenue par Seki et al [SEK06] pour des mesures GMR effectuées dans des nanopiliers FePt/Au/FePt en géométrie CPP.

2.2.3 Mode de renversement d'aimantation dans les vannes de spin à base de FePt

Nous avons vu qu'avec des vannes de spin symétriques (couches magnétiques de même nature) et épaisseurs similaires nous sommes arrivés à découpler magnétiquement les deux couches ferromagnétiques obtenant ainsi la possibilité de stabiliser un état AP.

La taille du système étant bien plus grande que la longueur d'échange et l'épaisseur des parois de domaines (les deux de l'ordre de quelques nanomètres), le mécanisme de renversement d'aimantation dans les systèmes à aimantation planaire/perpendiculaire implique la nucléation/propagation de parois des domaines. Il reste à déterminer l'origine microscopique de cette différence entre les deux champs coercitifs des deux électrodes de FePt.

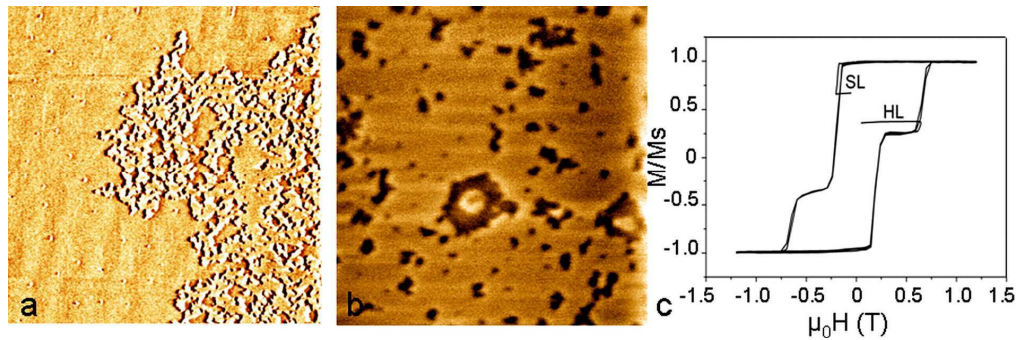


FIGURE 2.12 – Clichés MFM $20\mu m \times 20\mu m$ enregistrés à champ appliqué nul pour deux états de renversement partiel de (a) la couche douce (Soft Layer - SL), le domaine renversé est visible par le contraste donné par les parois (b) la couche dure (Hard Layer -HL) d'une structure FePt (4 nm)/Pt (2.4 nm)/ FePt (5 nm) /MgO (100), les domaines renversées étant en noir (c) Mesure EHE montrant les états magnétiques des deux couche SL/HL.

Pour déterminer l'origine de la coercitivité de deux électrodes ferromagnétiques nous effectuons des cycles mineurs d'hystérésis suivis par des clichés MFM. Le renversement d'aimantation à la fois dans la couche douce et dure se fait par nucléation de domaines renversés et propagation de parois des domaines, ces parois étant piégées sur des défauts.

Dans le cas de la couche douce (cf. fig. 2.12a), le domaine renversé est continu et dendritique et les événements de nucléation sont rares. Ceci suggère que la nucléation est extrinsèque (nucléation

sur des défauts) suivie par une propagation difficile des parois, comme observé auparavant dans le cas des couches simples FePt/MgO.

Dans le cas de la couche dure (cf. fig. 2.12 b), le champ de propagation est plus important que celui de nucléation, donc nous observons une densité plus grande de sites de nucléation.

Les deux couches de FePt contiennent un certain nombre de défauts d'interface et structuraux (dislocations aux interfaces, parois d'antiphases, etc.) qui agissent comme des centres de piégeage pour les parois de domaines [ATT04]. Les valeurs des champs coercitifs résultent de plusieurs facteurs tels que l'ordre chimique, l'anisotropie magnétocristalline et le potentiel de piégeage de défauts. Il est possible que cette différence entre les champs coercitifs des deux couches de FePt trouve son origine dans la variation du type et densité des défauts piégeants aux interfaces des deux couches de FePt avec le substrat et le Pt. Une autre cause de cette différence pourrait être l'anisotropie moins importante de la couche inférieure (FePt/MgO). Cette anisotropie moins importante peut être due à la grande différence de maille cristalline entre le FePt et le substrat de MgO (8.5%) et par conséquent à la plus grande difficulté d'obtenir un bon ordre chimique au sein cette couche. Quoi qu'il en soit, un état AP peut être obtenu même pour un rapport d'épaisseurs des deux électrodes proche de l'unité.

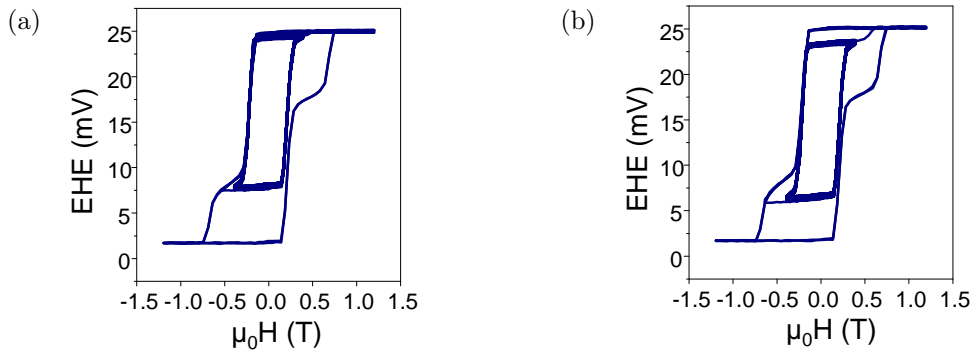


FIGURE 2.13 – Cycles majeurs et cycles mineurs correspondants au cyclage répété de la couche douce pour différents états de renversement de la couche dure, obtenus par EHE sur un échantillon FePt(4 nm)/Pt(2.4 nm)/FePt(5 nm)/MgO(100). Dans (a) la couche dure était renversée partiellement à 0.55 T, et 0.65 T dans (b). Dans chaque cas la couche douce a été cyclée 500 fois.

Dans certaines tri-couches, à aimantation planaire ou perpendiculaire, un couplage entre les couches ferromagnétiques, peut se produire par l'intermédiaire du champ dipolaire généré par les parois de domaine d'une électrode vers l'autre. Ce couplage induit une réplique de la structure en domaines d'une électrode vers l'autre par l'intermédiaire des interactions dipolaires [LEW03, BAL07, WIE05]. Le blocage des parois de domaine d'une couche ferromagnétique sur des parois de domaines de l'autre couche a également été observé [THO00]. Cela se traduit par une désaimantation de la couche dure lors du cyclage de la couche douce [PER07a]. Nous avons procédé à des mesures d'EHE pour divers états de renversement dans la couche dure, et nous avons cyclé 500 fois la couche douce (cf. fig. 2.13 a et b). Aucune désaimantation de la couche dure n'a été observée lors du cyclage de la couche douce contrairement aux résultats obtenus par de Person *et al.* [PER07a], a observé une désaimantation de la couche dure d'une jonction tunnel FePt/MgO/FePt lors du cyclage de la couche douce.

Nous avons également cherché l'existence d'un couplage possible entre les parois des domaines des deux couches de FePt [PER07], en observant par MFM un état dans lequel les deux couches

ferromagnétiques étaient renversées partiellement. Pour les amener dans l'état magnétique souhaité, nous avons d'abord saturé les couches à $-1,2$ T, nous avons ensuite appliqué un champ positif pour renverser totalement la couche douce et partiellement la couche dure. Un champ magnétique est enfin appliqué pour retourner partiellement la couche douce. L'échantillon est observé à rémanence. De cette manière, des domaines peu nombreux, grands et dendritiques sont observés lors du renversement partiel de la couche douce, et en même temps, des domaines plus petits, plus nombreux et aussi dendritiques sont observés lors du retournement de la couche dure (cf. figure 2.14 b).

Pour pouvoir imager les domaines renversés dans les deux couches au même temps, nous avons utilisé le fait qu'une couche saturée magnétiquement ne rayonne pas de champ dipolaire susceptible d'interagir avec la pointe magnétique du MFM. Seul le champ rayonné par les parois dans la couche retournée partiellement est sondé par la pointe MFM, de cette manière la structure en domaines de la couche de FePt inférieure est "visible".

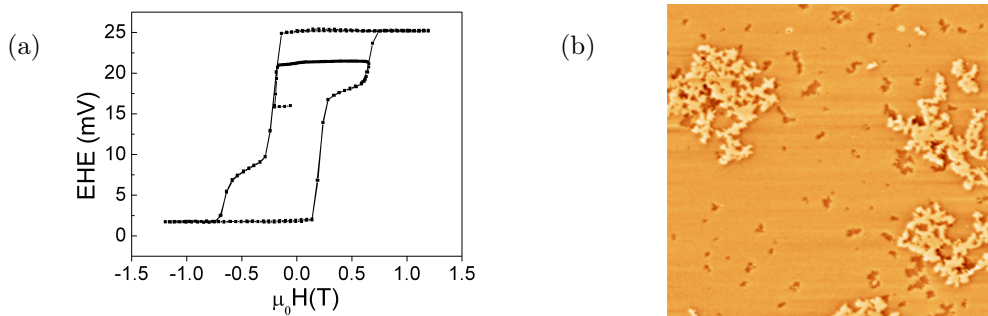


FIGURE 2.14 – Fig 2.10 (a) Mesure EHE montrant l'état magnétique d'un échantillon FePt (4 nm)/Pt (2.4 nm)/FePt (5 nm)/MgO (100) après un cycle mineur d'aimantation correspondant à un renversement partiel de la couche dure, suivi par un renversement partiel de la couche douce. (b) Cliché MFM de $20\mu m \times 20\mu m$ enregistré à champ appliqué nul. Les zones claires/sombres correspondent à des domaines renversés dans la couche douce/dure.

Aucune évidence de corrélation entre les domaines (blocage des parois dans la couche douce sur les parois de la couche dure, etc.) n'est observée, (cf. figure 2.14 b) même après 500 cycles mineurs effectués dans la couche douce, ce qui confirme le fait que les couches sont bien découplées.

2.3 Conclusion

L'étude présentée dans ce chapitre a été menée dans l'objectif de réaliser des couches simples et des vannes de spin à base de FePt, dans le but de réaliser des dispositifs nanométriques (croix de Hall, pistes) pour l'étude de la propagation des parois magnétiques. Une faible densité de nucléation des domaines renversés et un renversement par propagation des parois à partir de ces centres de nucléation étaient nécessaires pour pouvoir isoler une paroi unique dans une piste.

Nous avons confirmé dans ce chapitre les bonnes propriétés magnétiques de ces couches (anisotropie, mécanisme de renversement d'aimantation) et aussi nous avons pu réaliser des structures de type vanne de spin avec des couches FePt complètement découplées.

Les propriétés de transport électriques de ces structures ont aussi été analysées et ont pu être optimisées, notamment la résistivité et la GMR.

DIFFUSION ÉLECTRONS-MAGNONS DANS DES COUCHES MINCES D'ALLIAGE FEPT ET DÉTECTION DU RENVERSEMENT D'AIMANTATION

Dans ce chapitre nous allons étudier en détail la dépendance de la résistivité électrique en fonction du champ magnétique dans des couches d'alliage FePt (10 - 32 nm) pour des températures variant de 3 K à 300 K. Nous allons utiliser un modèle déjà existant pour démontrer que cette magnétorésistance trouve son origine dans des interactions électrons-magnons. Nous montrerons que la résistivité varie proportionnellement à la fois au champ magnétique perpendiculaire et à l'aimantation des couches de FePt. Enfin nous montrerons que ce type de magnétorésistance est utilisable pour mesurer quantitativement le renversement d'aimantation dans des couches minces et nanostructures à base de l'alliage FePt.

3.1 La Magnétorésistance due aux Magnons

Nous avons remarqué lors des mesures d'EHE (fig. 3.1 a) et de résistivité (fig. 3.1 b) en fonction du champ magnétique appliqué, une baisse brutale (0.17 %) de la résistivité lors du renversement d'aimantation dans la couche mince de FePt, suivie par une évolution linéaire de la résistivité en fonction du champ magnétique dans l'état saturé magnétiquement.

Notons que la forme très symétrique de la mesure de résistivité en fonction du champ magnétique est due au procédé d'analyse de mesures de résistivité. En fait, une mesure de résistivité brute par le système micro-pointe, contient une contribution d'EHE (partie antisymétrique en champ) et une partie symétrique en champ, la MR. Nous avons soustrait la partie antisymétrique de la mesure pour aboutir au vrai signal de MR. Les détails de cette procédure se retrouvent dans l'annexe 3.

L'origine d'un tel effet magnétorésistif n'est pas évidente à priori. Pour le déterminer, nous allons considérer toutes les contributions possibles à la résistance dans l'état saturé de nos couches de FePt. L'expression de la résistivité globale fait intervenir plusieurs contributions :

$$\rho = \rho_{\text{imp}} + \rho_{\text{ph}} + \rho_{\text{e-e}} + \rho_{\text{HE}} + \rho_{\text{EHE}} + \rho_{\text{DW}} + \rho_{\text{AMR}} + \dots + \rho_{\text{MMR}}, \quad (3.1)$$

Prenons ces termes un par un, et évaluons leur dépendance en fonction du champ magnétique appliqué.

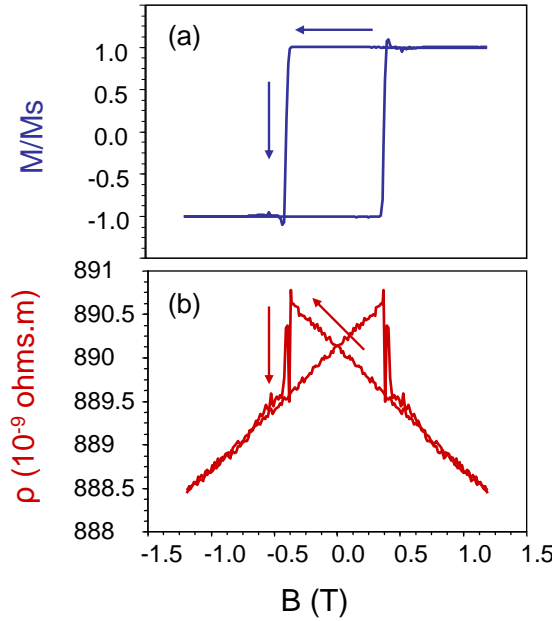


FIGURE 3.1 – (a) Cycles d'aimantation mesuré par EHE et (b) Mesure de résistivité correspondante sur un échantillon FePt (10nm)/MgO(001). Les flèches indiquent le sens de lecture de la mesure.

D'abord, considérons les résistivités dues à la diffusion des électrons de conduction sur les impuretés (ρ_{imp}), sur les phonons (ρ_{ph}) et le terme d'interaction électron-électron (ρ_{e-e}). Ces termes ne sont pas (ou très peu) dépendants de la valeur du champ magnétique appliqué dans l'état saturé ou n'interviennent qu'à très basse température (<1 K).

Les termes d'effet Hall ordinaire (ρ_{HE}) et extraordinaire (ρ_{EHE}) sont des termes non-diagonaux du tenseur de résistivité. Dans la géométrie de mesure utilisée les 4 pointes ne sont pas parfaitement alignées et on mesure par conséquent une petite contribution d'EHE; pour obtenir la seule composante de résistivité nous avons extrait la composante paire du signal.

Les termes suivants sont fortement dépendants du champ magnétique appliqué. Ensuite, la résistance due à la diffusion dans les parois magnétiques (ρ_{DW}), est considérée comme nulle car l'état auquel nous nous intéressons est l'état saturé magnétiquement.

La magnétorésistance anisotrope (ρ_{AMR}) est fortement dépendante de l'angle que l'aimantation \mathbf{M} fait avec le courant \mathbf{j} ($\Delta\rho_{\text{AMR}} \propto \cos^2\alpha$, où α est l'angle entre \mathbf{M} et \mathbf{j}), mais dans l'état saturé \mathbf{M} reste perpendiculaire au courant électrique, donc la contribution de la magnétorésistance anisotrope est quasi-nulle.

Le seul terme qui reste alors est celui dû à l'interaction électrons - magnons, que nous allons appeler " ρ_{MMR} " (Magnon Magnetoresistance) [MIH08].

3.2 Interaction électrons - magnons

3.2.1 Interaction électrons - magnons - cas des métaux 3d

Un magnon représente une excitation collective dont l'alignement relatif entre deux moments magnétiques consécutifs est décrit spatialement par une longueur d'onde. Dans le cas ferromagnétique, on peut les visualiser comme une rotation périodique des moments magnétiques autour de la direction moyenne de l'aimantation. Ces magnons se comportent à basse température comme des bosons.

Les magnons de basse énergie sont excités facilement par des interactions phonons-magnons, *i. e.* par la température. Si suffisamment de magnons sont excités le moment magnétique globale décroît.

Du point de vue macroscopique l'aimantation à saturation décroît suivant une loi de la forme [HER51] :

$$\frac{M(T)}{M(0)} = 1 - \left(\frac{T}{\Theta}\right)^{3/2} + O(T^2), \quad (3.2)$$

Où Θ est une température critique. Ainsi, les magnons jouent un rôle important dans l'amplitude de la température de Curie.

Pour les magnons de grande longueur d'onde ($q \rightarrow 0$) (où \mathbf{M} est toujours orienté très proche de la direction z - de saturation), la relation de dispersion des magnons est donné par :

$$\omega(q) = q^2 \quad (3.3)$$

Où ω est la fréquence associée à un mode.

Ces "ondes de spin" peuvent interagir avec des phonons, avec des autres magnons, électrons, déformations de la structure cristalline et avec des impuretés.

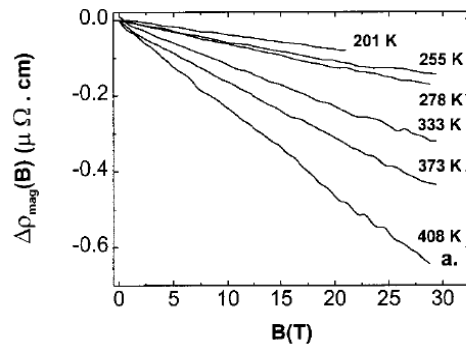


FIGURE 3.2 – Extrait de Raquet *et al.* [RAQ02]; Variation linéaire de la résistivité (MMR) en fonction du champ magnétique appliqué, cas du Fe(80nm)/MgO.

Une décroissance linéaire de la résistivité en fonction du champ magnétique appliqué, dans des états au delà de la saturation technique de l'échantillon, a déjà été observée dans le cas des semiconducteurs magnétiques dilués à aimantation perpendiculaire (Ga,Mn)As [MAT98] et observée et expliqué par Raquet *et al.* [RAQ02] dans le cas des métaux 3d (Fe, Co, Ni). Cette

décroissance linéaire de la résistivité a été attribuée à une diminution de la diffusion électrons-magnons due à la diminution de l'amplitude des ondes de spin (magnons) dans le cas des forts champs appliqués (30 T), qui induit une décroissance du désordre magnétique.

Dans cette étude, la pente de la variation de la résistivité en fonction du champ magnétique augmente avec la température (cf. fig. 3.2), ce qui est en accord avec la nature thermiquement activée du désordre magnétique (magnons).

3.2.2 Interaction électrons - magnons - cas de l'alliage FePt

Pour pouvoir comprendre plus en détail l'influence du champ magnétique appliqué sur la variation de résistance, cette fois ci dans nos échantillons FePt (10nm)/MgO, nous allons décomposer la mesure de magnétorésistance en 3 parties (cf. fig. 3.3).

La première partie concerne l'état saturé dans lequel l'aimantation et le champ magnétique appliqué pointent dans la même direction. La seconde concerne l'état saturé dans lequel l'aimantation et le champ magnétique appliqué pointent dans des directions antiparallèles. Enfin la troisième partie correspond au renversement d'aimantation.

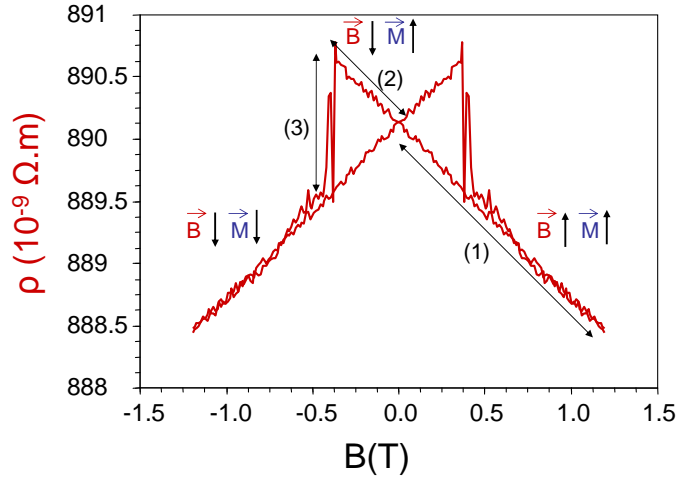


FIGURE 3.3 – Résistivité d'un échantillon FePt (10nm)/MgO. (1) \mathbf{B} et \mathbf{M} sont parallèles, (2) \mathbf{B} et \mathbf{M} sont antiparallèles, (3) \mathbf{M} retourne dans le sens de \mathbf{B} .

Les deux premières parties seront traitées dans ce sous-chapitre, le renversement d'aimantation et l'utilité de la MMR dans la détection du renversement d'aimantation dans les couches de FePt sera analysée dans les sous-chapitres suivants.

Essayons une explication qualitative du comportement de cette résistivité dans le cas de nos couches de FePt.

Dans la partie (1) de la figure 3.3, le champ magnétique \mathbf{B} et l'aimantation \mathbf{M} pointent dans la même direction, le réseau de spins est gelé par l'action du champ magnétique externe, ce qui induit une diminution de la population de magnons et par conséquent une diminution du nombre de diffusions des électrons de conduction par les magnons. Une diminution de la résistivité est donc observée lorsque le champ appliqué augmente.

Par contre, dans la partie (2), \mathbf{B} et \mathbf{M} pointent dans des directions antiparallèles. Alors, à cause de la déstabilisation du réseau de spins induite par le champ magnétique externe, une

augmentation de la population de magnons se produit. Cette augmentation de la population des magnons est ainsi responsable de l'augmentation de la diffusion des électrons par les magnons. Elle entraîne une croissance de la résistivité avec le champ magnétique externe négatif, jusqu'au moment où l'aimantation est trop instable et elle bascule dans la direction du champ magnétique externe (partie (3)).

Après le basculement de l'aimantation dans la direction du champ (partie 3), le comportement est le même que dans la partie 1, sauf que cette fois-ci le champ et l'aimantation pointent dans la direction opposée de celle dans la partie 1.

Dans nos mesures, les parties (1) et (2) correspondent à une évolution linéaire de la résistivité, la raison de cette linéarité sera expliquée plus loin.

3.2.3 Modèle de l'interaction électrons - magnons

Nous allons par la suite reprendre le modèle de Raquet *et al.*, l'appliquer dans le cas de couches minces FePt/MgO et démontrer que la contribution MMR à la résistivité est responsable d'une décroissance linéaire de la résistivité en fonction du champ magnétique.

Le modèle a été construit sur la base de travaux antérieurs de Goodings [GOOD63] qui fait l'hypothèse que le champ magnétique affecte principalement les transitions électroniques avec changement de spin (spin flip). Dans cette hypothèse la bande "d" agit comme un piège avec une densité d'états forte vers laquelle les électrons "s" de conduction sont diffusés par l'intermédiaire des magnons. Les deux bandes d'énergie "s" et "d" sont approximées comme étant sphériques. Une transition s-d par l'intermédiaire d'un magnon nécessite un magnon dont le vecteur d'onde \mathbf{q} doit dépasser la distance radiale entre les deux sphères de fermi de rayon K_{Fs} , et K_{Fd} . La probabilité de transition avec spin-flip entre les deux bandes est fortement reliée au spectre d'énergie de magnons impliqués dans une telle transition.

Dans la limite des magnons de grande longueur d'onde, la relation de dispersion présente une forme quadratique [GUR96] :

$$E(q) = Dq^2 + g\mu_B(B_{\text{int}} + B_A + B_D + \mu_0 M_S \sin^2\theta_k), \quad (3.4)$$

où D est la constante de "raideur" des magnons, g est le facteur de Landé, $B_{\text{int}} = \mu_0 H + \mu_0 M_S$ est le champ interne, $B_A = \mu_0 H_A$ est le champ d'anisotropie, $B_D = -\mu_0 M_S$ est le champ démagnétisant à l'état saturé et le dernier terme correspond à l'énergie démagnétisante induite par les ondes de spin le long de la direction de propagation, où θ_k est l'angle entre l'aimantation et la direction de propagation des magnons.

Dans notre configuration (\mathbf{M} perpendiculaire au plan de la couche et couches fines), le terme $\mu_0 M_S \sin^2\theta_k$ est toujours égal à $\mu_0 M_S$ car l'angle entre l'aimantation et la direction de propagation des ondes de spin est toujours très proche de $\pi/2$. En fait il existe des niveaux supérieurs d'énergie pour les cas quand où cet angle varie mais ils sont non peuplés.

Pour prendre en compte la dépendance en température de la masse des ondes de spin, la renormalisation de la masse de magnons à été introduite dans le terme D :

$$D(T) = (D_0 - D_1 T^2 - D_2 T^{\frac{5}{2}}) \quad (3.5)$$

L'augmentation de la masse effective des magnons avec la température aurait deux contributions : un terme en T^2 , dû au changement avec la température des potentiels chimiques des sous-bandes de spin up/down et aussi à la dépendance en température des fonctions de Fermi impliquées dans la définition de D. Le terme en $T^{5/2}$ représente une correction d'un ordre supérieur due aux interactions magnons-magnons [MAT68]. D_0 est la raideur associée à la masse effective des magnons, D_1 et D_2 étant des constantes de l'ordre $10^{-6} K^{-2}$ et $10^{-8} K^{-5/2}$ respectivement, pour le Fe [STR68].

En rajoutant tous les termes nous aboutissons à :

$$E(q, B, T) \approx (D_0 - D_1 T^2 - D_2 T^{\frac{5}{2}}) q^2 + g \mu_B (B + B_A), \quad (3.6)$$

Pour une température donnée, une décroissance du champ magnétique appliqué devrait permettre d'atteindre des magnons avec un vecteur d'onde plus grand, augmentant en conséquence la résistivité.

En prenant en compte le fait que nos échantillons présentent un champ d'anisotropie très grand comparé aux champs appliqués et en utilisant le formalisme de Raquet *et. al.*, nous aboutissons à une expression de la variation de la résistivité de la forme :

$$\Delta \rho \propto \frac{B + B_A}{D(T)^2} T \ln \left(\frac{g \mu_B (B + B_A)}{kT} \right), \quad (3.7)$$

Cette équation de forme $B \ln(B)$ n'apparaît pas linéaire en B au premier abord. Pour avoir une meilleure idée de la variation de résistivité sous cette forme nous avons représenté la fonction $x \ln(x)$ (fig. 3.4).

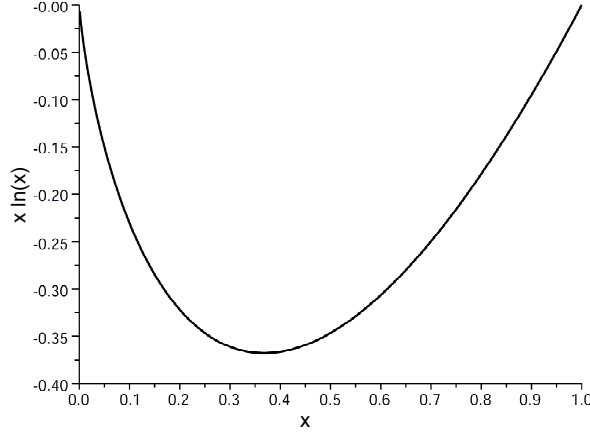


FIGURE 3.4 – Fonction $x \ln(x)$. Nous remarquons que le comportement de la fonction s'approche de la linéarité pour des valeurs de x très proches du zéro. Pour les valeurs de champ appliquées, la variation de la fonction se fait dans un intervalle autour d'une valeur très proche de zéro.

Nous pouvons conclure que la variation de la résistivité devrait être linéaire (quasi-linéaire), la linéarité étant garantie par le fait que $B_A \gg B$. En appliquant des champs magnétique autour de la valeur du champ d'anisotropié (10 T) nous effectuons des variations autour d'une valeur de x proche du zéro (cf. figure 3.4), variations qui sont quasi-linéaires et négatives. Dans le cas des métaux 3d, la linéarité est assurée par l'amplitude énorme du champ magnétique appliqué (10-30 T).

Dans les matériaux à forte anisotropie magnétique, comme le FePt, et à champ magnétique appliqué bas, le rôle du grand champ magnétique appliqué est pris par le champ d'anisotropie B_A qui est dans ce cas beaucoup plus grand que le champ magnétique appliqué ($B_A \approx 10T$). De cette manière, pour des champs magnétiques appliqués de petite amplitude (comparées au champ d'anisotropie), et même négatifs, nous avons une variation linéaire de la MMR en fonction du champ magnétique appliqué. La possibilité d'avoir une variation linéaire de la MR dans le cas où l'aimantation et le champ magnétique pointent dans des directions antiparallèles correspond ainsi

à une originalité du cas des matériaux à haute anisotropie perpendiculaire ceci étant impossible d'avoir dans des matériaux à aimantation planaire.

3.2.4 Evolution en température de la MMR

Pour valider ce modèle, nous avons mesuré les variations de MMR en fonction du champ magnétique, pour différentes températures ($\frac{\partial \Delta \rho(T)}{\partial B}$) dans l'état saturé magnétiquement (cf. fig. 3.5). Les mesures ont été faites à l'aide d'un électroaimant supraconducteur, qui nous a permis de monter jusqu'à 8 T de champ appliqué.

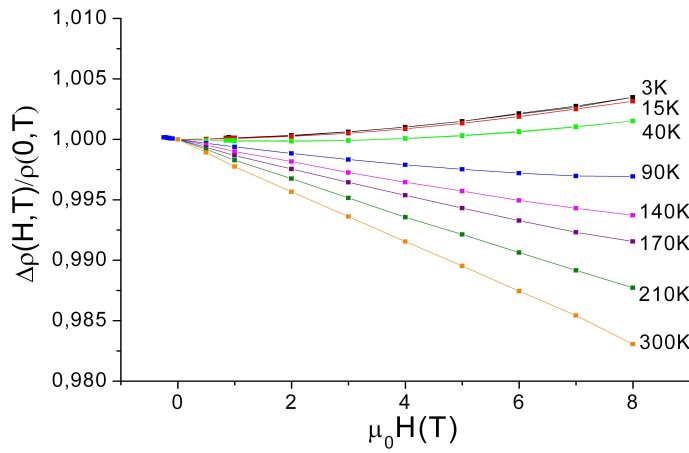


FIGURE 3.5 – Mesures de résistivité effectuées sur un échantillon FePt (32nm)/MgO. Les valeurs de MMR sont normalisées par leur valeur à champ appliqué nul. Nous remarquons qu'à basse température, une composante en B^2 vient s'additionner à la MMR.

Dans le cas des métaux 3d une relation linéaire de la variation MMR vs B en fonction de la température a été déduite sous la forme [RAQ02] :

$$\frac{\partial \Delta \rho(T)}{\partial B} \propto T(1 + 2d_1 T^2)[\ln(T) + cte], \quad (3.8)$$

où la constante est indépendante de la température et $d_1 = D_0/D_1$.

Dans notre cas, le champ magnétique appliqué B est faible par rapport au champ d'anisotropie B_A (10 T), ce qui autorise un développement limité en B de la résistivité au voisinage de B_A :

$$\Delta \rho \propto \frac{T}{D(T)^2} \left[(B + B_A) \ln\left(\frac{g\mu_B B_A}{kT}\right) + B + \frac{1}{2} \left(\frac{B^2}{B_A}\right) \right], \quad (3.9)$$

En dérivant cette expression par rapport à B nous avons la pente :

$$\frac{\partial \Delta \rho(T)}{\partial B} \propto \frac{T}{D(T)^2} \left[\ln\left(\frac{g\mu_B B_A}{kT}\right) + 1 + \frac{B}{B_A} \right], \quad (3.10)$$

3.2 Interaction électrons - magnons

En prenant $D(T) = D_0 + D_1T^2$, en développant en série le terme en D , et en négligeant le terme D_1 , nous obtenons :

$$\frac{\partial \Delta \rho(T)}{\partial B} \propto \frac{1}{D_0^2} T(1 + 2d_1T^2)[\ln(T) + cte], \quad (3.11)$$

Cette linéarisation nous amène à une forme de la variation de la pente MMR vs B identique à l'équation 3.8 mais où la constante indépendante de la température a la forme :

$$cte = -\ln\left(\frac{g\mu_B B_A}{k}\right) - 1 - \frac{B}{B_A}, \quad (3.12)$$

Les valeurs des pentes ont été extraites de ces mesures et nous avons ensuite représenté les valeurs des pentes en fonction de la température (cf. fig. 3.6). Nous confirmons par ces mesures à des différentes températures la nature thermiquement activée des magnons plus le fait que l'effet MMR est plus grand à des hautes températures.

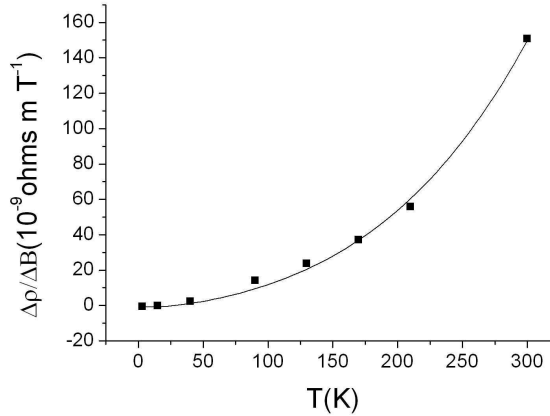


FIGURE 3.6 – Valeurs mesurées (carreaux pleins) des pentes $\frac{\partial \Delta \rho(T)}{\partial B}$ en fonction de la température pour un échantillon FePt(32nm)/MgO. La ligne solide représente l'ajustement par l'équation 3.11.

L'expression 3.11 nous permet de bien ajuster les données expérimentales avec un deuxième terme $d_1 = 2 \times 10^{-5} K^{-2}$. Nous notons que cette valeur du paramètre d_1 est du même ordre de grandeur que celle trouvée précédemment dans le fer pur [RAQ02].

Nous avons donc confirmé que le phénomène responsable de la variation linéaire (dans l'état saturé) de la résistivité mesurée dans les couches minces de FePt/MgO est la diffusion des électrons de conduction sur des magnons.

3.3 Détection du renversement d'aimantation par mesure MMR

Après avoir démontré que la MMR est responsable de la variation de la résistivité avec le champ appliqué dans l'état saturé, nous allons nous intéresser à la partie 3 du cycle de MR (figure 3.3), c'est-à-dire au renversement d'aimantation dans la couche, et à comment nous pourrions utiliser cette mesure MMR pour détecter et mesurer quantitativement le renversement d'aimantation.

La transition entre deux états saturés est représentée par la chute brutale de la MMR lors du renversement d'aimantation. Cette chute traduit le mécanisme de renversement d'aimantation dans les couches minces de FePt analysé en détail dans le chapitre précédent, c'est-à-dire la nucléation d'un petit nombre de domaines renversés suivie par la propagation des parois de ces domaines dans tout le volume de l'échantillon. Vu la grande taille des domaines (>100 nm) et la faible densité de parois, la contribution de la résistance des parois de domaines (AMR et DWR) sera supposée négligeable, dans un premier temps, par rapport à celle des domaines pour tous les états de retournement partiel. L'échantillon, qui est beaucoup plus grand que la taille de domaine à l'équilibre (100nm), produit deux contributions différentes à la MMR qui sont reliées aux domaines renversés /non renversés.

Les volumes relatifs occupés par les domaines renversés/ non renversés sont donnés respectivement par $vol_{up} = \frac{(1-M/M_S)}{2}$ et $vol_{down} = \frac{(M/M_S+1)}{2}$. Notons $\alpha(T)$ la valeur absolue de $\frac{\partial \rho(B)}{\partial B}$ prise pour l'état monodomaine, qui peut être obtenue facilement à partir des mesures de résistivité au delà de la saturation. Alors dans un état partiellement reversé nous avons :

$$\rho_{MMR} = \left(-\frac{(M/M_S + 1)}{2} + \frac{(1 - M/M_S)}{2} \right) \alpha(T)B, \quad (3.13)$$

c'est à dire :

$$\rho_{MMR} = -\frac{M}{M_S} \alpha(T)B. \quad (3.14)$$

Ceci implique que nous pourrions utiliser la MMR pour mesurer quantitativement le renversement d'aimantation. La MMR constitue ainsi un nouveau type de magnétorésistance qui est à la fois dépendante de l'aimantation et du champ magnétique appliqué. Cette propriété appelle quelques commentaires :

1) Le signal MMR étant à la fois dépendant de l'aimantation et du champ magnétique appliqué, l'amplitude de cet effet est nulle à champ nul et augmente avec le champ. En conséquence, le signal de MMR est plus grand pour des matériaux ayant des champs coercitifs élevés. Dans le cas du FePt, pour lequel nous avons un champ coercitif grand, le signal MMR correspondant à la transition magnétique est de l'ordre de 0,2%, ce qui est facilement mesurable avec une technique de détection synchrone conventionnelle, mais qui par contre restreint son utilisation aux études fondamentales.

2) La MMR devrait être utilisable quand deux domaines d'orientation antiparallèle coexistent. Par exemple, elle devrait être utilisable pour détecter le renversement d'aimantation dans des structures à anisotropie uniaxiale planaire, avec un champ magnétique appliqué dans le plan. Elle pourrait aussi être mesurable dans des nanofils où l'anisotropie de forme serait dominante, avec deux domaines séparés par une paroi magnétique, et avec le champ appliqué le long de l'axe du fil. Dans ce cas, le problème principal est que ces types de systèmes ont d'habitude des champs coercitifs très faibles, ce qui implique des signaux MMR faibles.

3) Dans partie gauche de la figure 3.7, nous avons relevé les caractéristiques de base du renversement d'aimantation dans le FePt(10nm)/MgO (rémanence, champ coercitif, renversement

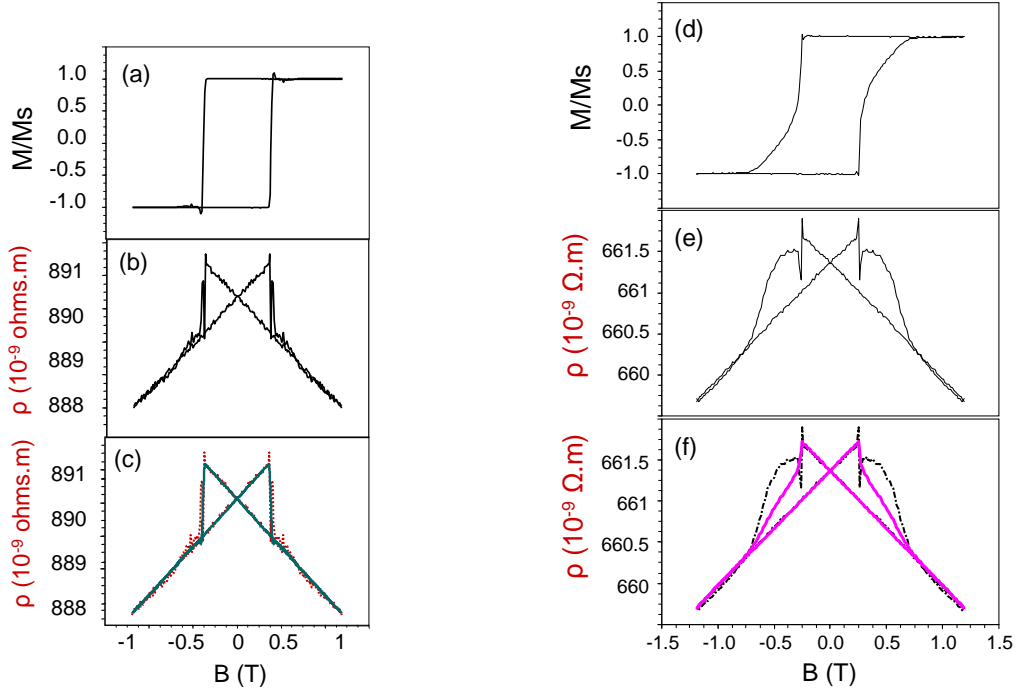


FIGURE 3.7 – (a,d) Cycle d’hystérésis symétrisé mesuré par EHE, (b,e) mesure MR symétrisée (cf. annexe 3), et (c,f) mesure de MR (pointillés) et MR calculée à partir du cycle d’EHE (ligne solide) en utilisant $\rho_{\text{MMR}} = -\frac{M}{M_s}\alpha(T)B$, sur un échantillon FePt(10m)/MgO à gauche et FePt(32m)/MgO à droite.

abrupt, etc.). Dans notre analyse et modèle nous avons pu faire abstraction de la contribution des parois à la résistance (DWR) parce que nous avons un retournement abrupt de l’aimantation d’un état saturé à l’autre et une faible densité de parois. En sachant que $\rho_{\text{MMR}} = -\frac{M}{M_s}\alpha(T)B$, nous avons pu extraire la MMR (cf. fig. 3.7c - ligne solide) directement de la mesure d’EHE (cf. fig. 3.7a) et nous avons retrouvé un bon accord avec la mesure brute de MMR (cf. fig. 3.7b).

Pour des échantillons plus épais, il est nécessaire de prendre en compte la contribution des parois à la MR [DAN02](cf. chapitre 1). Dans la partie droite de la figure 3.7 nous présentons des mesures d’EHE et de MMR sur un échantillon plus épais (32 nm au lieu de 10 nm). Dans ce cas, le renversement d’aimantation est moins abrupt, l’épaisseur supérieure donnant des contributions du champ démagnétisant plus grandes, la taille d’équilibre de domaines magnétique étant plus petite. Tout ceci implique une densité plus grande de domaines magnétique (parois) pendant le renversement d’aimantation. Par conséquent, la contribution DWR, que nous remarquons dans la figure 3.7 c à droite est importante (désaccord entre la ligne solide et celle en pointillés) et elle ne peut plus être négligée.

4) La plupart des approches expérimentales de la mesure DWR entraînent l’introduction et la disparition successive des parois quand un champ magnétique extérieur est appliqué, ce qui implique que l’aimantation dans l’échantillon change aussi. Evidemment, à basse température, la contribution de la MMR reste négligeable [DAN02, RUD99]. Par contre, ce n’est pas le cas à des températures plus hautes. Par conséquent, la MMR devrait être prise en compte lors des mesures de résistance de paroi magnétiques, surtout au delà de la température de blocage de

magnons (estimée à 18K pour le FePt).

5) En dernier, pour évaluer les implications pratiques de la MMR, nous devrions la comparer avec des autres outils de détection (plus classiques) de renversement d'aimantation. La MMR donne le même type d'information que la GMR, avec un signal plus petit, mais en utilisant une structure plus simple (monocouche). Comparé à la MMR, l'EHE serait une technique très sensible de détection de passage d'une paroi magnétique (sans donner une information sur la position de la paroi), mais pour la mettre en oeuvre nous avons besoin de structures géométriques plus complexes. La DWR donne éventuellement une information sur le nombre de parois présentes dans le nanofil, la MMR offrant aussi une information sur la position de la paroi entre les contacts. Enfin, la mesure MMR peut être utile aux hautes températures car contrairement à la GMR et la TMR elle augmente avec la température.

3.4 Détection du renversement d'aimantation par MMR dans des pistes FePt

Dans le cas d'un nanofil, où le renversement d'aimantation se fait par l'intermédiaire d'une seule paroi magnétique, et en supposant que la paroi reste rigide au long de sa propagation dans le fil, une contribution constante à la résistivité de la part de la paroi est attendue. De plus, si le fil est long comparé à sa largeur, les fluctuations de la résistance de paroi sont faibles comparées aux variations MMR. La mesure de MMR devrait nous permettre alors une mesure quantitative de la position d'une paroi magnétique dans un nanofil.

Nous avons poursuivi cette voie en réalisant des nanostructures du type nanofil bordé par trois croix de Hall. L'élaboration a été faite par des techniques de lithographie électronique et gravure ionique (cf. annexe 4). Plusieurs largeurs de pistes ont été utilisées (100 nm, 150 nm et 200 nm), et nous avons effectué des mesures de MMR dans un segment de piste de 3 μm de longueur (cf.3.8 a). Les mesures d'EHE et MR ont été effectuées en utilisant un courant injecté de 10 μA et d'une fréquence de 1031Hz (pour éviter les multiples de 50 Hz). Les signaux d'EHE et MR qui varient lors du renversement d'aimantation dans les nanofils ont été suivis en utilisant une détection synchrone.

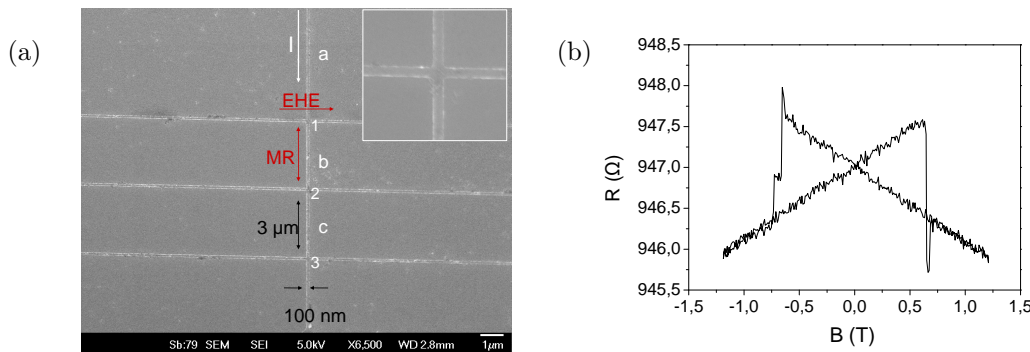


FIGURE 3.8 – (a) Image de microscopie électronique à balayage (MEB) du dispositif élaboré par lithographie électronique, avec des pistes de 100 nm de largeur. Remarquons dans l'encart à plus fort grossissement la haute qualité des bords des pistes (rugosité très faible). (b) Mesure MMR sur piste FePt(10nm)/MgO de 3 μm en longueur et 100 nm en largeur.

Dans la figure 3.8 b nous présentons un exemple de mesure MMR dans le segment b de la

structure présentée dans la figure 3.8 a. L'allure du cycle de MR est similaire à celle trouvée dans les mesures de MMR sur les couches de FePt/MgO continues présentées dans le sous-chapitre 3.2.1.

Nous avons fait des mesures qui consistent à effectuer un cycle de MMR majeur suivi par un cycle de MMR mineur, c'est-à-dire en s'arrêtant à différentes valeurs du champ magnétique appliqué tout au long du renversement d'aimantation. Dans un cas idéal, le retournement de la piste se ferait en propageant une seule paroi magnétique.

Dans la figure 3.9a et b nous présentons un cas de retournement partiel de l'aimantation dans le segment b et au même temps une mesure d'EHE sur la croix numéro 1. En s'appuyant sur l'expression de la MMR obtenue lors du sous-chapitre précédant ($\rho_{\text{MMR}} = -\frac{M}{M_s}\alpha(T)B$), une simple extraction de la valeur de la pente à l'origine de la partie retour vers le champ appliqué nul, nous donnerait une valeur quantitative de la quantité d'aimantation retournée dans le nanofil puisque $\frac{\partial \rho}{\partial M} \propto M$.

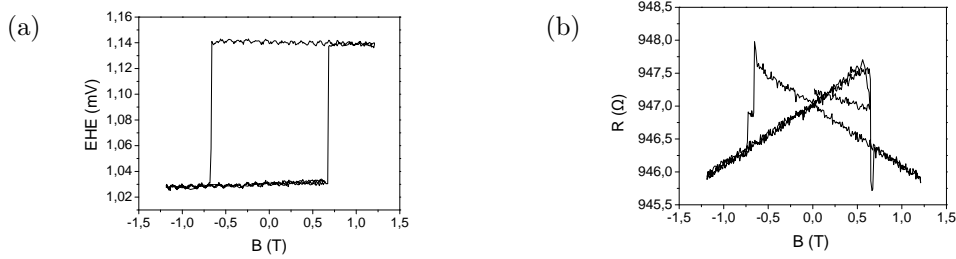


FIGURE 3.9 – (a) Mesure EHE dans la première croix et (b) mesure correspondante MMR, pour un retournement d'aimantation d'environ 75% dans le segment b d'une nanostructure FePt(10nm)/MgO.

En pratique nous déduisons les valeurs des pentes dans les états saturé-up et saturé-down et la valeur de la pente du retournement à champ appliqué nul lors du cycle mineur. En comparant la valeur de la pente du cycle mineur avec la variation totale de la pente entre les états saturés, nous pouvons calculer la proportion d'aimantation retournée dans le segment.

D'après les résultats de cette mesure, nous pouvons conclure qu'un renversement d'aimantation de $77\% \pm 10\%$ se fait dans le segment b sans retourner la croix de Hall numéro 1.

Pour vérifier la valeur de renversement d'aimantation déduit de la mesure MMR présentée dans la figure 3.9, nous avons fait de mesures MFM sur la structure sans modifier son état magnétique. La forte rémanence de l'alliage FePt nous permet d'imager la structure sans craindre la modification de son état magnétique.

En regardant la figure 3.10, nous remarquons la présence de 4 parois de domaine dans le segment qui nous intéresse. L'aimantation dans la croix n'est pas retournée, comme vu auparavant lors de la mesure d'EHE dans la figure 3.9a. La proportion d'aimantation retournée extraite de la mesure MFM sur ce segment de $3 \mu\text{m}$ s'élève à 75%. La mesure MFM confirme notre estimation du volume d'aimantation retournée dans le nanofil.

La différence de résistance entre l'état saturé et partiellement renversé à zéro champ appliqué nous amène, après un calcul simple, à une valeur de $2.4 \times 10^{-16} \Omega.m^2$ du produit RA de paroi(s). En divisant cette valeur par 4 (nous observons bien 4 paroi dans le segment b), nous aboutissons à la RA de paroi dans notre cas, $0.6 \times 10^{-16} \Omega.m^2$. Cette valeur est de même ordre de grandeur que la valeur mesurée (calculée) par Tanigawa *et al.* ($2.6 \times 10^{-16} \Omega.m^2$) dans des pistes de 18nm d'épaisseur de FePt/MgO [TAN06] pour une seule paroi.

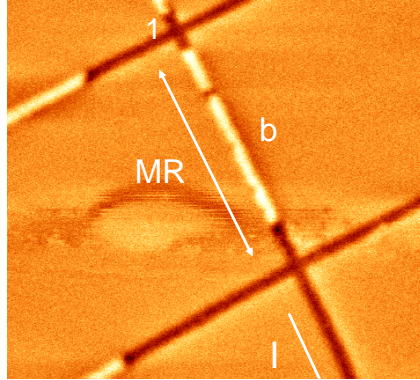


FIGURE 3.10 – Image MFM de $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ obtenue sur une structure FePt(10nm)/MgO de 100 nm de largeur de piste. La pointe MFM a été aimantée dans une direction pour pouvoir établir quel contraste correspond aux domaines renversés. Les domaines retournés sont représentés en blanc. Nous remarquons que le retournement dans le segment b se fait à partir de plusieurs centres de nucléation et 4 parois sont retrouvés.

En conclusion, nous avons montré que le suivi quantitatif du retournement d'aimantation dans un nanofil est possible et dans l'hypothèse où le retournement se fait par la propagation d'une seule paroi magnétique, la détermination de la position de la paroi, avec une résolution spatiale assez fine est réalisable.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que les interactions électrons magnons sont responsables des variations de la MR dans nos échantillons.

Nous avons pu observer et expliquer pour la première fois la MMR dans la configuration \mathbf{M} et \mathbf{B} antiparallèles et nous avons comparé ses avantages et ses faiblesses par rapport à des autres techniques de mesure du retournement d'aimantation telles que la GMR ou l'EHE.

Nous avons trouvé un nouveau moyen expérimental pour suivre le retournement d'aimantation dans des couches et nanostructures réalisées dans des matériaux perpendiculaires à forte anisotropie magnétocristalline.

DÉPIÉGEAGE THERMIQUEMENT ACTIVÉ DE PAROIS MAGNÉTIQUES SOUS L'ACTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE ET DU COURANT

Le contrôle du dépiégeage surtout sous l'action d'un courant électrique polarisé en spin, est l'un des défis de la spintronique d'aujourd'hui. Dans le régime thermiquement activé, le dépiégeage se fait par des sauts discrets d'un défaut à un autre. Une étude fine du comportement sous champ/courant appliqué du dépiégeage thermiquement activé s'avère d'être nécessaire.

Dans ce chapitre nous allons étudier le dépiégeage thermiquement activé d'une seule paroi magnétique sur un défaut structural sous l'action d'un champ magnétique ou sous l'action conjuguée d'un champ magnétique et d'un courant polarisé en spin. Cette étude sera menée dans des nanofils structurés à partir de structures FePt/MgO et de vannes de spin FePt/Pt/FePt/MgO présentées au chapitre 2.

4.1 Dépiégeage thermiquement activé et la stochasticité : état de l'art

Dans ce sous chapitre nous allons présenter une étude bibliographique non-exhaustive du dépiégeage d'une paroi magnétique sur des défauts naturels, ou artificiels, en nous focalisant sur le caractère stochastique du phénomène.

4.1.1 Stochasticité sous champ

La stochasticité du dépiégeage d'une paroi magnétique sur des défauts naturels (défauts structuraux) ou artificiels (constrictions), est un phénomène découvert assez récemment [ATT06, HAY08, BRI08]. Cette stochasticité peut avoir deux origines : l'activation thermique et le changement aléatoire de la structure d'une paroi magnétique au cours de son mouvement/lors du piégeage sur un défaut.

Commençons par l'analyse de la stochasticité liée au dépiégeage d'une paroi par activation thermique sur des défauts structuraux en présence d'un champ magnétique.

Dans la plupart des études expérimentales concernant le dépiégeage d'une paroi magnétique, les champs critiques sont considérés comme des valeurs bien définies en dessous desquelles le dépiégeage devient impossible. La plupart d'études expérimentales de propagation de parois magnétiques dans des nanostructures ignorent les contributions des défauts structuraux d'autant

que ces études concernent les matériaux à anisotropie planaire. Dans ces matériaux les parois sont larges comparées à la taille d'un défaut structural (joint de grain par exemple) en intégrant les variations à l'échelle nanométrique du potentiel de piégeage. De cette manière, les événements stochastiques liées au dépiégeage thermiquement activé à l'échelle nanométrique sont cachés.

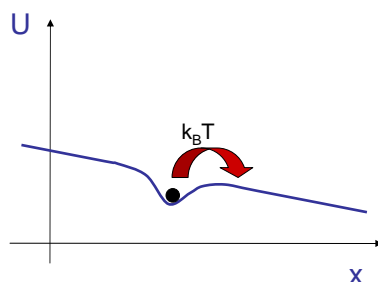


FIGURE 4.1 – Schéma du paysage énergétique vu par une paroi assimilée à un objet unidimensionnel et la possibilité de de-piégeage (passage de la barrière de potentiel) par activation thermique.

Dans un modèle simplifié, la paroi magnétique peut être représentée par une particule située dans un puits de potentiel créée par le défaut dans le paysage énergétique correspondant au système. Le dépiégeage peut se faire de manière thermiquement activée (cf. fig. 4.1).

En considérant que le dépiégeage est un processus sans mémoire, et que le temps de propagation est déterminé par une seule barrière énergétique $E(H)$, la probabilité p par unité de temps de passage de cette barrière est constante et peut s'écrire :

$$p = \frac{1}{\tau}, \quad (4.1)$$

Avec le temps caractéristique de dépiégeage τ est donné par une loi de type Arrhenius :

$$\tau = f_0^{-1} \exp[E(H)/k_B T], \quad (4.2)$$

f_0 étant une fréquence d'essai (de l'ordre du GHz), $E(H)$ étant la barrière d'énergie en présence d'un champ magnétique.

Une des premières observations du comportement stochastique du dépiégeage d'une paroi sous champ magnétique a été effectuée dans notre laboratoire. Des mesures de propagation de parois dans des nanofils à base de FePt/Pt/MgO ont été réalisées [ATT06]. Les auteurs ont démontré le rôle crucial joué par l'activation thermique dans le dépiégeage d'une paroi magnétique sur un défaut structural naturel sous l'action seule d'un champ magnétique externe. Les auteurs ont effectué aussi une étude exhaustive du caractère stochastique du dépiégeage thermiquement activé sur un défaut structural (cette fois ci s'agissant d'une micromacle) sous l'action unique d'un champ magnétique extérieur.

La possibilité de piéger une paroi de domaines dans des configurations magnétiques différentes, engendre une dispersion du champ magnétique critique. Ceci peut être aussi à l'origine

du comportement aléatoire de la paroi magnétique : à champ fixe elle pourra ou non se dépiéger en fonction de sa configuration micromagnétique.

Cowburn *et al.* ont ainsi montré [PET08] que le champ critique de dépiégeage d'une paroi magnétique transverse, sur un "défaut" artificiel asymétrique (dans du Permalloy), dépend de la configuration interne de la paroi de domaine. Ils ont réalisé une structure en forme de "T" avec un long fil dans lequel la paroi peut se propager, et un petit fil perpendiculaire au fil précédent qui agit comme une grille d'un transistor. En appliquant un champ magnétique externe pour changer la configuration magnétique de la grille, la paroi peut passer ou peut être bloquée au niveau de la grille. Les auteurs ont conclu que l'orientation relative entre l'aimantation dans le cœur de la paroi et la configuration magnétique de la grille est le paramètre qui contrôle la propagation de la paroi. La possibilité pour la paroi de changer sa configuration interne au cours du mouvement peut engendrer des comportements aléatoires. Ils ont effectué aussi de simulations numériques et ils ont trouvé un accord qualitatif entre l'expérience et la simulation.

Briones *et al.* [BRI08] font des mesures de propagation de parois magnétiques dans un nanofil taillé dans une vanne de spin IrMn/CoFe/Cu/CoFe/NiFe et ils observent le piégeage de ces parois sur une constriction sous l'action d'un champ magnétique. Les auteurs montrent que le champ magnétique pour lequel les parois sont dépiégées sur la constriction présente des valeurs aléatoires. De plus, les statistiques de dépiégeage sont différentes pour des structures différentes de parois (head-to-head où tail-to-tail). Ce caractère aléatoire est attribué au champ dipolaire généré par la couche dure de la vanne de spin qui interagit différemment avec la paroi en fonction de la structure de cette dernière.

Très récemment, Mi-Young *et al.* [YOU09] ont étudié le dépiégeage stochastique sous champ magnétique d'une constriction de $Ni_{80}Fe_{20}$ par une technique de microscopie X magnétique. La distribution des champs de dépiégeage dépend considérablement de la largeur du nanofil et du profil de la constriction. La variation et la nature de la paroi créée au voisinage de la constriction est responsable de la stochasticité dans le champ de dépiégeage. Ils montrent que dans leur cas la nature stochastique du dépiégeage peut être contrôlée par le design du nanofil.

En vue de tous ces résultats expérimentaux, nous pouvons conclure que la stochasticité du dépiégeage d'une paroi magnétique sur un défaut est un phénomène à prendre en compte, et que cette stochasticité a deux causes : l'activation thermique et le changement dans l'interaction entre le défaut et la paroi pour des configurations différentes de la paroi.

4.1.2 Stochasticité sous courant polarisé en spin

Une des questions qui se pose maintenant est de savoir si le comportement aléatoire d'une paroi sous l'action d'un champ magnétique se retrouve aussi lors du mouvement d'une paroi sous l'action d'un courant polarisé.

Une étude théorique récente [MAR07], a souligné le rôle clé joué par les fluctuations thermiques dans le dépiégeage d'une paroi magnétique sur un défaut artificiel. Le comportement aléatoire d'une paroi magnétique au cours du dépiégeage sur une constriction placée dans un fil ferromagnétique est étudié en utilisant un modèle 1D stochastique. Dans ce modèle la paroi est considérée comme un objet rigide dans un potentiel parabolique à température ambiante (cf. fig. 4.1).

Cette analyse révèle le rôle clé joué par les fluctuations thermiques sur le dépiégeage sous l'action du champ magnétique et courant polarisé, et elle permet une comparaison directe avec les résultats expérimentaux, en permettant de retirer des informations sur le degré de non-adiabaticité du spin torque.

G. Meier *et al.* [MEI07] ont montré à leur tour qu'en utilisant des impulsions de courant, ils arrivent à modifier la structure interne d'une paroi magnétique au cours de son mouvement, ceci

en engendrant un mouvement aléatoire de cette dernière.

Cucchiara *et al.* [CUC09], étudient la dynamique de l'aimantation dans la couche douce d'une structure GMR à anisotropie perpendiculaire (sous forme de nanopilier), sous l'action d'un champ magnétique et d'un courant appliqués perpendiculairement au plan des couches qui forment le nanopilier (configuration CPP). Les auteurs ont induit une diminution de l'anisotropie dans la couche douce pour favoriser la transition P-AP par propagation de parois magnétiques et ils ont utilisé des mesures de résistance électrique pour suivre les transitions. Ils observent du bruit télégraphique dans leurs mesures de résistance, induit par nucléation/piégeage/annihilation stochastique de parois magnétiques. En mesurant les temps de résidence correspondants à la durée entre le piégeage et l'annihilation de ces parois, les fluctuations de résistance observées étant attribuées à un phénomène d'activation thermique avec passage d'une barrière énergétique.

Enfin, Vanhaverbeke *et al.* [VAN08], Hayashi *et al.* [HAY08] et Lepadatu *et al.* [LEP09], ont montré la liaison forte entre la configuration magnétique de la paroi piégée sur un défaut et l'apparition de la stochasticité dans leur mesures de vitesse ou de champ/courant critique de dépiégeage.

Tous les résultats présentés dans ce sous-chapitre montrent que, le contrôle de la nucléation/propagation des parois magnétiques est essentiel au bon fonctionnement des dispositifs spintroniques basées sur l'existence de parois de domaines. Il en résulte que la stochasticité thermique/intrinsèque des phénomènes de dépiégeage ne doit pas être négligée.

4.2 Dépiégeage d'une paroi de domaine sous l'action d'un champ magnétique

Nous allons commencer notre étude du dépiégeage thermiquement activé d'une paroi sur un défaut structural par les mesures sous champ magnétique. Nous présenterons le protocole de mesure puis la caractérisation des nanostructures par des mesures de transport et magnétiques et enfin nous analyserons les résultats.

4.2.1 Caractérisation des nanostructures et protocole de mesure du temps de dépiégeage

Avant de passer aux mesures des temps de dépiégeage d'une paroi sur un défaut unique dans les nanofils de FePt, nous devons présenter les nanostructures mises en oeuvre.

Nous avons imaginé et réalisé des nanostructures optimisées pour l'étude de la propagation d'une paroi magnétique dans un nanofil (cf. fig. 4.2). Des nanofils de 150 et 200 nm de largeur et de rugosité très faible (sous 1nm - mesurée en AFM sur plusieurs échantillons) ont été obtenus par des procédés de lithographie électronique et gravure ionique. Les détails des procédures d'obtention de ces nanostructures sont données dans l'annexe 4.

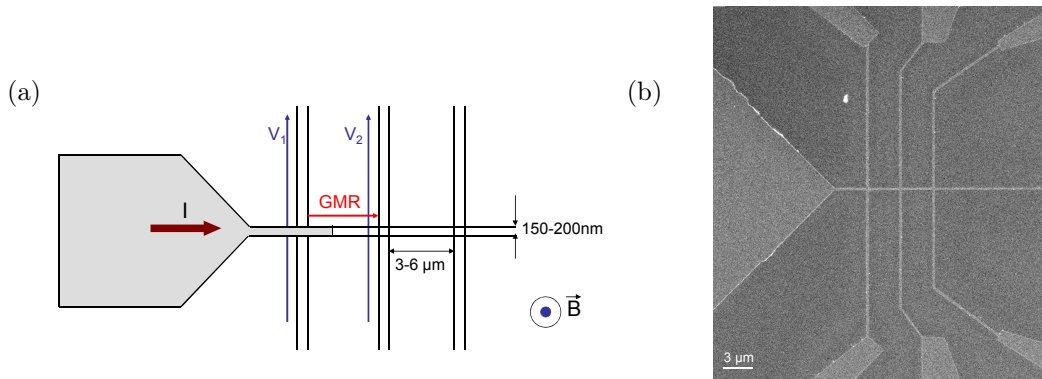


FIGURE 4.2 – (a) Schéma du dispositif de mesure à trois croix de Hall FePt/Pt/MgO(100), la paroi se propageant dans le segment central entre les deux premières croix (elle sépare le domaine renversé en gris clair et le domaine non renversé en blanc) (b) Image MEB de $32 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$ de la nanostructure présentant des nanofils de 100 nm de largeur.

Tout au long du fil central, des contacts sont placés sous forme de croix de Hall et à l'une des extrémités du fil nous avons placé un "réservoir" de domaines, qui permet l'injection d'une seule paroi de domaines dans le nanofil centrale. Nous avons utilisé un courant alternatif de sonde de $10 \mu\text{A}$ à une fréquence de 1031 Hz, et l'acquisition des données a été faite en utilisant une détection synchrone.

Pour les nanostructures élaborées dans les couches minces FePt/MgO nous avons mesuré simultanément l'EHE sur deux croix de Hall consécutives. L'EHE est un outil de mesure très sensible (cf. chapitre 1), permettant de détecter un faible changement dans la composante de l'aimantation hors du plan dans une croix de Hall, c'est à dire, permettant de détecter le moment exact du passage d'une paroi de domaines dans la croix.

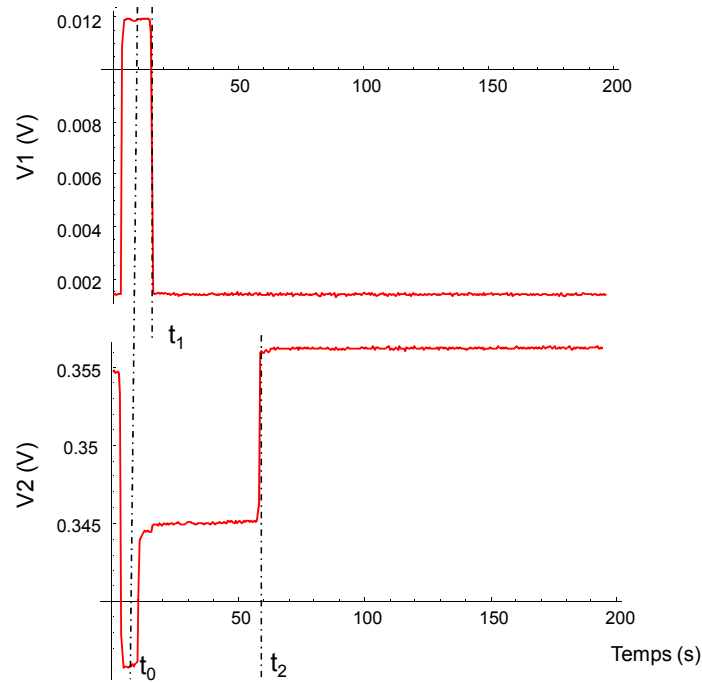


FIGURE 4.3 – Mesure d'EHE sur deux croix de Hall consécutives dans une structure FePt(10nm)/MgO pour une valeur donnée de champ magnétique appliqué (à l'instant t_0). Les instants de retournement complet de l'aimantation dans chaque croix (1 et 2) sont notés par t_1 respectivement t_2 et ils marquent les moments des sauts dans la tension mesurée.

En faisant une mesure d'EHE dans deux croix séparées par un segment de FePt nous pouvons mesurer le temps que la paroi a mis pour passer d'une croix à l'autre. Ainsi, nous avons une information sur le temps passé depuis le piégeage de la paroi sur le défaut jusqu'à l'instant du dé-piégeage.

Dans la figure 4.3 nous vous présentons un exemple de mesure du temps de passage d'une croix à l'autre dans un nanofil de 200 nm de largeur, nanostructurée dans un film mince de FePt(10 nm)/MgO.

Nous mesurons le temps séparant le renversement de la première croix (tension de Hall V1) au renversement de la deuxième croix (V2). (cf. fig 4.3). En calculant la différence $t_1 - t_2$ nous aboutissons à la durée de la propagation de la paroi entre les deux croix.

Si les mesures d'EHE dans les deux croix nous renseignent sur la durée de la propagation de la paroi dans le segment de FePt, une information sur la position du défaut/ou des défauts contrôlant la propagation dans ce matériau est impossible à obtenir par cette technique.

Pour avoir l'information sur la position exacte de la paroi piégée dans un nanofil de FePt nous avons créé le même type de nanostructure (fig. 4.2a) dans des empilements de type vanne de spin FePt/Pt/FePt.

Dans la série de clichés MFM présentée dans la figure 4.4, nous présentons le renversement d'aimantation dans une nanostructure vanne de spin du même type que celui présenté dans la figure 4.2. Pour prendre cette série d'images, après la saturation, l'amplitude du champ de retournement est graduellement augmentée et une image MFM a été prise pour plusieurs valeurs

de champ.

Les propriétés de renversement d'aimantation ont dû être analysées en détail par imagerie MFM pour s'assurer de l'existence d'une paroi magnétique unique dans le nanofil central, avant de faire les mesures de propagation par transport électrique.

Après avoir saturé la structure en champ négatif (blanc) nous augmentons graduellement le champ. Nous observons bien que la nucléation de nouveaux domaines magnétiques (en noir) se fait bien dans le réservoir et pas dans les nanofils et que le renversement du nanofil central se fait par propagation d'une seule paroi magnétique.

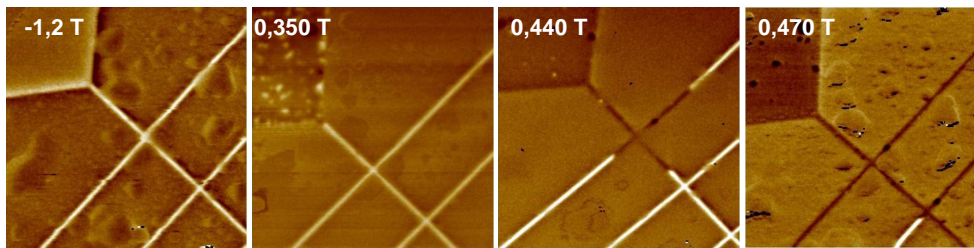


FIGURE 4.4 – Série de clichés MFM de $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ sur une nanostructure de FePt(4 nm)/Pt(2.4 nm)/FePt(5 nm)/MgO montrant le renversement d'aimantation par l'intermédiaire de la propagation d'une paroi magnétique au sein de la piste centrale.

Le procédé de mesure de la position d'une paroi par GMR dans un nanofil a été donné dans la partie 1.1.3.

Pour mesurer la position d'une paroi piégée dans le nanofil central, nous avons d'abord fait une mesure complète de retournement d'aimantation dans un segment du nanofil (cf. fig 4.5a). Après avoir identifié la valeur du champ correspondante au dé-piégeage, nous avons fait des mesures de résistance en fonction du temps (à champ appliqué constant) pour pouvoir mesurer le temps nécessaire pour dépiéger par activation thermique la paroi de ce défaut.

Le déroulement de la mesure se fait de la façon suivante : d'abord les deux couches de FePt, douce et dure sont saturées en appliquant un fort champ (positif ou négatif) de l'ordre de 1 T. Ensuite, un champ négatif (positif) constant (d'une valeur de 90% de la valeur du champ coercitif identifié sur le cycle majeur) est appliqué pour injecter une seule paroi de domaines dans le nanofil central et la GMR d'un segment de ce nanofil est mesurée en fonction du temps.

A partir de cette mesure nous avons une information sur la position de la paroi piégée ainsi que sur le temps qu'elle passe sur ce défaut avant de se dépiéger. Un seul plateau correspond à un seul site de piégeage. La durée du piégeage est donnée par le plateau qui sépare les deux sauts de tension (cf. fig. 4.5 b). Les sauts de tension correspondent aux mouvements de la paroi dans la couche douce de FePt qui est contenue dans la piste. La paroi se piège à environ 4/5 du saut total lors du renversement d'aimantation dans la couche douce.

Nous allons passer maintenant aux mesures proprement dites des temps de dépiégeage de la paroi sous l'action d'un champ magnétique externe, pour les deux types de structures FePt/MgO et FePt/Pt/MgO.

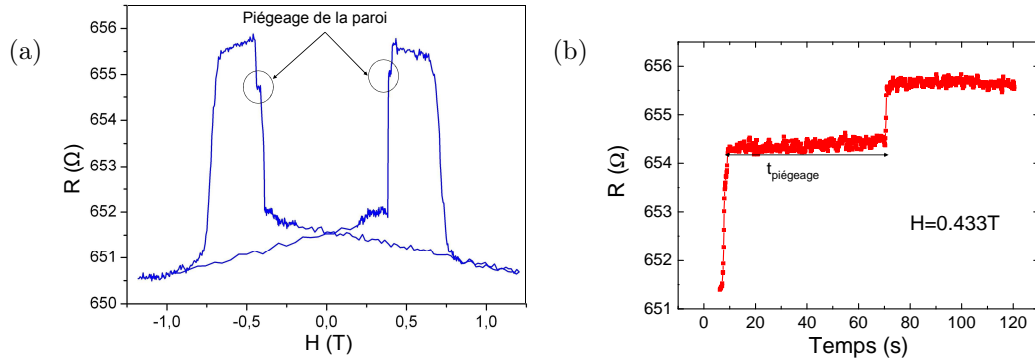


FIGURE 4.5 – (a) Mesure GMR correspondante à un cycle d'aimantation complet dans le segment central entre deux croix de Hall d'une structure FePt(4 nm)/Pt(2.4 nm)/FePt(5 nm)/MgO ; les deux cercles marquent les positions où la paroi est piégée. (b) Exemple de mesure de GMR en fonction du temps pour une valeur du champ magnétique appliqué correspondante à une valeur identifiée sur le cycle complet.

4.2.2 Mesure des temps de dépiégeage sous l'action d'un champ magnétique

Dans cette partie, nous allons analyser les mesures de propagation d'une paroi magnétique dans des nanofils de FePt en utilisant soit l'EHE, soit la GMR dans le cas des vannes de spin.

Dans la figure 4.6 nous montrons plusieurs mesures de GMR (fig. 4.6b) correspondant à la propagation d'une paroi unique sous l'action d'un champ magnétique.

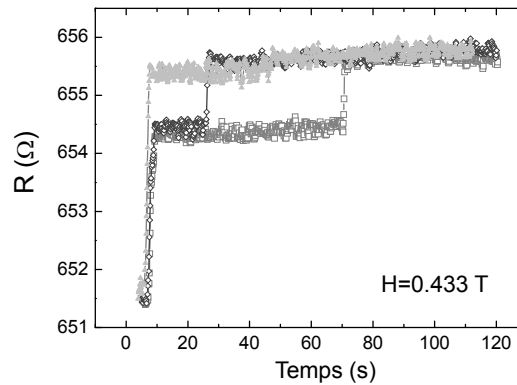


FIGURE 4.6 – Exemple de plusieurs mesures de GMR en fonction du temps pour une même valeur du champ magnétique appliqué ($H= 0.433$ T). La durée du piégeage est donnée par la longueur du plateau qui sépare les deux sauts de tension, le dépiégeage se produisant à trois temps différents.

Nous avons observé que les temps de résidence de la paroi sur le défaut piégeant sont aléatoires. Ce comportement stochastique du dépiégeage de la paroi a été déjà observé dans des nanofils de FePt/Pt/MgO (cf. partie 4.1.1). Aussi, nous observons qu'en augmentant la valeur du champ magnétique appliqué, les temps caractéristiques de résidence sur le défaut diminuent.

Nous retrouvons le même type de comportement que dans les structures étudiées précédemment par Attané *et al.* [ATT06].

A cause du caractère aléatoire du temps de dépiégeage de la paroi sur le défaut, nous avons eu besoin d'un grand nombre de mesure pour pouvoir faire une étude statistique correcte. Pour cela, nous avons fait plusieurs centaines de mesures, pour les deux types de structures.

Nous avons fait 200 mesures pour une valeur de champ dans le cas de la couche simple FePt/MgO et 400 mesures dans le cas de la vanne de spin. Une façon simple d'analyser les résultats des mesures est de représenter la courbe de probabilité cumulée de dépiégeage $P_H(t)$ des deux systèmes pour des valeurs différentes de champ magnétique appliqué (cf. fig. 4.7a et b).

La courbe de probabilité cumulée de dépiégeage nous donne la probabilité que la paroi soit dépiégée à un temps t . Pour une barrière d'énergie unique, elle a l'expression suivante :

$$P(t) = 1 - \exp[-t/\tau], \quad (4.3)$$

Nous observons que les courbes de probabilité (cf. fig. 4.7a et 4.7b) n'atteignent pas 1 pour les temps longs (nous avons limité le temps de mesure à 2 minutes pour des raisons pratiques) ceci nous empêchant d'ajuster les courbes de probabilité par une exponentielle simple comme celle présentée dans l'équation 4.3.

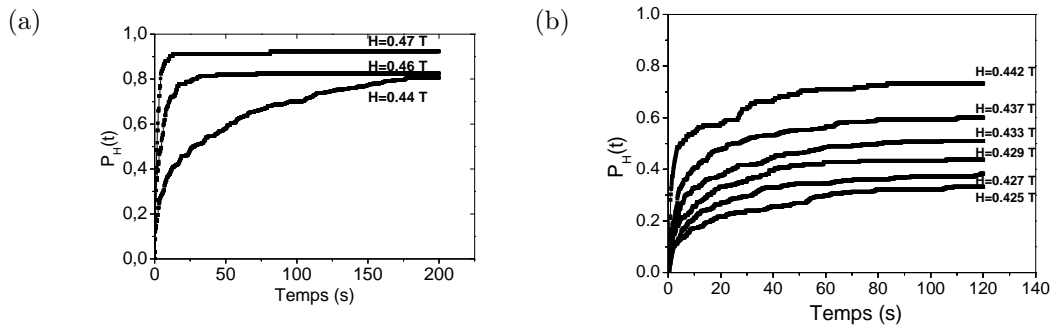


FIGURE 4.7 – Courbes de probabilités cumulées de dépiégeage pour plusieurs champs magnétiques appliqués dans le cas (a) des structures FePt/MgO et (b) des structures FePt/Pt/FePt/MgO. Notons que les temps caractéristiques de dépiégeage diminuent quand le champ magnétique appliqué augmente.

Il a été montré [ATT06] que cette impossibilité d'ajuster les courbes de probabilité provient de la possibilité que la paroi de domaines soit piégée sur le défaut dominant sous deux configurations magnétiques différentes, correspondant à deux potentiels de piégeage différents. Les courbes de probabilité ne pouvaient pas être retrouvées théoriquement en considérant le passage thermiquement activé de deux défauts en série ou en parallèle, car les lois de probabilités correspondantes à ces deux cas n'ont pas la même forme que les courbes expérimentales.

Une façon de retrouver le comportement expérimental est fournie par la considération d'un processus de Markov homogène à deux chemins, montré schématiquement dans la figure 4.8. Ce modèle a été proposé par Attané *et al.* [ATT06], lors des mesures de propagation de parois magnétiques dans des nanofils FePt/Pt/MgO.

Deux chemins peuvent être pris par la paroi pour passer de l'état 1 à l'état 3. Le chemin dominant est la transition directe 1-3, le chemin alternatif passant par l'état 2. La transition 2-3

est établie comme plus difficile que celle directe ($\tau_{23} > \tau_{13}$), le piégeage dans l'état 2 induit des temps caractéristiques de résidence très longs. Nous supposons aussi (vu que le champ appliqué favorise une direction de propagation) que les temps de retour sont infinis ($\tau_{21} = \tau_{31} = \tau_{32} = \infty$).

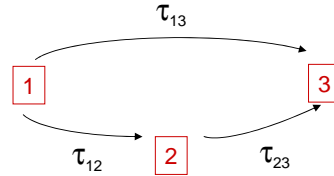


FIGURE 4.8 – Schéma des états possibles du renversement dans un processus de Markov à trois états avec une barrière.

Le système est représenté par le vecteur $P(t)$, ses trois composantes étant les trois probabilités d'être dans l'état i à l'instant t . L'évolution du système est gouvernée par l'équation :

$$\frac{dP(t)}{dt} = \mathbf{M} \cdot P(t), \quad (4.4)$$

la matrice \mathbf{M} ayant la forme :

$$\mathbf{M} = \begin{vmatrix} -(\frac{1}{\tau_{13}} + \frac{1}{\tau_{12}}) & \frac{1}{\tau_{12}} & \frac{1}{\tau_{13}} \\ 0 & -\frac{1}{\tau_{23}} & \frac{1}{\tau_{23}} \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (4.5)$$

Et finalement :

$$P(t) = \exp[t\mathbf{M}]_{13} = 1 - (1 - r)e^{-t(\frac{1}{\tau_{13}} + \frac{1}{\tau_{12}})} - re^{-\frac{t}{\tau_{23}}} \quad (4.6)$$

avec

$$r = \frac{\frac{1}{\tau_{12}}}{\frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{13}} - \frac{1}{\tau_{23}}}. \quad (4.7)$$

L'expression 4.6 a été utilisée pour retrouver le comportement de la probabilité expérimentale de dépiégeage de la fig. 4.9, et les paramètres τ_{ij} ont pu être extraits.

Dans tous les cas, τ_{23} obtenu de la régression est considérablement plus grand que τ_{13} , ce qui signifie que la paroi est fortement piégée dans l'état 2. A température ambiante τ_{13} joue le rôle principale, l'incertitude sur ce temps étant de 10%.

En considérant le temps moyen de résidence sur un défaut comme :

$$\tau = f_0^{-1} \exp[(E_0 - 2M_S H V_a) / k_B T], \quad (4.8)$$

où E_0 est la hauteur de la barrière sans champ appliqué, et V_a le volume d'activation, nous remarquons qu'en augmentant le champ magnétique appliqué nous diminuons le temps moyen de résidence de la paroi sur le défaut.

En exprimant le logarithme de l'équation 4.8 nous obtenons une liaison directe entre les temps de résidence et le volume d'activation - volume renversé par le dépiégeage élémentaire :

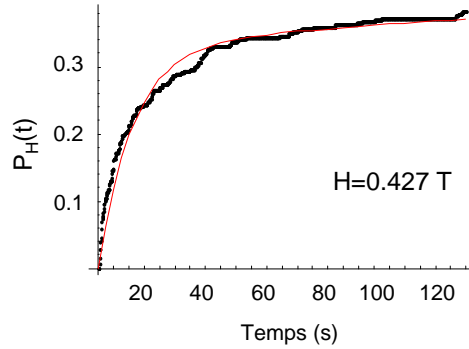


FIGURE 4.9 – Courbe de probabilité cumulée de dépiégeage pour une valeur du champ magnétique appliqué (noir) et ajustement par l’eq. 4.5 (rouge). La probabilité de dépiégeage est donnée par trois temps caractéristiques : un temps court, donné par le début de la courbe, un deuxième donné par la position de l’asymptote et un troisième donné par la pente de l’asymptote.

$$\ln(\tau) = \ln(f_0^{-1}) + [(E_0 - 2M_S H V_a)/k_B T], \quad (4.9)$$

En traçant la dépendance de $\ln(\tau)$ avec le champ appliqué (cf. fig 4.10 a et b) nous pouvons extraire les valeurs des volumes d’activation pour les deux systèmes étudiés.

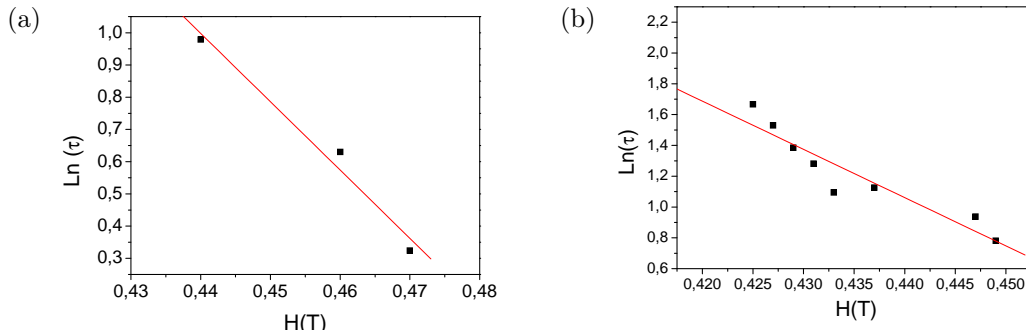


FIGURE 4.10 – Dépendance des temps caractéristiques de résidence sur le défaut en fonction du champ magnétique appliqué pour (a) des structures FePt/MgO et (b) des structures FePt/Pt/FePt/MgO avec les courbes de régression correspondantes.

Grâce aux régressions linéaires effectuées nous avons obtenu des volumes d’activation $V_a(FePt/MgO) = 0.8 \times 10^{-25} m^3$ et $V_a(VS) = 0.84 \times 10^{-25} m^3$, les deux volumes correspondant au volume d’un cube d’environ 4 nm de côté. Il est intéressant de noter qu’à peu près le même volume d’activation a été retrouvé dans le cas ($V_a(FePt/Pt/MgO) = 1 \times 10^{-25} m^3$), même si le piégeage était étudié sur des défauts différents plus étendus (volume micromacle beaucoup plus grand que le volume d’activation). Nous avons aussi calculé la hauteur de la barrière d’énergie sans champ appliqué en prenant la valeur du $\ln(\tau)$ à champ appliqué nul et nous avons retrouvé $E_0(FePt/MgO) = 0.76 \times 10^{-19} J$ et $E_0(VS) = 0.74 \times 10^{-19} J$.

Cela suggère que la paroi doit franchir un volume très petit (qui peut-être plus petit que la taille totale du défaut) et après s'être décrochée localement du défaut, le mécanisme de décrochement est ensuite étendu continument à l'ensemble de la paroi.

Il semble que le volume d'activation, même pour des parois de domaines extrêmement fines n'est pas dépendant des dimensions du défaut en soi, mais plutôt des propriétés de la paroi (largeur et flexibilité).

Pour conclure cette partie, le mécanisme de dépiégeage est similaire (vu les valeurs très proches des volumes d'activation) et le caractère stochastique de la propagation des parois magnétiques dans les mesures sous champ magnétique est retrouvé dans le cas des structures (FePt/MgO et FePt/Pt/FePt/MgO) comme vu avant dans le cas des structures FePt/Pt/MgO par Attane *et al.*

4.3 Dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant

L'importance du contrôle de la position d'une paroi magnétique est capital pour les éventuelles applications technologiques (cf. chap. 1). Nous avons montré que la stochasticité joue un rôle très important dans la propagation des parois magnétiques dans les matériaux à forte anisotropie perpendiculaire sous l'action d'un champ magnétique. La question qui se pose maintenant est de pouvoir contrôler le piégeage et le dépiégeage d'une paroi magnétique sous l'action d'un courant polarisé en spin.

Dans ce sous chapitre nous allons étudier l'effet d'un courant polarisé rajouté à l'effet du champ magnétique sur le dépiégeage thermiquement activé d'une paroi de domaines magnétiques depuis un défaut naturel.

4.3.1 Mesure des temps de dépiégeage sous l'action d'un courant et d'un champ

Pour pouvoir étudier l'effet d'un courant polarisé sur le dépiégeage de la paroi, nous avons combiné l'action d'un courant continu au champ magnétique appliqué. Nous avons étudié l'effet du courant continu pour plusieurs valeurs du courant appliqué (cf. 4.11) pour une valeur du champ magnétique. Le procédé de mesure reste le même (cf. partie mesure sous champ magnétique) sauf que dans ce cas ci, des offsets de courant continu sont appliqués, le courant de sonde restant le même.

Pour avoir une meilleure information sur l'effet du courant nous avons utilisé la densité du courant comme paramètre, paramètre plus pertinent que les valeurs absolues du courant. Dans la structure type vanne de spin, la densité de courant est supposée uniforme car nous avons mesuré la résistivité d'une couche Pt/MgO, et nous avons retrouvé une valeur similaire avec la résistivité des vannes de spin, donc $\rho_{Pt} \approx \rho_{FePt/Pt/FePt}$.

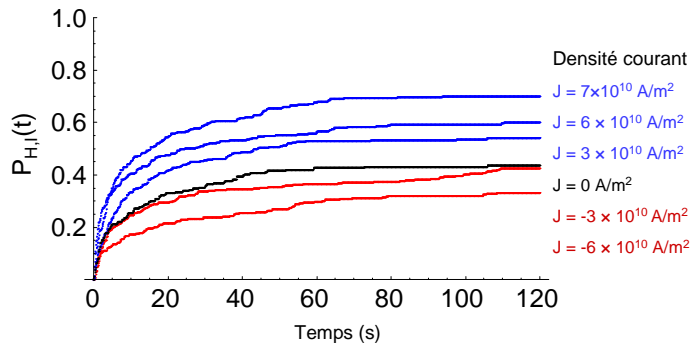


FIGURE 4.11 – Courbe cumulative de probabilité de dépiégeage pour une valeur du champ magnétique appliqué (0.429 T - courbe en noir) et pour plusieurs valeur de la densité du courant continu appliqué, pour un échantillon FePt (4nm)/Pt (2.4 nm)/FePt (5 nm)/MgO. Les courants positifs agissent dans la même sens que le champ magnétique appliqué.

Pour faire ces mesures, nous avons réutilisé la même procédure que celle décrite dans le protocole de mesure déjà présenté (cf. partie 4.2.1), la seule différence étant la présence du courant polarisé.

4.3 Dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant

Dans notre convention, un courant positif aide le dépiégeage de la paroi dans le même sens qu'un champ magnétique positif (cf. figure 4.12).

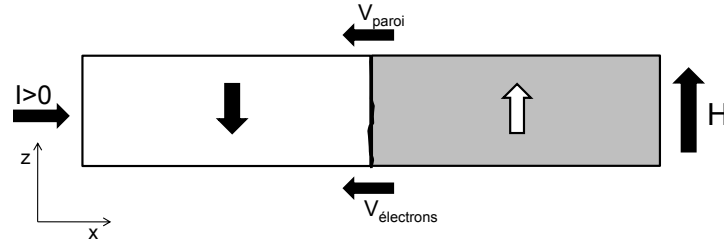


FIGURE 4.12 – Représentation schématique du mouvement d'une paroi de Bloch sous l'action d'un courant et d'un champ. Vue en coupe longitudinale du nanofil FePt.

De cette première série de mesures nous pouvons tirer une première conclusion très importante : les temps moyens de piégeage sont réduits (respectivement augmentés) pour les courants agissant dans la même direction (respectivement opposé) au champ magnétique appliqué.

Pour tester plus profondément cette conclusion nous avons continué notre étude pour plusieurs champs magnétiques appliqués.

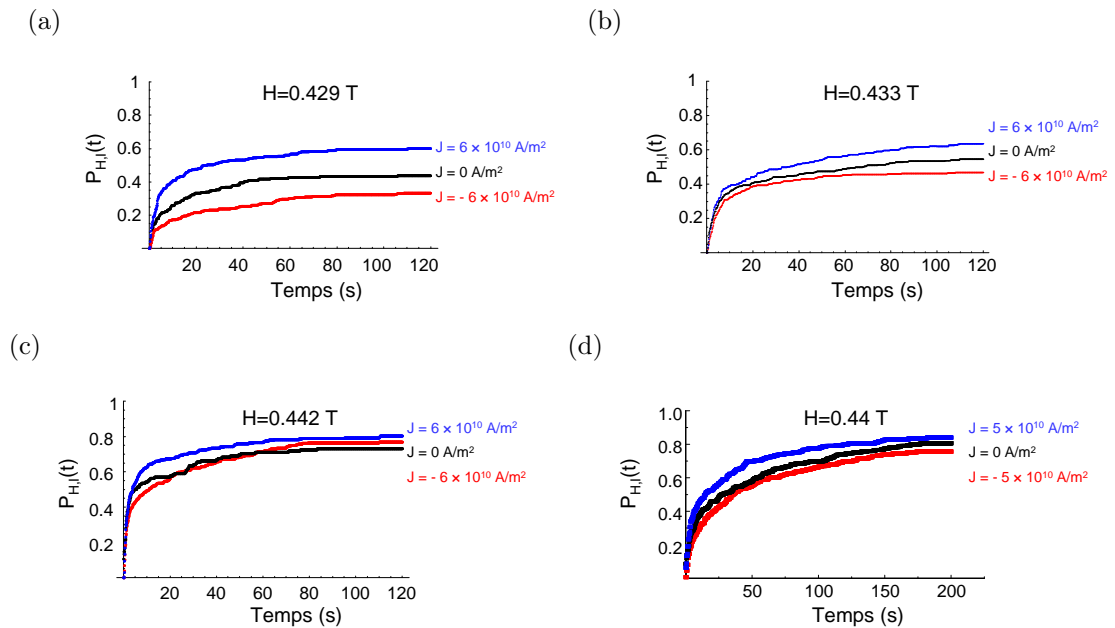


FIGURE 4.13 – (a), (b), (c) Courbes de probabilité cumulatives de dépiégeage pour une valeur du champ magnétique appliqué (en noir) et pour plusieurs valeur de la densité du courant continu appliqué, pour un échantillon FePt (4nm)/Pt (2.4 nm)/FePt (5 nm)/MgO et (d) pour un échantillon FePt(10 nm)/MgO. Les courants positifs agissent toujours dans le même sens que le champ magnétique. Les mesures ont été faites à température ambiante.

En général une série de mesures pour une valeur de champ et plusieurs offsets de courant

(valeur de densité de courant) dure 24 à 32 heures (pour un temps d'attente de 2 minutes depuis l'établissement de la bonne valeur de champ jusqu'à la fin de la série). Pour des raisons de limitation en temps de mesure de dépiégeage sous l'action d'un courant polarisé et d'un champ magnétique, nous avons choisi de limiter la plage de variation du courant polarisé à quelques valeurs de densité de courant.

Dans la figure 4.13 nous avons rassemblé un certain nombre de résultats.

Nous observons de nouveau que, pour les deux types de structures (FePt/MgO et vanne de spin), nous retrouvons le même effet du courant appliqué que dans la figure 4.11. L'effet est impaire en courant, ce qui implique un mécanisme de transfert de spin [TAT04, TAT08, THI05, ZHA04], le seul effet Joule étant pair. Cet effet n'est pas impair par exemple dans les mesures de Beach *et al.* [BEA06] qui mesurent un effet symétrique du courant sur une paroi de domaines dans un nanofil de Py. Aussi, dans les travaux de Boule *et al.* [BOU08], les auteurs mesurent un champ de propagation quasi stable lorsque le courant s'oppose au champ magnétique.

Par contre, dans les travaux plus récents de Burrowes *et al.* [BUR08], les auteurs retrouvent le même comportement impaire sous courant, dans des structures GMR à anisotropie perpendiculaire à base de CoNi. Ils effectuent des mesures de dépiégeage sur une constriction dans des nanofils CoNi de 200 nm de largeur sous l'action d'un champ et d'un courant.

Les courbes de probabilité cumulative de dépiégeage sont représentées dans la figure 4.14, l'extraction des temps caractéristiques de dépiégeage est faite en utilisant une loi exponentielle simple de la forme $P(t) = 1 - \exp(-t/\tau)$.

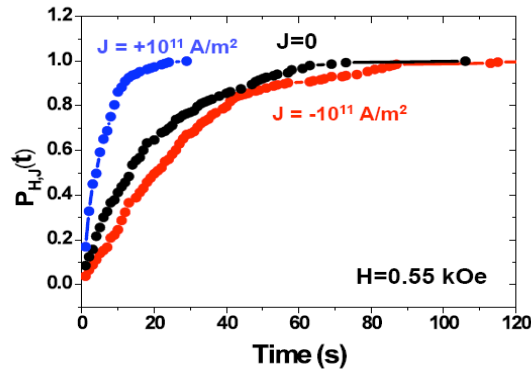


FIGURE 4.14 – (d'après Burrowes *et al.* [BUR08]) Courbes de probabilité cumulative de dépiégeage pour une paroi sur une constriction dans un nanofil de CoNi. Notons l'effet impaire du courant sur les temps caractéristiques de dépiégeage.

La deuxième conclusion importante de ce sous chapitre est que la stochasticité, observée lors des mesures sous champ magnétique seul, se retrouve aussi dans les mesures sous l'action conjointe du courant polarisé et du champ. Ceci souligne de nouveau l'importance de l'activation thermique dans le dépiégeage sous l'action d'un courant polarisé, un phénomène qui doit être pris en compte pour mettre au point des nouveaux dispositifs spintroniques à base de propagation de parois magnétiques de taille très mince.

4.3.2 Effet du chauffage lié au courant

Jusqu'ici nous avons présenté des effets parfaitement bipolaires pour des densités de courant relativement basses. Ces basses densités de courant nous permettent aussi de minimiser le chauffage induit par effet Joule dans nos nanofils, qui peut-être très important dans des nanofils aussi fins et des densités supérieures à $10^{10} A/m^2$.

Pour estimer l'amplitude du chauffage induit dans les nanofils de FePt, dans les deux cas de structures (couche simple et vanne de spin), nous avons d'abord mesuré la dépendance de la résistance dans une couche de FePt/MgO en fonction de la température de mesure (cf. fig. 4.15).

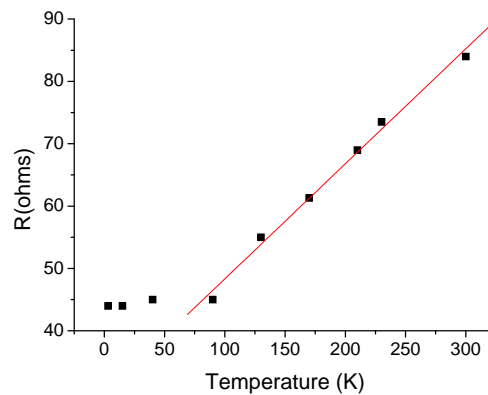


FIGURE 4.15 – Mesure de résistance en fonction de la température pour une couche FePt(32 nm)/MgO).

Nous retrouvons une variation de 1 K pour 0.18 ohms. En comparant les valeurs de résistance mesurées lors des mesures de dépiégeage sous courant continu dans les nanofils, nous mesurons une variation de moins de 5 K pour une valeur de courant de $5 \times 10^{10} A/m^2$.

Par contre, si nous continuons d'augmenter le courant jusqu'à de valeurs de $3 \times 10^{11} A/m^2$, l'effet du chauffage induit par le courant devient dominant par rapport à l'effet du spin torque (cf. fig. 4.16).

Nous nous retrouvons donc sur une plage très étroite de courants où l'effet du spin torque est visible sans être masqué par l'effet du chauffage.

Il est donc très important de retirer les effets induits par le chauffage par effet Joule (effet pair en courant), quand on estime l'amplitude du transfert de spin dans n'importe quel système (effet impair en courant). Cet aspect a été souligné dans des travaux récents de Boule et al [BOU08]. Dans ces travaux, les auteurs regardent les effets du transfert de spin sur une paroi dans un matériau à anisotropie perpendiculaire (CoPt/Pt multicouches) après avoir retiré la contribution de l'effet Joule en travaillant à température d'échantillon constante via la diminution de la température du cryostat lors de l'augmentation de la densité du courant.

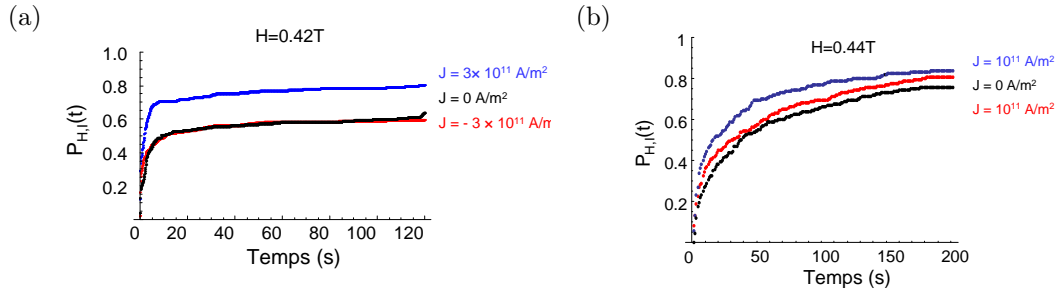


FIGURE 4.16 – (a) Courbe cumulative de probabilité de dépiéage pour une structure FePt/Pt/FePt/MgO et (b) pour une structure FePt/MgO, illustrant l’effet compétitif du chauffage par effet Joule et d’une densité de courant supérieure à 10^{11} A/m^2

4.3.3 Efficacité du transfert de spin dans le FePt

En comparant les probabilités de dépiéage pour l’action conjointe d’un champ magnétique et d’un courant, comparées à celles sous action d’un champ magnétique (cf. figure 4.17), nous observons une similarité de comportement entre une variation de courant et une variation de champ magnétique.

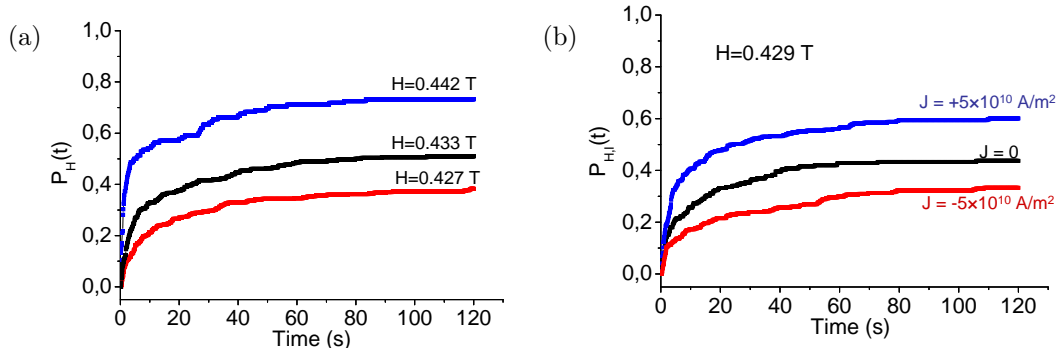


FIGURE 4.17 – (a) Courbe cumulative de probabilité de dépiéage pour trois valeurs du champ magnétique appliqué et dans (b) pour plusieurs valeur de la densité du courant continu appliqué à champ magnétique constant, illustrant la similitude champ-courant, pour une structure FePt/Pt/FePt/MgO.

Une façon assez intuitive d’évaluer l’efficacité du transfert de spin est donc de comparer le changement induit par le courant avec le changement induit par le champ dans les mesures des courbes cumulatives de probabilité. Nous avons ainsi défini un paramètre $\xi = \Delta H / \Delta J$ comme paramètre d’efficacité et nous avons mesuré pour le FePt une efficacité de $10^{13} \text{ T A}^{-1} \text{ m}^2$.

Un commentaire s’impose sur notre définition de l’efficacité. La plupart des auteurs qui définissent cette efficacité utilisent le rapport entre le champ critique (à courant nul) et le courant critique (à champ nul) nécessaires pour propager la paroi de domaine ($\xi = H_C / J_C$). Dans notre cas, ayant en vue que nous sommes assez loin d’avoir un courant critique de dépiéage (ceci impliquerait des densités de courant plus grandes et la possibilité de modifier la température

du nanofil par chauffage) nous supposons que $\Delta H/\Delta J \approx H_C/J_C$. Comparer les deux efficacités suppose la proportionnalité entre l'effet du courant et l'effet du champ sur toute la plage de champ. Notre définition est donc différentielle au voisinage du champ de dé-piégeage.

Pour avoir une idée plus générale de l'amplitude de notre efficacité nous l'avons comparée à d'autres efficacités retrouvées dans des autres systèmes tout-métallique comme le CoNi [BUR08], CoCrPt[TAN08], CoPt[RAV05], CoFeB[LAR07] et NiFe[GRO03] (cf. figure 4.18).

Nous avons choisi comme paramètre universel la largeur de paroi définie comme $\lambda = \sqrt{A/K}$.

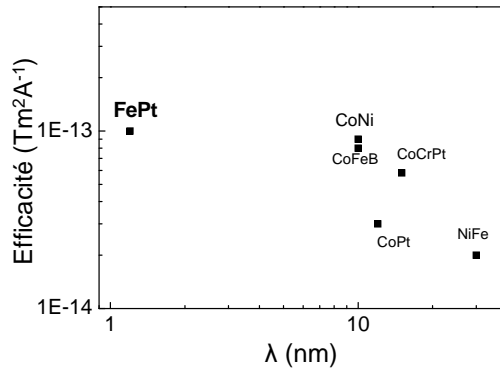


FIGURE 4.18 – Comparaison des efficacités obtenues dans plusieurs matériaux métalliques (CoNi [BUR08], CoCrPt[TAN08], CoPt[RAV05], CoFeB[LAR07] et NiFe[GRO03]) ferromagnétiques en fonction de la largeur de paroi ($\lambda = \sqrt{A/K}$).

Notre système donne donc l'une des plus grandes efficacité rapportée jusqu'à présent dans les métaux. Des efficacités encore plus grandes ont été rapportées dans des semiconducteurs ferromagnétiques (Ga,Mn)As [YAM06], et dans le SrRuO3 [FEI07], mais à basses températures. Toutes les données représentées dans la figure 4.18 ont été mesurées à température ambiante. Nous nous attendons à ce que le STT augmente quand la température décroît [LAU06].

Il faut remarquer que cette dépendance de l'efficacité du transfert de spin avec la largeur de paroi est en accord avec les théories existantes présentées dans le chapitre 1, qui prédisent une amélioration du transfert de spin pour les parois plus fines, comme cela semble se confirmer sur la figure 4.18.

4.3.4 Estimation du paramètre non-adiabatique β

Après avoir vu le caractère stochastique du dépiégeage sous l'action d'un courant polarisé, nous allons poursuivre notre analyse des courbes de probabilité de dépiégeage par l'extraction des temps moyens de dépiégeage.

Nous allons comparer les temps caractéristiques extraits des mesures aux valeurs données par une simulation numérique du dépiégeage thermiquement activé d'une paroi de Bloch d'un défaut unique, puis, à l'aide de deux modèles théoriques, nous allons extraire les valeurs du paramètre non-adiabatique β .

En utilisant la même procédure que celle dans le cas du dépiégeage sous l'action unique d'un champ magnétique, nous représentons dans la figure 4.19 l'évolution de ces temps caractéristiques en fonction du champ magnétique et du courant appliqué.

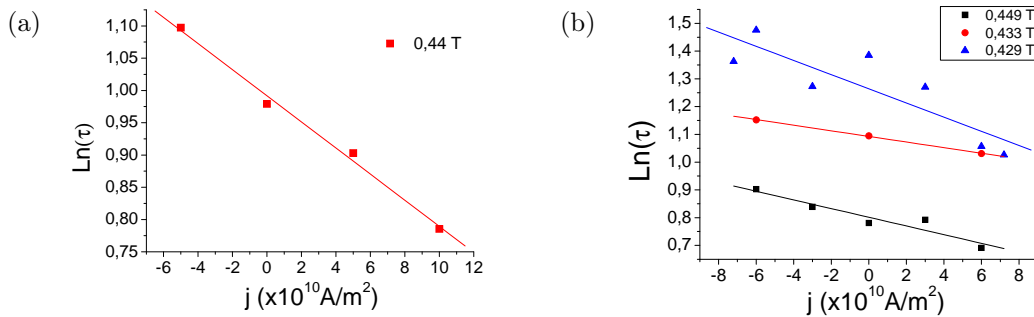


FIGURE 4.19 – Dépendance des temps caractéristiques de dépiégeage d'un défaut avec la densité de courant appliqué, pour des différentes valeurs du champ magnétique dans le cas (a) des structures FePt/MgO et (b) des structures FePt/Pt/FePt/MgO. Les courbes de régression correspondantes correspondent à un fit linéaire.

Dans la figure 4.19 a et b, pour les deux systèmes, nous observons une dépendance linéaire de $\ln(\tau)$ qui reflète une réduction linéaire de la barrière d'énergie en augmentant la valeur du courant appliqué.

Etude par simulation numérique du dépiégeage

Pour avoir une meilleure idée du comportement de la paroi sous l'action du courant, nous avons complété notre étude expérimentale avec des simulations micromagnétiques de dépiégeage d'une paroi dans un système à aimantation perpendiculaire, effectuées au sein du laboratoire Spintec (dans le cadre de l'ANR ISTRADE) par H. Szabolics, F. Garcia-Sanchez et L. Prejbeanu.

Pour minimiser la durée des simulations, nous avons étudié une couche mince de FePt dans laquelle la paroi est piégée sur un seul défaut. Ce système simple, qui modélise la couche douce de nos vanes de spin, nous offre l'essentiel de la physique du dépiégeage stochastique. En pratique, les fluctuations thermiques, le terme adiabatique et non adiabatique reliés au transfert de spin ont été inclus dans une équation LLG modifiée [SZA09, GAR09].

Le système simulé est une couche mince de FePt de $80 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ avec une anisotropie uniaxiale donné par K_u , avec un défaut de $5 \times 10 \times 5 \text{ nm}^3$ de taille (cf. figure 4.21) dont l'anisotropie est $K_{def} = K_u/2$. Le système est initialement dans l'état paroi ancrée sur le défaut. Un champ magnétique statique est appliqué et l'agitation thermique est simulée via une fluctuation

4.3 Dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant

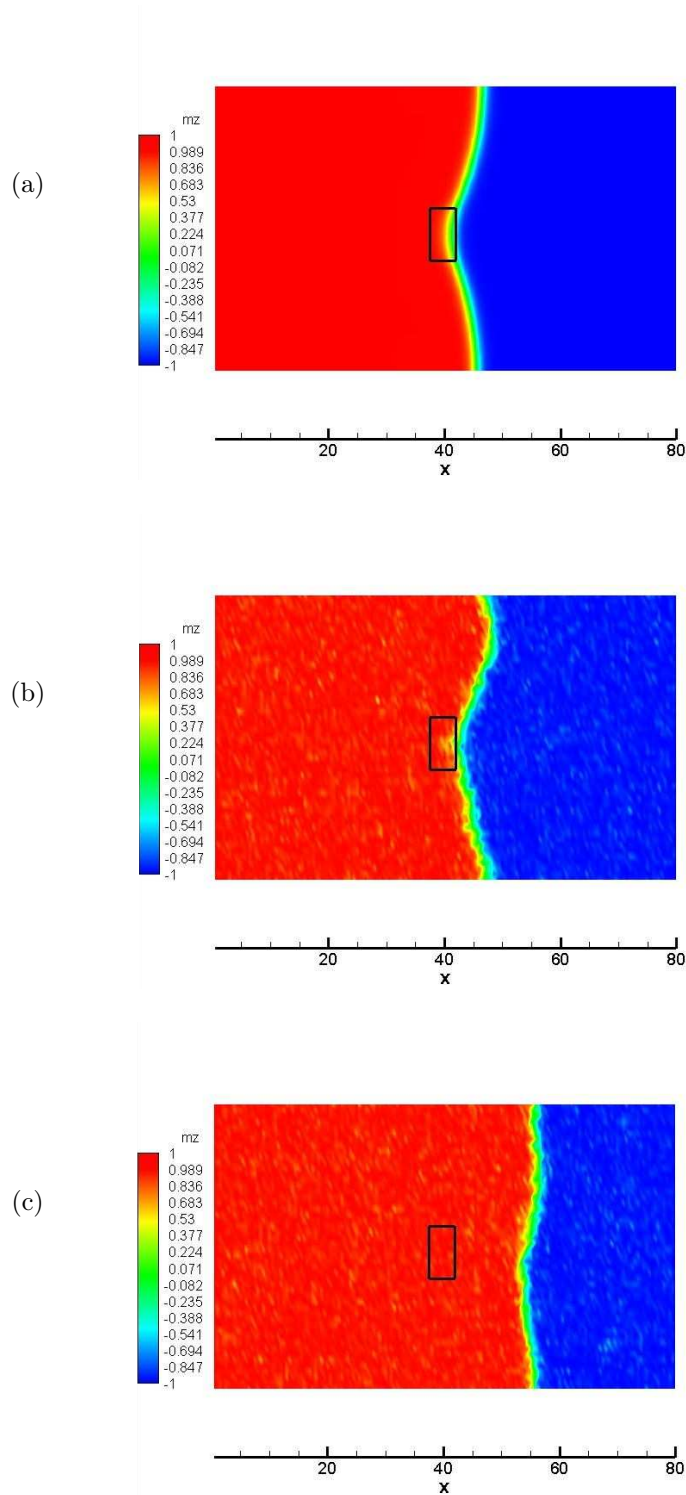


FIGURE 4.20 – Vue de dessus de (a) Paroi piégée sur défaut (b) début du dépiégeage(c) paroi dépiégée.

"blanche" de ce champ. La simulation a été faite au moins 200 fois pour chaque valeur de courant appliqué.

Dans la série de figures 4.20a, b et c, nous présentons trois instants différents du dépiégeage thermiquement activé de la paroi d'un défaut. Nous observons que la paroi est déformée par le défaut mais qu'au cours de son mouvement après le dépiégeage elle garde plus ou moins sa forme.

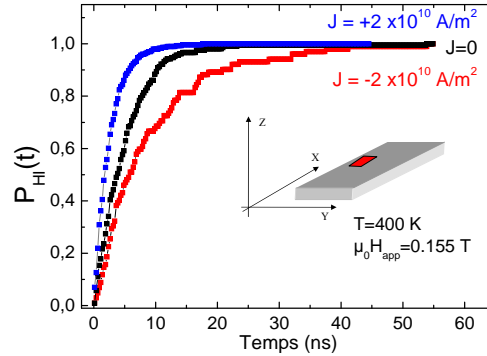


FIGURE 4.21 – Courbe cumulative de probabilité simulée de dépiégeage pour une valeur du champ magnétique appliqué (0.115 T - courbe en noir), et courbes cumulatives de probabilité simulées de dépiégeage pour plusieurs valeur de la densité du courant continu appliqué, pour une couche FePt. Dans l'encart nous avons représenté schématiquement la couche de FePt avec le défaut (en rouge). L'effet du chauffage induit par effet Joule n'est pas pris en compte.

Nous avons aussi tracé les courbes cumulatives de probabilité simulées (cf. figure 4.21) pour un champ magnétique constant et pour des polarités et valeurs de densité de courant appliquées différentes. Nous avons utilisé $\beta = 1$ dans les simulations, pour pouvoir minimiser la durée de simulation. Les temps correspondants au dépiégeage sont beaucoup plus grands (dans l'expérience), mais les temps pris en compte dans les simulations sont quand-même suffisants pour mettre en évidence l'activation thermique du dé-piéage.

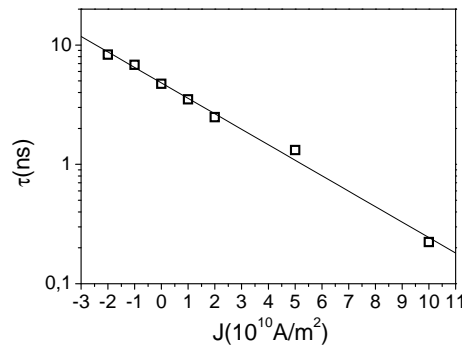


FIGURE 4.22 – Evolution du temps de dépiégeage pour une valeur du champ magnétique appliqué et pour plusieurs valeurs de la densité du courant continu appliqué, pour une couche FePt, obtenues à partir des simulations numériques.

4.3 Dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant

Nous observons des comportements qui correspondent qualitativement à nos résultats expérimentaux, c'est à dire une diminution des temps moyens de dépiégeage pour un courant qui agit dans le même sens que le champ magnétique et l'inverse pour un courant qui s'oppose à l'action du champ magnétique.

Nous avons aussi calculé les temps moyens de dépiégeage pour un cas de champ appliqué et aux courants appliqués variables et nous avons représenté nos résultats dans la figure 4.22. Le comportement simulé est qualitativement le même que celui des expériences, même si l'échelle de temps est très différente.

Modèle théorique de J.V. Kim et estimation de β

A partir des pentes des régressions linéaires de $\ln(\tau)$ dans les deux types d'échantillons (figures 4.19 a et b), nous pouvons faire une estimation du paramètre β pour les deux structures à base de FePt. Pour faire cela, nous allons utiliser un modèle élaboré dans le cadre du projet ISTRADE, par J.V. Kim et C. Burrowes [KIM09] à l'IEF Orsay.

L'hypothèse la plus importante de ce modèle est que, dans le traitement à suivre, nous allons considérer la paroi comme une interface rigide, qui se propage sans déformations internes (cf. fig. 4.23 a). Ainsi, nous allons pouvoir considérer la paroi comme une particule dans un espace unidimensionnel, confinée dans un puits de potentiel créée par le défaut piégeant (cf. fig. 4.23b). Nous allons considérer un processus pour lequel la paroi de domaines initialement située dans le centre du puits de potentiel à la position x_a , s'échappe par activation thermique au dessus de la barrière de potentiel de hauteur V_0 située en x_b .

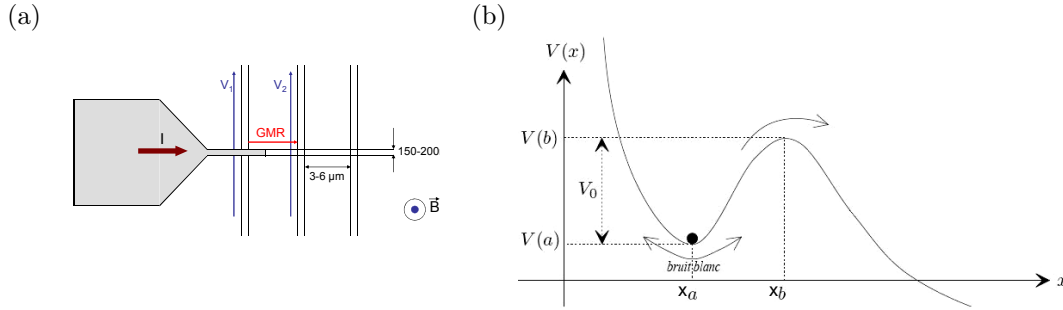


FIGURE 4.23 – a) Schéma du mouvement d'une paroi de domaines rigide dans une double barre de Hall, la partie grise étant le domaine renversé et b) Particule fluctuant autour de sa position d'équilibre x_a dans un potentiel $V(x)$ et soumise à un bruit blanc (fluctuations thermiques). Selon l'amplitude des fluctuations, elle peut franchir la barrière de potentiel V_0 en passant dans la région $x > x_b$.

Ainsi toute l'information sur la paroi est donnée par un ensemble de coordonnées conjuguées x et v , respectivement la position et la vitesse.

Dans la limite de basse vitesse de propagation de la paroi (en dessous de la limite de Walker), les équations du mouvement d'une paroi de Bloch 1D sont données par [KIM09] :

$$\dot{x}_0 - \alpha \dot{v} = \frac{1}{m} \frac{\partial E}{\partial v} + u + \eta_v(t) \quad (4.10)$$

$$\dot{v} + \alpha \dot{x}_0 = -\frac{1}{m} \frac{\partial E}{\partial x_0} + \beta u + \eta_x(t), \quad (4.11)$$

où x_0 est une variable sans dimension ($x_0 = x/\lambda$) représentant la position de la paroi et v est la vitesse de la paroi (variable sans dimension associée au changement de l'angle ϕ des spins dans la paroi lors de leur mouvement). $m = \mu_0 M_S H_K S_C \lambda$ est une masse effective de la paroi, où M_S est l'aimantation à saturation, H_K est le champ d'anisotropie uniaxiale, S_C est la section du nanofil et $\lambda = \sqrt{\frac{A}{K}}$ est la largeur de la paroi. $E(x_0, v) = (1/2)mv^2 + V(x_0)$ est l'énergie de la paroi, $V(x_0)$ incluant les termes de Zeeman et tout autres termes liés au piégeage.

4.3 Dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant

Les termes stochastiques η sont considérés comme un bruit blanc Gaussien avec une moyenne nulle, $\langle \eta_\sigma(t) \rangle = 0$ avec une autocorrélation $\langle \eta_x(t)\eta_v(t') \rangle = \frac{2\alpha k_B T}{m} \delta(t-t')\delta_{x,v}$. Ainsi, l'information complète sur le processus (probabilité de dépiégeage de la paroi) est donnée par la probabilité de transition $P(x_0, v, t)$ [HAN90].

L'équation de Fokker-Planck associée aux équations de mouvement 4.11 est donnée par :

$$\partial_t P(x_0, v, t) = (L_0 + L_u)P(x_0, v, t), \quad (4.12)$$

où P est la probabilité de retrouver le système dans un état (x_0, v) à l'instant t et les opérateurs différentiels étant :

$$L_0 = \left\{ -\frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial x_0} \left(\frac{\partial E}{\partial v} - \alpha \frac{\partial E}{\partial x_0} \right) + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial E}{\partial x_0} + \alpha \frac{\partial E}{\partial v} \right) + \frac{\alpha k_B T}{m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial v^2} \right) \right\} \quad (4.13)$$

$$L_u = -u \left\{ (1 + \alpha\beta) \frac{\partial}{\partial x_0} + (\beta - \alpha) \frac{\partial}{\partial v} \right\}$$

Cette équation décrit entièrement le comportement d'un système piégé dans un puits de potentiel et incorpore la possibilité de dépiégeage par activation thermique.

Appliquons maintenant la méthode de Kramers [HAN90], à notre système idéalisé. D'abord il faut se placer dans le cas où la paroi (modélisé par une particule unidimensionnelle), est dans un état d'énergie de quelques $k_b T$ au dessus de la valeur du V_0 (cf. figure 4.23). La particule se thermalise d'abord avant de passer la barrière. Le flux de probabilité $j_b = \int_{-\infty}^{\infty} v P_0(x_b, v) dv$ de passage de la barrière est donné par le produit du taux de passage τ et de la population stationnaire dans le puits de potentiel $n_a = \int_{puits} \int_{-\infty}^{\infty} P_0(x_b, v) dv$.

Ces deux quantités dépendent de la solution stationnaire de l'équation 4.14, c'est à dire :

$$(L_0 + L_u)P_0 = 0 \quad (4.14)$$

qui a la forme exacte :

$$P_0(x_0, v) = Z^{-1} \exp \left[-\frac{E(x_0, v)}{k_B T} \right] \exp \left[-\frac{mu}{k_B T} (-\beta x_0 + v) \right], \quad (4.15)$$

où Z est une constante de normalisation.

En connaissant la forme de la probabilité de transition stationnaire P_0 , on retrouve l'expression du taux de passage thermiquement activé sous une forme d'Arrhenius :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp \left[-\frac{E_b(I)}{k_B T} \right], \quad (4.16)$$

La barrière d'énergie effective dépendant du courant appliqué I de la manière suivante :

$$E_b(I) = E_{b,0} - \sigma I, \quad (4.17)$$

où le terme σ a la forme :

$$\sigma = \beta P \frac{\hbar \Delta x}{e \lambda}, \quad (4.18)$$

où $\Delta x = x_b - x_a$ est la taille du puits de potentiel.

Nous avons donc établi une approche permettant de relier les temps moyens de dépiégeage (taux de dépiégeage façon Kramers) au paramètre phénoménologique β , intrinsèque à la dynamique de la paroi sous action d'un courant polarisé. Nous observons que le facteur σ dépend de la largeur du potentiel de piégeage effectif, vu par la paroi. Bien que la largeur effective de ce puits de potentiel soit de l'ordre de la largeur de paroi, il y a une dépendance assez faible du champ magnétique appliqué parce que des changements dans l'énergie de Zeeman induisent des petites changements dans le profil du potentiel de piégeage [KIM09]. Ceci peut expliquer la variation de la pente du logarithme de τ pour des champs magnétiques différents en fonction de la densité du courant (cf. figure 4.19, mais nous ne pouvons pas exclure les erreurs dans les régressions linéaires des données $\ln(\tau) = f(B, J)$).

Dans le tableau 1 nous présentons les résultats des calculs basés sur l'équation 4.16 et 4.18 dans laquelle nous avons utilisé la largeur de la paroi λ comme paramètre de largeur du puits de potentiel ($\Delta x \approx \lambda$) et une polarisation $P=0.6$ [SEE08].

FePt/Pt/FePt//MgO (en nm)	champ appliqué (en T)	Valeur β
4/2.4/5	0.429	0.098
4/2.4/5	0.433	0.029
4/2.4/5	0.449	0.047
4/2.4/5	0.45	0.037
FePt//MgO		
10	0.44	0.047

TABLE 4.1 – Valeurs de β pour l'échantillon FePt/Pt/FePt/MgO et FePt/MgO en fonction du champ magnétique appliqué.

En utilisant ce modèle, nous obtenons une valeur de $\beta_{FePt} = 0.06 \pm 0.03$. Ces valeurs sont proches des valeurs rapportés du terme d'amortissement de Gilbert $\alpha_{FePt} = 0.1$ [KEN09]. Le même type de résultat, $\beta \approx \alpha$, a été retrouvé par Burrowes *et al.* (dans le cadre de l'ANR ISTRADE) dans leur étude de dépiégeage d'une paroi sur une constriction dans des nanofils de CoNi, sous l'action d'un courant et un champ magnétique.

Estimation de β dans le modèle théorique de G. Tatara

Nous avons également estimé la valeur de β en utilisant le modèle de Tatara *et al.* [TAT06, TAT08] (voir chapitre 1). Dans leur calcul la paroi est considérée comme rigide et ils considèrent le cas où la paroi est piégée sur un défaut et se trouve sous l'action d'un courant polarisé en spin, et sous champ appliqué nul. Les auteurs définissent trois régimes de piégeage.

Pour pouvoir déterminer le régime dans lequel on se retrouve, il faut comparer (d'après Tatara) le potentiel de piégeage V_0 avec l'anisotropie dans la direction difficile (K_{perp}).

Si le potentiel $V_0 < K_{perp}$, nous nous retrouvons dans le régime du piégeage faible.

Si le potentiel $V_0 > K_{perp}$, nous nous retrouvons dans le régime du piégeage intermédiaire.

Si le potentiel $V_0 \gg K_{perp}$ (100 fois), nous nous retrouvons dans le régime de piégeage fort.

Dans ce modèle les grandeurs sont exprimées en J/site. Aussi le volume pris en compte est le volume impliqué dans le dépiégeage, dans notre cas le volume d'activation $V_a 10^{-25}/m^3$.

Il faut d'abord transformer l'anisotropie en J/site. Donc $K_{perp} = 2.8 \times 10^{-22} J/site$ et $V_0 =$

4.3 Dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant

$\frac{E_0}{V_a/a^3} = 10^{-23} J/site$ où $a^3 = 10^{-29} m^3$ est le volume de la maille cubique du Fe et E_0 est l'énergie à champ appliqué nul, calculée dans la partie 4.2.2.

Nous nous retrouvons donc dans le régime du piégeage faible. Ce régime comprend deux sous régimes ; dans le premier des sous régimes (cas 1a [TAT08]) β ne joue pas de rôle dans l'expression du courant critique de dépiégeage.

Pour estimer la valeur de β dans le piégeage faible nous utilisons l'expression du courant critique de dé-piégeage, dans le cas 1b [TAT08] du piégeage faible :

$$\frac{J_c}{B_c} = \frac{e S^2}{\hbar a^3 g 2k_B} \frac{1}{\beta} \lambda, \quad (4.19)$$

et en utilisant la valeur de $\lambda \approx 10^{-9} m$ et une efficacité ($H_c/J_c = 10^{-13} T m^2 A^{-1}$) nous aboutissons à une valeur de $\beta \approx 0,01$.

Dans le cas du piégeage faible 1a [TAT08] (pour lequel le paramètre β ne joue pas de rôle) et on estime une valeur du courant critique de dépiégeage $J_c(1a) = 5 \times 10^{14} A/m^2$. Expérimentalement, en extrapolant l'efficacité retrouvée dans l'alliage FePt à champ appliqué nul, nous obtenons une valeur du courant critique $10^{12} A/m^2$. Ceci montre que la valeur du paramètre β , même si elle est petite, joue un rôle très important dans le comportement de la paroi sous l'action d'un courant polarisé en spin.

4.4 Conclusions

Nous avons effectué des mesures de transport électrique dans des nanostructures à base d'alliage FePt afin d'étudier le phénomène de transfert de spin sur une paroi magnétique très fine. Nous avons retrouvé le caractère stochastique du dépiégeage thermiquement activé sous l'action du champ magnétique (comme démontré précédemment par Attané *et al.* [ATT06] dans des structures FePt/Pt/MgO). Nous avons démontré aussi que ce comportement reste stochastique sous l'action d'un courant polarisé en spin.

Nous avons aussi montré l'effet du transfert de spin en analysant les courbes cumulatives de probabilité pour des polarités différentes du courant appliqué, et nous avons déduit une très bonne efficacité du transfert de spin dans ce matériau.

Le fait d'avoir des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire est bénéfique du point de vue de la stabilité thermique mais le fort piégeage retrouvé dans ces types de matériaux, nous oblige à appliquer des champs magnétiques forts. La valeur de l'efficacité trouvée est importante, mais il faut mentionner la nécessité d'avoir un champ magnétique intense ($\approx 0.4 T$) pour pouvoir dépiéger la paroi. Des efforts d'élaboration (qualité dépôts) sont donc nécessaires pour conserver la haute anisotropie de ce matériau et diminuer les champs coercitifs.

En utilisant deux modèles théoriques actuellement proposés [KIM09, TAT08], nous avons estimé la valeur du paramètre non-adiabatique β .

Si nous nous basons sur ces deux modèles, nous retrouvons que $\beta \approx \alpha$ pour des parois très fines. Ces résultats montrent que les effets non-adiabatiques sont faibles même si les parois ont une épaisseur proche des grandeurs caractéristiques du transport électrique ($l_{sf}, \lambda_{ipm}, \lambda_{Larmor}$). Ceci est remarquable, vu que des effets non-adiabatiques forts étaient attendus pour des échelles de longueur dont le transport de spin est conservé et des forts gradients d'aimantation existent.

Le fait que $\beta \approx \alpha$ a été aussi observé pour des parois larges [HAY06] peut être une indication que l'origine du terme non adiabatique peut être retrouvé dans des phénomènes non liés au transport électrique en soi (processus de dissipation [LEM08]).

CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET PERSPECTIVES

Ce travail de thèse a été consacré d'une part à la réalisation d'un système d'étude de la propagation des parois magnétiques dans des nanofils d'alliage FePt, et d'une autre part à l'analyse du transfert de spin dans le cas du dépiégeage thermiquement activé d'une paroi unique sur un défaut unique.

Les résultats de ces travaux de thèse peuvent être résumés de la manière suivante :

Nous avons élaboré des structures FePt/MgO et des vanes de spin FePt/Pt/FePt/MgO et vérifié qu'elles possédaient des propriétés magnétiques et électriques favorables (nucléation de domaines rare, valeur GMR suffisante, bonne résistivité électrique des couches FePt) à l'étude principale de cette thèse. Les vanes de spin ont une structure originale, où même si les deux couches ont la même épaisseur, un état antiparallèle de l'aimantation dans les deux couches FePt est obtenu par le fait de différentes propriétés structurales de ces couches.

Lors des mesure de magnétorésistance dans les couches FePt/MgO nous avons identifié la magnétorésistance due aux magnons (MMR). Nous avons expliqué le phénomène en utilisant un modèle théorique existant que nous avons adapté à notre cas spécial (très forte anisotropie magnétocristalline de l'alliage FePt). Des mesures à basse température ont confirmé cette interprétation. Nous avons aussi démontré l'utilité de la MMR pour la détection et mesure quantitative du renversement d'aimantation dans des couches minces et nanofils d'alliage FePt.

Concernant l'étude de la propagation des parois magnétiques dans de nanofils d'alliage FePt, nous avons montré le caractère stochastique du dépiégeage d'une paroi unique dans les structures FePt/MgO et vanes de spin, sous l'action d'un champ magnétique et d'un courant polarisé en spin. Une bonne efficacité du transfert de spin a été extraite (en accord avec les théories STT existantes) et une estimation du paramètre non-adiabatique β a été faite, sur la base de deux modèles théoriques différents. Les résultats montrent une meilleure efficacité du transfert de spin pour des parois extrêmement fines avec des valeurs du facteur nonadiabatique β proches de la valeur de la constante d'amortissement de Gilbert.

Perspectives

Les perspectives de ces travaux de thèse concernent deux sujets principaux : la MMR et son utilité pour l'étude de la propagation des parois magnétiques et l'étude du dépiégeage thermiquement activé d'une paroi unique sur un défaut.

A court terme, quelques voies sont à suivre. La première serait l'amélioration du signal MMR. Une augmentation de la résolution spatiale de la MMR, la rendrait utile pour des mesures de dépiégeage thermiquement activé en fonction du temps.

Une autre voie se réfère à la poursuite de l'étude du dépiégeage thermiquement activé dans des nanofils à partir de structures vanne de spin sous l'action d'un courant polarisé en spin. L'étude du dépiégeage sera faite dans des nanofils plus fins (30-50 nm de largeur) et dans les constriction. Ceci devrait permettre d'avoir des parois plus "raides" et de limiter les configurations possibles lors du piégeage sur un défaut.

Une étude du dépiégeage thermiquement activé d'une paroi unique sur un défaut en fonction de la température sera faite aussi.

Le dépiégeage de la paroi sur un défaut sous l'action d'une impulsion de courant sera investigué aussi. Cette impulsion est susceptible d'exciter des modes d'oscillation de haute fréquence de la paroi et de provoquer le dépiégeage de la paroi.

A plus long terme, des expériences de retournement d'aimantation dans la couche douce des structures de type vanne de spin (nanostructurées sous forme de nanopiliers), par transfert de spin, sont envisagées.

La diversité de phénomènes mis en jeu pour expliquer le comportement physique des nanostructures magnétiques est impressionnante. La maîtrise des phénomènes liés au transport électronique, magnétorésistance, retournement d'aimantation, croissance cristalline et transfert de spin s'est prouvée difficile mais nécessaire pour la compréhension de la physique de ces nanostructures magnétiques.

L'étude de ces phénomènes m'a fourni l'opportunité d'enrichir mes aptitudes expérimentales mais aussi théoriques. Tout au long de cette thèse, j'ai eu l'occasion d'apprendre des diverses techniques expérimentales, comme l'élaboration des couches minces par des techniques d'évaporation et MBE, nanofabrication, imagerie en champ proche et mesures de transport. Le travail dans une salle blanche m'a donné l'occasion d'utiliser des procédés de lithographie (électronique et optique) qui sont à la base de la nanofabrication d'aujourd'hui.

Aussi, le travail dans une équipe de recherche dynamique m'a montré l'importance de l'interaction intra et inter laboratoires pour bien mener à bien un projet de recherche.

A

ANNEXES

Dans cette annexe nous présentons la procédure de préparation des substrats de MgO et de dépôt de FePt par Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM).

A.1 Préparation du substrat

Avant d'introduire le substrat sous ultravide pour effectuer le dépôt métallique, il est nécessaire de préparer chimiquement la surface du substrat MgO.

La première étape a pour but de dégraisser la surface :

- Dégraissage dans un bain de trichloroéthane à ébullition,
- Nettoyage dans un bain d'acétone,
- Rinçage dans un bain d'éthanol.

La seconde étape consiste, après collage à l'indium sur un porte-échantillon et introduction dans l'enceinte de dépôt, en un recuit de celui-ci pour éliminer les espèces adsorbées. Cette dernière phase est réalisée en trois opérations :

- Montée en température (150 °C) et maintien pendant 1 heure. Ce premier palier permet de désorber les radicaux OH du porte substrat (molybloc) et du substrat de MgO.
- Afin de pouvoir éliminer la contamination en carbone, la température est augmentée jusqu'à 350 °C et maintenue pendant 3 heures.
- La dernière étape est effectuée à 450 °C pendant 30 minutes et permet d'éliminer les radicaux chlorés.

A.2 Bâti d'Építaxie par jets moléculaires et procédure de dépôt

Il s'agit d'un ensemble expérimental de technologie ultravide à l'intérieur duquel règne une pression de l'ordre de 10^{-10} Torr. Ce vide est obtenu par le biais de divers groupes de pompage : primaire, moléculaires, turbo-moléculaires, ionique et sublimateur de Titane.

Cet ensemble regroupe 5 chambres distinctes :

- La chambre d'introduction équipée d'un sas d'introduction rapide. Cette chambre est équipée d'un carrousel capable de stocker jusqu'à quatre échantillons, et possède un four (800°C Max.) permettant d'effectuer les traitements thermiques nécessaires à la préparation des substrats.
- La chambre de dépôt est équipée de deux évaporateurs à bombardement électronique (cf. figure A.1). Cette enceinte est équipée d'un réservoir interne de N_2 liquide séparant la chambre en deux parties. Dans la partie basse se trouvent les évaporateurs, le sublimateur de titane et la connexion à la pompe ionique. Des orifices à travers ce réservoir permettent de collimater les flux évaporés tout en limitant la température au niveau du substrat lors des dépôts. De plus, ce réservoir assure un piégeage froid des particules polluantes (CO , H_2O , CO_2 , H_2). Le porte substrat est équipé d'un four à bombardement électronique permettant, si nécessaire, de pouvoir réaliser des recuits flash (400 à 650°C en moins de 1 minute) et capable de monter jusqu'à 1100°C . Enfin, la chambre de croissance est équipée de divers moyens d'analyse in-situ : spectromètre de masse, spectromètre Auger et d'un ensemble RHEED (Rasant High Energy Electron Diffraction).

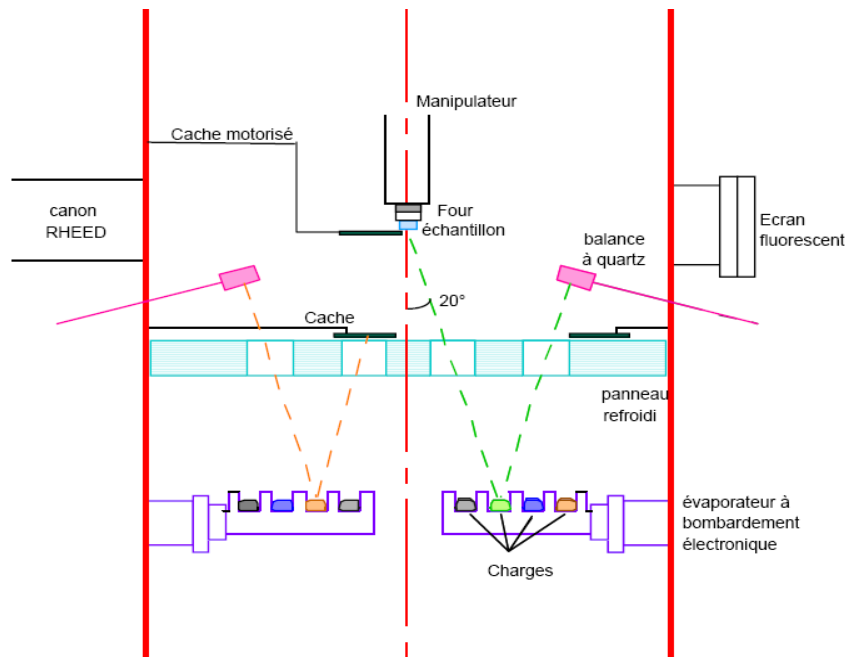


FIGURE A.1 – Schéma de la chambre de dépôt vue en coupe.

Le procédé d'évaporation utilisé consiste d'envoyer un faisceau d'électrons généré par un

filament en tungstène porté à haute température. Les électrons sont ensuite accélérés sur la cible à évaporer par une différence de potentiel de 10 KV. Le filament est en position latérale par rapport aux creusets pour être hors d'atteinte du flux évaporé. La déflexion du faisceau électronique est assurée par deux bobines magnétiques permettant un balayage électronique de la surface de la cible. La cible étant positionnée dans un creuset en cuivre refroidi par circulation d'eau et le faisceau ne chauffant qu'un petit volume de celle-ci, les interactions chimiques entre la cible et le creuset sont donc minimisées. L'avantage principal de ce procédé est sa faible inertie. En effet, une faible variation de l'intensité du faisceau d'électrons permet d'obtenir rapidement une variation de la vitesse de dépôt. D'autre part, le balayage du faisceau sur la charge améliore notablement l'homogénéité du flux. La régulation des flux se fait par l'intermédiaire de balances à quartz, qui reçoivent le flux en même temps que l'échantillon. Le principe de mesure est basé sur la variation de fréquence de vibration d'une pastille de quartz, en sachant que la masse déposée est proportionnelle à la variation de fréquence. Une calibration des dépôts est bien sûr nécessaire.

- Une chambre STM équipée d'un microscope à champ proche pouvant fonctionner en mode force atomique (AFM : Atomic Force Microscope) et capable de fonctionner en mode contact et non contact ainsi qu'en mode microscope à effet tunnel (STM : Scanning Tunnel Microscope).
- Une chambre d'analyse incluant un spectromètre XPS (X-ray Photoélectron Spectroscopy), un analyseur AUGER (spectrométrie Auger) ainsi qu'un diffractomètre LEED (Low Energy Electron Diffraction).

Procédure du dépôt

Toutes les structures présentées dans ce mémoire ont été élaborées par co-dépôt (dépôt simultané) du Fe et du Pt à haute température (500°C). La vitesse du dépôt d'alliage est de l'ordre de 0,6 Å/s.

Dans le cas des vannes de spin FePt/Pt(Pd)/FePt/MgO, les couches non-magnétiques de Pt et Pd ont été déposées à plus basse température (330°C).

Le dépôt est suivi in-situ en utilisant l'ensemble RHEED.

A.3 Méthode de mesure du signal magnétorésistif pur

Une mesure brute typique de MR, obtenue par mesure quatre pointes sur une couche d'alliage FePt, est présentée dans la figure A.2. Dans cette mesure, nous avons observé un comportement de type hystérétique qui peut s'expliquer de la manière suivante : la tension mesurée est la somme de deux contributions, la première correspondant à la MR, et la seconde à l'EHE. La composante d'EHE est liée au mauvais alignement des points de contact dans notre dispositif de mesure (cf. chap. 2), elle est faible dans l'absolu mais reste importante par rapport à la MR.

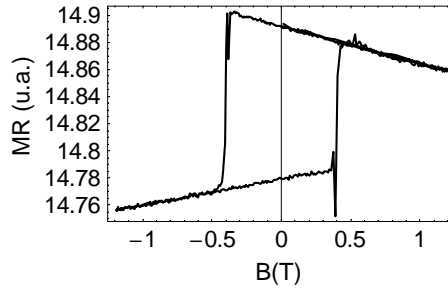


FIGURE A.2 – Mesure brute de magnétorésistance sur une monocouche FePt(10nm)/MgO.

Pour faire la séparation, nous prenons le signal en champ magnétique montant $S_+(H)$ et descendant $S_-(H)$ et nous utilisons la symétrie du signal MR (fonction paire en H) et l'antisymétrie du signal EHE (fonction impaire en H) pour déduire les deux composantes :

Nous avons séparé les deux composantes (en utilisant les équations A.1, A.2, A.3) (cf. fig. A.3), et nous vérifions bien qu'il existe une composante de la tension mesurée liée à l'EHE.

$$MR_+(H) = \frac{S_+(H) + S_-(-H)}{2} = MR_-(H), \quad (\text{A.1})$$

$$EHE_+(H) = \frac{S_+(H) - S_-(-H)}{2}, \quad (\text{A.2})$$

$$EHE_-(H) = \frac{S_-(H) - S_+(-H)}{2}. \quad (\text{A.3})$$

Il faut mentionner qu'il y a une nécessité d'interpoler les points des parties ascendantes et descendantes pour pouvoir utiliser cette méthode, le pas en champs n'étant pas exactement le même sur ces deux parties lors de la mesure brute.

Cette méthode est utilisée dans l'ensemble de ce manuscrit pour déduire la contribution de MR pure, dans le cas des couches simples et vannes de spin d'alliage FePt. La méthode est valable uniquement quand nous disposons d'un cycle majeur et en absence de décalage de cycle (couche antiferromagnétique).

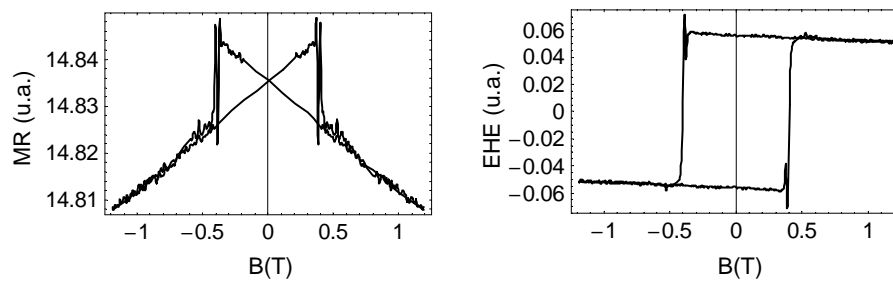


FIGURE A.3 – Partie symétrique (gauche) et antisymétrique (droite) de la mesure brute de MR. La partie symétrique nous donne la contribution purement magnétorésistive, celle antisymétrique nous donne la composante d'EHE.

A.4 Réalisation des nanostructures

Deux étapes de lithographie électronique ont été utilisées pour l'élaboration des structures pour l'étude de la propagation de parois magnétiques dans des nanofils de 100-200 nm de largeur. Dans un premier temps nous avons réalisé des structures en utilisant les procédés de lithographie électronique pour réaliser la partie nanométrique de la structure et par la suite nous avons utilisé une deuxième étape de lithographie électronique pour la reprise des contacts macroscopiques en Au.

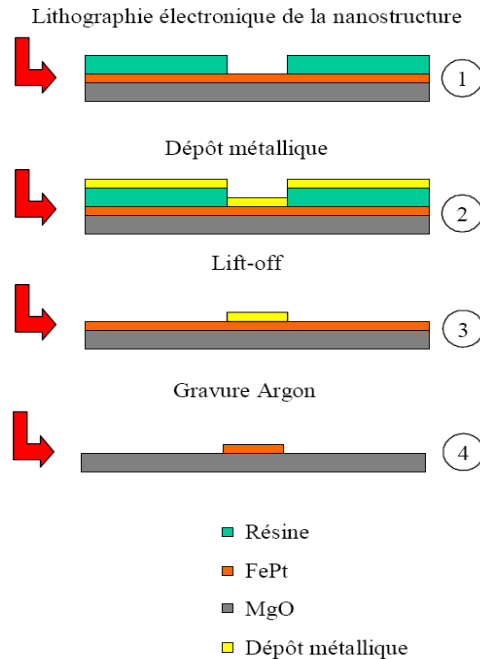


FIGURE A.4 – Les diverses étapes utilisées durant le procédé de lithographie électronique.

La procédure d'obtention des structures réalisées en lithographie électronique se décompose en quatre 7 étapes distinctes (cf. figure A.4) :

Après enduction de résine PMMA (4000 Trs/min pendant 50 secondes) suivie d'un recuit (170°C) permettant de stabiliser la couche en évaporant le solvant dans lequel est dissout le polymère.

1. Exposition par le faisceau d'électrons. A l'issue de l'exposition par le faisceau d'électrons, la résine PMMA est développée dans un mélange MIBK et alcool iso (rapport 1/3) pendant 30 secondes puis l'échantillon est rincé dans de l'alcool isopropylique pendant 30 secondes afin d'arrêter le développement.

2. Réalisation d'un dépôt métallique d'Aluminium 20 nm sur toute la surface de l'échantillon.

3. Enlèvement de la résine (lift-off) en plongeant l'échantillon dans de l'acétone durant au moins une heure. A l'issue de cette étape, il ne doit donc plus rester que le dépôt métallique ayant la forme de la nanostructure désirée.

4. Après introduction de l'échantillon dans un usineur ionique, celui-ci est irradié par un faisceau d'ions Argon permettant ainsi d'éroder à la fois le dépôt de FePt et le dépôt d'Al réalisé précédemment. Cette opération nécessite de prendre en considération la différence de rendement

de pulvérisation entre les matériaux en présence. Nous utilisons le développeur un développeur de résine AZ dont l'élément actif est le tétra méthyle hydroxyde d'ammonium pour effectuer le nettoyage du masque de gravure restante pendant une durée de 1-2 minutes. Le retrait est contrôlé après en utilisant un profileur dektak.

A l'issue de ces quatre étapes, il est nécessaire de réaliser par lithographie électronique les contacts électriques permettant les mesures ultérieures de la nanostructure (cf. figure A.5).

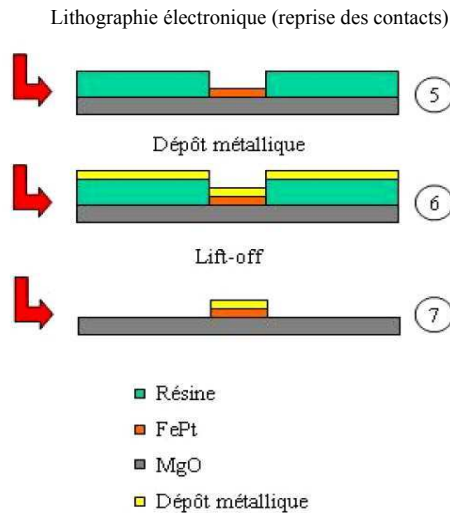


FIGURE A.5 – Les différentes phases permettant la réalisation des contacts de la nanostructure en lithographie optique.

5. Cette étape a pour but de réaliser des reprises de contact par une technique de lithographie électronique identique à la première. Le centrage de la nanostructure initiale par rapport aux pistes de contactage est réalisé à l'aide de repères lithographiés précédemment durant l'étape 1.

6. Cette étape sert à réaliser des connexions électriques entre les nanostructures magnétiques et les prises de contact. Pour ce faire, un dépôt métallique Ti/Au 10/nm est réalisé sur toute la surface de l'échantillon. Le dépôt de Ti sert comme couche d'accrochage sur le substrat MgO.

7. Il s'agit de l'étape ultime consistant à enlever la résine PMMA ainsi que le dépôt métallique situé à sa surface par la technique de lift-off. Cette procédure terminée, l'échantillon est prêt à être contacté par micro soudure, et les mesures électriques peuvent être effectuées.

BIBLIOGRAPHIE

- [ALL78] P. B. Allen, Phys. Rev. B . **17**, 3725 (1978).
- [ATT01] J. P. Attané , Y. Samson, A. Marty, D. Halley, and C. Beigne, Appl. Phys. Lett. . **79**, 794 (2001).
- [ATT04] J. P. Attané, Y. Samson, A. Marty, J. C. Toussaint, G. Dubois, A. Mougin, and J. P. Jamet, Phys. Rev. Lett. . **93**, 257203 (2004).
- [ATT06] J. P. Attane, D. Ravelosona, A. Marty, Y. Samson, and C. Chappert, Phys. Rev. Lett. **96**, 147204 (2006).
- [ATK03] D. Atkinson, D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, R. P. Cowburn, Nat. Mater. **9**, 85 (2003).
- [AWS07] D. D. Awschalom and M. E. Flatté, Nature Physics **3**, 153 (2007).
- [BAI88] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas,, Phys Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [BAL07] V. Baltz, A. Marty, B. Rodmacq, B. Dieny, Phys. Rev. B **75**, 014406 (2007)
- [BAZ98] Ya.B. Bazaliy, B.A. Jones, and Shoucheng Zhang, Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
- [BEA05] G. S. D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, J. L. Erskine, Nat. Mater. **4**, 741 (2005).
- [BEA06] G. S. D. Beach, C. Knutson, C. Nistor, M. Tsoi, and J. L. Erskine, Phys. Rev. Lett. **97**, 057203 (2006).
- [BEA08] G.S.D. Beach, M. Tsoi and J.L. Erskine, J. Magn. Magn. Mat. **320**, 1272 (2008).
- [BER06] L. Berger, Phys. Rev. B **73**, 014407 (2006).
- [BER07] L. Berger, Phys. Rev. B **75**, 174401 (2007).
- [BER70] L. Berger, Phys. Rev. B **11**, 4559 (1970).
- [BER74] L. Berger, J. Phys. Chem. Solids **35**, 947 (1974).
- [BER78] L. Berger, J. Appl. Phys. **49**, 2156 (1978).
- [BER84] L. Berger, J. Appl. Phys **55**, 1954 (1984).
- [BIN89] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [BOG08] L. Bogani and W. Wernsdorfer, Nat. Mater. **7**, 179 (2008).
- [BOU08] O. Boulle, J. Kimling, P. Warnicke, M. Kläui, U. Rüdiger, G. Malinowski, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse and G. Faini, Phys. Rev. Lett. **101**, 216601 (2008).

BIBLIOGRAPHIE

- [BRI08] J. Briones, F. Montaigne, D. Lacour, M. Hehn, M. J. Carey and J. R. Childress, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 032508 (2008).
- [BUR08] C. Burrowes, D. Ravelosona, C. Chappert, S. Mangin, Eric E. Fullerton, J. A. Katine, and B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 172513 (2008).
- [BUR09a] C. Burrowes, Joo-Von Kim, C. Chappert, D. Ravelosona and E.E. Fullerton (2009).
- [CHA00] P. Chauve, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *Phys. Rev. B* **62**, 6241 (2000).
- [CRE01] A. Crépieux and P. Bruno, *Phys. Rev. B* **64**, 014416 (2001).
- [CUC09] J. Cucchiara, Y. Henry, D. Ravelosona, D. Lacour, E. E. Fullerton, J. A. Katine, and S. Mangin, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102503 (2009).
- [DAN02] R. Danneau, P. Warin, J. P. Attané, I. Petej, C. Beigné, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson, and M. Viret, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 157201 (2002).
- [DEN02] C. L. Dennis, R. P. Borges, L. D. Buda, U. Ebels, J. F. Gregg, M. Hehn, E. Jouguelet, K. Ounadjela, I. Petej, I. L. Prejbeanu and M. J. Thornton, *J. Phys. : Condens. Matter* **14**, 1175 (2002).
- [DIE91] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, *Phys. Rev.* **43**, 1297 (1991).
- [DUP90] C. Dupas, P. Beauvillain, C. Chappert, J. P. Renard, F. Trigui, P. Veillet, E. Vélou, and D. Renard, *J. Appl. Phys.* **67**, 5680 (1990).
- [EBE00] U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry, L. Piraux and K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 983 (2000).
- [ELZ04] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp L. M. K. Vandersypen and L. P. Kouwenhoven, *Nature* **430**, 431 (2004).
- [FEI07] Michael Feigenson, James W. Reiner, and Lior Klein, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 247204 (2007).
- [FRE85] P. P. Freitas and L. Berger, *J. Appl. Phys* **57**, 1266 (1985).
- [GAR03] F. Garcia, F. Fettar, S. Auffret, B. Rodmacq, and B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **93**, 8397 (2003).
- [GAR09] F. Garcia-Sanchez et al, submitted PRB, (2009).
- [GEH97] V. Gehanno, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble (1997).
- [GOOD63] D. A. Goodings, *Phys. Rev.* **132**, 542 (1963).
- [GRE96] J. F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S. M. Thompson, and J. M. D. Coey, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1580 (1996).
- [GRO01] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef and H. Legall, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3663 (2001).
- [GRO03] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaurès, A. Fert and G. Faini, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 509 (2003).
- [GRO04] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaurès, A. Fert and G. Faini, *J. Appl. Phys.* **95**, 6777 (2004).
- [GUR96] A. G. Gurevitch and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, Boca Raton, Fl, (1996).
- [HAL01] D. Halley, Y. Samson, A. Marty, C. Beigné, B. Gilles, *Surface science*, volume **481**, p25-32 (2001).
- [HAL01a] David Halley, " Croissance, mise en ordre chimique et relaxation des contraintes épitaxiales dans des alliages FePd et FePt ", Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, (2002).

BIBLIOGRAPHIE

- [HAL02] D. Halley, Y. Samson, A. Marty, P. Bayle-Guillemaud, C. Beigné, B. Gilles, J.E. Mazille, Phys. Rev. B **65**, 205408 (2002).
- [HAN90] P. Hänggi, P. Talkner, and M. Borkovec, Rev. Mod. Phys. **62**, 251 (1990).
- [HAY06] M. Hayashi, L. Thomas, Ya. B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, and S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197207 (2006).
- [HAY07] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya and S. S. P. Parkin, Nature Physics **3**, 21 (2007).
- [HAY08] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S. S. P. Parkin, Science **320**, 209-211 (2008).
- [HEH08] M. Hehn, D. Lacour, F. Montaigne, and J. Briones, R. Belkhou, S. El Moussaoui, and F. Maccherozzi and N. Rougemaille, Appl. Phys. Lett. **92**, 072501 (2008).
- [HER51] C. Herring and C. Kittel, Phys. Rev. **81**, 869-880, (1951).
- [HUB98] A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic Domains - the Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, Berlin, 1998.
- [JCP99] JCPDS-International Centre of Diffraction Data (1999).
- [JOU07] T. Jourdan, F. Lançon, and A. Marty, Phys. Rev. B **75**, 094422 (2007).
- [JOU09] T. Jourdan, J. P. Attané, F. Lançon, C. Beigné, L. Vila and A. Marty, J. Magn. Magn. Mat. **321**, 2187 (2009).
- [JUL75] M. Julliere, Phts. Lett. A **54**,225 (1975).
- [KEN99] A. D. Kent, U. Rüdiger, J. Yu, L. Thomas and S. S. P. Parkin, J. Appl. Phys. **85**, 5243 (1999).
- [KEN09] A. D. Kent, private comm.
- [KIM09] Joo-Von Kim and C. Burrowes, arXiv :0907.2867 (2009).
- [KIS03] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman and D. C. Ralph, Nature **425**, 380 (2003).
- [KIT49] C. Kittel, Rev. Mod. Phys. **21**, 541 (1949).
- [KLA05] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. J. Heyderman, F. Nolting, and U. Rüdiger Phys. Rev. Lett. **94**, 106601 (2005).
- [KLA05a] M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, and C. Vouille, Phys. Rev. Lett. **95**, 026601 (2005).
- [KUR02] H. Kurt, R. Loloee, K. Eid, W. P. Pratt, Jr., and J. Bass, Appl. Phys. Lett. **81**, 4787 (2002).
- [LAR07] S. Laribi, V. Cros, M. Muñoz, J. Grollier, A. Hamzic, C. Deranlot, A. Fert, and E. Martinez, Appl. Phys. Lett. **90**, 232505 (2007).
- [LAU06] M. Laufenberg, W. Bührer, D. Bedau, P.-E. Melchy, M. Kläui, L. Vila, G. Faini, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and U. Rüdiger, Phys. Rev. Lett. **97**, 046602 (2006).
- [LEM08] Y. Le-Maho, J.V. Kim and G. Tatara, Phys. Rev. B **79**, 174404 (2009).
- [LEM98] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **80**, 849 (1998).
- [LEP09] S. Lepadatu, A. Vanhaverbeke, D. Atkinson, R. Allenspach and C.H. Marrows, Phys. Rev. Lett. **102**, 127203 (2009).
- [LEV97] P. M. Levy and S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **79**, 5110 (1997).

BIBLIOGRAPHIE

- [LEV90] M. Levy, S. Zhang and A. Fert, Phys. Rev. Lett. 65, 1643 (1990).
- [LEW03] W.S. Lew, S.P. Li, L. Lopez-Diaz, D.C. Hatton, J.A.C. Bland, Phys. Rev. Lett. **90**, 217201 (2003).
- [LI04] Z. Li and S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **92**, 207203 (2004).
- [LUT58] J. M. Luttinger, Phys. Rev. **112**, 739 (1958).
- [MAR05] C. H. Marrows, Adv. in Physics **54**, 585 (2005).
- [MAR07] E. Martinez, L. Lopez-Diaz, O. Alejos, L. Torres, C. Tristan, Phys. Rev. Lett. **98**, 267202 (2007).
- [MAR99] C.H. Marrows, N. Wisser, B.J. Hickey, T.P.A. Has and B.K. Tanner, J. Phys. : Condens. Matter **11**, 81 (1999).
- [MAT68] J. Mathon and E. P. Wohlfarth, Proc. R. Soc. London, Ser. A 302, 409 (1968).
- [MAT98] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, Phys. Rev. B **57**, R2037 - R2040 (1998).
- [MAZ99] I. I. Mazin, Phys. Rev. Lett. **83**, 1427 (1999).
- [MCA97] M. R. McCartney, D. J. Smith, R. F. C. Farrow and R. F. Marks, J. Appl. Phys., Vol. **82**, No. 5, (1997).
- [MEI07] G. Meier, M. Bolte, R. Eiselt, B. Kruger, D.-H. Kim, and P. Fischer, Phys. Rev. Lett. **98**, 187202 (2007).
- [MET07] P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougín, M. Cormier, J. Ferre, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, R. L. Stamps, Phys. Rev. Lett. **99**, 217208 (2007).
- [MIH08] A. P. Mihai, J.P. Attané, A. Marty, P. Warin and Y. Samson., Phys. Rev. B **77**, 060401(R) (2008).
- [MIH09] A. P. Mihai, J. P. Attané, L. Vila, C. Beigné, J. C. Pillet, and A. Marty, Appl. Phys. Lett. **94**, 122509 (2009).
- [MOR04] T. Moriyama, S. Mitani, T. Seki, T. Shima, K. Takanashi, and A. Sakuma, J. Appl. Phys. **95**, 6789 (2004).
- [MOR08] J Moritz, B Rodmacq, S Auffret and B Dieny, J. Phys. D : Appl. Phys. **41**, 135001 (2008).
- [NEC09] www.semiconductor.net
- [NIS02] N. Nishimura, T. Hirai, A. Koganei, T. Ikeda, K. Okano, Y. Sekiguchi, and Y. Osada, J. Appl. Phys. **91**, 5246 (2002).
- [NOB07] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/index.html
- [NOW97] U. Nowak, J. Heimele, T. Kleinefeld, D. Weller, Phys. Rev. B **56**, 8143 (1997).
- [ONO99] T. Ono, H. Miyajima, K. Shiget, K. Mibu, N. Hosoito, T. Shinjo, Science **284**, 468 (1999).
- [PAR04] S. S. P. Parkin, U.S. Patents 6;834;005, 6;898;132, 6;920;062, 7;031;178, and 7;236;386 (2004 to 2007).
- [PAR08] S S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, Science **320**, 190 (2008).
- [PAR90] S. S. P. Parkin, N. More and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [PER07a] Pierre de Person, Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier Grenoble (2007).
- [PET08] D. Petit, A-V Jausovec, H. T. Zeng, E. Lewis, L. O'Brien, D. Read, and R. P. Cowburn, Appl. Phys. Lett. **93**, 163108 (2008).
- [PUG32] E. M. Pugh and T. W. Lippert, Phys. Rev **30**, 1 (1932).

BIBLIOGRAPHIE

- [RAQ02] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, and R. Mamy, *Phys. Rev. B* **66**, 024433 (2002).
- [RAV05] D. Ravelosona, D. Lacour, J. A. Katine, B. D. Terris, and C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 117203 (2005).
- [RAV06] D. Ravelosona, S. Mangin, Y. Lemaho, J. A. Katine, B. D. Terris, and Eric E. Fullerton, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186604 (2006).
- [RAV07] D. Ravelosona, S. Mangin, J. A. Katine, E. Fullerton and B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 072508 (2007).
- [RAV99] D. Ravelosona, A. Cebollada, and F. Briones, C. Diaz-Paniagua, M. A. Hidalgo, and F. Batallan, *Phys. Rev. B* **59**, 4322 (1999).
- [RIS99] R.A. Ristau, K. Barnak, L.H. Lewis, K.R. Coffey, J.K. Howard, *J. Appl. Phys.* **75**, 7102 (1999).
- [RUD99] U. Rüdiger, J. Yu, L. Thomas, S. S. P. Parkin and A. D. Kent, *Phys. Rev. B* **59**, 11914 - 11918 (1999).
- [SCH74] N. L. Schryer, L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
- [SEE07] K. M. Seemann, V. Baltz, M. MacKenzie, J. N. Chapman, B. J. Hickey, and C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **76**, 174435 (2007).
- [SEE08] K. M. Seemann, A. Aziz, J. Miguel, F. Kronast, W. Kuch, M. G. Blamire, T. Hindmarch B. J. Hickey, and C. H. Marrows, arXiv :0811.1258v1
- [SCH98] R. Schad, P. Belien, G. Verbanck, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *J. Phys. : Condens. Matter* **10**, 6643 (1998).
- [SEK06] T. Seki, S. Mitani, K. Yakushiji, and K. Takanashi, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 172504 (2006).
- [SLO96] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [SMI29] A. W. Smith and R. W. Sears, *Phys. Rev.* **34**, 1466 (1929).
- [SMI51] J. Smit, *Physica (Amsterdam)* **17**, 612 (1951).
- [SMI58] J. Smit, *Physica* **24**, 39 (1958).
- [SON01] E.H. Sondheimer, *Advances in Physics* **50**, 499 (2001).
- [SOU98] R. J. Soulen Jr., J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, A. Barry, J. M. D. Coey, *Science* **282**, 5386 (1998).
- [STI06] M. D. Stiles and J. Miltat, *Topics in Applied Physics* **101**, 225 (2006).
- [STR68] M. W. Stringfellow, *J. Phys. C* **2**, 950 (1968).
- [SZA09] H. Szabolcs, J. Ch. Toussaint, A. Marty, M. Miron, and L.D. Buda-Prejbeanu, *J. Magn. Mater.* **321**, 1912 (2009).
- [TAN06] H. Tanigawa, A. Yamaguchi, S. Kasai, T. Ono, T. Seki, T. Shima and K. Takanashi, *J. Appl. Phys.* **99**, 08G520 (2006).
- [TAN08] H. Tanigawa, K. Kondou, T. Koyama, K. Nakano, S. Kasai, N. Ohshima, S. Fukami, N. Ishiwata, and T. Ono, *Appl. Phys. Express* **1**, 011301, (2008).
- [TAT04] G. Tatara, H. Kohno, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004).
- [TAT06] G. Tatara, T. Takayama, H. Kohno, J. Shibata, Y. Nakatani and H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 064708 (2006).
- [TAT08] G. Tatara, H. Kohno, and J. Shibata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 031003 (2008).

BIBLIOGRAPHIE

- [THI02] A. Thiaville, J. M. Garcia, J. Miltat, J. Magn. Magn. Mat. **242/245**, 1061 (2002).
- [THI04] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and N. Vernier, J. Appl. Phys. **95**, 7049 (2004).
- [THI05] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, Y. Suzukiet, Europhys. Lett. **69**, 990 (2005).
- [THO00] L. Thomas, M. Samant, and S. Parkin, Phys. Rev. Lett. **84**, 1816 (2000).
- [TSO98] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).
- [VAL93] T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
- [VAN07] A. Vanhaverbeke and M. Viret, Phys. Rev. B **75**, 024411 (2007).
- [VAN08] A. Vanhaverbeke, A. Bischof, and R. Allenspachet, Phys. Rev. Lett. **101**, 107202, (2008).
- [VEL05] J. Velev, R. F. Sabirianov, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsybmal, Phys. Rev. Lett. **94**, 127203 (2005).
- [VER04] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke and R. P. Cowburn, Europhys. Lett., **65** (4), 526 (2004).
- [VIR00] M. Viret, Y. Samson, P. Warin, A. Marty, F. Ott, E. Sondergard, O. Klein and C. Fermon, Phys. Rev. Lett. **85**, 3962 (2000).
- [VIR96] M. Viret, D. Vignoles, D. Cole, J. M. D. Coey, W. Allen, D. S. Daniel, and J. F. Gregg, Phys. Rev. B **53**, 8464 (1996).
- [WAI04] X. Waintal and M. viret, Europhys. Lett. **65** (3),427 (2004).
- [WOL01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, Science **294**, 1488 (2001).
- [WIE05] S. Wiebel, J.P. Jamet, N. Vernier, A. Mougin, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, Appl. Phys. Lett. **86**, 142502 (2005).
- [XIA06] J. Xiao, A. Zangwill, and M. D. Stiles, Phys. Rev. B **73**, 054428, (2006).
- [YAM05] A. Yamaguchi, S. Nasu, H. Tanigawa, T. Ono and K. Miyake, Appl. Phys. Lett. **86**, 012511 (2005).
- [YAM06] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, T. Dietl and H. Ohno, Phys. Rev. Lett. **96**, 096601 (2006).
- [YU00] J. Yu, U. Rudiger, A.D. Kent, R.F.C. Farrow, R.F. Marks, D. Weller, L. Folks and S.S.P. Parkin, J. Appl. Phys. **87** 6854 (2000).
- [YOU09] Mi-Young Im, L. Bocklage, P. Fischer, and G. Meier, Phys. Rev.Lett. **102**, 147204 (2009).
- [YUA91] S. W. Yuan, H. N. Bertram, Phys. Rev. B **44**, 12395 (1991).
- [ZHA02] S. Zhang, P. M. Levy and A. Fert, Phys. Rev. Lett. **88**, 236601 (2002).
- [ZHA04] Z. Li and S. Zhang, Phys. Rev. B. **69**, 134416 (2004).
- [ZHA07] H. Zhao, Z. Zhang, B. Ma, Q.Y. Jin, J. Appl. Phys. **102**, 023909 (2007).

Résumé

Nous avons étudié le renversement d'aimantation dans des couches minces FePt/MgO et des vanes de spin FePt/Pt/FePt/MgO à forte anisotropie perpendiculaire, déposées par épitaxie par jets moléculaires. Ces structures ont été caractérisées et leurs propriétés magnétiques et électriques optimisées.

La contribution de la diffusion électrons-magnons à la résistivité (Magnétorésistance due aux Magnons) a été étudiée en détail dans les couches minces FePt/MgO. Une étude théorique de cet effet a été faite, en mettant en relation la variation linéaire de la magnétorésistance en fonction du champ magnétique, avec la forte anisotropie de l'alliage FePt. Nous montrons aussi que la MMR, qui augmente avec la température, fournit une nouvelle technique de détection du renversement d'aimantation.

Nous avons aussi étudié l'influence de l'application d'un courant direct sur la propagation de parois magnétiques dans des nanostructures à base de FePt. Nous avons fait des mesures d'Effet Hall Extraordinaire et magnétoresistance dans des nanofils de FePt/MgO et de FePt/Pt/FePt/MgO. Ces systèmes permettent d'étudier le dépiégeage thermiquement activé d'une paroi magnétique sur un seul défaut structural. Dans les deux types de structures, le temps de dépiégeage a un caractère stochastique. Enfin nous montrons que, grâce à la forte efficacité du transfert de spin dans l'alliage FePt, un faible courant continu peut fortement modifier le temps moyen de résidence sur le défaut.

Abstract

We studied the magnetization reversal in FePt/MgO thin layers and FePt/Pt/FePt/MgO spin-valves with perpendicular magnetization deposited by molecular beam epitaxy at high temperature. These structures have been characterized and their magnetical and electrical properties have been optimized.

The contribution to the resistivity of the electron-magnon scattering (Magnon Magneto Resistance (MMR)) has been studied in detail in FePt/MgO layers. Theoretical analysis of this effect has been given, relating the linear dependence of the MMR on the field with the strong anisotropy of the FePt layer. We show that the MMR, which increases with the temperature, provides a new detection technique for magnetization switching.

We investigated the influence of an applied direct current on the propagation of a magnetic domain wall (DW) through FePt based nanostructures. Extraordinary Hall Effect (EHE) and GMR measurements were performed on highly anisotropic FePt films and FePt/Pt/FePt spin-valves, nano-structured into wires. These systems allow the study of the thermally activated depinning of a magnetic DW from a single intrinsic structural defect. In both cases, the pinning time is found to be stochastic. Finally, we show that a low applied direct current can strongly modify the mean pinning time thus demonstrating the high efficiency of the spin-transfer mechanism in FePt.