



HAL
open science

Anisotropie magnétique, structure en domaines et renversement d'aimantation : déformations, couplages, champ magnétique et courant électrique comme leviers d'action

Alexandra Mougin

► **To cite this version:**

Alexandra Mougin. Anisotropie magnétique, structure en domaines et renversement d'aimantation : déformations, couplages, champ magnétique et courant électrique comme leviers d'action. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. tel-00638870

HAL Id: tel-00638870

<https://theses.hal.science/tel-00638870>

Submitted on 7 Nov 2011

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

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

École Doctorale de Physique de la Région Parisienne – ED 107

Habilitation à diriger des recherches

présentée par

Alexandra Mougin

Université Paris-Sud 11
Spécialité Physique

**Anisotropie magnétique, structure en domaines et
renversement d'aimantation :
déformations, couplages,
champ magnétique et courant électrique comme
leviers d'action**

Alexandra MOUGIN
soutenue le 6 septembre 2011
devant la commission d'examen :

Bernard Diény	Rapporteur
Jürgen Fassbender	
Jacques Ferré	
Michel Hehn	Rapporteur
Andrei Kirilyuk	Rapporteur
Michel Viret	

Table des matières

Table des matières	3
Remerciements	7
Introduction	9
I Synthèse de résultats	15
1 Nanosystèmes à base de Terres Rares	17
1.1 Pourquoi les terres rares puis leurs alliages avec des métaux de transition	17
1.1.1 Magnétisme localisé des terres rares et leurs phases exotiques	17
1.1.2 Magnétisme itinérant	19
1.1.3 Propriétés magnétiques génériques des alliages Terres Rares Métaux de Transition	21
1.2 Un peu de croissance, de structure et de morphologie	24
1.2.1 Films épitaxiés	24
1.2.2 Alliages amorphes $\text{Co}_x\text{Gd}_{1-x}$	30
1.3 Stabilisation de la phase hélicoidale dans des films et superréseaux de terbium . .	31
1.3.1 Diffraction de neutrons	31
1.3.2 Décalage de la température d'ordre magnétique	32
1.3.3 Phase modulée de type super-hélice	33
1.4 Modifications de la direction d'anisotropie induite par les déformations dans des films de $\text{TRFe}_2(110)$	34
1.4.1 Spectroscopie Mössbauer et phases de Laves	34
1.4.2 Anisotropie magnétique et magnétostriction dans les TRFe_2 massifs . . .	34
1.4.3 Directions de facile aimantation dans les films épitaxiés $\text{TRFe}_2(110)$. . .	37
1.4.4 Modélisation	38
1.5 Propriétés magnétiques de couches amorphes $\text{Co}_x\text{Gd}_{1-x}$	40
1.5.1 Anisotropie planaire uniaxiale	40
1.5.2 Paroi de compensation dans une couche latéralement inhomogène	41
1.5.3 Evolution thermique des moments individuels au travers de la compensation	42
Résumé du chapitre	44
2 Couplage d'échange FM/AFM ... ou comment induire de l'anisotropie ?	45
2.1 Historique et interprétations concurrentes	45
2.1.1 Etudes originales de Meiklejohn et Bean	45
2.1.2 Effets variés et interprétations diverses	47
2.2 Systèmes polycristallins FeMn/NiFe	49
2.2.1 Contrôle du champ de bias : amplitude et signe	49

2.2.2	AFM dilués et “Domain state model”	50
2.2.3	Test du voisinage de l’interface FM/AFM : Magnéto-optique de Seconde Harmonique	52
2.2.4	Nano-bias	55
2.3	Systèmes épitaxiés Fe/PtMn	56
2.3.1	Croissance et structure des bicouches	56
2.3.2	Propriétés de couplage et anisotropie	57
2.4	Hétérostructures multiferroïques / ferromagnétiques	59
2.4.1	Multiferroïques et couplage magnéto-électrique en quelques points...	60
2.4.2	Anisotropie et bias : étude comparative cristaux/couches multiferroïques	64
2.4.3	Modification de l’anisotropie magnétique par application d’un champ électrique dans les hétérostructures à base de cristaux	68
	Résumé du chapitre	73
3	Films : domaines, parois et dynamique d’aimantation sous champ	75
3.1	Propagation reptilienne de paroi : piégeage collectif faible	75
3.1.1	Généralités	76
3.1.2	Lois d’échelles, reptation, barrière d’énergie et lois de vitesse	76
3.2	Champ de Walker et stabilité de paroi en l’absence de piégeage	80
3.2.1	Equation du mouvement ; champ et courant	81
3.2.2	Successions des régimes de propagation	81
3.3	Films ultraminces Pt/Co/Pt...ou comment le magnétisme révèle un faible désordre sous-jacent	83
3.3.1	Propagation de parois dans le régime visqueux dans des films de Pt/Co/Pt irradié	83
3.3.2	Auto-lissage par répulsion dipolaire	85
3.4	Films d’alliages équi-atômiques FePt	91
3.4.1	Les micromâcles et leur influence locale	91
	Résumé du chapitre	94
4	Nanostructures : action d’un courant électrique et/ou d’un champ magnétique	97
4.1	Propagation de parois sous courant	97
4.1.1	Etat de l’art	97
4.1.2	Choix des systèmes et des conditions expérimentales	102
4.2	Effet d’un courant électrique sur les parois de domaines dans des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié	103
4.2.1	Optimisation de la propagation sous champ dans une nanopiste	104
4.2.2	Etude de la propagation sous courant dans une nanopiste	104
4.2.3	Courant polarisé dans la couche de cobalt : approche de Fuchs-Sondheimer	107
4.3	Magnétisme de nanoplaquettes isolées : Au delà du modèle de Néel-Brown	112
4.3.1	Un peu (très peu) d’histoire : le modèle de Néel-Brown	112
4.3.2	Spécificités des plots	113
4.3.3	Détermination de la barrière d’énergie par magnéto-optique	114
4.3.4	Barrière d’énergie et mode de renversement	116
	Résumé du chapitre	120
	Conclusion : Résultats et enjeux récents, perspectives	121
	Références	128

II	Synthèse contextuelle, encadrement et production	145
5	Curriculum vitæ synthétique, activités, encadrement	147
5.1	Etat civil et informations statutaires	147
5.2	Titres universitaires, scolarité et parcours	148
5.3	Activités liées à la recherche et à l'enseignement supérieur	149
5.3.1	Enseignement	149
5.3.2	Taches collectives et administration	149
5.3.3	Communication spécialisée (écrite ou orale) et valorisation	150
5.4	Synthèse des travaux : cadre général, collaborations et contrats	152
5.4.1	Nanosystèmes à base de terres rares : systèmes épitaxiés	152
5.4.2	Couplage d'échange unidirectionnel	152
5.4.3	Irradiation ionique	154
5.4.4	Dynamique de l'aimantation, sous champ et sous courant	155
5.5	Synthèse des travaux récents et encadrement	156
5.5.1	Encadrement : brève rétrospective	156
5.5.2	Thèse de Jean Paul Adam [2004-2008] - Du renversement de l'aimantation d'un nanodisque à la propagation de paroi sous courant par microscopie Kerr	157
5.5.3	Thèse de Peter Metaxas [2005-2009] - Domain wall dynamics in ultrathin ferromagnetic thin films : disorder, coupling and periodic pinning	158
5.5.4	Thèse de Mathieu Cormier [2004-2008] - Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique	159
5.5.5	Thèse de Nicolas Bergéard [2007-2010] - Matériaux magnétiques pour l'étude de la dynamique de l'aimantation	160
5.5.6	Postdoctorat de Martin Bauer [2002-2004]- Répulsion et autolissage de parois en vis à vis	161
5.5.7	Postdoctorat de Delphine Lebeugle [2008] - Couplage dans des hétérostructures BiFeO ₃ /ferromagnétique	161
5.5.8	Personnel technique, administratif et stagiaires	162
6	Publications et contributions dans des congrès, colloques, conférences	163
6.1	Liste de publications	163
6.1.1	Dans des revues internationales avec comité de lecture	163
6.1.2	Articles de conférences internationales avec comité de lecture	166
6.2	Articles soumis ou en préparation	168
6.3	Contributions orales	168
6.4	Communications par affiches	175
Annexes		177
A	Spectroscopie Mössbauer	179
A.1	Le sextuplet du fer	179
A.2	Probabilités de transition	181
B	Spectroscopies basés sur l'interaction photon matière	183
B.1	Absorption de rayons X, des X durs au proche UV	183
B.2	Effets magnéto-optiques dans le visible	185

Remerciements

Quelques semaines après la soutenance, je me dois de partager une partie des honneurs qui m'ont été exprimés à l'occasion de cette habilitation à diriger des recherches à l'ensemble des personnes avec lesquelles j'ai interagi au fil du temps, des lieux et des thématiques... Que tous et toutes –y compris ceux et celles qui ne se verront pas cité(e)s explicitement– trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour leur contribution, tout registre confondu.

En premier lieu, je tiens à adresser mes remerciements aux membres du jury, Michel Viret, Jürgen Fassbender et Jacques Ferré, et en particulier à Bernard Diény, Michel Hehn et Andrei Kirilyuk, rapporteurs, qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger cette habilitation. Merci pour les commentaires élogieux que vous avez formulés pour qualifier l'ensemble de mon parcours.

Si je remonte un peu dans le temps...

J'ai été conduite au Laboratoire de Physique des Matériaux à Nancy par Bertrand Berche qui assurait alors les travaux dirigés de mécanique quantique en maîtrise de physique. Il m'a présenté de façon si enthousiaste Catherine Dufour, Karine Dumesnil et leurs travaux que je ne pouvais que rester. Mon travail de thèse, dans cette équipe de filles, sur les systèmes à base de terres rares et de fer a été dirigé et encadré par Cathy. J'ai profité de ses compétences et de ses connaissances en matière de croissance épitaxiale et de magnétisme mais a posteriori, je crois que c'est surtout son enthousiasme débordant qui a été le plus formateur. Mon merci arrive trop tard... Mon travail de thèse a également été suivi de près par Karine Dumesnil. A la fois sa rigueur scientifique et ses compétences générales en physique m'ont été d'un grand recours. Je me demande encore aujourd'hui ce qu'elle attend pour passer elle-même son habilitation.... Danielle Pierre était responsable de notre bâti d'épitaxie par jets moléculaires... Je retourne vers la croissance... J'ai honte de dire que je vais peut-être reprendre contact plus régulièrement... pour avoir recours à ses connaissances.

Après ma thèse, je suis allée en postdoctorat à Kaiserslautern dans le groupe de Burkard Hillebrands. Thématique nouvelle, le couplage d'échange unidirectionnel... Accueil chaleureux de mes collègues germaniques et investissement professionnel rapidement productif... Merci en particulier à Jürgen Fassbender, André Frank, Tim Mewes, Serguei Demokritov... A cette période, j'ai travaillé dans le cadre d'un contrat européen, qui impliquait de très nombreuses interactions avec d'autres laboratoires... Premières expériences très enrichissantes avec Giancarlo Faini et John Chapman... Cette période a constitué un tremplin vers mon embauche au CNRS... Que les uns et les autres voient dans ce court paragraphe l'expression de ma gratitude.

Je tiens à accorder ici une place toute particulière à Jacques Ferré. Il est venu me proposer une candidature CNRS dans son groupe, au Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay. Quel honneur et quelle angoisse... Je le remercie d'avoir cru en moi, de m'avoir proposé un projet de recherche ambitieux, la dynamique de l'aimantation..., dans un environnement d'excellence. Ces deux facteurs ont joué un rôle essentiel pour mon embauche en tant que chargée de recherche... un véritable tournant, qu'il a déclenché, dans mon parcours scientifique (et dans ma

vie). Et, Jacques s'est révélé un chef modèle ! Toujours disponible pour faire des manips, discuter des résultats et me transmettre progressivement une part de ses compétences en magnéto-optique et magnétisme... Alors qu'il s'apprête à s'éclipser, je le remercie pour c(s)es apports à ma culture de physicienne. Si les compétences scientifiques de Jacques ne sont un secret pour personne dans notre communauté, ses qualités humaines sont peut-être davantage privées... Il sait faire confiance, m'a laissée très vite assumer la responsabilité et le choix de sujets de recherche, de collaborations et/ou de contrats. Cette autonomie qu'il m'a accordée ne signifiait pas abandon ! Il a toujours agi comme une sorte d'assurance en sous-marin... Pour finir, je souhaite préciser qu'il sait également supporter la personne dans son intégralité, avec ses compétences et ses faiblesses, ses moments de succès mais aussi ses petits passages à vide... Je le respecte spécialement pour ce point et admire sa capacité à savoir valoriser le meilleur de ses collaborateurs, chercheur, doctorants, postdocs, techniciens... Jacques, je te remercie pour tout et j'espère être à la hauteur dans l'avenir !

Je souhaite maintenant remercier tous mes collègues, anciens et actuels, au sein du LPS. Se reconnaîtront les membres de l'équipe Imagerie et Dynamique en MAGnétisme, à laquelle je suis aujourd'hui attachée, dirigée par André Thiaville et qui résulte de la fusion des deux équipes de magnétisme du laboratoire, à savoir l'équipe de Jacques Ferré et celle de Jacques Miltat...

Une grande part du dynamisme des laboratoires de recherche est impulsée par les thésards et postdoctorants. Ceux et celles avec lesquelles j'ai travaillé ne font pas exception à la règle. C'est avec plaisir que je les cite et les remercie : Martin Bauer, Sabine Wiebel, Jean-Paul Adam, Mathieu Cormier, Nicolas Bergeard, Delphine Lebeugle...

Que l'ensemble du personnel des services techniques, administratifs...des différents laboratoires dans lesquels j'ai travaillé trouvent ici les remerciements qui leur sont dus. Un merci, toujours plus petit...., pour Raphaël Weil, notre ingénieur nanotechnologies...

Je tiens aussi à remercier tous mes collaborateurs...je citerai en premier lieu B. Rodmacq et V. Baltz, de Spintec, qui nous fournissent depuis plusieurs années les couches essentielles à nos études, avec diligence et efficacité ! Merci également à Michel Viret et ses collègues du CEA Saclay, à Yves Samson et son équipe du CEA Grenoble, à Harry Bernas et ses collègues du CSNSM, à l'équipe "oxydes" de Thalès...

Enfin, aujourd'hui, c'est la fierté de mes proches qui me fait plaisir...celle de mon compagnon et de mon fils (qui s'inquiétait de la note que je pourrais obtenir à ce dernier examen), celle de ma mère et ma soeur...perplexes mais supportrices, et celle de mes cop(a)in(e)s, au moins aussi perplexes mais pas moins solidaires ! Que tou(te)s lisent ici l'expression de mes remerciements et comprennent l'importance de leur contribution, si éloignée paraisse-t-elle de la physique des nanosystèmes magnétiques !

Introduction

Introduction

Je tiens pour débiter ce manuscrit à rendre hommage à Catherine Dufour. L'introduction d'un document de synthèse scientifique n'est pas le lieu usuel pour ce type de message mais ce manuscrit est un mémoire d'habilitation à diriger des recherches. A posteriori, je me suis rendue compte que je ne connaissais pas le monde de la recherche après mon parcours académique.... C'est Cathy qui m'a fait découvrir les plaisirs et difficultés de la recherche, y en ajoutant une relation humaine essentielle, dans un état d'esprit qui allait de l'enthousiasme débordant et communicatif à la prise de position engagée. Comme je l'ai écrit dans les remerciements de mon manuscrit de thèse, "la diversité de ses idées, qu'il s'agisse de réaliser de nouvelles expériences, d'interpréter ou de présenter des résultats, est sans limite. Je la remercie d'avoir inauguré ses fonctions de directrice de thèse avec moi". Administrativement au moins, l'idée de l'habilitation est d'obtenir le titre officiel de "directrice de thèse". J'ai tardé à m'engager dans ce sens car je considère que cette fonction correspond à un engagement majeur à l'égard des futurs chercheurs que l'on initie à notre métier. Ma plus grande satisfaction, une fois habilitée, serait que les étudiants en thèse que j'aurai encadrés puissent ressentir un sentiment analogue à celui que j'ai éprouvé pour ma propre directrice de thèse.

Mes activités de recherche sont axées sur le magnétisme de systèmes de basse dimensionnalité. J'ai travaillé notamment à préciser des relations entre structure, géométrie et magnétisme et me suis focalisée sur les relations entre les leviers d'action –les déformations épitaxiales, les champs magnétique ou électrique mais aussi un courant polarisé– et l'aimantation, considérée du point de vue statique (anisotropie, structure en domaines) ou dynamique (renversement de l'aimantation...).

Ce manuscrit s'organise en deux parties indépendantes. La seconde partie est une notice, qui regroupe contexte (contrats, responsabilités collectives...), encadrement et production (publications, conférences...). La table des matières en présente le contenu détaillé et je ne vais discuter ici que la première partie, qui constitue le coeur de ce mémoire car il s'agit d'une synthèse, non exhaustive, de résultats scientifiques. Si le spectre de mes activités de recherches tel que décrit ci-dessus paraît assez large, un regroupement thématique était pourtant assez aisé. Ainsi, la présentation des résultats n'est pas chronologique. Dans chaque chapitre, le cadre scientifique, la motivation et une présentation plus ou moins développée de l'état de l'art sont précisés. Les résultats sont ensuite décrits. Lorsqu'ils font référence à des activités que j'ai développées avant mon embauche au CNRS, leur cadre est précisé. Lorsqu'ils sont attachés à un travail de thèse que j'ai encadrée, une référence est faite à ce dernier. Le reste relève de mes activités au Laboratoire de Physique des Solides depuis 2001. Finalement, chaque chapitre est clos avec un résumé factuel des résultats qui y ont été présentés. En conséquence, la conclusion générale du manuscrit n'en est pas un résumé. Elle ne reprend que les résultats et enjeux les plus actuels auxquels sont ajoutées des perspectives.

Le premier chapitre s'articule autour des propriétés de nanosystèmes magnétiques incluant des terres rares. Il démontre tout particulièrement les corrélations entre les propriétés structurales et magnétiques de films et superréseaux à base de Terres Rares (travail de DEA-1996), d'alliages Terres Rares et métaux de transition, épitaxiés et à composition définie (travaux de thèse-1999), puis d'alliages amorphes dits à compensation (thèse de N. Bergéard-2010). Les deux premiers systèmes présentés ont en commun leur caractère modèle puisqu'il s'agit de films monocristallins. Dans ces deux cas, les déformations épitaxiales, contrôlées et quantifiées, sont à l'origine de modification des propriétés magnétiques, que nous avons caractérisées en référence aux systèmes massifs et modélisées. La compétition entre les propriétés des moments localisés des électrons $4f$ des terres rares (échange indirect, forte dépendance thermique....) et celles des moments $3d$ des métaux de transition plus usuels (magnétisme de spin et itinérant, fort échange....) conduit à une grande richesse des propriétés des alliages. L'évolution thermique des propriétés des composés TRFe₂ épitaxiés s'imprime en particulier dans leur anisotropie et c'est cette dernière qui est spécifiquement discutée. Dans les alliages amorphes Gd_xCo_{1-x}, pour x proche de 0.2, il existe une température dite de compensation, distincte de la température de Curie, pour laquelle l'aimantation moyenne s'annule. Au voisinage de cette compensation, nous montrons que le magnétisme est un révélateur extrêmement sensible de modifications d'ordre local et/ou d'environnement chimique.

Le deuxième chapitre aborde le thème du couplage d'échange unidirectionnel développé entre un matériau antiferromagnétique et un matériau ferromagnétique. Ce phénomène regroupe un ensemble varié de manifestations macroscopiques associées usuellement à une anisotropie induite. La physique impliquée se doit d'aborder le couplage d'échange interfacial, les structures en domaines (antiferromagnétique en particulier), le rôle des défauts... Les premiers systèmes décrits seront des bicouches métalliques NiFe/FeMn polycristallines. Le rôle particulier des défauts, naturels ou induits par irradiation, y est mis en avant (Postdoctorat 2001). L'existence de spins non compensés et piégés est attachée à la valeur du champ de décalage des cycles d'hystérésis du ferromagnétique. Une comparaison avec des systèmes épitaxiés de nature similaire Fe/ PtMn mais épitaxiés est ensuite proposée. Elle permet de décrire plus spécifiquement les propriétés de symétrie de l'anisotropie induite. Plus récemment, les matériaux multiferroïques, qui présentent des ordres couplés ferroélectriques et magnétiques (le plus souvent antiferromagnétique) ont fait leur entrée dans cette thématique. Les études décrites ici reposent sur une analyse comparative d'hétérostructures incluant un multiferroïque à température ambiante, BiFeO₃, sous forme de films minces et de monocristaux respectivement polydomaines (monodomaines) ferroélectriques et antiferromagnétiques. La possibilité d'agir sur la polarisation électrique dans les multiferroïques au moyen d'un champ électrique a été exploitée. J'illustrerai ces propos en décrivant les modifications d'anisotropie induites sous champ électrique dans un film ferromagnétique couplé à un cristal de BiFeO₃, qui révèlent en sus le couplage magnétoélectrique entre les ordres ferroélectrique et antiferromagnétique.

Le troisième chapitre est consacré à la propagation de paroi de domaines magnétiques dans des films ultraminces. Après sa nucléation, une paroi de domaines magnétiques est classiquement mise en mouvement par un champ magnétique. Deux approches concurrentes sont présentées pour dépeindre la propagation. Dans la première, le désordre intrinsèque du système est pris en compte. Le mouvement de la paroi est celui d'une interface élastique, qui subit l'action collective d'un ensemble de défauts à faible potentiel de piégeage. La dynamique et la rugosité de la paroi sont décrites par la théorie de la reptation, à faible champ magnétique appliqué. Au delà d'un champ dit de dépiégeage, le mouvement de la paroi est visqueux et la vitesse de paroi proportionnelle au champ appliqué. Si, dans une deuxième approche, abstraction est faite du désordre, le mouvement de la paroi est décrit en considérant l'action du champ magnétique sur la structure

de cette dernière. Deux régimes visqueux se succèdent lorsque le champ appliqué croît, avec des mobilités de paroi distinctes. Le premier régime, stationnaire, correspond à une propagation de la paroi sans modification dynamique de sa structure interne. Au delà du champ dit de Walker, le mouvement de la paroi, dont la configuration initiale n'est plus stable, est précessionnel avec une mobilité plus faible que dans le régime stationnaire. Dans les systèmes réels, et en particulier dans les systèmes de dimensions réduites, une partie de la difficulté associée à l'analyse de la relation vitesse-champ d'une paroi magnétique relève des valeurs relatives des champs de dépiégeage, lié à la structure des couches, et de Walker, imposé par des effets dipolaires i.e. la géométrie. Ici, la prise en compte des dimensions réduites des systèmes magnétiques permet de manière originale de rendre compte des effets de champ démagnétisants sur la stabilité de paroi. En sus, une extension est proposée pour inclure l'action d'un courant électrique polarisé en spin sur cette stabilité. Des résultats de microscopie magnétique illustrent dans un système modèle la théorie de la reptation à bas champ et la propagation dans le régime visqueux précessionnel (thèse de P. Metaxas-2009). La rugosité de paroi de domaines est spécifiquement discutée et illustrée, à petite échelle dans un système modèle irradié mais aussi à grande échelle pour une paroi se propageant dans un réseau ordonné de défauts forts.

Le quatrième chapitre constitue la véritable composante "nanomagnétisme", avec une tendance "nanospintronique". Il traite en effet des propriétés magnétiques de nanopistes dans un premier temps et de nanodisques dans un deuxième. Ces deux systèmes permettent d'aborder respectivement le transfert de spin et la problématique du superparamagnétisme. Ces deux physiques, a priori bien différentes, n'existent que dans des systèmes dont deux voire trois des dimensions tendent vers les longueurs caractéristiques du magnétisme. Le transfert de spin est une thématique de recherche particulièrement riche et bouillonnante. Ses fondements, son application à la propagation de paroi de domaines magnétiques, avec un fort potentiel pour les applications, sont synthétisés. En évolution constante, l'état de l'art expérimental et les interprétations théoriques proposées, pour des systèmes à aimantation perpendiculaire, sont reportés alors qu'une discussion critique de nos propres résultats expérimentaux, à savoir l'inefficacité du transfert de spin dans de pistes de Pt/Co/Pt ultraminces et irradiées, est proposée (thèse de M. Cormier-2008). Le superparamagnétisme est finalement abordé. Il s'agit de montrer comment expérimentalement, la fabrication rendue possible de nanosystèmes contrôlés et de forts rapports d'aspect ouvre des perspectives et révèle la nécessité d'aller au delà du modèle de renversement cohérent usuellement invoqué pour rendre du renversement d'aimantation de systèmes ferromagnétiques nanométriques (thèse de J.P. Adam-2008).

Première partie
Synthèse de résultats

Chapitre 1

Nanosystèmes à base de Terres Rares : croissance, déformations et propriétés magnétiques

Ce premier chapitre vise à présenter les propriétés magnétiques de systèmes exclusivement composés de Terres Rares, d'alliages Terres Rares et métaux de transition, épitaxiés et à composition définie, puis d'alliages amorphes dits à compensation. Dans une première partie (section 1.1), je propose une discussion générique des spécificités des terres rares, reviens sur les métaux de transition puis présente des composés de ces deux familles. L'échange est décrit en particulier. La croissance des trois types de systèmes est exposée dans la section 1.2. Enfin, les propriétés magnétiques de chaque système sont discutées au regard de sa structure : paragraphe 1.3 pour les films épitaxiés à base de terbium, paragraphe 1.4 pour les films épitaxiés de TRFe₂(110) en référence aux composés massifs, paragraphe 1.5 pour les films amorphes de GdCo.

1.1 Pourquoi les terres rares puis leurs alliages avec des métaux de transition

L'aimantation d'un système ferromagnétique est liée à l'alignement, à plus ou moins grande portée, des moments magnétiques associés aux atomes du système. Ces moments magnétiques comprennent une contribution orbitale et une contribution liée au spin des électrons. Dans les métaux de transition, auxquels appartient la majorité des matériaux ferromagnétiques, le moment magnétique orbital est très faible devant le moment magnétique de spin, qui résulte du remplissage partiel de la sous-couche électronique d . Seules les terres rares présentent un fort moment orbital, qui leur confère des spécificités magnétiques.

1.1.1 Magnétisme localisé des terres rares et leurs phases exotiques

1.1.1.1 Présentation générique

Element	n	S	L	J	g_J	μ_{th} ($\mu_B/atome$)
Gd	7	7/2	0	7/2	2	7.94
Tb	8	3	3	6	3/2	9.7
Dy	9	5/2	5	15/2	4/3	10.6

Tab. 1.1 : Moments cinétiques et magnétiques de quelques terres rares.

La série des terres rares [1, 2] possède une configuration électronique du type $[Xe]4f^n5d^16s^2$ et correspond au remplissage progressif (n croissant) de la couche électronique $4f$. Dans leur état métallique, les électrons $5d$ et $6s$ sont délocalisés alors que les électrons $4f$ sont très localisés au voisinage du noyau. L'interaction coulombienne entre les électrons $4f$, qui sont par ailleurs

peu affectés par l'état des électrons de conduction, est plus forte que le couplage spin orbite. En conséquence, le magnétisme particulier des terres rares trouve son origine dans i) le couplage indépendant des moments cinétiques orbitaux et de spin des électrons $4f$ pour former un moment orbital L et un moment de spin S puis ii) le couplage spin-orbite entre L et S pour former le moment angulaire total J auquel est lié le moment magnétique. L et S sont déterminés classiquement par les règles de Hund. Conformément aux lois de composition des moments cinétiques, le moment magnétique théorique à saturation est donné par $\mu_{th} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$ avec $g_J = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$. Le tableau 1.1 présente les caractéristiques magnétiques de quelques unes des terres rares qui m'ont intéressée.

Les propriétés magnétiques des terres rares reposent sur les concepts suivants : formation de moments localisés $4f$, couplage d'échange entre moments de type RKKY (Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida) via les électrons de conduction [3–5], anisotropie magnétocristalline et effets magnétostrictifs importants. Une présentation succincte des interactions est suffisante pour apprécier les variations qualitatives des termes énergétiques qui gouvernent les transitions magnétiques dans les terres rares mais le lecteur peut se référer aux ouvrages [1, 2] pour une présentation plus détaillée des interactions mises en jeu dans les systèmes de terres rares. La composante magnétique de l'hamiltonien est donnée par l'équation 1.1 :

$$H = H_{ex} + H_{mc} + H_{ms} + H_z \quad (1.1)$$

- H_{ex} représente l'interaction d'échange indirecte oscillante de type RKKY entre les moments $4f$ d'atomes différents. Les recouvrements entre les fonctions d'onde des électrons $4f$ d'atomes voisins sont très faibles alors que le recouvrement entre fonctions d'onde $4f$ et fonctions d'onde des électrons de conduction (processus d'échange direct) est significatif [1, 2, 6, 7]. La polarisation des électrons de conduction est transmise à grande distance et cela conduit à un échange indirect entre les moments magnétiques $4f$ d'atomes voisins. L'échange dépend directement de la polarisabilité du gaz d'électrons de conduction et des variations de sa susceptibilité. Dans certaines terres rares, cette susceptibilité présente un maximum pour un vecteur q du réseau réciproque non nul, qui constitue alors un vecteur de transfert privilégié. Ce vecteur d'onde, imposé par les détails des surfaces de Fermi, est le vecteur de propagation de la modulation magnétique stable à la température d'ordre magnétique.
- H_{mc} est le terme de champ cristallin qui agit sur le moment, qui donne naissance à une anisotropie magnétocristalline, due aux interactions coulombiennes entre le nuage électronique associé au moment magnétique total J et les ions voisins.
- H_{ms} traduit les effets de magnétostriction qui se décomposent en deux termes : un terme d'énergie élastique et un terme d'énergie magnéto-élastique. Le terme d'énergie élastique, fonction quadratique des déformations du cristal, apporte une contribution positive défavorable à l'énergie totale. Le terme magnéto-élastique varie linéairement avec les déformations et peut devenir favorable. Tout rapprochement des électrons $4f$ et des charges positives conduit à une diminution du terme magnéto-élastique. Une distorsion de réseau allant dans le sens d'un tel rapprochement est donc favorable si elle n'est pas contrebalancée par un coût en énergie élastique trop important.
- H_z est l'énergie Zeeman résultant de l'interaction entre un champ magnétique extérieur et les moments magnétiques.

À une température donnée, la structure magnétique d'une terre rare est celle pour laquelle l'énergie libre associée à cet hamiltonien est minimale. La succession des phases magnétiques est donc régie par les variations thermiques des différents termes [2]. La distorsion du réseau cristallin associée à un changement d'état magnétique se produit si le terme d'énergie associée

à la magnétostriction est supérieur à la différence d'énergie d'échange entre la phase modulée et la phase ferromagnétique. L'épitaxie peut également imposer des déformations. Dans ce cas, les modifications des détails de la surface de Fermi induites par la distorsion influencent la différence d'énergie d'échange entre la phase modulée et la phase ferromagnétique, tout comme le terme magnétostrictif est modifié par les déformations. Les effets de variations de température de transition dans les films épitaxiés que nous constaterons trouvent ici leurs origines.

1.1.1.2 Les systèmes et références étudiés : films et super-réseaux à base de terbium

A l'état massif, dysprosium $[Xe]4f^95d^16s^2$ et terbium $[Xe]4f^85d^16s^2$ cristallisent dans une structure hexagonale compacte et présentent successivement une phase paramagnétique, une phase modulée hélicoïdale à partir de la température de Néel T_N puis une phase ferromagnétique lorsque la température diminue jusqu'à la température de Curie T_C . Notons que l'yttrium qui se situe dans la ligne supérieure du tableau périodique sera considéré comme une terre rare non magnétique, avec une structure électronique $[Kr]4d^15s^2$ (il ne possède pas d'électrons $4f$) et une structure cristallographique hexagonale compacte de paramètre de maille très proche. Par ailleurs, il présente un maximum de susceptibilité électronique pour une valeur de q non nulle alors que le gadolinium présente une susceptibilité maximale pour $q=0$. Dans le terbium massif, la phase hélicoïdale est stable sur une plage de 10 K (entre 230 K et 220 K) avec un petit vecteur q alors que dans le dysprosium, la phase modulée est stabilisée à basse température sur une gamme de température plus large (entre 179 K et 89 K) associée à un vecteur q plus grand. Dans le cas du dysprosium, une augmentation progressive du paramètre cristallographique selon c apparaît dès la transition paramagnétique-hélice puis une augmentation importante apparaît lors du passage dans un état ferromagnétique. Simultanément les paramètres a et b du plan de base de l'hexagone présentent des variations opposées : le réseau hexagonal se distord et présente une maille de symétrie orthorhombique à la température de Curie [8]. Dysprosium et terbium ont des directions de facile aimantation dans le plan de base du réseau perpendiculaires entre elles.

Des films épitaxiés et super-réseaux à base de terres rares ont été fabriqués dès 1986 par épitaxie par jets moléculaires [9]. Dans les systèmes à base de dysprosium par exemple, des propriétés telles la modification de la température d'ordre ferromagnétique [10] et un couplage à grande distance de phases magnétiques ordonnées au travers de couches de matériaux non magnétiques [11, 12] ont été découvertes. Les systèmes à base de terbium, dont la structure magnétique s'apparente à celle du dysprosium, ont été au centre de mes recherches durant mon DEA. A cette époque, la seule étude des phases magnétiques des alliages Dy_xTb_{1-x} que nous avons trouvée dans la littérature consistait en une étude des températures de Curie et de Néel de composés massifs en fonction de leur composition [13]. Les objectifs de nos investigations étaient les suivants : déterminer et interpréter les propriétés du terbium et de films d'alliage Dy_xTb_{1-x} épitaxiés.

1.1.2 Magnétisme itinérant

Les propriétés magnétiques des métaux de transition, usuellement interprétées en terme de magnétisme itinérant [14, 15], sont liées à l'existence de couches électroniques nd se remplissant progressivement lorsque le numéro atomique augmente. Dans ces métaux, la répulsion coulombienne est plus forte que l'interaction avec le champ cristallin, elle-même supérieure au couplage spin-orbite. Ainsi, dans une première étape, les moments L et S sont donnés par les règles de Hund. Alors que dans les terres rares le champ cristallin agit le moment cinétique total J résultat du couplage spin-orbite, dans les métaux de transition, le champ cristallin lève la dégénérescence entre les orbitales $3d$. En l'absence de symétrie, la levée de dégénérescence, totale, conduit au blocage du moment magnétique orbital L , qui est alors nul. Avec un environnement présentant

une symétrie, le moment orbital reste dégénéré avec des fonctions d'ondes réelles et est généralement très faible. Finalement, le couplage spin-orbite, traité en perturbation, couple le moment magnétique de spin au réseau ; il est à l'origine de l'anisotropie. En première approximation, dans les systèmes de métaux de transition tels que le fer ou le cobalt, nous assimilerons le moment magnétique d'un atome à son moment magnétique de spin.

En raison de la localisation des électrons d , on décrit plutôt le magnétisme des métaux de transition en moments de spin localisés couplés entre eux par une intégrale d'échange. Ce passage magnétisme à caractère localisé – magnétisme itinérant n'est pas trivial et implique justement la définition de la notion d'énergie d'échange. Initialement justifiée dans un système de spins localisés [16], l'énergie d'échange traduit la diminution de l'énergie de répulsion coulombienne associée au passage de 2 électrons d'une configuration de spins parallèles à une configuration de spins antiparallèles. Dans un traitement en champ moyen, sans prendre en compte les fluctuations et au premier ordre, cette approche justifie le modèle du champ moléculaire développé de manière phénoménologique par P. Weiss pour rendre compte du ferromagnétisme [17] et permet de lier répulsion coulombienne et champ moléculaire.

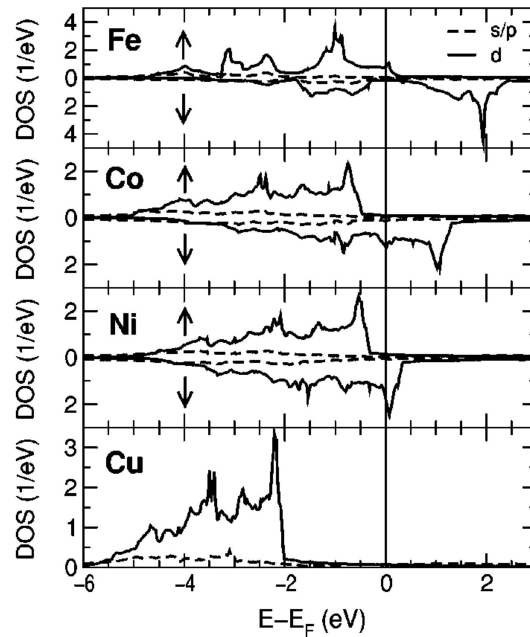


Fig. 1.1 : Densités d'états calculées du fer, du cobalt, du nickel et du cuivre, d'après [18]. Les bandes $4s/4p$ sont représentées en pointillés, les bandes $3d$ sont en traits pleins. Pour le fer, le cobalt et le nickel, l'interaction d'échange lève la dégénérescence des sous bandes de conduction pour les deux directions de spin ; le déséquilibre entre les deux populations de spin est à l'origine du moment magnétique permanent dans ces matériaux.

Dans les métaux tels que le cobalt ou le fer, les électrons $3d$ occupent une bande incomplètement remplie, hybridée avec les électrons $4s$ [19]. Cette hybridation est à l'origine du caractère itinérant des propriétés magnétiques. Dans les modèles de structure de bandes, il apparaît une aimantation lorsque les nombres d'électrons de spin n_{\uparrow} et n_{\downarrow} sont différents. L'aimantation M est reliée au magnéton de Bohr μ_B et à la différence d'électrons Δn de chaque spin : $M = \mu_B \times \Delta n$ avec $\Delta n = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})$. Les bandes d_{\uparrow} et d_{\downarrow} sont simplement décalées d'une quantité constante. Ce décalage, qualitativement proportionnel à l'aimantation et au champ d'échange, est de l'ordre

de l'électron volt. La figure 1.1.2 montre les densités d'états calculées des métaux de transitions ferromagnétiques usuels et du cuivre, à titre d'illustration. Le déséquilibre des sous-bandes d induit par l'échange provoque i) un accroissement de l'énergie cinétique, proportionnel à Δn^2 et inversement proportionnel à la densité d'états au niveau de Fermi $\rho(E_F)$, et ii) un abaissement de l'énergie d'échange, proportionnel au champ moléculaire de Weiss (λ désigne ici la constante de champ moléculaire) et à Δn^2 . Lorsque le gain en énergie d'échange est supérieur à l'augmentation d'énergie cinétique, le décalage des sous bandes devient spontané. Dans une représentation simple de Stoner [15], la condition d'apparition du ferromagnétisme dans la bande $3d$ s'écrit : $\mu_B^2 \lambda \rho(E_F) > 1$.

Les températures d'ordre, moments magnétiques et aimantation à saturation de quelques métaux de transition sont donnés par le tableau 1.2.

Element	T_C (K)	Aimantation à saturation M_S (G) à 4.2 K	μ_B /atome à 0 K
Fe	1043	21990	2.2
Co	1388	18340	1.72
Ni	627	6650	0.54

Tab. 1.2 : Moments et température de Curie de quelques métaux de transition ferromagnétiques.

1.1.3 Propriétés magnétiques génériques des alliages Terres Rares Métaux de Transition

1.1.3.1 Mécanismes d'échange

Dans les alliages terres rares / métaux de transition, trois interactions d'échange, d'inégales importances, doivent être considérées : l'interaction TR-TR entre moments de terres rares, les interactions M-M entre moments des métaux de transition et les interactions M-TR.

L'interaction entre moments d'atomes de terres rares a été étudiée dans des composés TR- M_x où M est un métal non magnétique ou un métal de transition ne portant pas de moment. C'est la plus faible des trois interactions et elle est, comme dans les terres rares, de type RKKY. L'importance de l'interaction TR-TR dépend de la structure (ou plus directement des distances interatomiques) et de la densité d'électrons de conduction.

Le couplage M-M est le plus important. La mesure des interactions a été effectuée sur des composés dans lesquels les atomes de terres rares ne portent pas de moment magnétique. La forte température de Curie du composé YFe₂ (540K) montre l'importance du couplage entre les moments des atomes de fer. Les fonctions $3d$ sont spatialement plus étendues que les fonctions $4f$ et peuvent donner lieu à un recouvrement entre "atomes de fer voisins". Ce constat est particulièrement vrai dans les composés TRFe₂ dans lesquels les distances entre atomes de fer sont inférieures à celles entre atomes de terres rares (voir figure 1.5).

Le couplage entre les atomes de terres rares et le métal de transition est intermédiaire entre ceux décrits précédemment. Campbell a proposé une description du mécanisme d'interaction terre rare / métal de transition [20]. Il considère un mécanisme d'échange positif $4f$ - $5d$ sur les sites de terre rare, associé à un échange direct $5d$ - $3d$ entre les atomes de terre rare et ceux du métal de transition. Communément, l'échange terre rare/métal de transition est attribué à l'hybridation des bandes $3d$ du métal de transition et $5d$ de la terre rare, comme cela a été montré par des calculs en accord avec des résultats de dichroïsme magnétique [21]. La polarisation de la couche

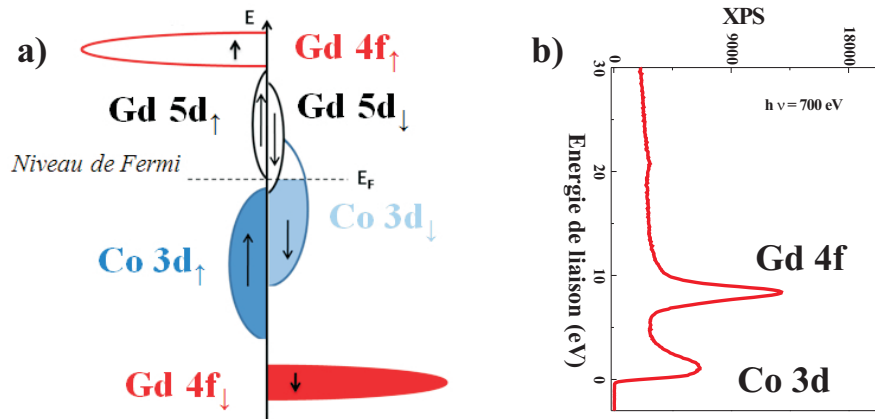


Fig. 1.2 : a) Représentation schématique de la structure de bandes dans des composés CoGd ; les sous bandes de spins sont également représentées. b) Illustration réelle par un spectre de photoémission (en énergie de liaison) obtenu pour une énergie de photons $h\nu$ de 700 eV sur un film d'alliage.

$5d$ par les électrons $3d$ renforce l'ordre magnétique entre les moments $4f$, ce qui justifie d'un moment non nul à 300 K pour le gadolinium par exemple, et conduit à une température de Curie commune pour les 2 sous réseaux magnétiques. En accord avec les règles établies par Friedel, le couplage des moments de spin des atomes de terre rare avec ceux des atomes de fer ou de cobalt doit être antiparallèle. En effet, cobalt ou fer sont des ferromagnétiques forts, dont la bande majoritaire est pleine et repose en dessous du niveau de Fermi. Par conséquent, le recouvrement est plus important entre la bande $5d$ des terres rares et la bandes $3d$ minoritaire du fer ou du cobalt, ce qui explique que l'interaction d'échange va aligner le moment $5d$ avec la direction minoritaire du métal de transition. Ces considérations sont représentées schématiquement dans la figure 1.2. Le recouvrement plus important entre la bande minoritaire du métal de transition et la bande $5d$ d'une terre rare est toujours vrai, mais l'interaction d'échange ne concerne que les spins. Si le moment orbital de la terre rare est orienté antiparallèlement au moment de spin (vrai pour les terres rares légères) alors le couplage est ferromagnétique entre le moment résultant des terres rares et du métal de transition [22].

1.1.3.2 Dans les phases de Laves, composés TRFe₂

Mon travail de thèse a porté sur des composés à stoechiométrie définie que sont les phases de Laves, TRFe₂ [23]. Ces composés cristallins, à stoechiométrie définie, de terres rares et métaux de transition présentent un intérêt particulier puisqu'ils bénéficient à la fois de la forte anisotropie magnétocristalline des terres rares et de l'échange important du métal de transition (fer et cobalt en particulier). J'ai travaillé à la croissance épitaxiale de ces composés dans l'objectif de modifier les propriétés d'anisotropie magnétique des couches en utilisant les déformations épitaxiales comme levier d'action. En effet, les premières études concernant les propriétés des intermétalliques TRFe₂ ont permis d'établir plusieurs faits marquants :

- 1) les structures magnétiques sont colinéaires avec un couplage entre moments magnétiques de fer et de terre rare parallèle pour la première moitié des lanthanides et anti-parallèle pour les terres rares lourdes
- 2) les moments magnétiques des terres rares, ceux des ions libres à basse température, décroissent lorsque la température augmente pour s'annuler à la température de Curie T_C des composés
- 3) le moment magnétique du fer, réduit, n'est que faiblement affecté par l'évolution thermique

de celui de la terre rare.

4) les composés présentent des propriétés de magnétostriction géante.

L'évolution thermique des moments magnétiques et des températures d'ordre d'un grand nombre de composés TRFe₂ a été déterminée par Clark [24]. A titre d'exemple, le tableau 1.3 donne les principales caractéristiques magnétiques de composés étudiés. $\langle\mu\rangle$ est l'aimantation moyenne par atome en magnéttons de Bohr : $\langle\mu\rangle = \frac{1}{3} (\mu_{TR} - 2\mu_{Fe})$.

Composé TRFe ₂	$\langle\mu\rangle$ (μ_B/at)		μ_{Fe} (μ_B/at)	T_C (K)
	4.2K	300K		
YFe ₂	0.93	0.93	1.4	542
TbFe ₂	1.94	1.42	1.66	698
DyFe ₂	2.25	1.42	1.59	635
ErFe ₂	1.93	0.48	1.6	591
SmFe ₂	0.7	0.7	1.7	688

Tab. 1.3 : Caractéristiques magnétiques de composés TRFe₂ massifs.

1.1.3.3 Alliages Terres Rares - Métaux de transition : Co_xGd_{1-x}

Plus récemment, je me suis intéressée aux propriétés d'alliages amorphes type Co_xGd_{1-x}, de composition variable [25]. La discussion précédente, en particulier en ce qui concerne la compréhension de l'échange peut être transposée à ce type de composés. Les sous-réseaux magnétiques des atomes de Co et de Gd peuvent être considérés comme indépendants et les moments couplés antiferromagnétiquement. De nouveau, ces alliages présentent des propriétés remarquables. En sus de leur température de Curie, deux températures caractéristiques sont mises en évidence au voisinage desquelles des comportements intrigants sont observés :

- 1) il existe une température de compensation magnétique T_M , liée à la dépendance en température différente des moments magnétiques du Co et du Gd, pour laquelle l'aimantation du cobalt et du gadolinium se compensent, comme illustré Figure 1.3. Cette représentation résulte de simulations en champ moyen détaillées dans [26] et basées sur [27]. Quand $T = T_M$, le champ coercitif diverge et l'aimantation globale s'annule
- 2) les ratios gyromagnétiques distincts du Co et du Gd déterminent la température de compensation angulaire T_L pour laquelle les moments orbitaux du cobalt et du gadolinium se compensent. A $T = T_L$, le coefficient d'amortissement et la fréquence de précession divergent.

Bien que ces alliages aient été étudiés de manière intensive dans les années 1970 et 1980, de nombreuses questions relatives à leurs propriétés magnétiques et électroniques restaient pendantes. Des études couplant des mesures magnéto-optiques, des mesures d'absorption X (EXAFS pour la structure, XMCD dichroïsme magnétique circulaire pour les propriétés magnétiques) et de photoémission (XPS pour la structure électronique et dichroïsme en photoémission) ont été menées sur des couches minces d'alliages amorphes gadolinium-cobalt développés dans le cadre d'une thèse en cotutelle avec SOLEIL. Quelques généralités sur les techniques d'absorption autour du rayonnement synchrotron sont décrites dans l'annexe B. Je reviendrai sur le regain d'intérêt récent suscité par ce type d'alliages dans une partie plus prospective. Dans ce chapitre, le paragraphe 1.5 présente les propriétés magnétiques principales des couches sur lesquelles nous avons travaillé.

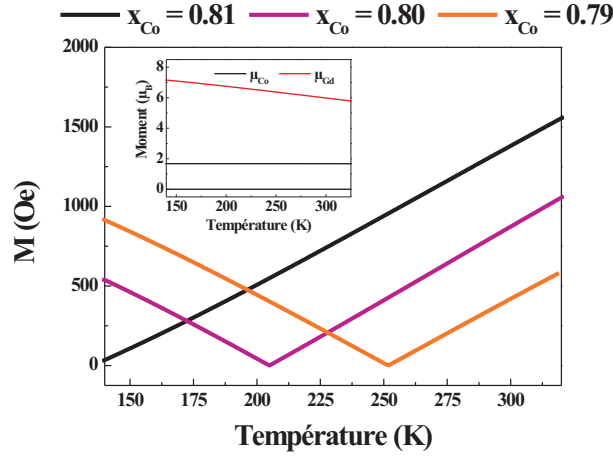


Fig. 1.3 : Evolution thermique de l'aimantation totale d'alliages Co_xGd_{1-x} pour 3 compositions conduisant à une température de compensation aisément accessible expérimentalement. L'insert présente l'évolution thermique du moment de chaque sous-réseau pour $x = 0.79$. Pour une température inférieure à la température de compensation, le moment magnétique du gadolinium est supérieur à celui du cobalt. Au dessus de la compensation, le matériau aura le comportement du cobalt : sous champ, c'est le sous-réseau de cobalt qui s'aligne parallèlement.

1.2 Un peu de croissance, de structure et de morphologie

1.2.1 Films épitaxiés

Nous avons réalisé, dans une enceinte d'épitaxie par jets moléculaires, des monocristaux à base de terbium (paragraphe 1.2.1.1) puis des films minces d'alliages $TRFe_2$ (paragraphe 1.2.1.2) sur le même ensemble substrat et couche tampon, à savoir sur un substrat de saphir $Al_2O_3(11\bar{2}0)$ recouvert d'une couche tampon $Nb(110)$, comme proposé par [28]. Les relations d'épitaxie dans le plan entre ces deux matériaux, hexagonal pour le saphir et cubique centré pour le niobium, ont été confirmées par diffraction d'électrons rapides en incidence rasante (RHEED : Reflection High Energy Electron Diffraction) in situ et sont les suivantes : $[1\bar{1}0] Nb // [0001] Al_2O_3$ et $[11\bar{2}] Nb // [10\bar{1}0] Al_2O_3$. Le plan $(11\bar{2}0)$ du saphir présente une maille de surface rectangulaire et la direction de croissance du niobium sur le saphir est la direction $[110]$. Certaines conditions de dépôt assurent une bonne épitaxie. Durant l'évaporation du niobium (sa température de fusion est de $2477^\circ C$), le substrat doit être maintenu à une température élevée ($700^\circ C$). La couche de niobium est toujours déposée en deux étapes : durant la première phase, la vitesse d'évaporation est très faible, à savoir $0,05\text{\AA}/\text{seconde}$, de façon à bien initier l'épitaxie ; la vitesse durant la deuxième phase de dépôt est plus rapide à savoir, $0,5\text{\AA}/\text{seconde}$. Une étude spécifique des premiers stades de la croissance nous a permis de mettre en évidence l'existence d'une phase hexagonale de surface du niobium sur le saphir [29], jamais mise en évidence auparavant. La figure 1.4 illustre ce résultat. Ces clichés révèlent une symétrie de surface d'ordre six et l'écartement relatif entre raies de diffraction, caractéristique d'un réseau de surface hexagonal, vaut $\sqrt{3}$ selon des azimuts séparés de 30° . Le paramètre de surface est estimé à $3 \pm 0.1 \text{\AA}$, très proche de la distance entre premiers voisins dans le plan (110) parallèlement à la direction $[1\bar{1}1]$ du niobium cubique centré qui vaut 2.9\AA .

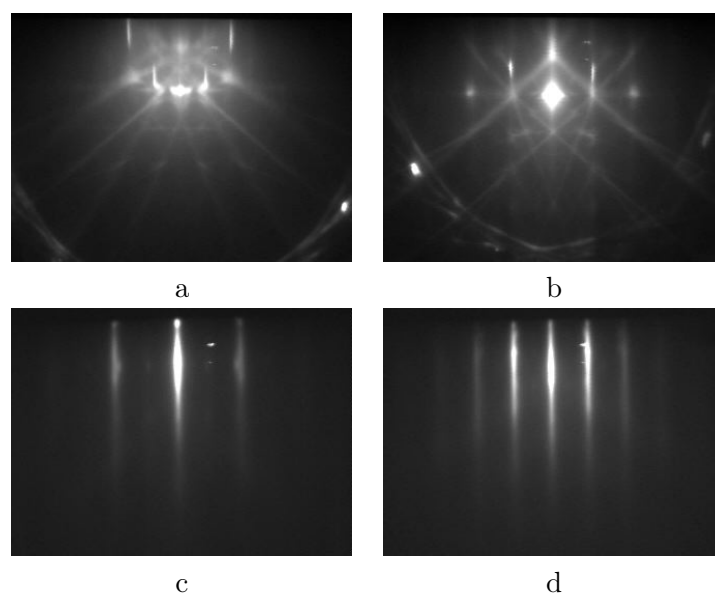


Fig. 1.4 : Diagrammes de diffraction RHEED sur un substrat $\text{Al}_2\text{O}_3(11\bar{2}0)$ (a : $[1\bar{1}00]$ et b : $[0001]$) puis sur un dépôt de 5 Å de niobium selon les azimuts correspondants (c et d) à $T_S = 820$ °C

1.2.1.1 Terres rares (0001)

Les films de terbium ou d'alliage $\text{Dy}_x\text{Tb}_{1-x}$ épitaxiés ($0 \leq x \leq 1$) croissent alors selon l'axe c des mailles hexagonales. Conformément aux résultats de [9], le plan (0001) de la terre rare est parallèle au plan (110) du niobium et les relations d'épitaxie dans le plan de croissance entre le niobium et les terres rares sont les suivantes : $[1\bar{1}0]$ Nb // $[1\bar{1}00]$ terre rare et $[001]$ Nb // $[11\bar{2}0]$ terre rare. La diffraction d'électrons rapides en incidence rasante in situ et la diffraction de rayons X ex situ ont montré la très grande qualité cristallographique de ces systèmes. En particulier, les clichés RHEED ont montré clairement qu'à trois raies de diffraction des terres rares correspondent quatre raies de diffraction de niobium dans la direction $[002]$: il s'agit d'une épitaxie 3 :4 à savoir trois rangées $[11\bar{2}0]$ de terres rares s'épitaxient sur quatre rangées de niobium $[002]$. Cette adaptation de paramètre cristallographique dans le plan impose des déformations sur lesquelles je reviendrai. Parfaitement monocristallins, les films présentent une mosaïcité (désorientation de la direction $[0001]$ par rapport à la normale au film) de 0.2° et une longueur de cohérence (valeur donnée du paramètre cristallographique dans la direction de croissance) de l'ordre de grandeur de l'épaisseur des films.

1.2.1.2 Les composés TRFe_2

A l'état massif Les composés TRFe_2 , cristallisent dans une structure de type $\text{MgCu}_2\text{C}_{15}$, de groupe spatial $\text{Fd}\bar{3}m$. En 1956, Fritz Laves attribue la stoechiométrie AB_2 des phases de Laves à l'empilement compact, favorable, d'atomes sphériques avec des rapports de rayons atomiques qui valent approximativement 1.2/1 plutôt qu'à une conséquence des liaisons chimiques entre les deux éléments A et B [23]. La figure 1.5 présente la structure de ces composés. Les atomes de terre rare forment un squelette de type cubique diamant et apparaissent aux sommets du cube, au centre des faces et sur la moitié des sites tétraédriques. Les atomes de fer forment des tétraèdres réguliers, reliés par leurs sommets. Ils sont situés sur la seconde moitié des sites tétraédriques non occupés par les atomes de terres rares. Le réseau de fer vérifie une symétrie ponctuelle

rhomboédrique $\bar{3}m$. Malgré la complexité de la structure, il apparaît que tous les atomes de terre rare d'une part et tous les sites de fer d'autre part sont chimiquement équivalents. Les atomes de fer se distinguent par la direction de leur axe de symétrie local. Chaque atome de fer a comme plus proches voisins six atomes de fer avec un axe de symétrie local selon une diagonale du cube, c'est à dire une direction de type $\langle 111 \rangle$. La direction est différente pour chacun des quatre sites du tétraèdre. Bien que les atomes de fer soient cristallographiquement équivalents, cette différence d'axe de symétrie local entraîne une non-équivalence magnétique. Cette dernière permet une détermination exacte de la direction d'aimantation dans ces composés par spectrométrie Mössbauer du fer.

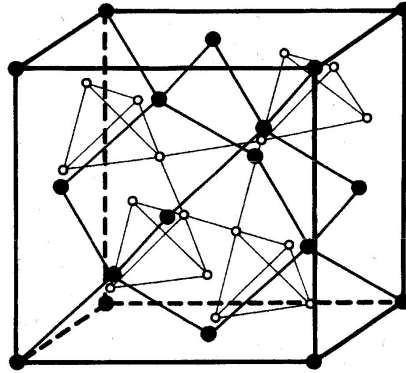


Fig. 1.5 : Structure des phases de Laves. Les ronds noirs représentent les atomes de terres rares et les blancs les atomes de fer.

Le paramètre cristallin des composés $TRFe_2$ varie de 7.24 Å pour $LuFe_2$ à 7.415 Å pour $SmFe_2$. Il diminue lorsque l'on passe des terres rares légères aux terres rares lourdes, conformément à la contraction des lanthanides. Le tableau 1.4 présente le paramètre massif a_{TRFe_2} des différents composés que nous avons étudiés, à température ambiante. L'yttrium possède des paramètres cristallins proches de ceux des terres rares et le composé YFe_2 de structure analogue aux $TRFe_2$ est inclus dans cette étude.

$TRFe_2$	$LuFe_2$	$ErFe_2$	$DyFe_2$	$Dy_{0.7}Tb_{0.3}Fe_2$	$TbFe_2$	$GdFe_2$	$SmFe_2$	YFe_2
				Terfenol-D				
a_{TRFe_2} (Å)	7.24	7.28	7.324	7.331	7.348	7.39	7.415	7.362

Tab. 1.4 : Paramètre massif des composés $TRFe_2$ à température ambiante

Films $TRFe_2(110)$ Nous avons montré qu'il est possible de réaliser la croissance épitaxiale de films monocristallins et monodomains pour un ensemble de composés allant de $LuFe_2$ à $SmFe_2$ avec la direction $[110]$ comme direction de croissance. La figure 1.6 montre les réseaux de surface des couches successives. Le désaccord paramétrique entre la couche tampon de niobium et les phases de Laves, très grand, varie selon la terre rare (voir tableau 1.4). Le dépôt d'une fine couche de fer permet la formation d'un alliage de surface appelé $NbFe_\varphi$ qui présente un réseau de surface rectangulaire et favorise la croissance des $TRFe_2(110)$. Des études spécifiques de la croissance du fer sur la couche épaisse de niobium ont été menées [30]. Fer et terre rare sont coévaporés sur cet ensemble $Al_2O_3(11\bar{2}0) / Nb(110) / Fe$, avec des vitesses calibrées de façon à obtenir la stoechiométrie requise. Les relations d'épitaxie entre les composés et la couche tampon sont les suivantes : $[001] Nb // a NbFe_\varphi // [001] TRFe_2$ et $[1\bar{1}0] Nb // b NbFe_\varphi // [1\bar{1}0]$

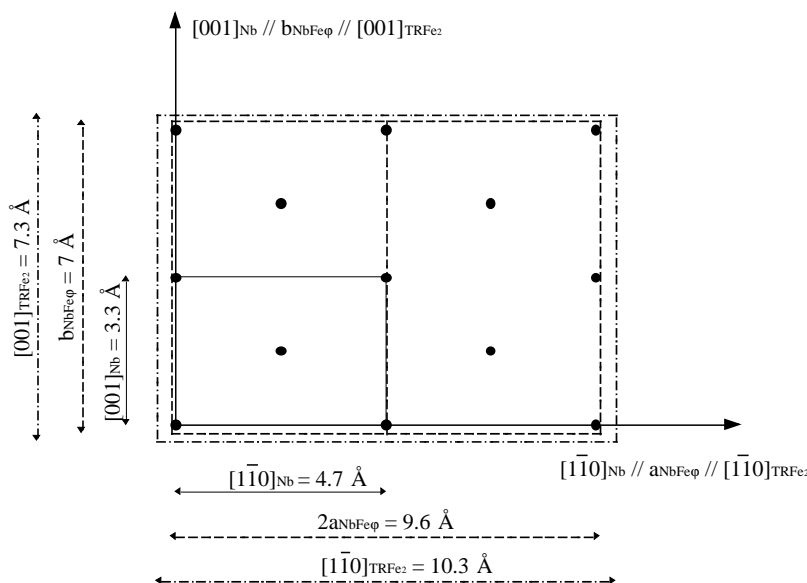


Fig. 1.6 : Représentation schématique des relations d'épitaxie entre les couches $\text{TRFe}_2(110)$ et la couche tampon. Sont représentés le plan (110) de niobium (les points noirs représentent les atomes de niobium), la maille de surface $\text{NbFe}\varphi$ (trait pointillé simple) et une maille de $\text{TRFe}_2(110)$ (trait pointillé double), avec leurs dimensions associées.

TRFe_2 . Les désaccords paramétriques entre les composés TRFe_2 et l'alliage de surface $\text{NbFe}\varphi$ sont anisotropes et réduits, particulièrement dans la direction $[001]$.

L'étude des premiers stades de la croissance, in situ par RHEED, a permis d'identifier le mode de croissance Stranski-Krastanov pour les $\text{TRFe}_2(110)$. Après une phase de dépôt bidimensionnelle contrainte de quelques monocouches, la croissance est ensuite tridimensionnelle. Simultanément, cette croissance en îlots permet la relaxation des contraintes : au delà de 10\AA , le système est complètement relaxé. Néanmoins, des études préliminaires de microscopie électronique en transmission (MET) ont montré la création de dislocations d'interface contribuant également à la relaxation totale observée. Le mode de croissance de type Stranski-Krastanov est fréquemment observé dans l'hétéroépitaxie de systèmes à fort désaccord paramétrique. Si la croissance désaccordée débute de façon cohérente, lorsque le dépôt se poursuit, l'énergie élastique emmagasinée dans ces couches bidimensionnelles est considérable. Différents processus peuvent alors contribuer à la relaxation des contraintes : d'une part la création de dislocations d'interface et d'autre part la formation de structures tridimensionnelles. Ainsi, dans le second cas, des îlots tridimensionnels se développent, contraints à la base mais largement relaxés sur le dessus et les côtés, qui présentent généralement des propriétés d'auto-organisation remarquables liées aux interactions entre les îlots au travers des déformations locales du substrat. La maîtrise des paramètres de croissance permet dans certains cas d'obtenir des structures nanométriques auto-organisées.

Morphologie Nous avons montré par RHEED et microscopie à force atomique (AFM) qu'il est possible, en jouant sur la température d'élaboration, l'épaisseur nominale des couches et le désaccord paramétrique, d'obtenir des structures auto-assemblées de dimensions nanométriques ou des films continus de faible rugosité de surface [31]. A titre d'illustration, la figure 1.7 présente la morphologie de différents nanosystèmes représentatifs. Pour une épaisseur nominale de 50\AA les couches de $\text{DyFe}_2(110)$ sont constituées de nanosystèmes isolés, pour les températures

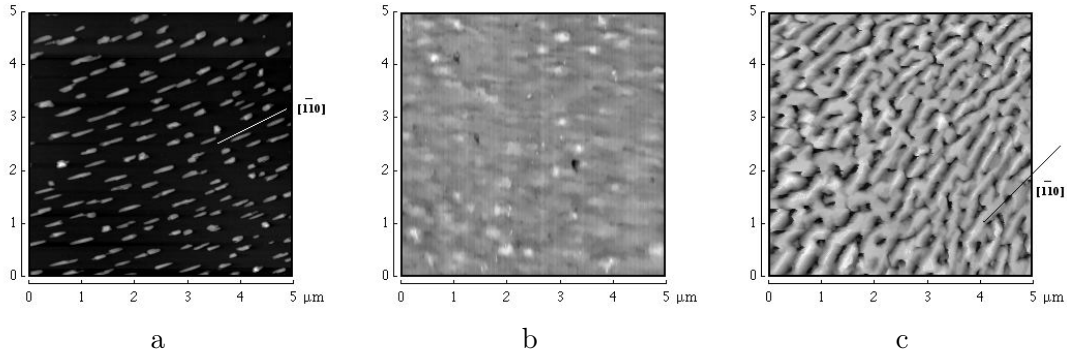


Fig. 1.7 : Images AFM de couches de $\text{DyFe}_2(110)$: 50\AA (a) et 1000\AA (b) élaborées à 550°C puis 1000\AA élaborées à 660°C (c)

de substrat 460°C , 550°C et 660°C . Le nombre d'îlots augmente et leur taille moyenne diminue lorsque la température d'élaboration diminue. Une couche de 50\AA de $\text{DyFe}_2(110)$ élaborée à 550°C (figure 1.7-a) est constituée d'îlots allongés préférentiellement selon la direction $[\bar{1}10]$, le long de laquelle ils sont longs de 4000\AA alors qu'ils sont quatre fois plus courts selon la direction $[001]$. Pour cette même température de dépôt, la morphologie des composés de $\text{DyFe}_2(110)$ évolue d'un ensemble de structures isolées anisotropes vers un film continu de faible rugosité lorsque l'épaisseur nominale passe de 50\AA à 1000\AA (figure 1.7-b). Pour une température d'élaboration plus élevée (660°C), une couche de 1000\AA de $\text{DyFe}_2(110)$ est toujours constituée d'îlots anisotropes non jointifs qui subsistent même pour cette épaisseur nominale (figure 1.7-c). Finalement, pour une température de substrat donnée et une épaisseur nominale donnée, les films de composés $\text{TRFe}_2(110)$ sont constitués de structures dont le nombre augmente mais dont la taille diminue avec le désaccord paramétrique. Des considérations simples figurant dans la littérature permettent d'interpréter l'influence de la diffusion de surface, i.e. de la température d'élaboration, et du désaccord paramétrique sur la forme et le nombre des structures observées.

Déformations Les propriétés magnétiques (en particulier magnétostrictives) des phases de Laves sont intimement liées à leur structure cristalline et aux déformations. Une étude de l'état de déformations des films épitaxiés de TRFe_2 doit donc systématiquement accompagner toute étude du magnétisme de ces systèmes. Nous avons réalisé une étude détaillée [32] d'un ensemble important de couches $\text{TRFe}_2(110)$ élaborées sur $\text{NbFe}\varphi$ et de bicouches, constituées de films de 300\AA de $\text{TRFe}_2(110)$ déposés sur une couche tampon d' $\text{YFe}_2(110)$. Les résultats obtenus à partir des mesures de diffraction de rayons X aux grands angles ont permis de déterminer la distance d_{220} entre les plans (220) parallèles à la surface de l'échantillon et d'obtenir ainsi le paramètre perpendiculaire au plan des couches $a_{\perp} = 2 d_{220} \cdot \sqrt{2}$. Les études de diffraction de rayons X en incidence rasante ont permis la détermination des deux types de paramètres parallèles : i) la distance $d_{\bar{2}20}$ entre plans $(\bar{2}20)$ qui conduit au paramètre $a_{//\bar{2}20} = 2 d_{\bar{2}20} \cdot \sqrt{2}$ et ii) la distance d_{004} entre plans (004) qui conduit au paramètre $a_{//004} = 4 d_{004}$.

La figure 1.9 regroupe les paramètres dans le plan ($a_{//}$) et selon la direction de croissance (a_{\perp}) d'un ensemble de composés, sur les deux types de couche tampon. Pour les films directement épitaxiés sur $\text{NbFe}\varphi$, le désaccord paramétrique entre le composé et la couche tampon est compris entre 5 et 10%. Le mode de croissance est de type Stranski-Krastanov. En conséquence, les couches épitaxiées relaxent et l'état de déformations des couches ne peut se calculer dans le cadre d'un modèle élastique utilisé lorsque l'épicouche s'adapte dans le plan de la couche tampon. Tous les films $\text{TRFe}_2(110)$ déposés sur $\text{NbFe}\varphi$ présentent des paramètres contractés de -0.4% dans la direction de croissance et des paramètres dans le plan augmentés de $+0.6\%$. Les films élaborés

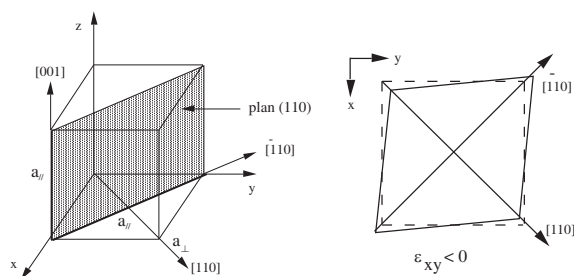


Fig. 1.8 : Représentation schématique des paramètres significatifs et déformations des films de TRFe₂(110).

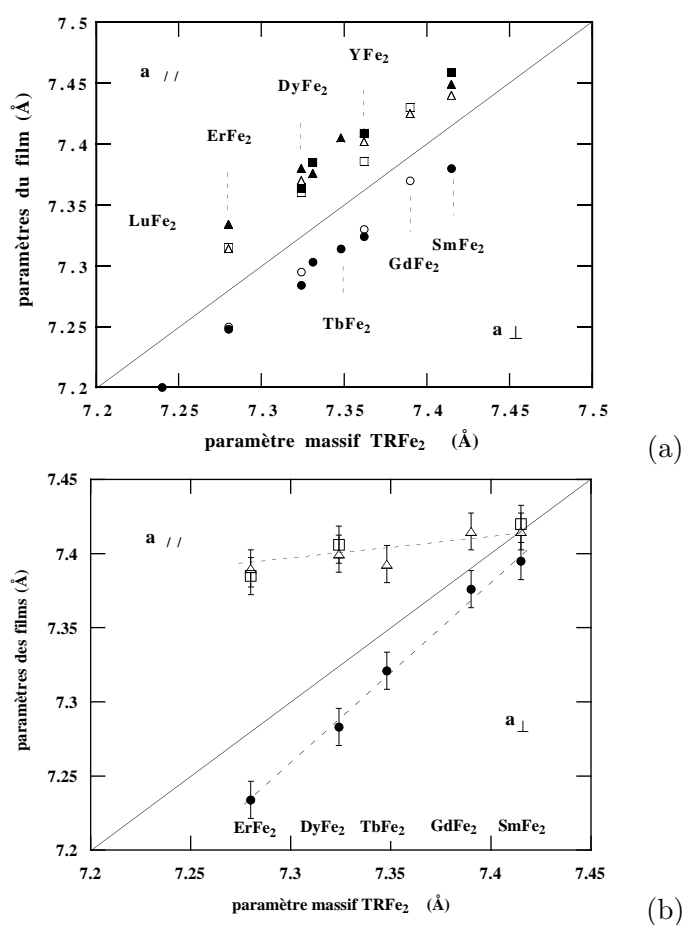


Fig. 1.9 : En fonction du paramètre massif : a) Paramètres des films de TRFe₂ déposés sur NbFe φ . Les ronds vides et pleins représentent le paramètre perpendiculaire pour les films de 300 et 1000 Å respectivement. Les carrés (respectivement les triangles) vides et pleins, représentent le paramètre selon [004] (respectivement [220]) pour les films de 300 et 1000 Å. b) Paramètres des films de 300 Å de TRFe₂ dans les bicouches TRFe₂ / YFe₂. Les ronds pleins représentent le paramètre perpendiculaire pour les films de 300 Å. Les carrés (respectivement les triangles) vides représentent le paramètre selon [004] (respectivement [220]) pour les films de 300 Å. La droite $y = x$, en trait continu, correspond au paramètre massif.

sont soumis à un cisaillement négatif (Fig. 1.9-a et 1.8), qui trouve son origine dans la différence de coefficients de dilatation thermique entre le substrat et le composé. Il apparaît lorsque les échantillons passent de la température de dépôt à la température ambiante. Lorsque les systèmes élaborés sont des bicouches TRFe₂ / YFe₂(110), le désaccord paramétrique entre le composé et le film d'YFe₂ est de l'ordre du pourcent. Contrairement au cas précédent, l'épicouche s'adapte dans le plan du film d'YFe₂(110) (Fig. 1.9-b) et les déformations expérimentales peuvent être modélisées à partir d'un modèle élastique détaillé dans [32]. Les déformations induites dans la couche sont ici complètement maîtrisées par le choix du substrat.

1.2.2 Alliages amorphes Co_xGd_{1-x}

Les films d'alliages ont été obtenus par co-évaporation dans une chambre ultra-vide développée à cet effet à SOLEIL. Les flux d'évaporation ont été contrôlés de manière précautionneuse grâce à une balance à quartz et post-calibrés par des mesures de RBS (Rutherford Back Scattering). Le substrat, du silicium dont la surface est constituée d'une couche d'oxyde thermique amorphe, est maintenu à température ambiante pendant les dépôts.

1.2.2.1 Une monocouche de Gd flottant

L'homogénéité des couches a été testée par photoémission, technique de prédilection de Fausto Sirotti, responsable de la ligne TEMPO de SOLEIL, sur laquelle une grande partie des expériences relatives à ces couches magnétiques a été effectuée. Je ne souhaite développer ici ni le principe de la photoémission ni le détail des spectres. Les résultats essentiels que nous avons pu obtenir se résument brièvement¹ : i) les couches sont homogènes en épaisseur jusqu'à la surface qui est toujours constituée par une monocouche de gadolinium. La faible tension de surface de cet élément par rapport à celle du cobalt doit rendre compte de cet effet de ségrégation. ii) les couches présentent une pollution en oxygène qui reflète la qualité du vide dans l'enceinte d'évaporation. En dessous de $4 \cdot 10^{-10}$ mbar, les couches sont considérées comme exemptes d'oxygène. Une couche de couverture de quelques nanomètres d'aluminium suffit pour les protéger d'une dégradation ultérieure, ce qui permet de les caractériser ex-situ avec des techniques complémentaires (magnéto-optique typiquement).

1.2.2.2 Nature amorphe

L'EXAFS, pour Extended X-ray Absorption Fine Structure, est une technique qui consiste à mesurer le coefficient d'absorption en fonction de l'énergie de photon $\mu(E)$ autour d'un seuil caractéristique d'absorption. Le coefficient d'absorption après le seuil présente un régime d'oscillations, conséquences directes de la nature ondulatoire des électrons. Ces oscillations contiennent des informations sur la structure du matériau, ainsi que l'environnement chimique et la nature des voisins de l'atome absorbeur. Pour davantage d'informations, j'invite le lecteur à se reporter à la thèse de N. Bergéard [26]. Les expériences d'EXAFS ont été effectuées sur la ligne de lumière SAMBA à Soleil. Les seuils K du cobalt et L du gadolinium ont été mesurés sur une couche de composition Co₇₉Gd₂₁. Une couche de gadolinium amorphe a été déposée comme référence alors qu'une feuille de structure hexagonale compacte a été utilisée comme référence pour le cobalt. Les spectres et leur analyse ont montré sans ambiguïté que les couches sont amorphes et de composition homogène en épaisseur. En accord avec la littérature, les distances Gd-Gd et Co-Co sont

1. La brièveté de ce résumé ne reflète en rien le temps requis pour acquérir et traiter les nombreux spectres obtenus sur des couches plus ou moins couvertes et/ou décapées par bombardement ionique. A titre d'illustration de la structure de bande, la figure 1.2 présente un spectre XPS sur une couche d'alliage, après bombardement argon ayant conduit au décapage de la couche de Gd ségrégée.

plus faibles que dans des échantillons cristallins. Conformément à la composition des couches, l'environnement des atomes de cobalt est riche en cobalt ; au voisinage du gadolinium et malgré la qualité du vide, on note la présence d'oxygène.

1.3 Stabilisation de la phase hélicoidale dans des films et superréseaux de terbium

Nous avons essentiellement abordé le comportement magnétique des terres rares par mesure d'aimantation [33] et diffraction de neutrons [34].

1.3.1 Diffraction de neutrons

La figure 1.10 présente quelques spectres de diffraction de neutrons obtenus sur un film d'alliage Y/400Å Dy_{0.55}Tb_{0.45}/Y.

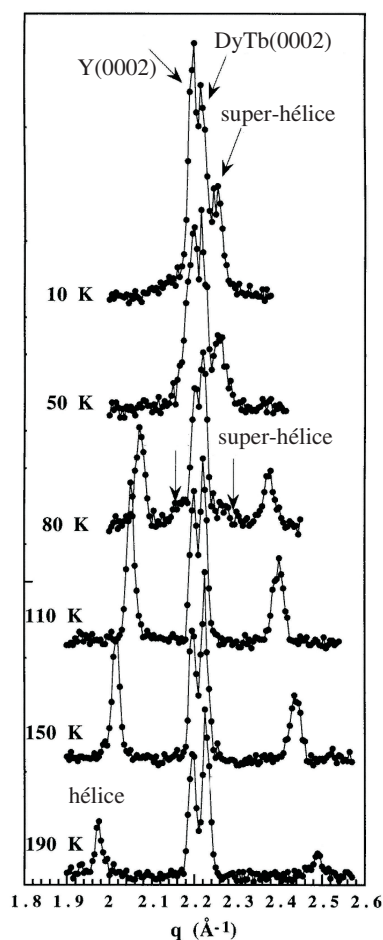


Fig. 1.10 : Spectres de diffraction de neutrons obtenus sur un film de 400Å de Dy_{0.55}Tb_{0.45} épitaxié entre deux couches d'yttrium, pour quelques températures

Sur toute la gamme de température étudiée (300 K-10 K), les spectres présentent deux pics de Bragg distincts. Le premier est le pic de Bragg dû à la couverture et à la couche tampon d'yttrium situé en $q=2,2015\text{\AA}^{-1}$. Le pic le plus intense (à l'ambiante) correspond à l'alliage et est situé en $q=2,2321\text{\AA}^{-1}$. La position des pics de Bragg des spectres de diffraction de neutrons

nous a permis de déterminer l'évolution thermique des paramètres cristallins des films d'alliage et superréseaux. Les pics magnétiques dus aux hélices apparaissent aux alentours de 190 K et disparaissent vers 75 K. Le spectre de diffraction à 150 K montre clairement l'existence de pics de diffraction magnétique dus aux hélices, situés de part et d'autre du pic de Bragg. Les pics associés à l'hélice se rapprochent du pic de Bragg lorsque la température diminue, ce qui implique l'augmentation de la période magnétique ie la diminution de l'angle de rotation des moments d'un plan à l'autre. Le transfert de l'intensité du pic associé à l'hélice –tel qu'attendu pour une transition hélicoïdal/ferromagnétique– n'est observé que partiellement lorsque la température diminue. Par contre, un pic additionnel apparaît lorsque le pic de diffraction associé à la phase hélicoïdale s'évanouit. Plus proche du pic central, il correspond donc à une modulation de longue période, type super-hélice.

1.3.2 Décalage de la température d'ordre magnétique

Nous avons de manière systématique analysé la transition hélicoïdale / ferromagnétique dans ces systèmes épitaxiés pour plusieurs compositions, épaisseurs, dans des films mais aussi dans des super-réseaux [33, 34]. Les résultats sont représentés figure 1.11. La température de Néel, qui correspond à la transition paramagnétique / phase modulée selon l'axe c , est peu influencée par l'épitaxie. La température de Curie des films d'alliage Dy_xTb_{1-x} épitaxiés est systématiquement inférieure de plusieurs dizaines de degrés à celle des alliages massifs (la phase hélicoïdale est stabilisée par l'épitaxie) et ne varie plus linéairement avec la composition comme dans les alliages massifs mais devient nulle au delà d'une composition supérieure à 80% en dysprosium : la transition ferromagnétique est alors bloquée.

Il est possible de mettre en évidence deux phénomènes, étroitement liés, caractéristiques de cette stabilisation de la phase hélicoïdale. La figure 1.12 présente l'évolution en température a) de l'angle de rotation entre moments magnétiques d'un plan hexagonal à un autre et b) du paramètre cristallin c pour deux échantillons ayant des comportements magnétiques différents.

- L'angle de rotation entre moments magnétiques de la phase hélicoïdale dans les films est augmenté par rapport à sa valeur dans les composés massifs correspondants : il est lié aux détails de la surface de Fermi, changée par les déformations épitaxiales. Il diminue ensuite avec la température mais ne s'annule pas lorsque la transition ferromagnétique est bloquée.
- Pour les deux films minces, le paramètre c diminue avec la température jusqu'à la température de Néel ce qui est conforme à la contraction thermique. A partir de la transition hélicoïdale, les paramètres augmentent progressivement lorsque la température diminue. L'épitaxie impose aux films minces des déformations de signe opposé à celles se produisant spontanément à la transition ferromagnétique : le paramètre c de nos échantillons est systématiquement inférieur à celui des composés massifs correspondants [33]. La transition ferromagnétique, si elle a lieu, doit être accompagnée d'un saut du paramètre c d'autant plus important que l'angle entre les moments magnétiques est grand, ce qui est conforme à nos observations. Pour le film de terbium, le passage à la phase ferromagnétique s'accompagne d'un saut de paramètre puis d'une nouvelle diminution. Le comportement du paramètre c du film de terbium dans lequel la phase hélicoïdale est stabilisée s'apparente à celui du paramètre c du film majoritairement dysprosium qui ne subit pas de transition ferromagnétique et dont le paramètre ne présente pas de saut brutal.

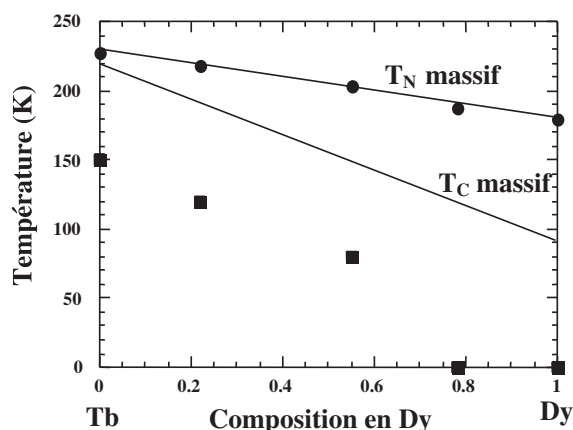


Fig. 1.11 : Evolution des températures de transition (T_N et T_C) des films d'alliages épitaxiés entre Y et ce en comparaison avec celles des alliages massifs

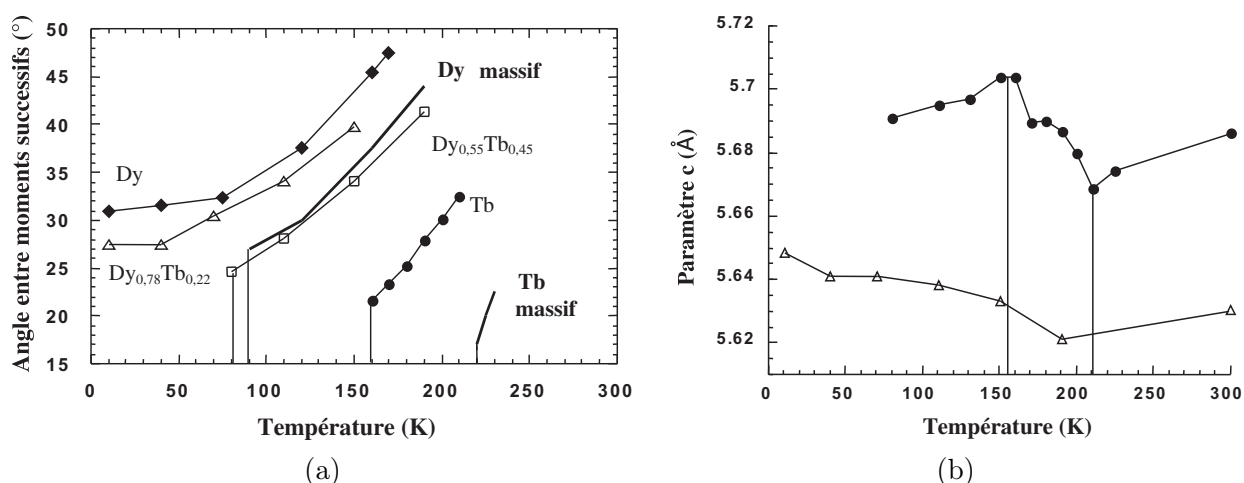


Fig. 1.12 : Evolution thermique (a) de l'angle de rotation des moments magnétiques dans la phase hélicoïdale des films d'alliages Y/400Å Dy_xTb_{1-x}/Y en comparaison avec celles des alliages massifs et (b) du paramètre cristallin c pour deux films : $Dy_{0.78}Tb_{0.22}$ et Tb seul.

1.3.3 Phase modulée de type super-hélice

Dans des films de terbium ou d'alliage Dy_xTb_{1-x} épitaxiés sur la couche tampon de niobium ou d'yttrium, nous avons montré que la transition hélicoïdale / ferromagnétique n'est pas directe comme dans le cas du terbium massif [35]. La diffraction de neutrons (Fig. 1.10) montre la présence d'une phase magnétique incommensurable. Cette dernière présente une période de plusieurs centaines d'angströms, est modulée selon l'axe c et coexiste tout d'abord avec la phase hélicoïdale. Cette phase ne disparaît qu'à plus basse température pour laisser place à un ordre ferromagnétique à grande distance. Nous avons montré que cette phase est indépendante des déformations. Nous suggérons que la transition ferromagnétique se produit grâce au développement de cette nouvelle phase, constituée de blocs ferromagnétiques dont l'aimantation résultante tourne avec un vecteur d'onde parallèle à l'axe c . Cet arrangement ferromagnétique par blocs permet d'obtenir un compromis entre la configuration énergétiquement la plus stable dans un film de terbium, i.e. un ordre ferromagnétique à grande distance accompagné de déformations de

réseau magnétostrictives, et une configuration magnétique limitant les déformations de réseau dans les autres couches du système. Les déformations induites dans ces couches non magnétiques par le film de terbium auquel elles sont accrochées ne contribueraient qu'à augmenter l'énergie élastique. Une rotation bloc par bloc de l'aimantation permet de garder un ordre ferromagnétique à courte distance dans la couche de terbium et de réduire l'énergie élastique totale.

1.4 Modifications de la direction d'anisotropie induite par les déformations dans des films de $\text{TRFe}_2(110)$

Les propriétés magnétiques des couches épitaxiées ont tout d'abord été déterminées en l'absence de champ magnétique extérieur. La technique de spectrométrie Mössbauer s'est avérée une technique extrêmement puissante pour déterminer les directions de facile aimantation dans les couches $\text{TRFe}_2(110)$.

1.4.1 Spectroscopie Mössbauer et phases de Laves

Le lecteur peut trouver une large bibliographie présentant la spectrométrie Mössbauer [36, 37]. Je ne vais que préciser l'origine du sextuplet associé à l'effet Mössbauer dans le fer et illustrer les spécificités des spectres Mössbauer dans les TRFe_2 [38–40] et pour davantage de détails, j'invite le lecteur à se référer à l'annexe A.

Dans les composés TRFe_2 , les atomes de fer forment des tétraèdres (voir Fig. 1.5) et les quatre atomes de fer constituant les tétraèdres sont magnétiquement non équivalents. En effet, pour chaque site de fer, le gradient de champ électrique a une symétrie axiale autour d'une direction de type $\langle 111 \rangle$, laquelle n'est pas nécessairement colinéaire avec le champ magnétique hyperfin. Il faut donc recalculer la composante de l'effet quadripolaire au moyen d'une rotation imposée par l'angle entre l'aimantation et la direction $\langle 111 \rangle$. La contribution dipolaire au champ hyperfin doit également prendre en compte une correction géométrique similaire. Ainsi, dans le cas général, les composés de TRFe_2 sont caractérisés par des spectres Mössbauer composés de **4 sextuplets** d'abondances équivalentes et différenciés par des effets quadripolaires et champ hyperfins dipolaires différents [37, 38]. Pourtant, les spectres obtenus pour des directions majeures du cube sont très caractéristiques et permettent d'identifier (sans aucun traitement) la direction de facile aimantation. La figure 1.13 présente les spectres Mössbauer typiques pour les trois directions principales du cube [39]. Lorsque la direction facile est de type $\langle 100 \rangle$, le spectre n'est plus composé que d'un sextuplet : cette direction fait le même angle avec les 4 directions $\langle 111 \rangle$ possibles. Pour une direction facile selon l'une des 4 directions de type $\langle 111 \rangle$, les pics 2 et 6 des spectres sont composés de sextuplets dans un rapport 1 / 3. Finalement, les pics 2 et 6 des spectres correspondant aux directions de type $\langle 110 \rangle$ présentent deux contributions d'égales intensités. Pour des directions quelconques, j'ai été amenée à développer un programme d'ajustement des spectres qui permette de déterminer sans ambiguïté la direction de facile aimantation.

1.4.2 Anisotropie magnétique et magnétostriction dans les TRFe_2 massifs

1.4.2.1 Modèle de champ cristallin à un ion

Dans le cas des composés intermétalliques comportant une terre rare (d'état spectroscopique non s), l'anisotropie magnétocristalline provient essentiellement de l'interaction des couches incomplètes $4f$ avec le champ cristallin des ions environnants. Les directions de facile aimantation et les rotations observées dans la plupart des composés binaires, en fonction de la température, peuvent s'interpréter dans un modèle, qui prend en compte l'interaction de champ cristallin et une interaction d'échange isotrope agissant sur un ion TR^{3+} dans la structure cubique TRFe_2 .

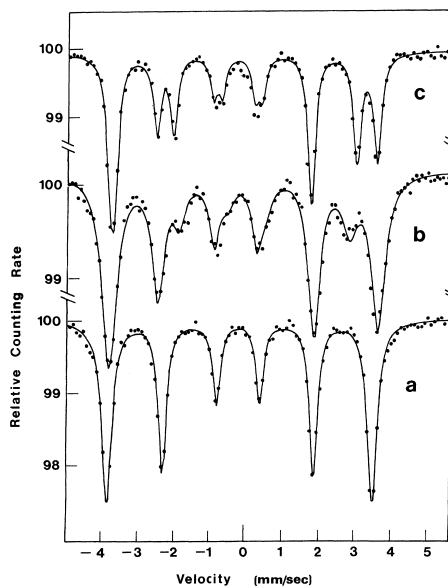


Fig. 1.13 : Spectres Mössbauer typiques des directions de facile aimantation [39] : $\langle 100 \rangle$ (spectre à 300K de $\text{Ho}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Fe}_2$), $\langle 111 \rangle$ (spectre à 4.2K de $\text{Ho}_{0.3}\text{Er}_{0.7}\text{Fe}_2$) et $\langle 110 \rangle$ (spectre à 4.2K de $\text{Ho}_{0.75}\text{Er}_{0.25}\text{Fe}_2$)

Composé TRFe ₂	Direction d'aimantation		Références	
	4.2K	300K		
YFe ₂	$\langle 111 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	[38, 41]	
TbFe ₂	$\langle 111 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	[41, 42]	
DyFe ₂	$\langle 100 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	[41]	
ErFe ₂	$\langle 111 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	[41]	
Terfenol-D	$\langle 100 \rangle$	$\langle uuw \rangle$	$\langle 111 \rangle$	[39, 43]
SmFe ₂	$\langle 110 \rangle$	$\langle uuw \rangle$	$\langle 111 \rangle$	[41, 43–45]

Tab. 1.5 : Directions d'aimantation facile des composés TRFe₂ massifs

Ce modèle a été étendu et complété afin d'expliquer l'existence de directions d'aimantation complexes observées dans certains composés ternaires ou le SmFe₂. Le tableau 1.5 résume les directions de facile aimantation des composés TRFe₂ massifs étudiés dans ce manuscrit et les références bibliographiques associées.

1.4.2.2 Expression phénoménologique de l'anisotropie

Une seconde façon d'explicitier l'anisotropie magnétique des composés TRFe₂ consiste à écrire l'énergie de manière phénoménologique. Dans un système cubique, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline $E_{m.c.}$ est donnée par l'équation 1.2 :

$$E_{m.c.} = K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2) + K_2(\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2) + K_3(\alpha_x^4\alpha_y^4 + \alpha_x^4\alpha_z^4 + \alpha_y^4\alpha_z^4) \quad (1.2)$$

$K_{1,2,3}$ sont les constantes d'anisotropie magnétocristalline et $\alpha_{x,y,z}$ sont les cosinus directeurs de la direction d'aimantation. En limitant le développement de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline au terme d'ordre 6 des cosinus directeurs de la direction d'aimantation, les directions

de facile aimantation associées à un minimum d'énergie sont parallèles à l'une des directions cristallographiques principales du cube, à savoir $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ ou $\langle 110 \rangle$. Elles dépendent des signes et des valeurs relatives des constantes K_1 et K_2 .

Par l'introduction des puissances d'ordre 8 des cosinus directeurs de l'aimantation dans l'expression de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline, Atzmony *et al.* ont montré que la minimisation de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline par rapport aux cosinus directeurs peut conduire à des directions complexes de type $\langle uuw \rangle$ et $\langle uv0 \rangle$, selon les valeurs relatives des constantes d'anisotropie [43].

1.4.2.3 Effets magnétostrictifs

Les effets magnétostrictifs regroupent l'ensemble des effets qui couplent l'aimantation d'un matériau magnétique à ses déformations. Deux effets de magnétostriction doivent être distingués :

- La **magnétostriction spontanée** se produit dans chaque domaine d'un matériau magnétique lorsque celui-ci, même sous champ magnétique extérieur nul, est porté en dessous de sa température de Curie.
- La magnétostriction forcée ou **magnétostriction de Joule** se produit lorsqu'un système constitué de plusieurs domaines aimantés (et donc déformés spontanément) devient monodomaine par application d'un champ magnétique extérieur.

Dans les composés TRFe₂, un modèle atomique de la magnétostriction anisotrope a été développé par Clark *et al.* puis Cullen et Clark [46, 47]. Ce modèle repose sur la structure cubique des phases de Laves (figure 1.5) où λ_α , λ_{100} et λ_{111} sont les constantes de magnétostriction. λ_α est associée à la déformation en volume, qui est isotrope, et n'abaisse pas la symétrie du matériau. λ_{100} (ou λ_γ) est la déformation relative que l'on mesure dans la direction [100] lorsque l'aimantation est selon cette direction. λ_{111} (ou λ_ϵ) est la déformation relative mesurée dans la direction [111] lorsque l'aimantation est selon [111]. Dans les composés massifs TRFe₂, les deux sites tétraédriques non équivalents tolèrent des distorsions internes selon la direction [111] et conduisent à des valeurs élevées de λ_{111} [24].

Finalement, la variation relative $\Delta l/l$, dans une direction définie par ses cosinus directeurs β_i , s'exprime en fonction des cosinus directeurs de l'aimantation et des constantes de magnétostriction par ce que l'on appelle **l'équation de la magnétostriction** (Eq. 1.3) :

$$\frac{\Delta l}{l} = \lambda_\alpha + \frac{3}{2}\lambda_{100}(\alpha_x^2\beta_x^2 + \alpha_y^2\beta_y^2 + \alpha_z^2\beta_z^2 - \frac{1}{3}) + 3\lambda_{111}(\alpha_x\beta_x\alpha_y\beta_y + \alpha_x\beta_x\alpha_z\beta_z + \alpha_z\beta_z\alpha_y\beta_y) \quad (1.3)$$

1.4.2.4 Effets élastiques et magnéto-élastiques

En fait, avec la déformation du cristal et la modification des environnements locaux des atomes, un terme supplémentaire apparaît dans le développement de l'énergie d'anisotropie magnétique : c'est l'anisotropie magnétoélastique qui, au premier ordre, est la dérivée de l'anisotropie magnétocristalline par rapport aux déformations [48].

Dans une approche phénoménologique, l'énergie magnétoélastique $E_{m.e.}$ est une fonction quadratique des cosinus directeurs de la direction d'aimantation et linéaire des déformations. Dans une structure cubique, elle est donnée par l'équation 1.4 :

$$E_{m.e.} = b_0(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + b_1(\alpha_x^2\varepsilon_{xx} + \alpha_y^2\varepsilon_{yy} + \alpha_z^2\varepsilon_{zz}) + b_2(\alpha_x\alpha_y\varepsilon_{xy} + \alpha_x\alpha_z\varepsilon_{xz} + \alpha_y\alpha_z\varepsilon_{yz}) \quad (1.4)$$

avec b_i les coefficients magnétoélastiques et ε_{ij} les composantes du tenseur des déformations dans un système d'axes cartésiens.

L'énergie élastique $E_{elas.}$ est quadratique en déformations et est exprimée classiquement par l'équation :

$$E_{elas.} = \frac{1}{2} C_{11} \cdot (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2) + C_{12} \cdot (\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}) + \frac{1}{2} C_{44} \cdot (\varepsilon_{xy} + \varepsilon_{xz} + \varepsilon_{yz}) \quad (1.5)$$

où les C_{ij} sont les constantes élastiques habituelles. Ce terme est indépendant de la direction de facile aimantation et apporte toujours une contribution positive à l'énergie.

La direction de facile aimantation étant fixée, les déformations à l'équilibre sont celles qui minimisent la somme des énergies magnétoélastique et élastique par rapport aux déformations ε_{ij} . En substituant les valeurs des déformations à l'équilibre dans l'équation donnant la magnétostriction $\Delta l/l$, les constantes de magnétostriction se déduisent alors des constantes magnétoélastiques et des constantes élastiques. Dans les composés TRFe₂, la constante la plus importante est la constante b_2 , proportionnelle à la magnétostriction selon $\langle 111 \rangle$ est donnée par :

$$\lambda_{111} = \frac{-b_2}{3C_{44}}$$

Le tableau 1.6 présente les constantes magnétoélastiques des composés sur lesquels j'ai travaillé et ont pour la plupart d'entre elles été compilées par Clark [24].

Composé TRFe ₂	b_2 (erg / cm ³)	
	4.2K	300K
YFe ₂	/	/
DyFe ₂	-5.9 10 ⁹	-1.8 10 ⁹
ErFe ₂	2.2 10 ⁹	4.4 10 ⁸
Terfenol-D	-6.1 10 ⁹	-2.3 10 ⁹
SmFe ₂	4.5 10 ⁹	2.9 10 ⁹

Tab. 1.6 : Constantes magnétoélastiques b_2 des composés TRFe₂ massifs

1.4.3 Directions de facile aimantation dans les films épitaxiés TRFe₂(110)

1.4.3.1 Résultats pour une couche de SmFe₂(110)

A titre d'illustration, la figure 1.14-a présente les spectres Mössbauer collectés à 4.2 K et à 300 K pour une couche de SmFe₂(110) ainsi que le résultat des ajustements. Ce composé est particulièrement intéressant car il présente déjà une réorientation de spin en température à l'état massif [43, 44]. Les spectres du film mince évoluent avec la température ce qui traduit le changement de direction de facile aimantation comme dans SmFe₂ massif. Le spectre à 4.2 K (respectivement 300 K) n'est pas caractéristique d'une direction d'aimantation de type $\langle 110 \rangle$ (respectivement $\langle 111 \rangle$) et la situation est par conséquent différente de celle du massif. Notons également que la hauteur relative des pics 2 et 5 (caractéristique de l'orientation de l'aimantation par rapport à la normale) est faible ce qui signifie que l'aimantation est majoritairement perpendiculaire. Un ajustement des spectres permet de déterminer précisément le type de la direction d'aimantation et son orientation par rapport au plan de la couche, schématisée figure 1.14-b.

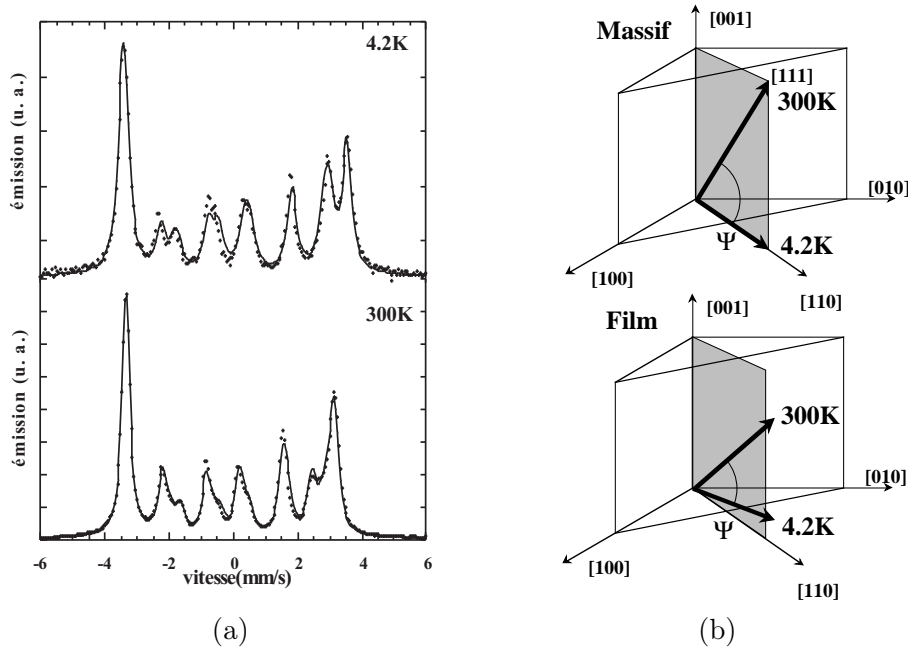


Fig. 1.14 : Spectres Mössbauer collectés à 4.2K et à 300K pour un film de 1000 Å de $\text{SmFe}_2(110)$. Le trait continu est le résultat de l'ajustement pour une direction $\langle uuw \rangle$ autour de laquelle les moments magnétiques forment un cône de 0 à 10.5° .

1.4.3.2 Synthèse des résultats expérimentaux

J'ai étudié cinq systèmes et les résultats expérimentaux peuvent se résumer ainsi :

- Dans la couche $\text{YFe}_2(110)$, il n'y a pas de réorientation de spin avec la température.
- Les couches $\text{DyFe}_2(110)$ et $\text{ErFe}_2(110)$ présentent des réorientations de spin alors que dans les composés massifs, les directions de facile aimantation n'évoluent pas avec la température.
- Les couches $\text{Dy}_{0,7}\text{Tb}_{0,3}\text{Fe}_2(110)$ et $\text{SmFe}_2(110)$ présentent une réorientation des moments magnétiques avec la température. Cette réorientation a une amplitude limitée [49] en comparaison de celle qui existe dans les composés massifs.
- Dans $\text{DyFe}_2(110)$ et $\text{Dy}_{0,7}\text{Tb}_{0,3}\text{Fe}_2(110)$, les moments magnétiques se répartissent sur les directions équivalentes proches de $[1\bar{1}0]$ dans le plan des couches alors que dans $\text{ErFe}_2(110)$ et $\text{SmFe}_2(110)$, l'aimantation est perpendiculaire au plan des films.

1.4.4 Modélisation

1.4.4.1 Discussion générique et synthèse des résultats

L'énergie totale des couches minces $\text{TRFe}_2(110)$ est la somme des différents termes présentés au paragraphe 1.4.2 pour les composés massifs. Le seul terme du tenseur des déformations à prendre en compte dans les couches $\text{TRFe}_2(110)$ est le terme de cisaillement ε_{xy} (paragraphe 1.2.1.2). Il est négatif et vaut -0.6% à 300K pour l'ensemble des couches épitaxiées, quelles que soient la terre rare et l'épaisseur du système considéré [32]. Ces hypothèses peuvent paraître simplificatrices mais nous admettons que ces termes sont les seuls qui ont une véritable incidence sur la direction de facile aimantation. L'énergie magnétoélastique se simplifie (Eq. 1.4) et favorise l'existence d'une direction d'aimantation de type $\langle 110 \rangle$. Ce sont les signes respectifs du cisaillement et de la constante magnétoélastique b_2 qui déterminent la direction de facile aimantation.

La direction $[110]$ est la direction de croissance des couches, donc normale à celles-ci, alors que la direction $[\bar{1}\bar{1}0]$ est contenue dans le plan des films. Le dernier terme à prendre en compte et qui va contribuer à la levée de dégénérescence entre les directions de type $\langle 110 \rangle$ pour des raisons purement magnétostatiques est associé à l'anisotropie de forme ; le champ démagnétisant est bien évidemment minimum lorsque l'aimantation est dans le plan de la couche ($\alpha_x + \alpha_y = 0$, avec M selon la direction de croissance $[110]$).

L'énergie totale s'écrit donc :

$$E_{totale} = K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2) + K_2(\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2) + K_3(\alpha_x^4\alpha_y^4 + \alpha_x^4\alpha_z^4 + \alpha_y^4\alpha_z^4) \\ + b_2 \alpha_x\alpha_y \varepsilon_{xy} + 2\pi M^2(\alpha_x + \alpha_y)^2$$

Nous avons tracé de façon numérique, à l'aide du logiciel MAPLE, l'énergie totale E_{totale} en fonction des coordonnées sphériques de la direction d'aimantation et déterminé l'orientation de l'aimantation (cosinus directeurs ou plus communément les couples de coordonnées sphériques Φ et Ψ) donnant lieu à un minimum d'énergie, pour un ensemble de valeurs du cisaillement ε_{xy} et à différentes températures, de 4.2 K à 300 K. Pour chaque système TRFe₂, à partir des valeurs des différentes constantes et pour un large intervalle de cisaillements, des diagrammes théoriques de réorientation de spin qui permettent de prévoir l'évolution thermique des directions faciles en fonction du cisaillement ont été construits. En limitant l'examen de ces diagrammes aux valeurs des cisaillements mesurés dans les couches épitaxiées TRFe₂(110), l'ensemble des résultats expérimentaux est reproduit [50]. En ce qui concerne le type de direction d'aimantation, nous avons mis en évidence le rôle prédominant du terme d'énergie magnétoélastique pour des systèmes déformés, à température ambiante, et celui majoritaire de l'anisotropie magnéto-cristalline à basse température en raison de la variation thermique des constantes d'anisotropie qui diminuent lorsque la température augmente. A titre d'exemple, dans DyFe₂(110), l'aimantation est à basse température selon $[001]$ comme dans le massif et tourne vers $[\bar{1}\bar{1}]$ à température ambiante. L'orientation relative des moments magnétiques par rapport aux plans des couches est gouvernée par les signes relatifs du cisaillement et de la constante magnétoélastique. Pour un cisaillement négatif, les moments magnétiques sont perpendiculaires au plan lorsque la constante magnétoélastique est positive, ce qui est le cas dans ErFe₂ et SmFe₂.

1.4.4.2 Discussion détaillée pour les couches de SmFe₂(110)

Les simulations effectuées pour SmFe₂(110) ont permis de construire le diagramme de réorientation de spin présenté figure 1.15. Lorsque le cisaillement est nul, les directions de facile aimantation sont successivement $\langle 110 \rangle$ puis $\langle uuw \rangle$ vers $\langle 111 \rangle$, en accord avec ce qui a été déterminé expérimentalement dans le composé SmFe₂ massif par Atzmony *et al.* et Van Diepen *et al.* [41, 43–45].

A basse température, un faible cisaillement amène les moments magnétiques selon la direction $[110]$ normale au plan : le terme magnétoélastique favorise dès 4.2K la direction $[110]$ parmi les directions de type $\langle 110 \rangle$, malgré le coût en énergie démagnétisante. Pour des températures supérieures, le terme magnétoélastique augmente comparativement au terme d'énergie magnéto-cristalline. Pour des cisaillement négatifs, les directions $[uuw]$ sont favorisées et sont d'autant plus proches de la normale que le cisaillement est important. Lorsque le cisaillement est positif, les directions faciles sont les directions $[\bar{u}\bar{w}]$ et tendent vers $[\bar{1}\bar{1}0]$ quand ε_{xy} augmente. De manière similaire à ce que nous avons constaté pour ErFe₂ qui présente également un b_2 négatif (Tableau 1.6), le terme magnétoélastique va à l'encontre du terme lié à l'anisotropie de forme pour des valeurs de cisaillement négatif. Lorsque le cisaillement est positif, les deux termes tendent à amener l'aimantation dans le plan de la couche et les zones que l'on pourrait qualifier de "zones de transition" de type $\langle uuw \rangle$ sont réduites : un cisaillement positif de 0.35% suffit pour amener les moments magnétiques selon $[\bar{1}\bar{1}0]$ dans le plan.

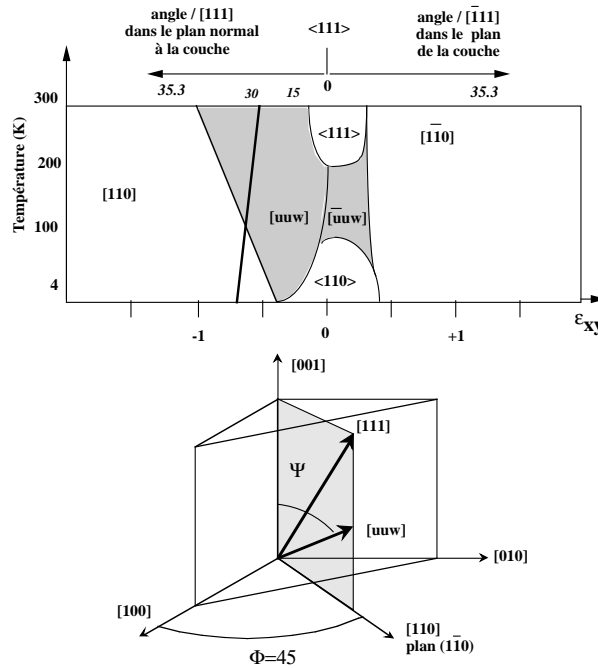


Fig. 1.15 : Directions de facile aimantation dans les composés SmFe_2 , en fonction de la température et du cisaillement. Le trait gras correspond au cisaillement déterminé expérimentalement à 300 K puis extrapolé dans les films de $\text{SmFe}_2(110)$. Le type des directions cristallographiques est représenté schématiquement dans le plan correspondant à $\Phi=45^\circ$. Les angles des vecteurs sont indiqués.

Nous avons extrapolé l'évolution thermique du cisaillement dans la couche $\text{SmFe}_2(110)$ à partir de la valeur mesurée à 300 K. Ce cisaillement est représenté par un trait gras sur la figure. A basse température, la direction facile prévue par le calcul est $[110]$. A température ambiante, les simulations prévoient que les moments magnétiques sont parallèles à des directions $[uuw]$. Expérimentalement, dans une couche de $\text{SmFe}_2(110)$, l'aimantation est parallèle à une direction $[771]$ très proche de $[110]$ à basse température et qu'elle tourne en passant par des directions $[uuw]$ dans le plan normal à la couche, sans atteindre $[111]$ à 300 K. Le léger désaccord entre les prédictions du calcul et les résultats expérimentaux peut s'expliquer si on considère que le composé SmFe_2 présente une forte magnétostriction positive et une réorientation de spin attribuée à une distorsion par rapport à une symétrie cubique. Ainsi, l'extrapolation du cisaillement est probablement abusive.

1.5 Propriétés magnétiques de couches amorphes $\text{Co}_x\text{Gd}_{1-x}$

1.5.1 Anisotropie planaire uniaxiale

Les alliages terres-rares métal de transition amorphes possèdent des axes d'anisotropie magnétique malgré l'absence d'ordre à grande échelle [51]. Ce résultat peut sembler contre-intuitif et a été au coeur de nombreuses études. L'absence d'ordre à grande échelle a été clairement démontré dès 1973 [52] et l'anisotropie de forme a été écartée car l'aimantation est extrêmement faible autour de la température de compensation magnétique. L'existence d'inhomogénéités latérales de composition pour des échantillons déposés à partir de deux sources (co-évaporation ou pulvérisation) semble être le point commun à tous les alliages quelle que soit la nature des éléments.

Cet effet a été attribué à un phénomène d'ombrage des flux qui est responsable de l'ordre à courte distance. C'est également ce que nous avons observé dans nos couches. L'anisotropie magnétique est planaire (noter la différence des valeurs de champ magnétique entre les cycles d'hystérésis obtenus en magnéto-optique en configuration Kerr longitudinale et polaire, figure 1.16). Dans le plan, les couches présentent une anisotropie uniaxiale avec un axe de facile aimantation selon la direction perpendiculaire au plan contenant les flux d'évaporation.

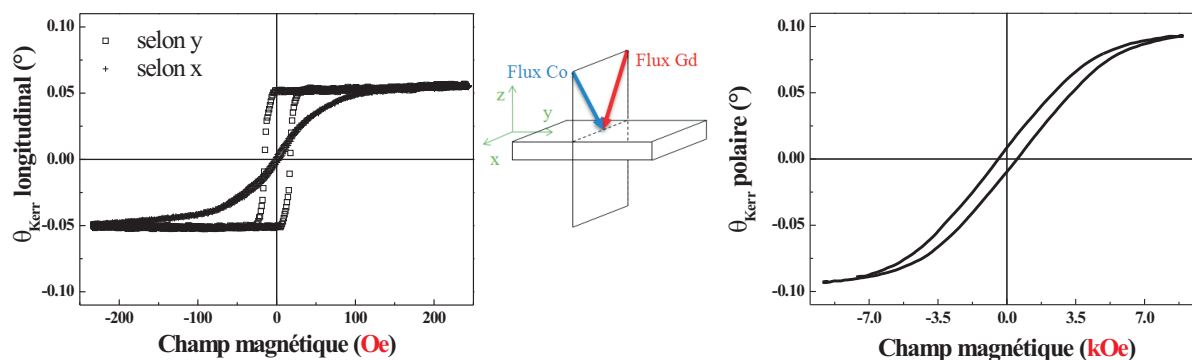


Fig. 1.16 : Cycles d'hystérésis obtenus par magnéto-optique en configuration Kerr longitudinale (gauche) et polaire (droite) sur une couche d'alliage CoGd obtenue par coévaporation. La géométrie de l'évaporation est schématisée au centre.

1.5.2 Paroi de compensation dans une couche latéralement inhomogène

La température de compensation dans les alliages $\text{Co}_x\text{Gd}_{1-x}$ est extrêmement sensible à la composition : 1% d'écart conduit à 70 K de décalage (Figure 1.3). Malgré toutes les précautions prises, l'élaboration de couches homogènes latéralement s'est avérée être un exercice particulièrement difficile. La figure 1.17 montre les cycles Kerr (en haut) et les signaux XMCD (en bas) obtenus, à température ambiante, en différentes positions d'un échantillon centimétrique. En magnéto-optique, avec une taille du spot de l'ordre du millimètre, différents cycles ont été obtenus, caractérisés par une forte évolution d'amplitude et de signe. A gauche, les cycles sont caractéristiques d'une composition d'alliage pour laquelle l'aimantation du cobalt est couplée parallèlement au champ, c'est à dire avec une température de compensation T_M inférieure à l'ambiante. A droite, le cycle présente une inversion et une amplitude plus faible, caractéristique d'une composition pour laquelle champ et aimantation du gadolinium sont couplés parallèlement et associée à une T_M supérieure à l'ambiante. Entre ces deux zones, il existe une région peu étendue, dans laquelle le signal Kerr devient très faible et qui présente des cycles d'hystérésis de formes inhabituelles. Ces cycles peuvent être reproduits par une simple combinaison linéaire des cycles obtenus dans les zones extrêmes. Nous avons affirmé que cette zone de transition contient une paroi de compensation, dans laquelle $T_M = 300$ K. Cette analyse a été confirmée par des mesures XMCD, au seuil du cobalt et du gadolinium. La taille de la sonde X est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Les mêmes observations ont été obtenues, à savoir l'observation d'une zone de transition de part et d'autre de laquelle le signal associé au cobalt (respectivement au gadolinium) change de signe. Ces spectres mettent dans les 2 domaines magnétiques en évidence le couplage antiferromagnétique entre les sous-réseaux de cobalt et de gadolinium. En sus, le XMCD permet de manière unique d'accéder à la réponse du gadolinium, dont la contribution est minimale dans le signal Kerr. Notons également que signal XMCD du gadolinium dans l'alliage est beaucoup plus faible que celui du cobalt. Ceci s'explique par la contribution du gadolinium ségrégué et par l'effet de la couverture. Pour davantage de détails, le travail de thèse de N. Bergéard me semble la meilleure référence [26].

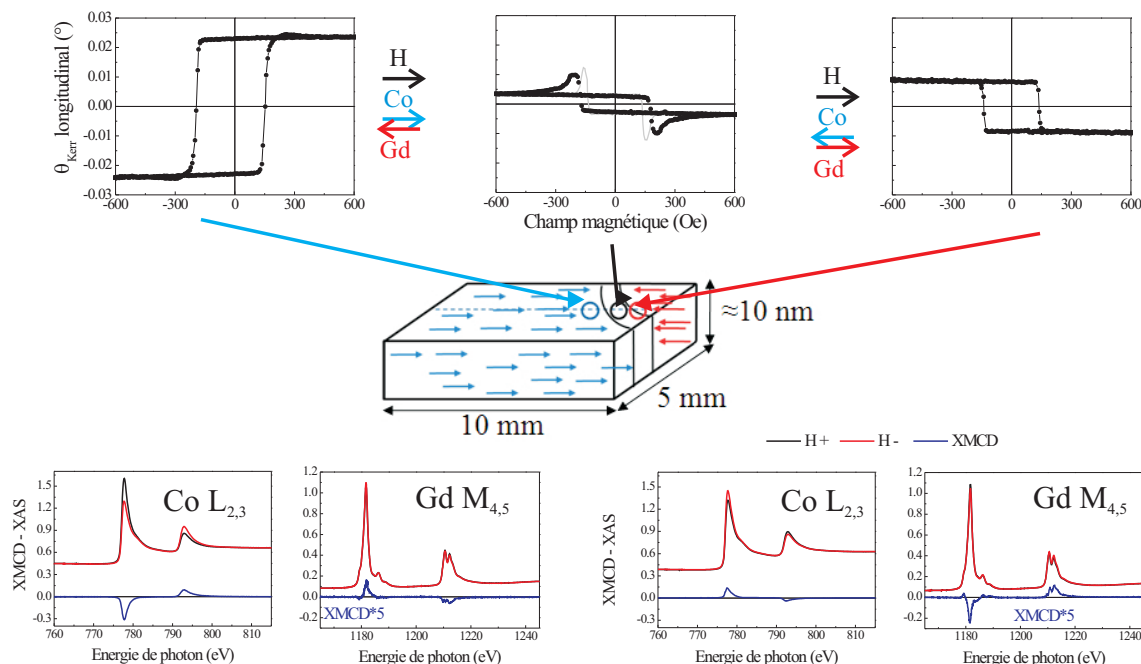


Fig. 1.17 : En haut : Cycles d'hystérésis obtenus par magnéto-optique en configuration Kerr longitudinale sur une couche d'alliage de composition nominale $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ obtenue par coévaporation, dans les trois zones représentées schématiquement au centre. Le trait gris continu sur le cycle central, au niveau de la paroi de compensation, est une combinaison linéaire des cycles mesurés dans les domaines magnétiques situés de part et d'autre. En bas : cycles XMCD obtenus aux seuils du cobalt et du gadolinium par renversement du champ magnétique dans les deux régions extérieures.

1.5.3 Evolution thermique des moments individuels au travers de la compensation

L'évolution thermique des moments du cobalt et du gadolinium dans un domaine magnétique dominé cobalt au delà de 80 K (température la plus basse accessible expérimentalement) a été déterminée par dichroïsme magnétique circulaire. L'évolution des moments est très faible entre 80 K et 300 K. Les résultats sont en parfait accord avec les résultats de simulations de champ moyen, à la condition de supposer une composition en cobalt supérieure à 81% dans cette zone [26]. Une évolution en température très différente est mesurée au travers de la température de compensation d'un alliage A titre d'illustration, la figure 1.18 présente les moments magnétiques du cobalt et du gadolinium obtenus par XMCD et les simulations de champ moyen les reproduisant dans une région dont la température de compensation, mise en évidence expérimentalement, est de 170 K. L'accord avec les simulations est obtenu en supposant : i) que l'alliage en volume et sur la zone sondée présente un gradient de composition de 79.8% à 81% en cobalt et que ii) la couche de gadolinium ségréguée en surface contribue au signal magnétique, en dessous de 170 K. Cette contribution seule apparaît en insert. Elle permet en particulier de reproduire le comportement du gadolinium à basse température. Ces résultats démontrent la cohérence du comportement magnétique de la couche avec son profil en épaisseur, tel que schématisé. Si tant est que cela soit nécessaire, cette dernière remarque prouve qu'une connaissance détaillée de la structure d'un système magnétique est un pré-requis indispensable à une interprétation correcte de ses propriétés.

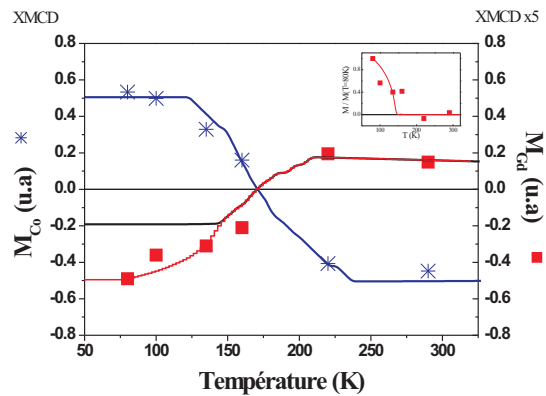


Fig. 1.18 : Moments magnétiques déterminés par XMCD aux seuils $L_{2,3}$ du cobalt (croix bleues) et $M_{4,5}$ du gadolinium (carrés rouges). En traits continus, les simulations de champ moyen obtenues en considérant un alliage de composition moyenne $\text{Co}_{80.7}\text{Gd}_{19.3}$. En insert, la contribution magnétique d'une monocouche de gadolinium, telle qu'incluse pour reproduire l'évolution thermique à basse température du moment du gadolinium (courbe continue rouge).

En résumé. . .

Pendant mon travail de DEA, je me suis intéressée aux phases magnétiques de films épitaxiés à base de terbium. Dans ces nanosystèmes, les déformations de réseau induites par épitaxie permettent la modification de la température d'ordre ferromagnétique de plusieurs dizaines de degrés. Ces modifications spectaculaires s'expliquent par les variations de la balance entre énergies d'échange et magnétostrictive liées aux déformations épitaxiales. Une nouvelle phase ferromagnétique par blocs, à courte distance, qui précède l'établissement de l'ordre ferromagnétique à grande distance a également été mise en évidence. Elle est due à l'accrochage entre la couche de terbium et les autres couches non magnétiques constituant le système et permet de limiter la répercussion dans les couches tampons des déformations magnétostrictives de réseau accompagnant une transition ferromagnétique, à grande distance.

L'étude de la croissance, de la morphologie, des déformations, de l'anisotropie magnétique dans des composés terres rares / métaux de transition épitaxiés a constitué mon travail de thèse. Dans les composés $\text{TRFe}_2(110)$, qui obéissent au mode de croissance Stranski-Krastanov, les corrélations entre ces facteurs sont déterminantes. La morphologie des couches, qui évolue de systèmes de plots nanométriques auto assemblés à des films continus de faible rugosité de surface, est gouvernée par les paramètres d'élaboration (température du substrat et épaisseur nominale). Par ailleurs, ces couches épitaxiées sont déformées par rapport aux composés massifs. Les déformations trouvent leur origine dans la différence de coefficients de dilatation thermique entre le substrat et le film et apparaissent lorsque l'échantillon passe de la température de croissance à la température ambiante. Les films déformés présentent des directions faciles modifiées : l'influence des déformations sur les directions d'aimantation est modélisée. De plus, les processus de renversement de l'aimantation sont corrélés à la morphologie des couches.

Pendant ces premières années, j'ai développé des compétences particulières en croissance épitaxiale sous ultra-vide et ai acquis de fait une certaine culture "structure et cristallographie". En sus des techniques de caractérisation magnétique usuelles en laboratoire, j'ai été amenée à développer des connaissances en diffraction de neutrons et spectrométrie Mössbauer. Ces deux techniques se sont révélées essentielles pour la compréhension des deux systèmes.

Plus récemment, mon intérêt s'est tourné vers les propriétés magnétiques d'alliages amorphes $\text{Co}_x\text{Gd}_{1-x}$. L'extrême sensibilité de leurs propriétés à la structure et à la concentration a été démontrée. Des analyses fines de spectroscopies (photoémission, EXAFS), combinées à des études magnétiques par magnéto-optique et dichroïsme magnétique circulaire des rayons X ont permis d'acquérir une compréhension détaillée du comportement magnétique. Les contributions des 2 sous-réseaux magnétiques, au voisinage de la température de compensation magnétique caractéristique de ces alliages, peuvent être reproduites en champ moyen à la condition de tenir compte d'une couche de gadolinium surfacique dont la présence a été démontrée.

Chapitre 2

Couplage d'échange entre un ferromagnétique et un antiferromagnétique... ou comment induire de l'anisotropie ?

Une forme originale d'anisotropie est observée dans la majorité des systèmes couplés FerroMagnétique (FM) / AntiFerroMagnétique (AFM). Cette anisotropie, unidirectionnelle et non uniaxiale disymétrise la réponse ferromagnétique en dessous d'une température caractéristique appelée température de blocage T_B , inférieure ou égale à la température de Néel T_N de l'AFM ; elle apparaît lorsque le système a été refroidi en présence d'un champ magnétique au travers de la température de Néel. En pratique, le cycle d'hystérésis macroscopique de la couche ferromagnétique est décalé par rapport au zéro du champ magnétique et peut permettre d'obtenir un état magnétique unique en champ nul. Cette dernière caractéristique est particulièrement intéressante du point de vue des applications. D'autres propriétés, comme le renforcement de la coercivité du matériau ferromagnétique par rapport à celle observée dans ce même matériau non couplé, sont également observées. De nombreuses investigations ont été menées, expérimentalement et théoriquement, dans ce domaine. Dans un premier temps, je vais en présenter une brève synthèse (paragraphe 2.1). Je présenterai ensuite les résultats que j'ai obtenus sur des systèmes métalliques polycristallins à défauts artificiels (paragraphe 2.2), des systèmes métalliques modèles épitaxiés (paragraphe 2.3) et pour finir des hétérostructures multiferroïque/ ferromagnétique dans lesquelles l'échange interfacial et couplage magnéto-électrique permettent un contrôle électrique de l'anisotropie du matériau FM (paragraphe 2.4).

2.1 Historique et interprétations concurrentes

2.1.1 Etudes originales de Meiklejohn et Bean

En 1956, W. Meiklejohn et C. Bean ont mis en évidence un nouveau type d'anisotropie dans des particules de cobalt entourées de leur coquille d'oxyde natif [53, 54]. La figure 2.1(a) montre le cycle d'hystérésis original mesuré par W. Meiklejohn et C. Bean. Il illustre les caractéristiques génériques majeures de ce couplage d'échange FM/AFM unidirectionnel : augmentation de la coercivité et décalage du cycle d'hystérésis.

La première tentative d'interprétation de ces résultats a été proposée par les mêmes auteurs. L'énergie ϵ de l'ensemble FM/AFM (Eq. 2.1) a été écrite par unité de surface sous la forme,

$$\begin{aligned} \epsilon = & -t_{FM}M_{FM}H \cos(\theta - \beta) - J_{FM/AFM} \cos(\alpha - \beta) \\ & + K_{FM}t_{FM} \cos^2(\beta) + K_{AFM}t_{AFM} \cos^2(\alpha) \end{aligned} \quad (2.1)$$

avec K_{FM} (respectivement K_{AFM}) l'anisotropie de la couche FM (respectivement AFM) d'épaisseur t_{FM} (respectivement t_{AFM}). Si un couplage d'échange local (J) existe entre les spins du

ferromagnétique et ceux de l'antiferromagnétique, il en résulte une énergie d'échange par unité de surface notée $J_{FM/AFM} \propto \Sigma JS_{AFM} \cdot S_{FM}$ à la condition que $JM_{FM} \cdot \Sigma S_{AFM} \neq 0$. Implicitement, Meiklejohn et Bean ont considéré que la couche AFM a une composante d'aimantation M_{AFM} non compensée à l'interface. Pour résoudre l'équation 2.1, ils ont postulé que i) l'aimantation M_{AFM} est rigide pendant le renversement de l'aimantation FM i.e. α est constant ; ii) les axes d'anisotropie FM et AFM sont colinéaires ; iii) le renversement de l'aimantation FM M_{FM} s'effectue par rotation cohérente. Si le cycle est mesuré selon l'axe d'anisotropie ($\theta = 0$), l'équation 2.1 est analogue à celle obtenue par Stoner et Wohlfart [55] pour un macrospin. Du fait du couplage à l'interface, des coercitifs différents (en valeur absolue) sont obtenus par minimisation par rapport à β :

$$H_{c1,2} = \frac{2K_{FM}t_{FM} \pm J_{FM/AFM}}{M_{FM}t_{FM}}$$

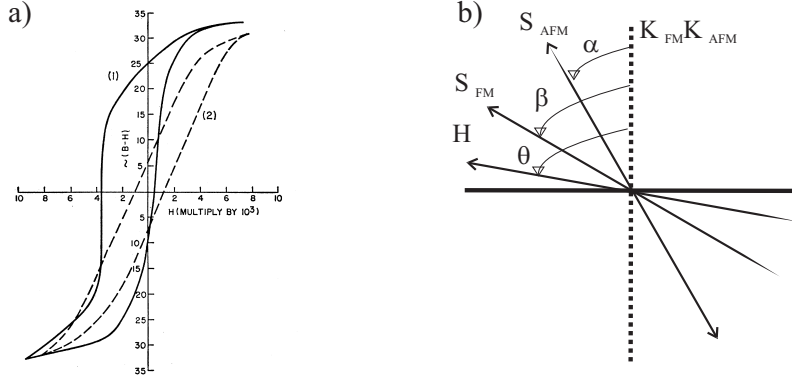


Fig. 2.1 : a) Cycles d'hystérésis de particules de Co, oxydées, de 20 nm de diamètre, mesurés à 70 K après refroidissement depuis 300 K sous champ magnétique (courbe pleine) et sans champ magnétique (courbe pointillée). Pour l'oxyde de cobalt, T_N vaut 290 K. b) Angles θ , α et β que font respectivement le champ magnétique appliqué H , les spins de l'antiferromagnétique à l'interface (S_{AFM}) et les spins dans le ferromagnétique (S_{FM}) avec l'axe d'anisotropie supposé identique pour les deux matériaux.

Dans la majorité des systèmes polycristallins, l'anisotropie intrinsèque K_{FM} du ferromagnétique est négligeable. L'approche de Meiklejohn et Bean permet alors d'écrire le champ coercitif et le champ de décalage dans la direction d'anisotropie unidirectionnelle, imposée par la direction du champ d'initialisation (Eq. 2.2).

$$H_{eb} = \frac{J_{FM/AFM}}{M_{FM}t_{FM}} \quad \text{et} \quad H_C = \frac{K_{FM}}{M_{FM}t_{FM}} \quad (2.2)$$

L'équation 2.2 montre que la valeur du champ de décalage est imposée par la valeur de l'échange à l'interface. Des résultats expérimentaux ont très rapidement été en désaccord avec les hypothèses de ce modèle intuitif (existence d'un décalage pour des matériaux présentant une interface dite compensée, évolution du champ de décalage avec l'épaisseur de l'AFM, influence de la rugosité...). La référence [56] présente un vaste éventail de résultats expérimentaux obtenus sur un spectre large de systèmes, qui mettent pour la plupart en défaut l'approche de Meiklejohn et Bean. Pour une valeur raisonnable de J (comprise entre celle de la constante d'échange usuelle dans les matériaux ferromagnétiques et celle des matériaux antiferromagnétiques), la valeur calculée de H_{eb} dans cette approche est surestimée de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux valeurs expérimentales, si dispersées soient elles.

2.1.2 Effets variés et interprétations diverses

Sur le plan microscopique, aucune théorie unificatrice (pour revue voir les références [57, 58]) n'est sortie du vaste éventail de systèmes considérés. Au delà des controverses sur les différents modèles, il est évident que le champ d'échange H_{eb} est fortement influencé par la nature magnétique de l'interface entre les couches FM et AFM adjacentes. De plus, toutes les imperfections comme les marches atomiques, la rugosité d'interface mais aussi l'existence de joints de grains dans des systèmes polycristallins et de parois de domaines, sont autant de facteurs essentiels car représentatifs de la réalité des échantillons (Figure 2.2) mais difficiles à décorrélérer expérimentalement.

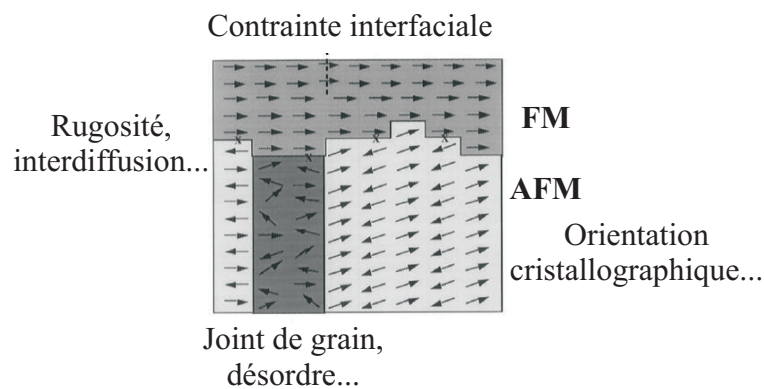


Fig. 2.2 : Echantillon réel (d'après Takano [59])

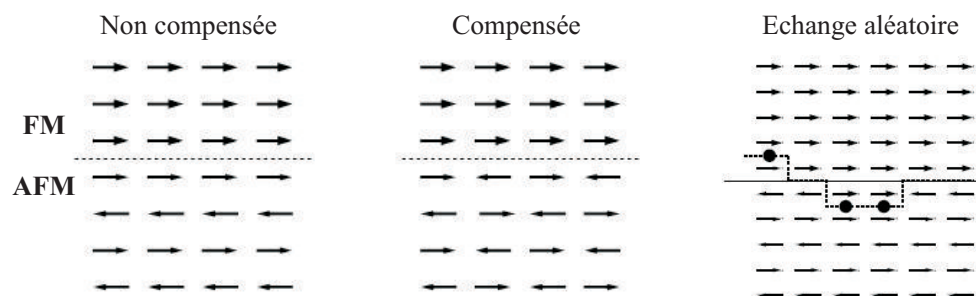


Fig. 2.3 : Interfaces idéales (non compensée - compensée) et interface à échange aléatoire d'après Malozemoff [65]

Lorsque je me suis intéressée au couplage FM/AFM, au cours de l'année 1999, cette thématique était à son apogée et la littérature sur ce sujet prolifique. Le tableau 2.1 regroupe, sans caractère exhaustif, les tendances théoriques majeures, commentées brièvement ci-dessous. La figure 2.3 présente différentes configurations d'interfaces discutées dans les approches théoriques initiales.

Interfaces parfaites : analyse dans la direction perpendiculaire à l'interface Tous les modèles développés dans un premier temps ont considéré des interfaces parfaites i.e. homogènes latéralement. Ils sont en quelque sorte l'équivalent du modèle 1D en micromagnétisme et restreignent les modifications dans la direction perpendiculaire à l'interface. Dès lors, le premier facteur discuté a été le caractère compensé ou non du plan AFM interfacial. Dans les systèmes non compensés, la prise en compte de parois de domaines planaires dans les différentes couches a permis de reproduire l'ordre de grandeur du champ H_{eb} et quelques tendances expérimentales, selon l'anisotropie

Modèle	Hypothèses	Interface	Résultats
Meiklejohn [54]	Rotation cohérente M_{FM} ; M_{AFM} gelée ; $K_{FM} // K_{AFM}$	Parfaite non compensée	H_{cb} surestimé
Néel [60]	Rotation continue de M_{FM} et M_{AFM} ; Faible K_{AFM} ; Epaisseurs micrométriques ; Parois de domaines (partielles) planaires dans FM et AFM	Parfaite non compensée	Inadapté aux couches minces
Mauri [61] Stamps [62]	AFM épais ; M_{FM} gelée ; $K_{FM} // K_{AFM}$; Paroi planaire (partielle) dans l'AFM	Parfaite non compensée	Bon ordre de grandeur pour H_{cb}
Koon [63]	Approche numérique ; M_{AFM} et M_{FM} dans le plan ; Paroi planaire dans l'AFM possible en sus	Parfaite compensée	$M_{FM} \perp M_{AFM}$ ("spin-flop") et léger tilt ("canting") ; pas de décalage de cycle ; Si paroi, H_{cb} correct
Kiwi [64]	K_{AFM} grande ; Spins AFM gelés avec spin-flop et tilt	Parfaite compensée	Paroi partielle planaire dans FM ; Bon ordre de grandeur H_{cb}
Malozemoff[65]	Echange aléatoire	Compensée ou non selon rugosité et/ou défauts	Bon ordre de grandeur pour H_{cb} ; Formation de domaines "bulles" perpendiculaires à l'interface
Schulthess [66]	Approche micromagnétique (couplage dipolaire inclus) + LLG	Compensée ou non	$M_{FM} \perp M_{AFM}$ (resp. //) Pas de bias (Resp bias) ; Propriétés d'(ir)réversibilité
Stiles [67]	Grains AFM monodomaines et indépendants couplés à FM ; Paroi dans AFM	Compensée ou non ;	$M_{FM} \perp M_{AFM}$ (resp. //) Pas de décalage (Resp. bias) - Lien paroi planaire dans grain AFM / hystérésis/couple
Radu [68]	Interface = verre de spin	Non compensée ; Spins irréversibles et réversibles de proportion variable	Bon ordre de grandeur pour H_{cb} - Asymétrie de la forme des cycles d'hystérésis FM
Nowak[69, 70]	AFM Ising dilué + Heisenberg FM ; Simulations Monte Carlo	Spins non compensés, irréversibles et réversibles, à l'interface et dans le volume AFM	Structure en domaine AFM ; Pas de bias (Resp bias) selon nature des spins ; Caractère (ir)réversible discuté

Tab. 2.1 : Modèles proposés pour interpréter le couplage FM/AFM

et/ou l'épaisseur des couches. Pour les systèmes compensés, il a été montré que la configuration d'énergie minimale conduit à un couplage perpendiculaire des aimantations ("spin-flop"), accompagné en général d'une rotation des spins AFM hors de leur axe d'anisotropie ("canting"). La seule prise en compte de ce couplage orthogonal ne permet pas d'obtenir des valeurs non nulles du décalage d'échange. En y ajoutant la formation de parois planaires, des valeurs non nulles de champ d'échange sont obtenues pour ces interfaces compensées.

Interfaces imparfaites ou influence d'inhomogénéités latérales, quelles qu'elles soient. Malozemoff est le premier à considérer le problème du couplage FM/AFM comme un problème à trois dimensions ; il postule que l'échange FM/AFM a une nature aléatoire le long de l'interface (voir Fig. 2.3). Dès lors, la notion d'interface compensée ou non dépend de l'échelle latérale à laquelle on regarde le système. Il a développé un calcul de champ moyen et montré que les variations locales de l'interaction d'échange conduisent à la formation de domaines dans la couche AFM, dont les parois émergent perpendiculairement à l'interface. Dans les paragraphes 2.2 et 2.4, je reviendrai sur ces domaines qui sont le facteur prépondérant pour la valeur du champ de décalage. Au début des années 2000 et en particulier grâce à des techniques synchrotron [71–74], diverses études expérimentales de l'effet de couplage unidirectionnel ont montré que celui-ci est lié à l'existence d'une petite composante ferromagnétique au voisinage de l'interface FM/AFM. Cette dernière peut, selon son anisotropie, suivre l'aimantation de la couche lorsque que cette dernière décrit un cycle d'hystéresis ou rester figée. Ces résultats ont été confirmés par la suite et de manière quasi consensuelle aujourd'hui, les spins piégés sont considérés comme responsables du décalage des cycles alors que les spins de faible anisotropie induisent le renforcement de l'anisotropie [73–78]. Il apparaîtra également que l'anisotropie d'échange unidirectionnelle n'est pas un phénomène strictement interfacial, conformément à ce qu'avait intuité Malozemoff et que la configuration en domaines du volume de la couche AFM [79] et sa réplication au voisinage de l'interface [73–75], doivent être prises en compte. On peut citer en particulier le modèle dit des AFM dilués ("Domain state model") développé par Nowak qui permet de prendre en compte l'existence de défauts et la structure tridimensionnelle des domaines dans la couche AFM [69, 70, 79].

2.2 Systèmes polycristallins FeMn/NiFe

J'ai travaillé sur la relation entre les défauts et le couplage unidirectionnel. Ce paragraphe regroupe les résultats les plus marquants que j'ai obtenus et leur interprétation. J'ai utilisé l'irradiation ionique pour induire les défauts. L'irradiation est un procédé original permettant de structurer à l'échelle nanométrique les propriétés magnétiques de films minces. Les modifications induites résultent du changement de l'ordre atomique local du matériau dont on conditionne ainsi les propriétés magnétiques. Dans le cas des systèmes FM/AFM dont les propriétés sont d'une extrême sensibilité aux défauts, l'irradiation est apparue comme un moyen idéal pour contrôler les propriétés des couches (Section 2.2.1), tester les mécanismes associés au couplage (Section 2.2.3) et finalement les nanostructurer (Section 2.2.4).

2.2.1 Contrôle du champ de bias : amplitude et signe

Dans des couches polycristallines SiO₂ / Cu (15nm) / Fe₅₀Mn₅₀ (10nm) / Ni₈₁Fe₁₉-permalloy (5nm) / Cr (2nm) élaborées par évaporation sous ultra-vide, la valeur de H_{eb} après préparation est d'environ 200 Oe dans la direction du champ H_{cool} appliqué pendant le refroidissement opéré depuis 200°C jusqu'à l'ambiante. L'irradiation avec des ions He⁺ d'énergie comprise entre 5 et 30 keV a été effectuée a posteriori. La valeur de H_{eb} peut être amenée à une valeur souhaitée, i.e. augmentée ou réduite, selon la dose et l'énergie des ions ; le champ d'échange peut même être complètement supprimé [80]. En effectuant l'irradiation en présence d'un champ magnétique,

il est possible d'ajuster à la fois l'amplitude mais aussi la direction du champ d'anisotropie d'échange unidirectionnelle dans des bicouches FeNi/FeMn comme cela apparaît Figure 2.4. Ces observations sont discutées au regard des modifications structurales induites par l'irradiation et les résultats sont décrits par un modèle phénoménologique basé sur la compétition entre d'une part, l'augmentation du champ de décalage liée aux défauts introduits dans la couche AFM et, d'autre part, la diminution du couplage effectif induit par le mélange à l'interface FM/AFM, qui forme une couche intercalaire [81].

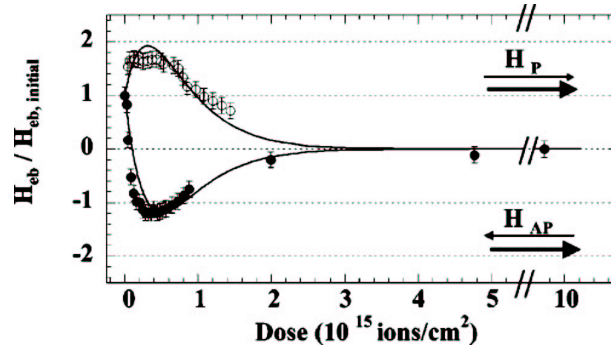


Fig. 2.4 : Evolution relative du champ de couplage en fonction de la dose pour une irradiation effectuée en présence d'un champ magnétique parallèle (H_P) et anti-parallèle (H_{AP}) au champ de couplage bias initial. Les traits continus sont les résultats du modèle phénoménologique présenté dans [81].

Nos résultats expérimentaux sont parfaitement en accord avec ceux obtenus dans des antiferromagnétiques dilués à la même période [79]. Dans ce cas, des défauts sont introduits par ajout contrôlé d'oxygène ou par substitution de magnésium dans le volume d'une couche épitaxiée de CoO alors que l'interface avec la couche de cobalt inférieure est non modifiée. Comme dans les films irradiés, les défauts en quantité raisonnable induisent une augmentation du champ de décalage (Figure 2.5-a).

Ces travaux montrant la faisabilité d'un contrôle du champ de couplage ont donné lieu à un brevet déposé par mes collègues de Kaiserslautern en utilisant l'irradiation comme outil pour initialiser des ponts de Wheatstone incluant des vannes de spin présentant un couplage d'échange dont le signe doit être contrôlé¹.

2.2.2 AFM dilués et "Domain state model"

Suite à ces résultats expérimentaux, Nowak a développé des simulations numériques reliant la physique des antiferromagnétiques dilués, dans un modèle d'Ising à champ aléatoire à celle du couplage d'échange entre FM et AFM [69, 70].

AFM dilués Dans un AFM dilué, des défauts aléatoirement répartis sont associés à des spins non compensés de sorte que l'AFM présente alors une aimantation M_{AFM} qui peut se coupler à un champ extérieur. Ainsi, un renversement de spin d'une petite région, i.e. la création d'un domaine, peut abaisser l'énergie du système. Les parois de domaines passent préférentiellement au travers de défauts non magnétiques, avec un coût minimum en énergie d'échange, ce qui contrebalance le coût associé à la création des parois de domaines elles-mêmes. Ces deux arguments justifient de la

1. Décembre 2001) : international WO 01/91963 A2 et allemand DE 100 28640 A1. "Wheatstone bridge containing bridge elements, consisting of a spin valve and a method for producing the same"

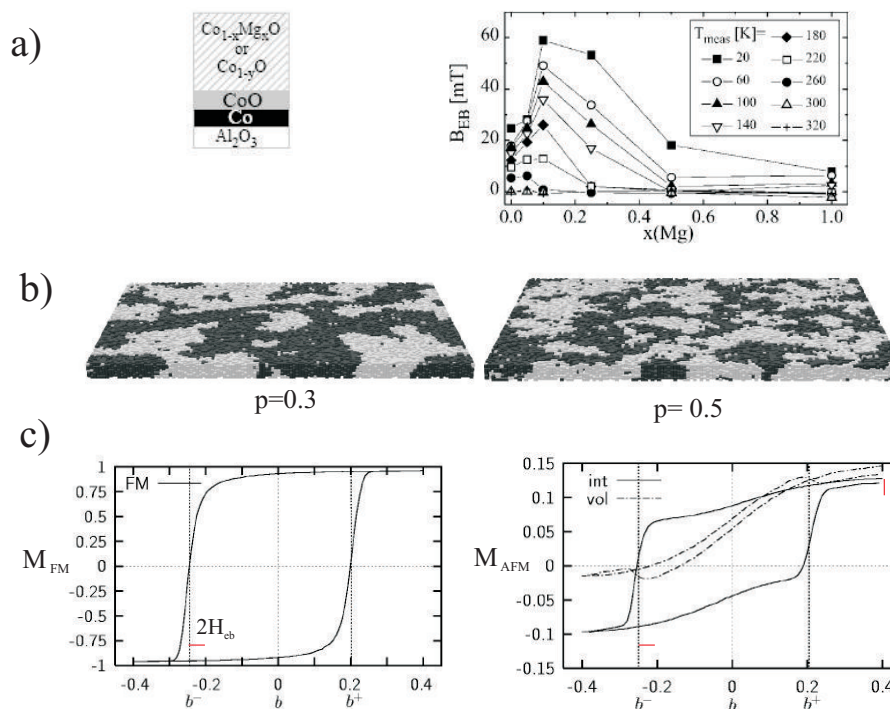


Fig. 2.5 : a) Evolution expérimentale du champ de couplage avec la dilution dans des systèmes $\text{Co}/\text{CoO}/\text{Co}_{1-x}\text{O}_x$ d'après [79]. b) Structures en domaines dans l'AFM, gélées, pour 2 valeurs de dilution, après refroidissement sous champ de l'ensemble FM/AFM ; c) Simulations des cycles d'hystérésis de l'aimantation M_{FM} des composantes de volume et d'interface de l'aimantation non compensée M_{AFM} . D'après [69, 70].

morphologie non-triviale de la structure en domaines. Par ailleurs, les effets de piégeage des parois s'opposent à une réorganisation facile d'une configuration métastable à une autre alors que pour des arguments statistiques¹, il a été montré qu'une paroi non lisse dans un antiferromagnétique dilué porte un surplus d'aimantation qui peut également se coupler à un champ extérieur. Ainsi, après la procédure de refroidissement sous champ au travers de sa température de Néel, l'AFM se gèle dans une structure en domaines métastables qui survit même après que le champ magnétique a été coupé. La figure 2.5-b présente deux configurations de domaines dans l'AFM, pour deux valeurs de dilution, après refroidissement sous champ. Ce type de structure implique l'existence d'une composante non compensée d'aimantation M_{AFM} dont les propriétés sont essentielles pour appréhender le comportement de la couche FM à laquelle la couche AFM peut être couplée.

Bicouches AFM dilué/FM Des simulations Monte-Carlo sont utilisées pour déterminer le comportement couplé de la couche AFM (Ising dilué) et de la couche FM, représentée par système de type Heisenberg avec un axe d'anisotropie dans le plan (voir pour davantage de détails [69]). Le modèle prévoit que la majeure partie des spins non compensés M_{AFM} , en particulier au voisinage de l'interface, soient réversibles et qu'une plus faible fraction, majoritairement dans le volume de l'AFM, reste piégée. A titre d'illustration (Figure 2.5-b) les cycles d'hystérésis calculés dans ce modèle pour la composante d'aimantation de l'AFM sont présentés comparativement à celui de

1. Ces arguments développés par Imry et Ma (Phys. Rev. Lett. 35, 1399 (1975)) sont également invoqués dans le modèle de Malozemoff

la couche FM. Le cycle de la composante d'interface est très similaire à celui de la couche FM, décalé en champ magnétique mais également décalé verticalement. Ce décalage vertical du cycle de la composante interfaciale prouve l'existence d'une composante irréversible M_{irr} dans le volume de la couche AFM, induite pendant la phase de refroidissement sous champ. De manière essentielle, Nowak montre que la valeur du champ de bias $-H_{eb}$ est directement proportionnelle à ce décalage vertical et donc à la quantité de spins non compensés et piégés dans l'AFM. Plus loin de l'interface, la composante d'aimantation du volume présente un cycle d'hystérésis beaucoup plus fermé (ce qui est expliqué par l'influence plus faible de l'échange direct avec la couche FM) mais décalé verticalement de manière plus nette, mettant en évidence la proximité de la composante d'aimantation piégée dans l'environnement. En l'absence de refroidissement sous champ, le cycle de la composante de volume, toujours quasi fermé, est symétrique en aimantation puisqu'aucune composante irréversible n'a été stabilisée en son volume en l'absence d'un passage au travers de la température de Néel [69]. Nous reviendrons sur les différents comportements de l'aimantation M_{AFM} dans la section suivante.

2.2.3 Test du voisinage de l'interface FM/AFM : Magnéto-optique de Seconde Harmonique

2.2.3.1 Magnétométrie en seconde harmonique ou SHMOKE

Un des rares moyens disponibles pour tester les propriétés structurales et magnétiques d'interfaces enterrées est la magnéto-optique non linéaire [82]. Dans des matériaux centro-symétriques, $P(2\omega)$, polarisation de seconde harmonique, est en effet générée par la rupture de symétrie d'inversion associée à un changement de milieu au niveau des surfaces et interfaces. Pour une interface unique, $P(2\omega)$ s'exprime en fonction des éléments $\chi_{ijk}(2\omega)$ du tenseur de susceptibilité de seconde harmonique et des composantes $E_j(\omega)$ du champ électrique de la lumière incidente (Eq. 2.3).

$$P_i(2\omega) = \sum_{j,k} \chi_{ijk}(2\omega) E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (2.3)$$

La susceptibilité magnéto-optique comprend deux contributions, l'une non-magnétique indépendante ou fonction paire de l'aimantation M , et l'autre magnétique $\chi_m(2\omega)$, linéaire par rapport à M , comme précisé par l'équation 2.4.

$$\chi(2\omega, M) = \chi_{nm}(2\omega, M) + \chi_m(2\omega, M) \quad \text{et} \quad \chi(2\omega, -M) = \chi_{nm}(2\omega, M) - \chi_m(2\omega, M) \quad (2.4)$$

Toute interface, magnétique ou non, contribue au signal SHMOKE de sorte que l'intensité mesurée pour une structure à n interfaces est donnée par la somme de tous les signaux qui interfèrent : $I(2\omega) \propto \sum_{(a,b)=(1,\dots,n)} P_a(2\omega) P_b^*(2\omega)$. Rappelons que dans l'approximation des couches ultra-minces, le signal MOKE linéaire provient du volume des couches FM et que les contributions de différentes couches sont simplement additives.

Sans rentrer dans les détails [83–85], dans des couches polycristallines présentées section 2.2, la majorité du signal non magnétique provient des interfaces supérieures alors que le signal d'origine magnétique doit trouver sa source au niveau de l'interface $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50} / \text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$.

2.2.3.2 Configurations transverse, longitudinale et asymétrie

Les expériences de SHMOKE ont été menées avec un laser Ti :Saphir, de longueur d'onde 800 nm, émettant des impulsions de durée 100 fs avec une fréquence de répétition de 86 MHz. Le faisceau laser incident avait une incidence de 45° par rapport à la normale à la couche, ce qui nous a permis de mesurer le signal SH en configuration transverse T et en configuration longitudinale L . Les éléments de susceptibilités complexes effectives, magnétiques ou non, sont fonctions des éléments de tenseur $\chi_{ijk}(2\omega)$. Ces fonctions dépendent de la géométrie de mesure de sorte que

χ_m and χ_{nm} diffèrent dans les configurations transverse or longitudinale [82]. En configuration transverse, le faisceau SH réfléchi conserve sa polarisation. En configuration longitudinale, comme en MOKE linéaire, chaque contribution magnétique conduit à une modification de la polarisation du faisceau SH : un faisceau incident polarisé P (P_{in}) sera polarisé S en sortie (S_{out}). De plus, la contribution magnétique induit un déphasage par rapport à la contribution structurale : φ donne l'angle de phase entre χ_m et χ_{nm} . De manière usuelle, la polarisation de seconde harmonique (Eq. 2.5) s'écrit alors

$$P(2\omega, \pm H) = \cos \psi \cdot \chi_{nm} \pm \sin \psi \cdot \chi_m(M) \exp i\varphi \quad (2.5)$$

en fonction ψ l'angle de l'analyseur. Ce dernier est défini comme l'angle entre le plan optique et un faisceau réfléchi purement P . Ainsi, lorsque ψ vaut 0, on peut affirmer que l'échantillon est non magnétique alors que $\psi = 90^\circ$ correspondrait à un échantillon purement magnétique. En pratique, la grandeur magnétique utilisée en magnéto-optique non linéaire est souvent l'asymétrie A (Eq. 2.6), différence normalisée d'intensité associée au renversement du champ magnétique :

$$A(H, \psi) = \frac{I(2\omega, +H) - I(2\omega, -H)}{I(2\omega, +H) + I(2\omega, -H)} = \frac{2R \cos(\varphi) \tan \psi}{1 + R^2 \tan^2 \psi} \quad (2.6)$$

L'asymétrie dépend du rapport $R = \chi_m/\chi_{nm}$ très petit et présente des maxima pour $90 \pm \Phi$, où Φ définit l'angle Kerr de seconde harmonique. Comme en MOKE, on décompose l'angle Kerr Φ en une rotation et une ellipticité de seconde harmonique : $\Phi = R \exp i\varphi = \theta_K^{SH} + i\epsilon_K^{SH}$ [82, 84–86].

2.2.3.3 Résultats expérimentaux

Dans nos bicouches FeMn/NiFe, les cycles d'hystérésis mesurés en MOKE linéaire (Fig. 2.6-a) et en seconde harmonique (Fig. 2.6-b) présentent le même décalage. Ce constat reste vrai pour toutes les valeurs de champ d'échange obtenues via irradiation par des ions He^+ (5 keV- 0 à $2 \cdot 10^{16}$ ions/cm²) (Figure 2.6-c,d). Seule une légère différence de forme apparaît entre les cycles d'hystérésis du NiFe et ceux de l'interface, en accord avec ceux simulés dans les AFMS dilués (Figure 2.5-b).

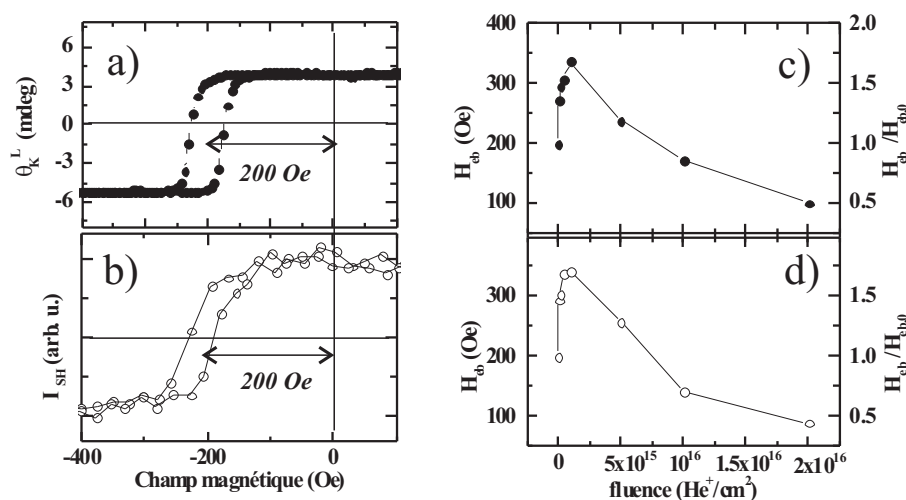


Fig. 2.6 : Gauche : Cycle d'hystérésis a) de la couche NiFe par effet Kerr linéaire (θ_K^L est la rotation Kerr linéaire) b) de l'interface NiFe/FeMn par seconde harmonique (I_{SH} l'intensité SHMOKE en configuration transverse PP). Droite : Dépendance du champ d'échange déterminé par MOKE (c) et par SHMOKE (d) en fonction de la dose.

Des mesures de polarisation et plus particulièrement d'asymétrie ont été effectuées et la figure 2.7-a en montre un exemple. L'asymétrie présente des maxima disymétriques et ne peut être ajustée en utilisant l'expression usuelle de l'équation 2.6.

Nous avons donc décomposé l'aimantation M_{AF} des spins non compensés dans la totalité de la couche AFM en deux contributions [83] : i) une composante irréversible M_{irr}^{AFM} qui ne suit pas la couche ferromagnétique lorsque cette dernière se renverse sous l'action d'un champ magnétique ; ii) une composante essentiellement interfaciale et réversible $M_{rev}^{FM/AFM}$, dont le comportement en champ est similaire à celui de la couche ferromagnétique adjacente. Cette hypothèse implique que 3 termes contribueraient au signal d'asymétrie mesuré au voisinage de l'interface AFM/FM : le terme structural χ_{nm} , une contribution magnétique conventionnelle définie par $\chi_m(M_{rev}^{AFM/FM})$ et φ_{rev} et une contribution additionnelle définie par $\chi_m(M_{irr}^{AFM})$ et φ_{irr} , qui ne se renverse pas dans la gamme de champ appliqué et présente une parité différente. En effet, les contributions magnétiques changent habituellement de signe avec le champ magnétique appliqué, dès lors que celui-ci est supérieur au champ de saturation des FM impliqués. Ici, entre $\pm H$, nous supposons que $M_{rev}^{AFM/FM}$ se renverse, i.e., $\chi_m(M_{rev}^{AFM/FM})$ change de signe alors que M_{irr}^{AFM} reste piégée, i.e., $\chi_m(M_{irr}^{AFM})$ reste constant. En définissant $R^{rev} = |\frac{\chi_m(M_{rev}^{AFM/FM})}{\chi_{nm}}|$ et $R^{irr} = |\frac{\chi_m(M_{irr}^{AFM})}{\chi_{nm}}|$, une expression originale de l'asymétrie a été obtenue grâce à laquelle les données expérimentales ont pu être ajustées (voir le détail de l'expression dans [83]) et l'ensemble des grandeurs relatives à l'aimantation dans l'AFM évalué .

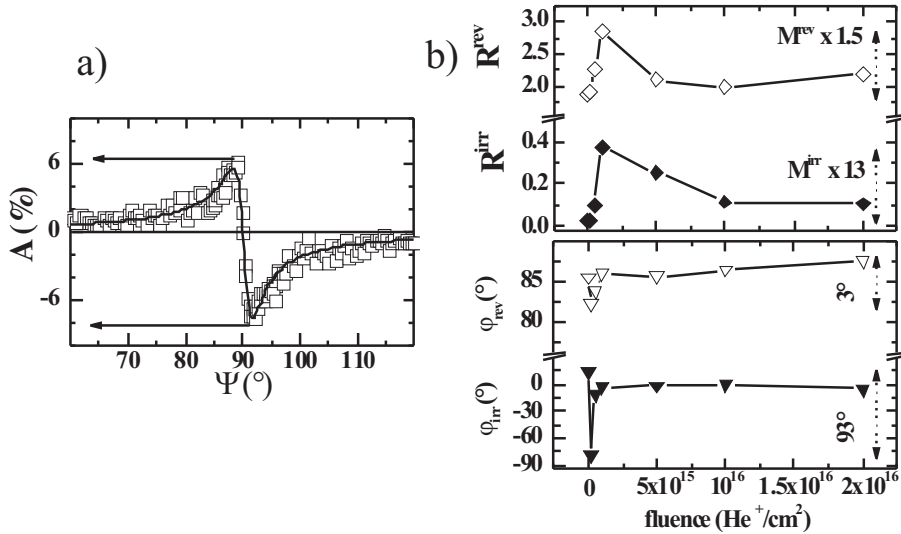


Fig. 2.7 : a) Exemple d'asymétrie mesurée, pour une fluence de $10^{15} \text{ He}^+ /\text{cm}^2$; les maxima disymétriques sont indiqués par des flèches. b) Dépendance avec la dose d'irradiation de la composante d'aimantation liée à l'AFM : irréversible M_{irr}^{AF} et φ_{irr} (losanges et triangles pleins), réversible $M_{rev}^{F/AF}$ et φ_{rev} (losanges et triangles vides).

Discutons maintenant les spins non compensés M_{AFM} , et ses deux composantes M_{irr} et M_{rev} reportées Figure 2.7-b. Une augmentation d'un facteur 13 de M_{irr} et celle associée d'un facteur 1.5 de M_{rev} résultent en une augmentation d'un facteur 1.8 du champ de couplage H_{eb} ; en norme, la majorité du contraste provient des spins réversibles mais la proportion moments piégés versus aimantation interfaciale qui suit l'aimantation FM, donnée par $|R^{irr}/R^{rev}|$ atteint 10% pour les valeurs maximales du bias. Expérimentalement, les phases φ_{irr} et φ_{rev} sont de signes opposés, ce qui prouve qu'elles sont liées à des contributions magnétiques situées de part et d'autre de l'interface FM/AFM. En effet, la phase des signaux SHMOKE doit changer de signe par permu-

tation des métaux de part et d'autre d'une interface [82]. Notons que la sélectivité spatiale de la seconde harmonique impose que les spins piégés détectés soient situés au maximum à quelques monocouches de l'interface [82]. Ainsi, nous apportons une preuve expérimentale de l'existence d'une résultante non compensée dans la couche AFM et de ses deux composantes, l'une réversible au voisinage de l'interface et une autre irréversible M_{irr} , davantage dans le volume. Alors que la dilution induit des changements sur la seule composante de volume M_{AFM} dans les résultats et simulations présentés section 2.2.2, l'irradiation induit une évolution de la fraction irréversible de cette composante dans le volume de l'AFM mais aussi de l'interface dont l'aimantation M_{rev} évolue avec la dose. Les conclusions n'en sont pas altérées pour autant.

De manière remarquable, la magnéto-optique de seconde harmonique, technique de laboratoire, permet de montrer que la valeur du champ de bias est directement liée à la quantité de spins piégés non compensés dans le volume de la couche AFM. Ces derniers n'avaient été mis en évidence que via des techniques synchrotrons. De manière indirecte, nous avons confirmé, sans toutefois l'imager, le rôle de la structure en domaines de la couche AFM autant que celui de l'aimantation qu'elle porte. Celle-ci est façonnée dans notre système, par des défauts d'irradiation [83].

2.2.4 Nano-bias

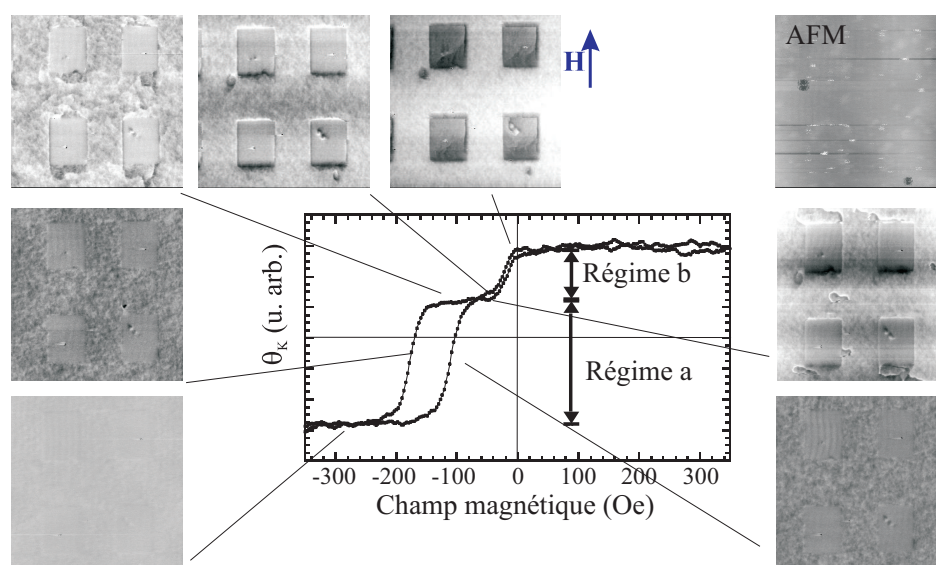


Fig. 2.8 : Cycle d'hystérésis, image AFM (Topographie) et images de Microscopie à Force Magnétique en fonction du champ appliqué d'une bicouche NiFe/FeMn présentant des fenêtres de $5 \mu\text{m}$ à H_{eb} quasi nul (Régime a) dans un environnement biaisé (Régime b).

Dans un deuxième temps, l'irradiation a été effectuée dans des fenêtres réalisées par lithographie électronique dans un masque protecteur pour structurer magnétiquement ces systèmes FM/AFM. Après retrait du masque, la microscopie à force atomique/magnétique valide le caractère local des modifications du couplage, sans modification notable de topographie [87]. La dose a été choisie de manière à supprimer H_{eb} (Régime b, Figure 2.8) dans les fenêtres irradiées. Dans ces zones, le renversement de l'aimantation FM est fortement influencé par celui de l'environnement toujours couplé à la couche AFM (Régime a, Figure 2.8). D'autres études par microscopie électronique en transmission à Force de Lorentz ont également été menées sur des bicouches évaporées sur membranes puis lithographiées. La lithographie a été effectuée en collaboration avec G. Faini au

L2M à Bagnex alors que l'imagerie a été effectuée avec K. Kirk, dans le groupe de J. Chapman à Glasgow [88].

2.3 Systèmes épitaxiés Fe/PtMn

Après avoir étudié des systèmes à défauts, j'ai entrepris une étude sur des systèmes modèles, de type monocristallins, avec l'ambition d'analyser en particulier l'anisotropie de ces systèmes.

2.3.1 Croissance et structure des bicouches

Comme système modèle, nous avons retenu l'alliage PtMn dont les propriétés intrinsèques (résistance à l'oxydation, température de blocage élevée, lien entre ordre chimique et structure de spin...) en font un bon candidat [89]. La croissance de couches minces de PtMn (30 nm) est réalisée par épitaxie par jets moléculaires sur Pt(001) / MgO(001), par codépôt des deux éléments Pt et Mn, à température ambiante, dans le groupe d'Yves Samson, au CEA Grenoble.

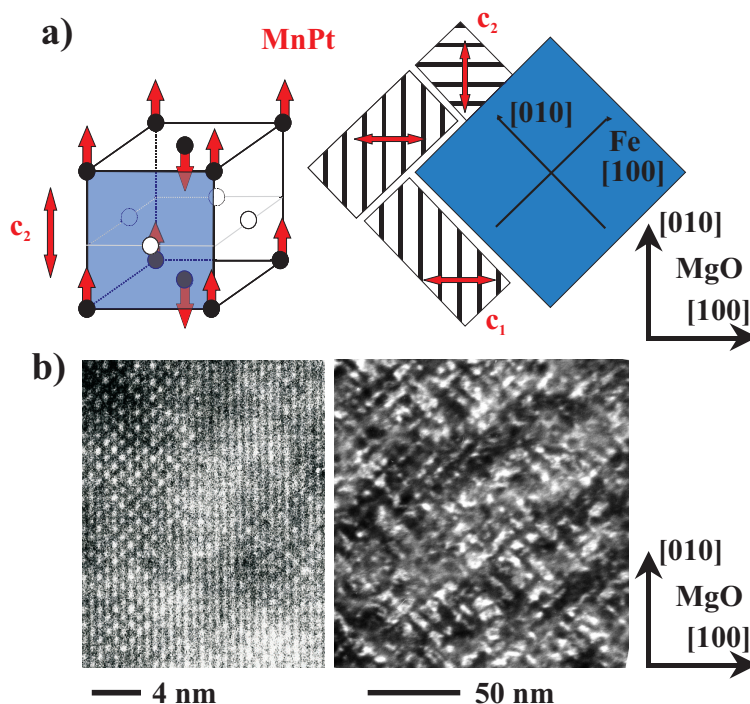


Fig. 2.9 : a) Représentation schématique des orientations relatives des différents empilements Fe / PtMn / Pt (001) / MgO(001) et de la couche de MnPt est constituée de 2 variants caractérisés par la direction $c_{1,2}$ définissant la direction de l'ordre chimique et celle de l'ordre magnétique. b) Clichés de microscopie par transmission électronique en vue plane et transverse sur la couche de PtMn.

Les études réalisées par diffraction X et microscopie électronique en transmission révèlent une structure mâclée : les couches sont bicristallines, avec l'axe c de l'alliage suivant l'une ou l'autre des directions $\langle 100 \rangle$ du substrat Pt/MgO(001). La taille des cristallites, ou variants, est de l'ordre de 5 nm (Fig. 2.9). La mise en ordre chimique dans la phase $L1_0$ est élevée, malgré la faible température de dépôt : le paramètre d'ordre à longue distance, déterminé par diffraction X, est de 60%. Par diffraction de neutrons, nous avons montré que chaque variant présente une anisotropie magnétocristalline uniaxiale et que les moments magnétiques des atomes de

manganèse sont colinéaires à la direction d'ordre chimique c , comme dans les alliages massifs étudiés par Kren [89]. Les axes d'anisotropie uniaxiale de chacun des variants AFM (K_2^{c1} et K_2^{c2}) sont perpendiculaires l'un à l'autre (Figure 2.9). Le système FM/AFM retenu a été : Fe (10 nm) / PtMn (30 nm) / Pt (001). La couche de fer, également déposée à température ambiante, est monocristalline. Le fer épitaxié présente une anisotropie magnétocristalline d'ordre 4 (K_4^{Fe}) dont les axes faciles sont orientés à 45° de ceux du MgO.

2.3.2 Propriétés de couplage et anisotropie

Le couplage d'échange a été induit dans les échantillons par refroidissement sous vide secondaire depuis 270°C jusqu'à la température ambiante, en présence d'un champ magnétique H_{cool} de 2.4 kOe. Ce dernier a été appliqué suivant deux directions : i) la direction [100] du MgO ; le champ de recuit est dans ce cas colinéaire à la direction d'anisotropie uniaxiale de l'un seul des variants PtMn (K_2^{c1}) et à 45° des directions d'anisotropie cubique du fer (K_4^{Fe}). ii) la direction [110] du MgO ; dans ce cas, la direction du champ est bissectrice des axes d'anisotropie uniaxiale des deux variants et selon une direction de facile aimantation du fer. Les différentes aimantations et angles qui les positionnent sont représentés figure 2.10.

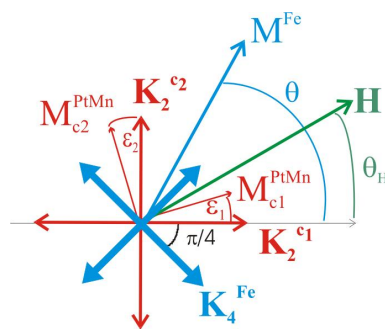


Fig. 2.10 : Représentation des aimantations, axes d'anisotropie et angles caractéristiques de la bicouche PtMn/Fe.

Résultats expérimentaux Des mesures MOKE en configuration longitudinale nous ont permis de déterminer les cycles d'hystérésis de la couche de fer en fonction de l'angle du champ appliqué, par référence à la direction [100] du substrat de MgO. L'évolution du champ d'échange (compris entre ± 50 Oe) et du champ coercitif (compris entre 50 et 200 Oe) est présentée pour les deux directions de champ de recuit : $H_{cool} // [100]$ MgO (Fig. 2.11, gauche) et $H_{cool} // [110]$ (Fig. 2.11, droite).

Contrairement à ce qui est observé dans les systèmes polycristallins, les maxima du champ d'échange ne sont pas obtenus dans la direction du champ de recuit. L'évolution angulaire est complexe. La forme des cycles peut présenter des asymétries très marquées, et évoluer très fortement, même pour des champs d'échange semblables (voir quelques cycles donnés pour illustration figure 2.11).

Modélisation Pour rendre compte de l'évolution angulaire du comportement de la couche FM, nous avons développé des simulations prenant en compte l'ensemble des contributions énergétiques du système, y compris celles liées à la couche AFM. Rappelons que nous connaissons précisément sa structure cristallographique comme magnétique (parfaitement non compensée, à l'échelle d'une cristallite). Nous avons ainsi simulé 3 macrospins en interaction, un pour chaque

micro-macle AFM et un pour le monodomaine FM déposé dessus.

Forts des résultats des paragraphes précédents, une composante additionnelle de champ a été ajoutée au champ magnétique appliqué ; elle doit résulter de la composante de spins irréversibles et piégés dans l'AFM, dans la direction de H_{cool} . L'énergie E de la bicouche Fe/PtMn donnée par l'équation 2.7 inclut l'énergie Zeeman, une anisotropie unidirectionnelle liée aux composantes piégées $h_{c1,2}$ induites par les recuits sous champ, l'anisotropie magnétocristalline cubique de la couche de fer, les deux anisotropies uniaxiales de la couche de PtMn (la même valeur de K_2 est utilisée dans chacun des variants, tournés de 90°) et l'énergie d'échange interfacial $E_{exchange}^{Fe/PtMn}$ entre les couches PtMn/Fe :

$$\begin{aligned}
 t_{Fe}E &= -t_{Fe}M_{Fe}H\cos(\theta - \theta_H) - t_{Fe}M_{Fe}(h_{c1}\cos\theta + h_{c2}\sin\theta) \\
 &+ t_{PtMn}K_2^{PtMn}(\cos^2\varepsilon_1 + \sin^2\varepsilon_2) + t_{Fe}K_4^{Fe}\sin^2(\theta - \pi/4)\cos^2(\theta - \pi/4) \\
 &+ t_{Fe}J_{Fe/PtMn}(\cos(\theta - \varepsilon_1) + \sin(\theta - \varepsilon_2))
 \end{aligned}
 \quad (2.7)$$

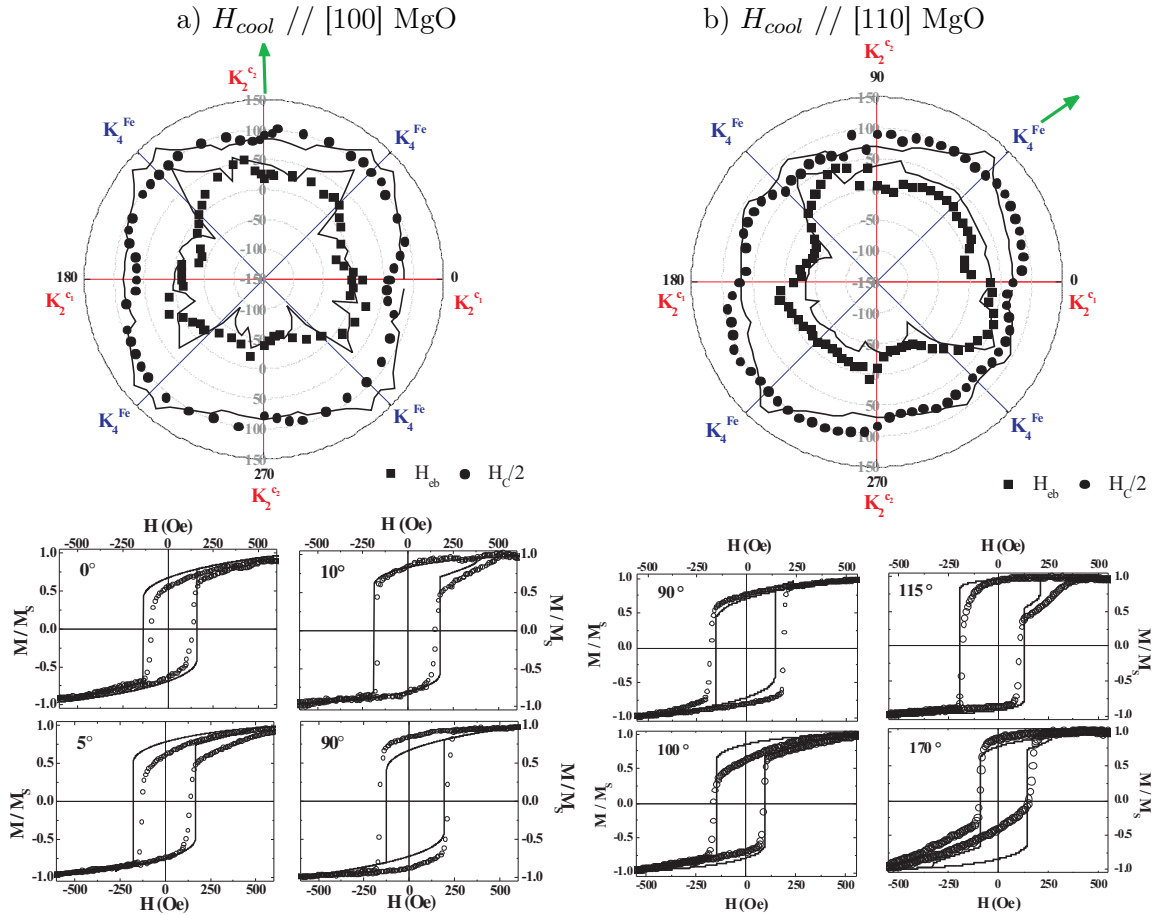


Fig. 2.11 : Haut : Evolution angulaire, en représentation polaire, du champ de couplage H_{cb} et du champ coercitif H_c pour une bicouche Fe/PtMn pour deux directions de champ de recuit H_{cool} (trait vert). Bas : Cycles d'hystérésis caractéristiques. Les résultats expérimentaux sont représentés par des points alors que les traits continus sont les résultats d'un modèle discuté dans le texte.

Une minimisation de l'énergie basée sur un renversement cohérent de l'aimantation permet de déterminer les champs de basculement de l'aimantation et de rendre compte de l'évolution angulaire du champ d'échange et du champ coercitif (traits continus - Fig. 2.11). Le modèle, de type renversement cohérent, surestime les champs coercitifs autour des directions faciles du fer (le long desquelles le renversement s'effectue par nucléation et propagation de parois de domaines) ; les champs coercitifs et d'échange présentent des variations angulaires plus rapides que celles mesurées expérimentalement. Ses atouts sont néanmoins de reproduire qualitativement i) les résultats obtenus pour plusieurs orientations du champ d'initialisation avec le même jeu de paramètres et ii) la forme des cycles d'hystérésis. Tous les paramètres ont été normalisés par rapport à K_2^{PtMn} pris égal à 1. L'anisotropie intrinsèque de la couche de Fe vaut 25% de celle de la couche PtMn. Seules les populations de moments piégés sont modifiées : $h_{c1} = 0.025$ et $h_{c2} = 0.0$ pour $H_{cool} // [100]$ MgO ie selon K_2^{c1} et $h_{c1} = 0.025 = h_{c2}$ pour $H_{cool} // [110]$ MgO ie bissecteur de $K_2^{c1, c2}$. L'échange interfacial $J_{Fe/PtMn}$ est relativement important (70% de l'anisotropie magnétocristalline de la couche PtMn). Les aimantations d'interface des deux micromacles décrivent en fait elles aussi des hystérésis (dans [90], des animations des 3 macrospins sont disponibles en matériel additionnel) et c'est la compétition entre l'échange interfacial et leur anisotropie qui donne lieu à la forme des cycles : les aimantations locales peuvent rester alignées selon leur axe d'anisotropie ou en dévier très peu (cycles avec des élongations nettes) ou/et se renverser brutalement (cycles avec des élongations nettes et saut) lorsque la combinaison de l'action champ extérieur et échange leur permet de s'aligner selon un nouveau minimum local.

La structure épitaxiée du PtMn en fait un système modèle car connu. L'ensemble des résultats montre que l'anisotropie magnétique observée dans la couche de fer est essentiellement induite, via le fort échange à l'interface, par l'anisotropie des variants AFM adjacents (voir [90] pour davantage de détails).

2.4 Hétérostructures multiferroïques / ferromagnétiques

Les recherches dans le domaine des multiferroïques ont été intensives dans les années 50/60 puis après une phase de sommeil, elles ont repris récemment, motivées par les applications potentielles en électronique de spin et dispositifs mémoires magnétiques. Les matériaux multiferroïques, très peu nombreux, présentent simultanément un ordre électrique, avec une polarisation électrique stable et manipulable au moyen d'un champ électrique, et un ordre magnétique. Avec des multiferroïques, des dispositifs mémoires à 4 états (2 états de polarisation et 2 états d'aimantation) pourraient être conceptualisés. Ce concept reste néanmoins difficile à mettre en oeuvre car pour la plupart, les matériaux multiferroïques ne sont pas ferromagnétiques mais antiferromagnétiques et ne présentent pas ou peu d'aimantation. En revanche, il existe un couplage dit magnéto-électrique entre les ordres magnétique et électrique. On pourrait donc également envisager des mémoires magnétiques à deux états, modifiables par l'application d'un champ électrique (moins consommateur en énergie et plus local qu'un champ magnétique). Pour suppléer à l'absence d'aimantation macroscopique, une approche alternative consisterait à exploiter le couplage d'échange qui se développe à l'interface entre une couche d'un ferromagnétique usuel (FM) et l'ordre antiferromagnétique (AFM) d'un composé multiferroïque dont la structure AFM serait pilotée électriquement via le couplage magnéto-électrique. C'est cette approche à laquelle nous nous sommes intéressés, en nous focalisant sur le composé BiFeO_3 (BFO), multiferroïque à température ambiante.

2.4.1 Multiferroïques et couplage magnéto-électrique en quelques points...

Exclusion mutuelle ? Il est intéressant de noter que du point de vue fondamental, la ferroélectricité et le magnétisme tendent à s'exclure mutuellement [91, 92]. Cette incompatibilité est illustrée dans les oxydes de structure perovskite ABO_3 (Fig. 2.12), archétypes des multiferroïques. Le mécanisme le plus commun pour la ferroélectricité est à l'échelle microscopique directement lié à un déplacement des cations chargés positivement par rapport au barycentre des anions chargés négativement et implique la présence d'éléments de transition de configuration électronique d^0 sur le site B de la structure. La présence des électrons d défavorise une hybridation avec l'oxygène et donc un déplacement nécessaire pour la ferroélectricité. D'un autre côté, le magnétisme des oxydes de métaux de transition nécessite des ions possédant des couches d partiellement remplies. De plus, un ferroélectrique doit être isolant pour que les charges mobiles ne détruisent pas la polarisation électrique, alors que la plupart des ferromagnétiques sont des conducteurs, qui peuvent sembler antagonistes avec la ferroélectricité.

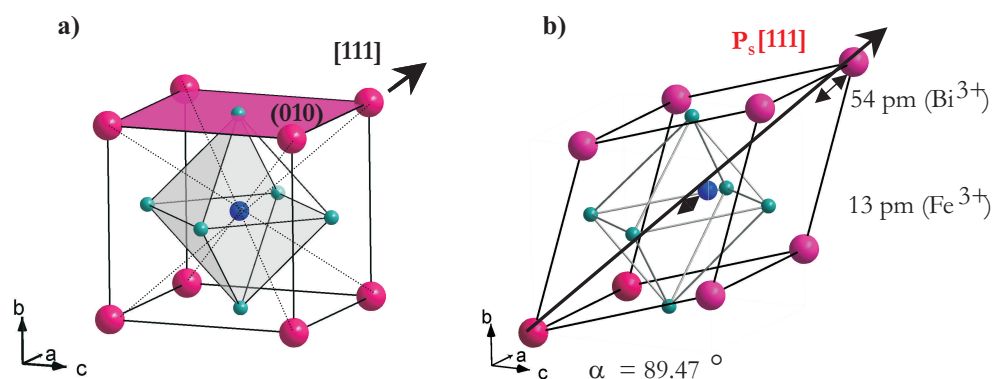


Fig. 2.12 : Perovskite ABO_3 a) Structure cubique : le centre de la structure octaédrique d'oxygènes (atomes verts - octaèdre grisé) est occupé par un petit cation (atome B - bleu - Fe par exemple) alors que des cations plus gros (atomes A - rose - Bi par exemple) occupent les coins de la maille unitaire. b) Structure pseudo-cubique, après distorsion rhomboédrique de la structure cubique telle qu'observée dans $BiFeO_3$ en dessous de la transition paraélectrique.

Ferroélectriques propres versus impropres

- Dans les ferroélectriques propres puis par extension dans les multiferroïques propres, ordres magnétique et électrique sont associés à deux cations différents. Les mises en ordre interviennent en général à des températures distinctes. La polarisation électrique s'établit souvent avant l'ordre magnétique et peut être assez importante. Le couplage entre les deux ordres reste souvent faible. Dans le composé $BiFeO_3$, la ferroélectricité est obtenue grâce aux électrons $6s^2$ non appariés du Bi, qui conditionnent le déplacement de ce dernier, alors que le magnétisme est associé aux ions Fe^{3+} . Dans BFO, la polarisation électrique apparaît à $T_C=1090$ K alors que les propriétés d'antiferromagnétisme sont mises en évidence au dessous de $T_N=640$ K.
- Dans les matériaux impropres, la ferroélectricité n'est pas directement associée à une instabilité structurale, mais est induite indirectement par un ordre de charge et/ou un ordre magnétique particulier. A priori, ces matériaux avec des dipôles électriques induits par un ordre magnétique présentent potentiellement un couplage magnéto-électrique fort, des températures d'ordre ferroélectrique et magnétique proches, mais une faible polarisation.

Symétries et couplage magnéto-électrique Charges électriques et courants se comportent différemment à l'égard de l'inversion du sens du temps. Dans un composé ordonné magnétiquement, l'aimantation change de signe avec l'inversion temporelle alors qu'elle reste invariante par inversion spatiale. Dans un ferroélectrique, la symétrie d'inversion change la polarisation en son opposée alors que la symétrie d'inversion temporelle la laisse invariante. Ainsi, pour qu'un composé soit multiferroïque, il faut qu'il ne possède ni centre d'inversion spatiale ni symétrie par rapport au renversement du temps.

L'effet magnéto-électrique est un phénomène dans lequel une aimantation peut être induite par un champ électrique et/ou une polarisation électrique peut être induite par un champ magnétique. Il a été initialement proposé de manière phénoménologique par Landau [93] et Dzyaloshinskii [94]. Le potentiel thermodynamique du système est une fonction complexe de la température T , du champ magnétique H_i , du champ électrique E_i et du tenseur de contrainte mécanique T_{ij} . Les dérivées partielles de ce potentiel par rapport à T , E_i , H_i et T_{ij} donnent respectivement l'entropie, la polarisation électrique P_i , l'aimantation M_i et le tenseur de déformation mécanique ε_{ij} . De manière générale, on écrit alors

$$\begin{aligned} P_i &= P_i^s + \chi_{ij}^E E_j + \alpha_{ij} H_j + \chi_{ijk}^E E_j E_k + \alpha_{ijk} H_j E_k + 1/2 \beta_{ijk} H_j H_k + d_{ijk} T_{jk} \dots \\ M_i &= M_i^s + \chi_{ij}^M H_j + \alpha_{ji} E_j + \chi_{ijk}^M H_j H_k + \beta_{jik} E_j H_k + 1/2 \alpha_{jik} E_j E_k + g_{ijk} T_{jk} \dots \\ \varepsilon_{ij} &= \varepsilon_{ij}^s + \chi_{ijkl}^T T_{kl} + d_{ijk} E_k + g_{ijk} H_k + 1/2 \pi_{ijkl} E_k H_l + \dots \end{aligned} \quad (2.8)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{ll} \chi_{ij}^E, \chi_{ij}^M \text{ et } \chi_{ijkl}^T, & \text{les tenseurs de susceptibilité électrique, magnétique et élastique du} \\ & \text{premier ordre;} \\ d_{ijk} \text{ et } g_{ijk}, & \text{les tenseurs de piézoélectricité et piézomagnétisme du premier ordre;} \\ \alpha_{ij}, & \text{le terme magnétoélectrique du premier ordre;} \\ \alpha_{ijk} \text{ et } \beta_{jik}, & \text{les termes magnétoélectriques du second ordre;} \\ \pi_{ijkl}, & \text{les termes de piézomagnétoélectricité du premier ordre.} \end{array} \right.$$

Un effet magnéto-électrique linéaire qui correspondrait à un terme du type $\alpha_{ij} M_i E_j$ dans le potentiel thermodynamique du système n'est non nul que si les inversions spatiale et temporelle sont interdites. C'est donc à ce niveau que fusionnent la physique des multiferroïques et le couplage magnéto-électrique¹. L'existence ou non d'un couplage direct ne peut formellement être comprise et prévue que par des considérations de symétries, structurales et magnétiques.

Il est possible, très qualitativement, d'anticiper un couplage magnéto-électrique dans un matériau multiferroïque, en discutant sa nature propre ou impropre. Le couplage est qualifié d'indirect lorsque qu'il est médié par le sous-système élastique (électrostriction/piézoélectricité ou magnétostriction/piézomagnétisme). Ce couplage indirect apparaît essentiellement dans les composés impropres, dans lesquels l'ordre magnétique et la polarisation électrique proviennent de 2 sous-réseaux différents, intimement mélangés. Dans ces composés, ce sont les propriétés élastiques qui gouvernent l'interaction du système ferroélectrique avec l'ordre magnétique (comme l'indique le coefficient piézomagnétoélectrique de l'équation 2.8). C'est typiquement le cas du BFO : la polarisation de $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ est due aux déplacements Bi^{3+} , mais aussi des ions Fe^{3+} le long d'une diagonale de type $\langle 111 \rangle$ du cube (Fig. 2.12). A priori dans les composés multiferroïques propres, le couplage magnéto-électrique doit être non nul mais il est extrêmement dangereux de faire des prédictions quant à sa valeur.

1. On peut noter que dans les composés multiferroïques sans centre d'inversion, on attend aussi un effet magnéto-optique de second ordre (χ_{ijk}) et que de nombreuses études de ce type de composés ont été menées en SHMOKE.

Interaction de Dzyaloshinskii-Moriya, ferromagnétisme faible et structures non colinéaires

Dans les ferroélectriques impropres, les premiers qui ont décrit théoriquement la coexistence entre les ordres ferroélectrique et magnétique sont Dzyaloshinskii [95] et Moriya [96]. Ils justifient de l'existence d'un ferromagnétisme faible dans des composés antiferromagnétiques, typiquement α - Fe_2O_3 . L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DM), qui provient du calcul perturbatif de l'échange entre l'état fondamental d'un spin S_i et l'état excité de son voisin S_j , dépend du couplage spin-orbite et conduit à un échange antisymétrique. L'énergie d'interaction E_{DM} (Eq. 2.9) s'écrit en fonction d'un vecteur constant D , fonction du couplage spin-orbite, et proportionnel à la polarisation électrique P :

$$E_{DM} = D \cdot (S_i \times S_j) \quad (2.9)$$

L'énergie du couple de spins voisins est minimale (Eq. 2.9) lorsque ces derniers sont perpendiculaires l'un à l'autre (de manière analogue au "spin-flip") alors que l'échange usuel J (type Heisenberg) tend les aligner. La compétition entre ces deux types d'échange va imposer aux spins une configuration non colinéaire, caractérisée par un angle de "canting" entre deux spins, lié aux valeurs relatives de D et J . Dans les oxydes antiferromagnétiques, les structures de spin obtenues sont généralement de grande longueur d'onde et cet angle est petit.

On retrouve le fait que l'existence de l'interaction DM est très fortement restreinte par la symétrie du cristal. Si le lien entre deux spins contient un centre d'inversion ou une invariance par translation, alors $D=0$. Récemment, des théories basées sur l'interaction DM et/ou compatibles avec cette dernière [97, 98] ont été développées. Du point de vue des symétries, un courant de spin j_S appartient à la même catégorie que la polarisation électrique et de fait, un couplage entre ces deux grandeurs devient naturel. L'idée est la suivante : puisque deux spins non colinéaires induisent un courant de spin, celui-ci donne naissance à une polarisation électrique. Avec u_{ij} le vecteur unitaire reliant les spins S_i et S_j , la structure magnétique non colinéaire et la polarisation électrique ont des orientations imposées données par l'équation 2.10.

$$P \propto u_{ij} \times j_S \propto u_{ij} \times (S_i \times S_j) \quad (2.10)$$

Très didactique, la figure 2.13 présente schématiquement deux structures modulées et les parois de domaines auxquelles chacune d'elles peut être associée. La structure modulée de type hélicoïdale présente un centre de symétrie et donc pas de polarisation électrique alors que la structure de type cycloïdale remplit toutes les conditions autorisant la coexistence entre polarisation électrique et magnétisme. Une approche très visuelle du couplage magnéto-électrique est aussi donnée dans cette représentation. La paroi de domaines de type Bloch apparaît comme une portion de la structure hélicoïdale alors que la paroi de type Néel apparaît comme une portion de cycloïde magnétique, polarisée électriquement et sur laquelle une action au moyen d'un champ électrique est possible. Ce schéma peut donc être considéré comme une matérialisation du couplage magnéto-électrique et de son action sur une paroi de domaines magnétiques.

La diversité des mécanismes intrinsèques permettant d'obtenir des composés à la fois ferroélectrique et magnétique en fait une thématique très riche. Cette thématique est encore enrichie par la possibilité de fortement modifier le magnétisme et la ferroélectricité par des effets de contrainte lors de leur dépôt en films minces et l'opportunité de "construire" des multiferroïques artificiels en combinant au sein d'hétérostructures des matériaux ferroélectriques et ferromagnétiques. Nous détaillons ci-dessous les propriétés de deux types de BFO dans des hétérostructures BFO/FM.

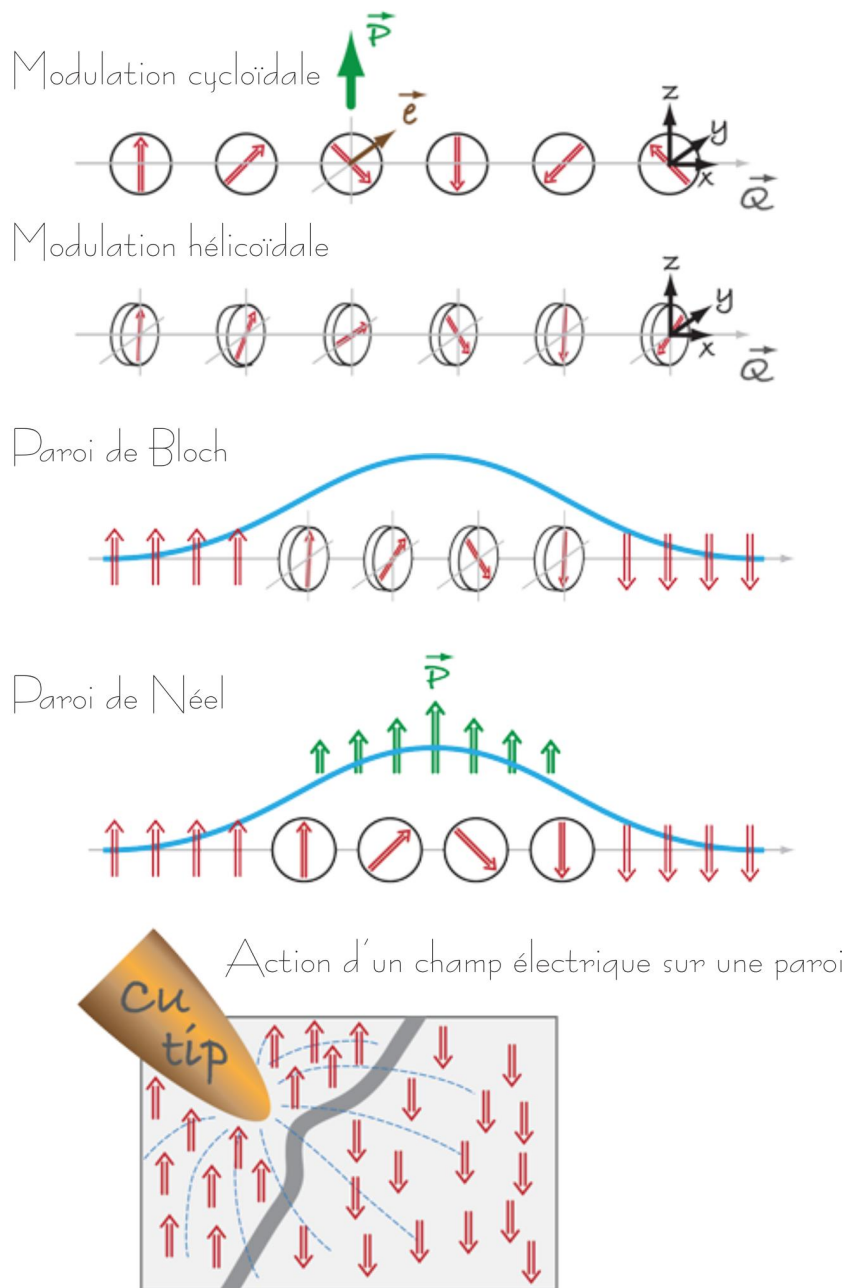


Fig. 2.13 : Adaptées d'après [92] : En haut) Représentations schématiques comparées de structures magnétiques modulées et de parois de domaines magnétiques. \vec{Q} représente le vecteur de propagation de la structure magnétique incommensurable, l'axe de rotation des spins est donné par \vec{e} . En bas) Action potentielle du champ électrique créée par une pointe sur une paroi magnétique de type Néel.

2.4.2 Anisotropie et bias : étude comparative cristaux/couches multiferroïques

Une étude comparative a été menée sur deux types d'hétérostructures : une couche FM de Py déposée sur un monocristal de BFO et une couche FM de CoFeB pulvérisée sur un film mince de BFO. Par magnétométrie et imagerie Kerr, nous avons sondé de manière indirecte les caractéristiques AFM du BFO via la couche FM et en particulier son champ de bias et son anisotropie.

2.4.2.1 Bias et anisotropie : cristaux versus films minces

Hétérostructures à base de cristaux monodomaines Les cristaux, synthétisés par la technique de croissance en flux sont des objets monocristallins [99]. Ils se présentent sous forme de plaquettes, dont la face supérieure, lisse, est (010), de quelques centaines de microns d'épaisseur et de quelques millimètres de dimensions latérales. La diffraction de neutrons a permis de montrer qu'ils sont monodomaines électriques et antiferromagnétiques à l'état vierge [100]. La polarisation électrique est selon une des grandes diagonales du cube, soit selon l'une des 8 directions de type $\langle 111 \rangle$. La structure magnétique est modulée, de type cycloïdale (Fig. 2.14). De par la symétrie d'ordre 3, pour une direction donnée de la polarisation, 3 vecteurs de propagation q sont possibles, contenus dans les plans $\{111\}$ et de type $\langle 110 \rangle$ (Fig. 2.14). Les moments magnétiques sont contenus dans celui des plans de type $\{121\}$ qui contient le vecteur de propagation. D'un plan au suivant, selon q , ils tournent très progressivement pour former une structure cycloïde, de longue période (64 nm). En sus, il existe un couplage antiferromagnétique de type G entre les moments des plans qui ne sont pas le long de q et deux cycloïdes de vecteurs de propagation opposés coexistent (Fig. 2.14). Ce couplage AFM induit un "canting" des moments magnétiques d'un plan au suivant, qui conduit à la formation d'un moment faible. De manière analogue aux moments "vrais", ce moment local décrit une cycloïde qui se moyenne à zéro à l'échelle d'une période et n'a donc pas de résultante macroscopique.

Après un décapage léger aux ions Ar, et en présence d'un champ magnétique H_{dep} de 200 G dont l'orientation est variable, le cristal de BFO est recouvert d'une couche de Py d'épaisseur 10 nm, déposée à 300 K par évaporation. En parallèle, une couche de Py est déposée sur un substrat de verre dans les mêmes conditions. Les cycles Kerr de la couche de Py ont été mesurés en fonction de l'angle entre la direction [100] du BFO et la direction du champ magnétique appliqué H . Ils montrent l'existence d'une anisotropie d'ordre 2 : un axe facile avec un cycle carré ($M_R/M_S=1$ et H_{switch} minimum) est mis en évidence tout comme une direction difficile (faible rapport M_R/M_S et grand champ de renversement H_{switch}). Aucun des cycles ne présente de décalage. Dans ces monodomaines AFM, l'absence pressentie de bias macroscopique est en accord avec le modèle de Malozemoff qui prévoit que le décalage des cycles est d'autant plus grand que les domaines AFM sont petits [65]. Quelle que soit la direction du champ magnétique d'initialisation, l'anisotropie d'ordre 2 est suivant les directions majeures du BFO (type $\langle 100 \rangle$ ou $\langle 110 \rangle$), alors que l'anisotropie induite dans la couche de référence déposée sur du verre est alignée avec la direction du champ magnétique de dépôt. L'anisotropie de la couche FM semble directement imposée par la structure AFM du cristal de BFO. Remarquons que la projection sur le plan interfacial du moment local m est modulée selon les directions $\langle 100 \rangle$ ou $\langle 110 \rangle$ (en prenant en compte toutes les directions possibles pour la polarisation parmi les 8 directions $\langle 111 \rangle$) et que ces directions sont celles des projections des vecteurs de propagation de la cycloïde [101]. Je reviendrai sur ce point dans le paragraphe suivant.

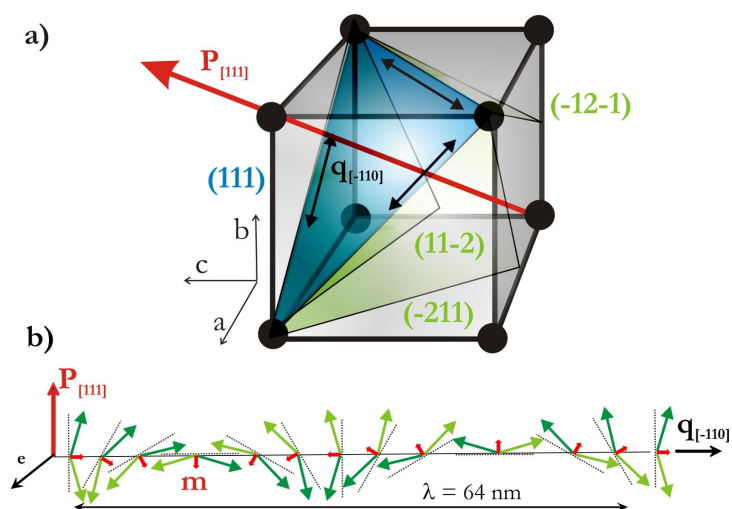


Fig. 2.14 : Orientation et projection de la polarisation P et des moments magnétiques dans les cristaux monodomaines de BiFeO_3 a) Représentation dans le système pseudo-cubique du plan (111) contenant les 3 vecteurs de propagation possibles $\langle 101 \rangle$ pour la cycloïde en supposant que la polarisation P est selon [111]. Les moments magnétiques sont contenus dans les plans de type $\{121\}$. (b) Schéma des moments magnétiques M (flèches vertes) formant une cycloïde dans le plan (11 $\bar{2}$) selon avec q selon $[\bar{1}10]$; les moments représentés par des flèches foncées ou claires illustrent le couplage antiferromagnétique d'un plan à l'autre. Le moment local m (flèches rouges courtes) lié au canting forme également une cycloïde.

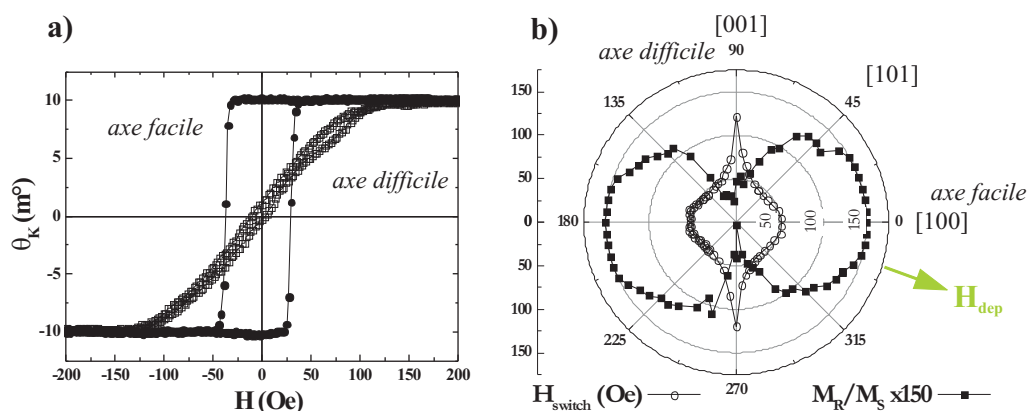


Fig. 2.15 : Pour une hétérostructure Py/ cristal monodomaine de BFO : a) Cycles d'hystérésis ferromagnétiques (MOKE longitudinal) le long de l'axe facile (ronds) et difficile (carrés). b) Graphe polaire de M_R/M_S et H_{switch} . Par souci de lisibilité, des valeurs ont été ajoutées sur les cercles iso-valeurs en plus de l'échelle verticale usuelle. L'angle est défini entre le champ appliqué H et la direction [100] du BFO. Le champ de dépôt H_{dep} est représenté par une flèche verte.

Hétérostructures à base de films minces polydomaines Le design d'oxydes multiferroïques sous forme de couches minces est incontournable lorsqu'il s'agit de les intégrer dans des dispositifs. Ce passage obligé s'accompagne de fortes modifications des propriétés ferroélectrique, ferroélastique et/ou magnétique. Dans les couches minces de BFO, obtenues par ablation laser à haute température sur des substrats de STO [102], la polarisation électrique est, comme dans les cristaux selon les directions de type $\langle 111 \rangle$. En revanche, la structure AFM, également étudiée par diffraction de neutrons, est très différente [103, 104]. Aucune orientation préférentielle n'est attendue pour les moments dans les plans $\{111\}$. Seul un couplage AFM est imposé d'un plan (111) à l'autre (Fig. 2.16. Après croissance, les films sont des polydomaines AFM ; la taille des domaines AFM dépend de l'épaisseur de la couche de BFO et vaut typiquement 100 nm pour un film de BFO de 70 nm d'épaisseur [103, 104]. Par ailleurs, il existe dans les films, même exempts de phases parasites, un moment ferromagnétique faible [105].

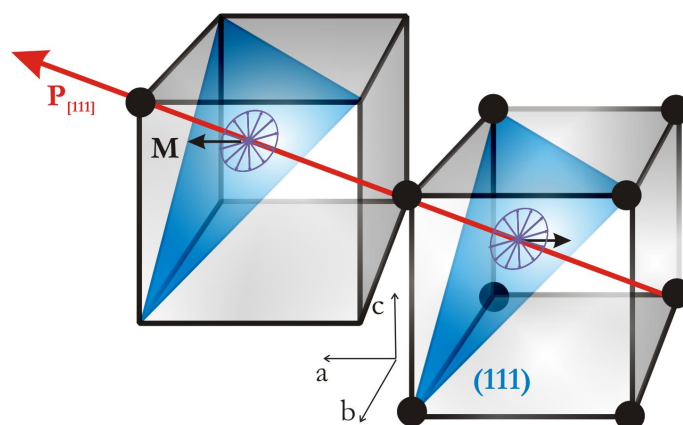


Fig. 2.16 : Représentation dans le système pseudo-cubique d'un monodomaine AFM dans un film de BFO épitaxié : les plans contenant les moments magnétiques, de type $\{111\}$, sont orthogonaux à la polarisation spontanée P , dessinée ici selon $[111]$. L'absence d'orientation préférentielle pour les moments dans le plan (111) est représentée par les flèches tournantes.

Les hétérostructures étudiées consistent en une couche ferromagnétique amorphe de CoFeB (7.5 ou 5 nm) pulvérisée sur le système BFO (35 nm)//STO(001), en présence d'un champ magnétique H_{dep} de 200 Oe, après un léger décapage plasma. Dans ce type d'hétérostructures basées sur des couches minces de BFO, le couplage d'échange du CoFeB avec le BFO matérialisé par un décalage, ou bias, du cycle d'hystérésis FM ainsi que l'augmentation de la coercivité a déjà été mis en évidence [104, 106]. Dans nos structures, des expériences de réflectivité de neutrons ont montré que la rugosité structurale des hétérostructures BFO/FM est d'environ 0.5 nm, similaire à celle obtenue avant le décapage qui précède le dépôt de la couche ferromagnétique. En revanche, une rugosité magnétique de 2 nm d'épaisseur a dû être introduite à l'interface entre le BFO et le CoFeB ; dans cette pseudo-couche magnétique d'interface, des spins non compensés "i.e. une composante ferromagnétique faible" a été mise en évidence, dont 1% sont piégés [104]. Ces études antérieures ont montré également montré une corrélation entre la valeur du bias et la taille des domaines AFM dans la couche de BFO [104], en accord avec le modèle de Malozemoff [65].

Nous nous sommes ici intéressés plus particulièrement à l'anisotropie magnétique dans le CoFeB. La projection sur le plan d'interface de la structure AFM de la couche de BFO est très légèrement anisotrope, le long des diagonales $\langle 110 \rangle$ de la face (001) [101]. L'anisotropie de la couche de CoFeB ne reflète pas directement celle de la structure initiale AFM. Comme pour les hétérostructures basées sur des cristaux, nous avons déterminé la dépendance angulaire du

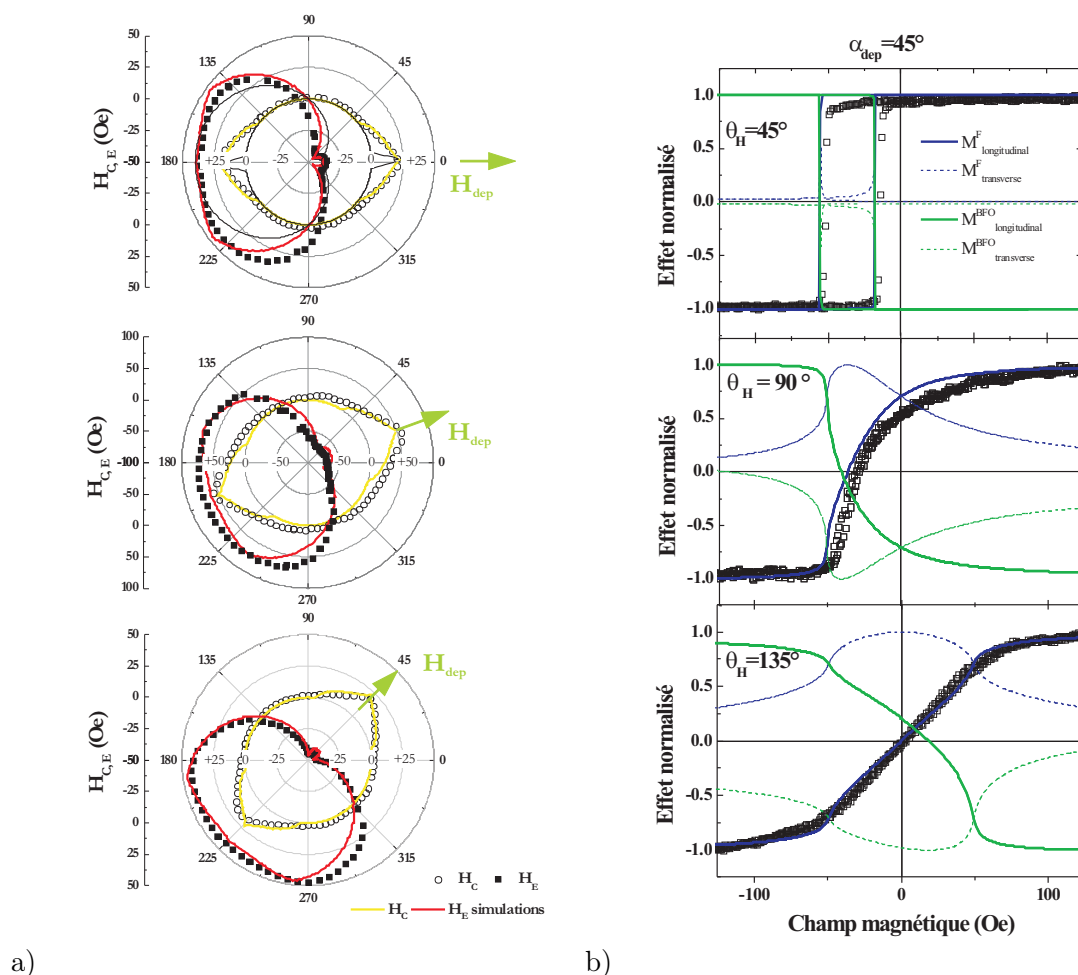


Fig. 2.17 : Pour une hétérostructure CoFeB/ film multidomaine de BFO : a) Graphe polaire du champ d'échange H_E (carrés) et du coercitif H_C (cercles vides) pour 3 orientations de champ de dépôt H_{dep} . L'orientation de ce champ de dépôt est représentée par une flèche verte. Les angles sont définis par rapport à la direction [100] de la couche de BFO. Du haut vers le bas, $\alpha_{dep} = 0, 20, 45^\circ$. Pour une meilleure lisibilité, des valeurs ont été ajoutées sur les cercles iso-valeurs en supplément de l'échelle verticale. Les traits continus de couleur sont le résultat des simulations décrites dans le texte. Pour comparaison, le champ de bias et le champ coercitif calculés en faisant l'hypothèse d'une dépendance sinusoïdale simple sont représentés par un trait continu noir. b) Pour une direction donnée $\alpha_{dep} = 45^\circ$ de champ de dépôt H_{dep} , cycles d'hystérésis mesurés en configuration longitudinale (carrés vides) et calculés (traits continus) le long de la direction facile ($\theta_H = 45^\circ$), de la direction difficile ($\theta_H = 135^\circ$) et pour une orientation intermédiaire ($\theta_H = 90^\circ$) du champ magnétique appliqué. Les simulations donnent aussi la réponse transverse, non mesurée, et les réponses de l'aimantation associée au BFO (en vert).

champ coercitif et celle du champ d'échange en fonction de l'angle du champ magnétique appliqué (θ_H) par rapport à la direction [100] de la couche de BFO, et ce pour trois orientations α_{dep} du champ magnétique de dépôt (Figure 2.17). Les cycles d'hystérésis sont décalés vers les champs négatifs d'un champ d'échange d'environ -40 Oe pour une couche de 7.5 nm de CoFeB ; cette valeur est augmentée jusqu'à -60 Oe pour une épaisseur réduite à 5 nm, ce qui confirme les résultats antérieurs indiquant une relation de proportionnalité inverse entre la valeur du décalage des cycles et l'épaisseur de la couche FM [65, 104].

Une pseudo-anisotropie d'ordre 2 est mise en évidence expérimentalement. A première vue, cette anisotropie ressemble à une anisotropie unidirectionnelle le long du champ de dépôt. Cependant les détails (Fig. 2.17) montrent que l'évolution angulaire du champ de bias n'est pas une simple sinusoïde et présente deux pics à 135 et 225° du champ de dépôt. L'écart à un comportement sinusoïdal est encore plus flagrant pour le champ coercitif qui diffère de zéro sur une large gamme angulaire autour de H_{dep} alors qu'un comportement piqué est attendu dans un système qui présente un comportement unidirectionnel typique. Contrairement à ce qui est observé dans les cristaux, l'axe facile est ici toujours colinéaire à la direction du champ de dépôt, que ce dernier soit selon une direction de haute symétrie du BFO ou non. Une manière de reproduire le comportement de la couche ferromagnétique aurait été d'ajouter des termes phénoménologiques d'anisotropie d'ordres supérieurs dans un modèle de type Stoner Wohlfart [107]. Cependant, cette approche suppose implicitement que l'AFM est gelé. De manière à reproduire l'évolution angulaire observée dans les hétérostructures CoFeB/ BFO(001), nous les avons modélisées en prenant en compte l'aimantation du film de CoFeB (\vec{M}^{FM}), une aimantation faible (\vec{M}^{BFO}) attribuée à la couche de BFO, un couplage interfacial (noté J) entre les deux et une constante d'anisotropie d'ordre 2 (K_2) attribuée à la couche de BFO layer, le long de la direction du champ de dépôt. Aucune anisotropie ni intrinsèque ni additionnelle n'est assignée à la couche de CoFeB, amorphe. Le champ de bias est représenté par un champ \vec{h}^{pinned} parallèle à \vec{H}_{dep} et qui agit comme un champ additionnel sur l'aimantation. Comme dans les cas des systèmes épitaxiés décrits au paragraphe 2.3, l'hypothèse est faite que ce champ résulte des spins non compensés et piégés, au voisinage de l'interface entre le BFO et le CoFeB [75, 83, 108]. L'orientation de \vec{M}^F est définie par θ , celle de \vec{M}^{BFO} par ε alors \vec{H}^{dep} et \vec{H} sont définis par θ_H et α_{dep} respectivement. La densité d'énergie libre du système s'écrit alors (Eq. 2.11)

$$G = -\vec{M}^F \cdot [\vec{H} + \vec{h}^{pinned}] - J \frac{\vec{M}^F \vec{M}^{BFO}}{M^F M^{BFO}} - K_2^{BFO} \cos^2(\varepsilon - \alpha_{dep}) \quad (2.11)$$

L'ensemble des résultats expérimentaux est très bien reproduit grâce à ce modèle, pour les 3 directions de champ de dépôt. On peut conclure au rôle crucial joué par la composante non compensée d'interface : en grande partie réversible, elle suit l'aimantation de la couche CoFeB à laquelle elle est antiparallèle ; une faible proportion des spins, piégés, conduit à l'existence d'un décalage macroscopique ; rappelons que ce dernier est d'autant plus grand que les domaines AFM sont petits. Dans le BFO une faible anisotropie d'ordre 2 est induite, alignée sous l'action du champ rayonné par l'aimantation de la couche de CoFeB saturée pendant le dépôt.

2.4.3 Modification de l'anisotropie magnétique par application d'un champ électrique dans les hétérostructures à base de cristaux

L'absence d'une anisotropie forte dans les couches de BFO, l'existence de la composante ferromagnétique faible au voisinage de l'interface et la détérioration de leurs propriétés magnétiques au cours de procédés de litho-photogravure requis pour une prise de contacts électriques ne nous a pas permis de mettre directement en évidence un couplage magnéto-électrique dans les films. Les dimensions millimétriques et le rapport d'aspect de type plaquettes permettent plus aisément d'appliquer un champ électrique entre les faces du cristal, selon la direction [010]. De plus, le

couplage magnéto-électrique entre les ordres électrique et magnétique avait déjà été clairement mis en évidence dans les cristaux [100] : l'application d'un champ électrique permet un renversement de la polarisation électrique, qui s'accompagne d'une modification de la structure AFM, ie de la cycloïde magnétique. Cette modification de la structure en domaines AFM s'opère soit par simple changement du vecteur de propagation associé, soit par bascule du plan des moments. Aucun élément ne permet à ce jour de prévoir le mode de renversement de la polarisation et encore moins la modification associée de la cycloïde.

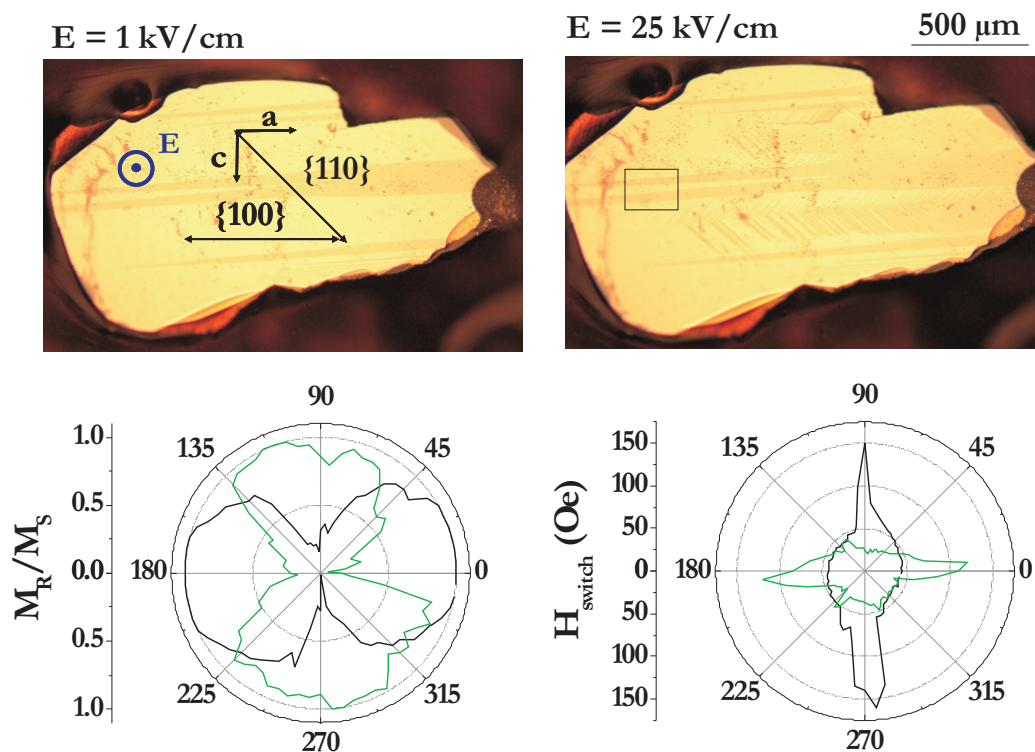


Fig. 2.18 : a) Images optiques avec analyse de polarisation (la direction d'analyse de polarisation est à 45° de l'horizontale) de la structure en domaines FerroElectriques d'un monocristal de BFO soumis à un champ électrique. Un diaphragme a été posé sur le cristal pour sélectionner une zone d'analyse par magnétométrie Kerr, matérialisé par le rectangle noir dans l'image de droite. b) Graphe polaire de la rémanence M_R/M_S et du champ de renversement H_{switch} . Les courbes noire et verte correspondent à la réponse de la couche FM dans les domaines FE qui ont un contraste respectivement clair et sombre. L'angle est défini entre le champ appliqué H et la direction [100] du BFO.

La Figure 2.18 illustre l'évolution de la structure en domaines FE d'un cristal de BFO recouvert d'une couche de Py. Le contraste optique observé est très grand¹, tout comme les domaines, qui sont quasiment visibles à l'œil nu (après quelques séances d'entraînement). Les structures en domaines FE peuvent se développer avec des parois de domaines selon les directions $\langle 100 \rangle$ $\langle 101 \rangle$. Ici les domaines en bandes horizontales correspondent à des projections de polarisation selon deux directions $\langle 110 \rangle$ à 90° l'une de l'autre. Les parois sont de type $\langle 100 \rangle$ et corres-

1. Il est lié à la biréfringence très grande entre la direction parallèle à la polarisation électrique, qui définit l'axe optique extraordinaire et celle qui lui est orthogonale, qui définit l'axe optique ordinaire. Il ne permet pas de distinguer des zones de polarisation opposées.

pondent à un angle de rotation de la polarisation associée de 71° . Pour des parois de type $\langle 110 \rangle$, des rotations de la polarisation de 109° ou 180° peuvent être obtenues. Nous avons mesuré les cycles d'hystérésis et caractérisé l'anisotropie de la couche de Py couplée par échange au BFO dans deux types de domaines sélectionnés au moyen d'un diaphragme, comme indiqué sur la figure. Comme précédemment, les résultats sont synthétisés Figure 2.18, en représentation polaire. L'axe de facile aimantation de la couche de Py est différent dans les deux types de domaines FE étudiés. Une rotation de 90° est observée. On constate que l'axe de facile aimantation est de nouveau aligné avec une direction majeure du cristal. A ce stade, il est légitime de penser que la structure AFM de "volume" du cristal de BFO, corrélée à sa structure FE, influe sur le comportement de la couche FM avec laquelle elle interagit. Finalement, nous avons montré qu'un changement de la structure en domaines ferroélectriques du cristal de BFO par application d'un champ électrique permet une modification de l'anisotropie du film ferromagnétique déposé dessus [109].

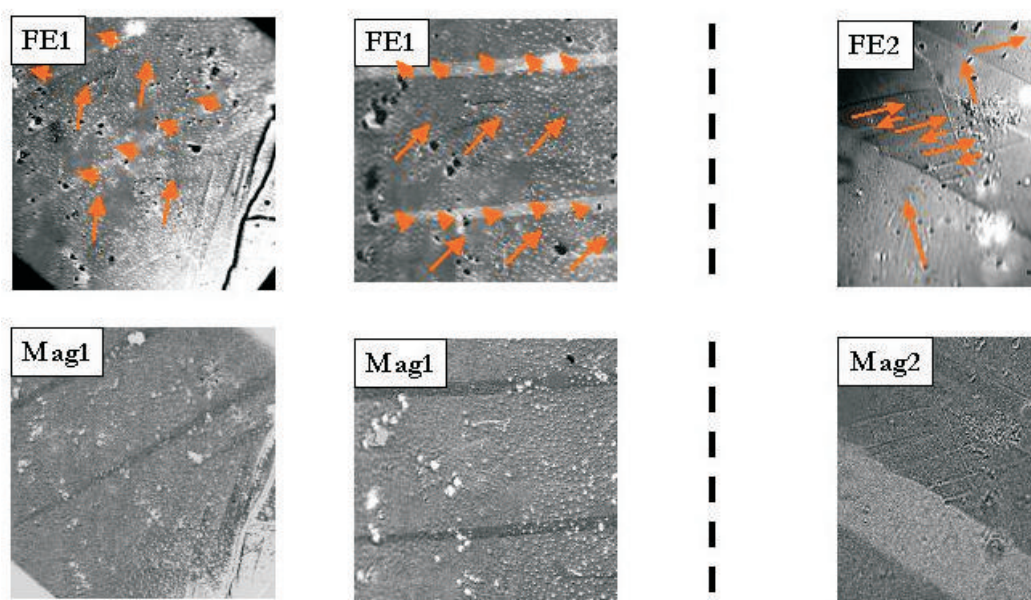


Fig. 2.19 : En haut : Images optiques avec analyse de polarisation des domaines FerroElectriques dans lesquelles la polarisation est représentée par des flèches rouges. En bas : images de microscopie Kerr magnéto-optique longitudinale des domaines FerroMagnétiques. Deux types d'images sont distinguées : 1) les domaines FE et FM sont en stricte correspondance et 2) les domaines FE et FM sont distincts. La discussion de ces deux types de comportement est apportée dans le texte.

Pour élucider la question des corrélations entre les structures en domaines ferroélectriques et ferromagnétiques, des expériences d'imagerie optique avec analyse de polarisation des domaines FerroElectriques et magnéto-optique longitudinale des domaines FerroMagnétiques ont été effectuées sur un dispositif expérimental unique, sur la même zone. La Figure 2.19 illustre ces résultats. Une rotation de 90° de la polarisation électrique d'un domaine à l'autre du cristal de BFO peut induire une rotation correspondante des axes d'anisotropie de la couche FM et une coïncidence stricte des domaines ferroélectriques et ferromagnétiques est alors observée (Colonne de gauche, cas 1). Il existe également des zones multidomaines ferroélectriques au dessus desquelles l'anisotropie de la couche FM reste identique (Colonne de droite- cas 2 - Haut de l'image)

tout comme des zones multidomaines ferromagnétiques alors que le cristal de BFO présente une projection de polarisation selon un axe unique.

Nous avons proposé une interprétation de ces résultats en considérant que c'est le vecteur de propagation de la cycloïde du BFO qui impose l'axe d'anisotropie dans la couche FM. En effet, en reprenant les observations expérimentales, on note que :

- l'anisotropie de la couche FM est toujours selon les directions $\langle 110 \rangle$ mais aussi $\langle 100 \rangle$ du cristal.
- la projection de la polarisation électrique dans le plan d'interface est restreinte aux directions de type $\langle 110 \rangle$; s'il apparaît clairement que la configuration ferroélectrique influe sur l'anisotropie du FM, cela exclue la projection de la polarisation électrique comme paramètre pertinent.
- pour une projection donnée de la polarisation, une rotation de l'anisotropie de la couche FM peut être observée ; cette occurrence est compatible avec une rotation de P associée à un passage d'une cycloïde à une autre par une rotation du vecteur de propagation.
- pour une orientation donnée de l'anisotropie magnétique, deux domaines ferroélectriques peuvent être observés, à la restriction près qu'ils doivent être associés à des cycloïdes de même vecteur de propagation.

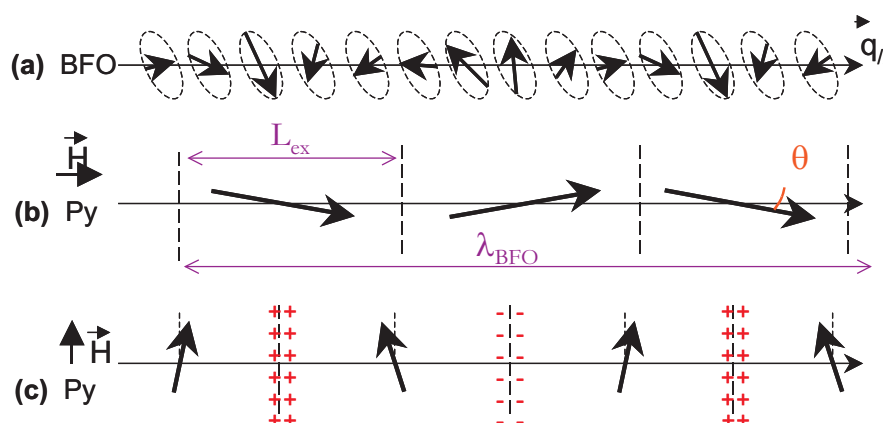


Fig. 2.20 : a) Représentation de la projection sur le plan interfacial de la cycloïde dans le BFO. b) et c) L'aimantation du Py est supposée onduler, sur une longueur caractéristique donnée par la longueur d'échange L_{ex} , de par l'existence d'une composante de champ transverse par rapport au champ d'échange de l'aimantation du Py. Cette composante est orientée selon la projection du vecteur de propagation de la cycloïde $q_{//}$. Les angles schématisés sont largement surestimés pour une meilleure lisibilité. λ_{BFO} représente ici la période projetée de la cycloïde. Dans l'état (c), où l'aimantation du Py est globalement perpendiculaire à $q_{//}$, l'énergie démagnétisante est maximale, à cause de la création de charges magnétiques en bord de domaines, alors que cette énergie est minimum en (b).

Parmi les grandeurs magnétiques discutées précédemment, la seule compatible avec les résultats ci-dessus est la projection du vecteur de propagation de la cycloïde. Considérons le couplage d'échange entre les moments de la cycloïde projetée et l'aimantation du Py. En règle générale, l'énergie d'échange interfaciale se réfère à deux sous-réseaux antiferromagnétiques. Pour un AFM compensé, la valeur moyenne de cette énergie est nulle. Dans BiFeO_3 , cette même énergie vaut $J_{ex} \times m_{Py} \cdot m$ avec m est le spin tilté associé aux moments de fer qui décrivent la cycloïde et m_{Py} le spin du permalloy ; elle n'est pas nulle sur une longueur caractéristique inférieure à la période de la cycloïde. De fait, la cycloïde va donc tendre à imprimer sa forme dans le ferromagnétique.

Cependant, la période de la cycloïde projetée dans le plan (010) est beaucoup grande (64 nm pour q selon $[\bar{1}10]$ et 45 nm pour q selon les deux autres directions diagonales) que la distance entre moments dans le permalloy et ces derniers ne peuvent pas adopter l'exacte configuration de la cycloïde. En revanche, la longueur d'échange L_{ex} (environ 15 nm dans Py) est de l'ordre de grandeur de λ_{BFO} . L'échange à l'interface induit une ondulation de l'aimantation de la couche de Py, préférentiellement selon la vecteur de propagation de la cycloïde (Fig. 2.20). Les contributions à l'énergie que sont l'énergie d'échange et l'énergie de couplage interfacial avec la cycloïde ne dépendant pas de l'orientation globale de l'aimantation alors que l'énergie démagnétisante est minimale quand $M // q_{//}$ et maximale quand $M \perp q_{//}$. C'est cet argument qui nous permet de justifier de l'anisotropie mise en évidence dans les hétérostructures Py/BFO, avec un axe facile selon la direction de $q_{//}$.

Nous avons proposé une estimation de l'angle avec lequel ondule l'aimantation dans le Py en supposant qu'il permet de retrouver la valeur de 150 Oe de champ d'anisotropie mesuré expérimentalement. Pour cela, nous avons évalué le coût en énergie démagnétisante associée à la création de domaines lorsque l'aimantation est perpendiculaire à la direction de propagation de la cycloïde projetée. En considérant des domaines elliptiques uniformes formant un petit angle θ les uns par rapport aux autres, le champ dipolaire peut être calculé. Dans ce cas, le champ d'anisotropie que doit outrepasser le champ démagnétisant vaut

$$H_{an} = \frac{4t}{L_{ex}} M \sin \theta \quad (2.12)$$

où L_{ex} définit ici la période de l'ondulation, t et M l'épaisseur et l'aimantation de la couche ferromagnétique alors que θ est l'angle d'oscillation. Le champ d'anisotropie observé correspond à un angle d'environ 1.5° . Cet angle très petit et les quelques dizaines de nanomètres de dimensions caractéristiques des ondulations les rendent difficiles à mettre en évidence expérimentalement. Des mesures par Microscopie de PhotoEmission d'Electrons (PEEM) et de diffraction magnétique sont planifiées.

Via l'application d'un champ électrique, dans nos hétérostructures BFO cristal/Py, une rotation, qui peut être de 90° comme de 45° , de l'axe d'anisotropie de l'aimantation peut être induite. Ces résultats sur l'anisotropie sont extrêmement prometteurs même si il n'a pas été possible de renverser directement l'aimantation de la couche ferromagnétique par application d'un champ électrique. Notons également que le renversement de la structure FE du BFO n'est à ce jour pas contrôlé. Ceci est en partie lié au fait que le champ électrique est appliqué selon la direction [010] alors que la polarisation électrique est orientée selon les directions $\langle 111 \rangle$. Une meilleur gestion du champ électrique est en réflexion.

En résumé. . .

Ce chapitre est consacré en intégralité au couplage d'échange qui se développe entre un matériau FM et un matériau AFM. Après une revue des publications dans le domaine et un état des lieux de la compréhension des effets, des systèmes très variés ont été abordés : des bicouches métalliques polycristallines, des systèmes modèles épitaxiés parfaitement caractérisés et des hétérostructures multiferroïques/metal ferromagnétique.

Nous avons montré que l'irradiation avec des ions légers est une technique élégante pour modifier le champ de couplage d'échange mais aussi nanostructurer magnétiquement les bicouches NiFe(FM)/FeMn(AFM) polycristallines. Les modifications induites résultent du changement de l'ordre atomique local du matériau dont on conditionne ainsi les propriétés magnétiques. De manière plus spécifique, grâce à l'irradiation avec des ions He^+ , la valeur de H_{eb} peut être amenée à une valeur souhaitée, i.e. augmentée ou réduite, selon la dose et l'énergie des ions ; le champ d'échange peut même être complètement supprimé. En effectuant l'irradiation en présence d'un champ magnétique, il est possible de manipuler à la fois l'amplitude mais aussi la direction du champ d'anisotropie d'échange unidirectionnelle dans ces bicouches. Les résultats sont bien décrits par un modèle phénoménologique basé sur la compétition entre d'une part, l'augmentation du couplage liée aux défauts introduits dans la couche AFM et, d'autre part, la diminution du couplage effectif induit par le mélange à l'interface FM/AFM. En accord avec ces études expérimentales, la plupart des modèles tendent à montrer que l'effet de couplage unidirectionnel est lié à la structure en domaines dans la couche AFM et à l'existence d'une composante ferromagnétique interfaciale. Un des rares moyens disponibles pour tester les propriétés structurales et magnétiques d'interfaces enterrées est l'optique et la magnéto-optique non linéaires, en particulier en seconde harmonique. Les spécificités des expériences en seconde harmonique ont été mises à profit pour valider cette interprétation.

Le système épitaxié retenu pour l'étude des propriétés magnétiques et en particulier de l'anisotropie induite a été : Fe(10 nm) / PtMn (30 nm). La structure du PtMn (AFM) en fait un système modèle. L'anisotropie magnétique observée dans la couche de fer est essentiellement induite, via l'échange à l'interface, par l'anisotropie uniaxiale des variants nanométriques, monodomains AFM. Contrairement à ce qui est observé dans les systèmes polycristallins, les maxima du champ d'échange ne sont pas obtenus dans la direction du champ de recuit. Un modèle des énergies du système bicouche prenant en compte l'anisotropie des variants AFM et leur composante d'aimantation interfaciale permet de reproduire le comportement hystérétique des aimantations, pour des configurations relatives de champ appliqué et champ d'initialisation très variées, sans paramètre ajustables. De nouveau, ici, le rôle de la structure AFM est mis en évidence.

Dans des hétérostructures multiferroïques/FM métallique, notre apport a été de proposer une caractérisation puis une analyse du comportement sous champ magnétique d'une couche ferromagnétique (FM) couplée à un multiferroïque BiFeO_3 (BFO), en couche mince ou sous forme de monocristal. Après une introduction aux propriétés génériques des composés multiferroïques, je présente comment par magnéto-optique, nous avons sondé de manière indirecte les caractéristiques AFM du BFO via les propriétés de la couche FM. La valeur du champ de décalage a été analysée en fonction de la structure en domaines ferroélectriques du BFO. Dans les films de BFO, multidomains AFM, le champ d'échange non nul est maximal dans la direction du champ magnétique d'initialisation. Dans les cristaux monodomains AFM, aucun décalage n'est observé mais les axes de haute symétrie dominant le comportement du FM, quelque soit l'orientation du champ d'initialisation. Cette étude a permis de déterminer la nature et la localisation des spins impliqués dans le couplage d'échange et le rôle de l'anisotropie du BFO, en confrontation avec

des modélisations numériques. Par ailleurs, nous avons montré l'influence d'un champ électrique sur le système couche FM / cristal de BFO. De manière remarquable, la rotation de la polarisation électrique dans la couche de BFO induit une rotation des axes d'anisotropie de la couche FM. Le couplage interfacial entre les moments d'arrangement cycloïdal dans le BFO déclenche une ondulation de l'aimantation FM et ce sont des considérations de champ démagnétisant qui permettent de rendre compte de l'anisotropie induite. Ce résultat représente le premier pas vers la commande électrique de l'aimantation en utilisant la bifonctionnalité du BFO.

Chapitre 3

Films à anisotropie perpendiculaire : domaines, parois et dynamique d'aimantation sous champ

La propagation d'une interface élastique se déplaçant dans un *milieu désordonné* constitue une problématique générique de nombreux systèmes. Elle concerne le mouvement des lignes de contact de mouillage sur des surfaces, la propagation de fissures,...et le déplacement d'une paroi séparant deux domaines dans un film magnétique. La paroi de domaines y est mue via un champ magnétique. Le paragraphe 3.1 présente les éléments essentiels à la compréhension du déplacement des parois de domaines magnétiques, dans le cadre de la théorie prenant en compte le désordre et le caractère élastique des parois. Cette dernière prédit un régime de reptation à bas champ et un régime visqueux à haut champ, séparés par un régime de dépiégeage de la paroi au voisinage d'un champ critique.

Dans une approche alternative, *abstraction est faite du désordre*. Deux modes de propagation de paroi de domaines se succèdent alors en champ magnétique : un régime de propagation stationnaire, dans lequel la paroi est rigide puis, au dessus d'un champ dit de Walker, une propagation précessionnelle caractérisée par une modification continue de la structure interne de la paroi. L'objet du paragraphe 3.2 est la description micromagnétique de la propagation de paroi et en particulier, celle de l'influence des dimensions du système sur les différents régimes qui se succèdent.

Dans des films ultraminces de Pt/Co/Pt ferromagnétiques à anisotropie perpendiculaire, pour la première fois, nous avons pu expérimentalement étudier la vitesse de déplacement d'une paroi magnétique sous très faible comme sous fort champ (voir section 3.3.1). La connaissance du champ de dépiégeage, lié à la structure intrinsèque de la couche de cobalt, et du champ de Walker, lié à ses dimensions, nous a permis d'identifier le régime visqueux observé au régime précessionnel et de déduire l'amortissement de Gilbert. A faible champ, ces mêmes films, vierges ou irradiés, ont permis de valider et étendre plusieurs concepts théoriques essentiels de la reptation (paragraphe 3.3.2). Pour finir, l'influence d'un réseau de défauts forts est discutée au paragraphe 3.4, illustrée par l'étude de la propagation de parois dans des films épitaxiés d'alliages FePt à anisotropie perpendiculaire.

3.1 Propagation reptilienne de paroi : piégeage collectif faible

En pratique, la propagation d'une paroi de domaines magnétiques dans un film réel ne peut jamais être parfaitement décrite à partir de sa dynamique micromagnétique, telle qu'elle sera présentée au paragraphe 3.2. En effet, la paroi est localement perturbée lors de son déplacement par les défauts du milieu dans lequel elle évolue. Sa propagation effective est donc un compromis entre sa dynamique intrinsèque et l'impact des défauts. Nous ne considérons ici que le cas des défauts dits faibles, et omettons volontairement l'influence des défauts dits extrinsèques (voir l'article

de revue [110]). En l'absence de défauts extrinsèques, quatre facteurs essentiels déterminent le comportement de l'interface élastique que constitue la paroi :

- le réseau de défauts intrinsèques ou centres de piégeage du système qui, de manière collective, influent sur les positions de l'interface,
- l'élasticité de l'interface, qui tend à la lisser et impose une longueur critique L_c en-dessous de laquelle une portion d'interface doit rester rectiligne,
- la température, qui contribue à diminuer l'énergie de piégeage, et active donc le dépiégeage de l'interface,
- la force d'entraînement, f , qui tend à dépiéger l'interface et à la faire avancer.

3.1.1 Généralités

La dynamique de propagation d'une interface élastique sous l'action d'une force d'entraînement f a été décrite théoriquement et la figure 3.1 présente de manière schématique la vitesse de paroi – dans notre cas – en fonction du levier d'action qu'est le champ magnétique H . A température nulle ($T=0$), la paroi est piégée et ne se propage pas tant que le champ magnétique reste inférieur à un champ seuil H_{dep} (f_C) dit de dépiégeage. A température finie non nulle ($T > 0$), le dépiégeage est facilité, ce qui résulte en un étalement de la transition de dépiégeage ("depinning regime"). En effet, la paroi élastique se déplace entre positions discrètes, séparées par des barrières d'énergie qu'elle peut franchir par activation thermique. Dans ce dernier cas, une vitesse finie non nulle, v , est attendue dès qu'une force d'entraînement H non nulle est appliquée. Ceci reste vrai même pour des champs inférieurs au champ de dépiégeage auquel cas le mouvement lent de l'interface est connu sous le nom de mouvement de reptation. Avec la diminution du champ appliqué, la vitesse de propagation de paroi diminue considérablement, phénomène associé à une augmentation de sa rugosité. Le régime de reptation ("creep regime") reflète alors la compétition entre le piégeage collectif de la paroi par le désordre faible sous-jacent et son élasticité [111]. Au delà de la transition de dépiégeage, les objets bougent avec une vitesse finie, et ce sans l'aide de l'activation thermique. Lorsque H est suffisamment grand, le piégeage n'est plus pertinent, et on retrouve le régime de propagation de paroi prévu dans le cas d'un film magnétique sans défauts, limité uniquement par la dissipation.

3.1.2 Lois d'échelles, reptation, barrière d'énergie et lois de vitesse

La théorie de la reptation que nous abordons décrit le piégeage collectif. Celui-ci est gouverné par les propriétés à l'équilibre du système élastique dans un désordre gelé. La reptation décrit en particulier les phénomènes qui apparaissent au voisinage du seuil de dépiégeage et/ou via l'action de la force d'entraînement de faible intensité.

3.1.2.1 Définition de l'interface et des grandeurs associées

Le problème du déplacement et de la rugosité d'une paroi se ramène à celui, plus général et largement étudié (pour revue voir [112–114]) du comportement d'une interface élastique unidimensionnelle sous l'action d'une force extérieure. Appliquer une force sur une interface élastique revient à tester le système sur de grandes échelles. Pour obtenir des informations relatives à l'influence du désordre sur l'objet élastique et les échelles spatiales pertinentes, il faut en premier lieu considérer des déviations par rapport à un état parfaitement lisse. La figure 3.2 représente de manière schématique une telle interface : les fluctuations de position $\nu(x, t)$ de cette interface par rapport à un état rectiligne et la distance caractéristique ξ entre deux centres de piégeage, en densité surfacique n_i lesquels exercent une force individuelle f_{pin} sur l'interface sont introduites. Pour une portion d'interface, on considérera par la suite les fluctuations moyennées sur une longueur L d'interface considérée, à savoir ν_L .

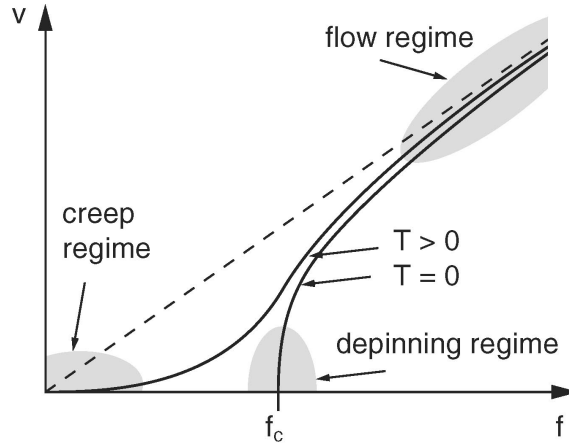


Fig. 3.1 : (D'après [112]) Variation théorique de la vitesse de propagation, v , d'une paroi de domaines (d'une interface élastique) 1D dans un milieu 2D faiblement désordonné, sous l'effet d'un champ magnétique, H (d'une force d'entraînement, f), à température nulle et à température finie non nulle, T . Les régimes de reptation (creep), de dépiégeage (depinning) et de flot (flow) sont indiqués.

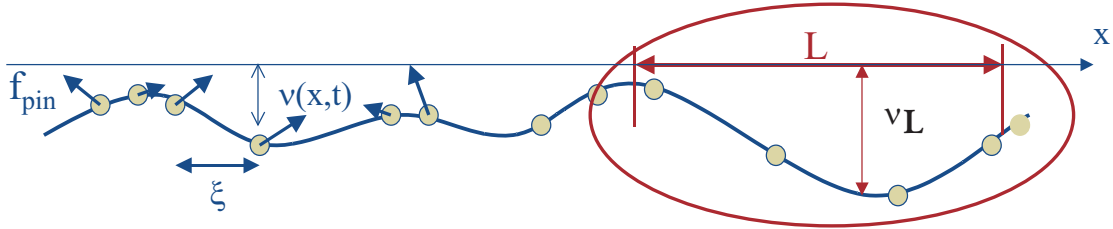


Fig. 3.2 : Schéma d'une interface unidimensionnelle dans un milieu présentant un désordre gelé. Les grandeurs indiquées sur la figure sont définies dans le texte.

3.1.2.2 Equation de mouvement

La première approche analytique proposée pour décrire la croissance locale d'une telle interface dans un milieu désordonné a été proposée par Kardar, Parisi et Zhang [115]. Connue sous le nom d'équation KPZ, cette équation (Eq. 3.1) décrit les variations des fluctuations en fonction du bruit indépendant du temps $\eta(x, \nu)$ qui correspond au désordre gelé, du bruit thermique $\eta(x, t)$ (toujours présent même dans un système non désordonné), d'un terme lié à l'élasticité de la paroi ε et éventuellement de termes non linéaires avec les fluctuations transverses. Dans la forme donnée Eq. 3.1, seul le terme d'ordre le plus bas proportionnel à un paramètre λ est présent.

$$\frac{\partial \nu(x, t)}{\partial t} = \eta(x, t) + \eta(x, \nu) + \varepsilon \nabla^2 \nu + \lambda (\nabla \nu)^2 \quad (3.1)$$

Dans sa forme complète, l'équation du mouvement est complexe, non seulement parce qu'elle contient un terme stochastique mais aussi en raison de la présence de termes non linéaires. Souvent, même le terme d'ordre le plus bas peut être omis. En effet, il a été montré que ce terme a une origine cinétique $\lambda \propto v$ et que par conséquent, il peut être négligé pour les faibles vitesses [116]. Au voisinage ou en dessous de la transition de dépiégeage et dans la mesure où la température n'est pas trop élevée, il devient légitime de réécrire l'équation de KPZ sous la forme

de l'équation 3.2 de Edwards-Wilkinson [117], qui décrit le mouvement reptilien d'une interface dans un désordre gelé.

$$\frac{\partial \nu(x, t)}{\partial t} = -\frac{\delta E}{\delta \nu(x, t)} = \eta(x, \nu) + \varepsilon \nabla^2 \nu \quad (3.2)$$

E décrit ici l'énergie de l'interface. Elle inclut l'énergie élastique, l'énergie de piégeage et l'énergie liée à l'action de la force extérieure (il s'agit de l'énergie Zeeman pour une paroi de domaine magnétique). Dans la limite des faibles déformations, le terme élastique s'écrit comme $\varepsilon \frac{\nu^2}{L}$. Pour le piégeage, les forces individuelles f_{pin} s'additionnent aléatoirement de sorte que seules leurs fluctuations spatiales sont prises en compte. Ces fluctuations sont proportionnelles à $\sqrt{n_i \xi L}$ [118] pour un segment de longueur L . Pour un défaut unique, l'énergie de piégeage s'écrit $-f_{pin} \xi$. En conséquence, l'énergie de piégeage s'exprime comme $-f_{pin} \sqrt{n_i \xi L} \xi$. On définit usuellement la force du piégeage $\Delta_{pin} = f_{pin}^2 \xi n_i$ et l'énergie de piégeage pour une interface de longueur L s'écrit $-\sqrt{\xi^2 L \Delta_{pin}}$.

3.1.2.3 Comment le piégeage recèle toutes les difficultés

Toute la physique de l'interface est contenue dans le piégeage. Celui-ci est généré par des impuretés ou défauts gelés, des fluctuations locales du couplage d'échange... Son caractère aléatoire ou périodique, son "efficacité" forte ou faible, l'échelle à laquelle il est effectif... vont imposer des traitements théoriques ad-hoc [112–114]. La longueur de corrélation ξ est associée à la distribution du désordre (Fig. 3.2). Les corrélations sont à courte portée dans la mesure où les impuretés et/ou les fluctuations pertinentes le sont également.¹ On pressent à ce niveau que la notion de rugosité (associée à un changement des fluctuations de la position de la paroi, en relation avec le désordre sous-jacent) va être essentielle.

3.1.2.4 Lois d'échelle

Il est assez aisé d'admettre que les grandeurs physiques telles que l'énergie ou les fluctuations de position de l'interface vont pouvoir s'exprimer en fonction des corrélations du potentiel de piégeage. La résolution –non triviale– de l'équation 3.2 a été établie via des méthodes basées sur le groupe de renormalisation. Sur le principe, le vecteur déplacement de tout point de l'interface $\nu(x, t)$ est décomposé en série de Fourier; les degrés de liberté associés à des longueurs d'onde trop petites pour la problématique considérée sont éliminés puis une renormalisation est effectuée. Longueurs ($x = x'b$), temps ($t = t'b^z$) et vecteurs ($\nu(x) = \nu'(x')b^\zeta$) sont renormalisés et conduisent à l'introduction de l'exposant dynamique z et de l'exposant de rugosité ζ . Dans notre cas, cette résolution permet d'établir une loi d'échelle essentielle (Eq. 3.3) entre la longueur de corrélation du désordre ξ , les fluctuations ν_L associées au déplacement de l'interface de longueur L , l'exposant de rugosité ζ et une longueur caractéristique L_C .

$$\nu_L = [\langle (\nu(x) - \nu(x + L))^2 \rangle]^{1/2} \approx \xi \left(\frac{L}{L_C} \right)^\zeta \quad (3.3)$$

La longueur caractéristique L_C est la longueur de Larkin dans le contexte des réseaux de vortex des supraconducteurs, la longueur de Fukuyama-Lee dans celui des ondes de densité de charges, celle de Imry-Ma pour les antiferromagnétiques aléatoires, etc. Elle est définie comme la distance pour laquelle énergie de piégeage et énergie élastique se compensent. La valeur de l'exposant de

1. Une hypothèse usuelle est de considérer une distribution gaussienne de désordre, dont le potentiel est caractérisé par un moment d'ordre 2, ou corrélateur, $\langle \eta(x_1, \nu_1) \eta(x_2, \nu_2) \rangle$ isotrope qui décrit très bien de nombreux systèmes physiques

rugosité ζ a longtemps été discutée dans la littérature ; elle dépend de la nature du désordre, de la dimension d du milieu et celle D des objets étudiés. Pour une interface unidimensionnelle telle qu'une paroi de domaines ($D = 1$) qui se déplace dans un milieu bidimensionnel ($d = 2$) faiblement désordonné, les travaux théoriques donnent un exposant de rugosité qui vaut $2/3$ [119–121].

3.1.2.5 Barrières d'énergie et vitesse de paroi

Pour un désordre faible, L_C est grande par rapport à la distance moyenne entre les centres d'impuretés et de fait, les phénomènes de piégeage n'apparaissent que via l'action collective de plusieurs impuretés. Le champ de déplacement peut choisir entre différents minima d'énergie (correspondant à différentes configurations de l'interface qui s'adapte au paysage de défauts sous-jacents) et dès lors, la métastabilité apparaît.

L'expression de la vitesse d'une interface se propageant dans un milieu faiblement désordonnée a été formulée pour la première fois par Ioffe et Vinokur [121]. Elle résulte de l'évaluation de l'énergie de barrière $E_B(L)$ à franchir entre deux états métastables. Cette barrière d'énergie inclut à la fois la contribution liée au désordre et celle liée à l'énergie élastique. Il a été montré qu'elle présente un comportement en loi d'échelle, très général et donné Eq. 3.4 (pour revue voir [113] et références incluses).

$$E_B(L) \approx E_C \left(\frac{L}{L_C} \right)^\chi \quad \text{avec} \quad \chi = 2\zeta + D - 2 \quad (3.4)$$

Dans cette expression, E_C est définie comme l'énergie associée à une longueur d'interface L_C , obtenue en identifiant les termes élastiques et de piégeage pour $\nu_L = \xi$. On retrouve aisément la loi de puissance (à $D = 1$) à partir de l'énergie élastique qui varie comme le carré des fluctuations $\left(\frac{L}{L_C}\right)^{2\zeta}$ et comme $\frac{1}{L}$. L'énergie de piégeage obéit à la même loi d'échelle en $\left(\frac{L}{L_C}\right)^\chi$ que le terme élastique. La relation 3.4 qui ne dépend pas du type de désordre reste valide dans la mesure où la portée des forces de piégeage est très petite devant la longueur de paroi considérée.

Il a été montré que les lois d'échelle données par les équations 3.3 et 3.4 sont toujours valables lorsque une force extérieure faible est prise en compte [119–122]. Ainsi, pour induire le mouvement d'une paroi de domaines magnétiques à l'aide d'un champ magnétique H , la barrière à franchir $E_B(L, H)$ est donnée Equation 3.5.

$$E_B(L, H) \approx E_B(L) - M_S H t L \nu_L = E_C \left(\frac{L}{L_C} \right)^\chi \left[1 - \frac{H}{H_{\text{dep}}} \left(\frac{L}{L_C} \right)^{2-\zeta} \right] \quad (3.5)$$

$$\text{avec} \quad H_{\text{dep}} = \frac{E_C}{\xi L_C t M_S} \quad (3.6)$$

$$L_{\text{dep}} \propto \left(\frac{H_{\text{dep}}}{H} \right)^{1/(2-\zeta)} \quad (3.7)$$

La barrière sans champ donnée en 3.4 a simplement été complétée du terme Zeeman. Ce dernier est exprimé en fonction de la longueur de paroi considérée, de l'épaisseur de la couche t , de l'aimantation M_s et des fluctuations. On y a introduit le champ de dépiégeage H_{dep} pour lequel l'énergie Zeeman compense l'énergie de barrière à champ nul, pour une longueur d'interface L_C . La minimisation de cette barrière $E_B(L, H)$ par rapport à L permet de déterminer la longueur L_{dep} , caractéristique du dépiégeage de la paroi et effectivement impliquée dans le saut entre 2 positions métastables. Par construction, la barrière $E_B(L, H)$ tend vers zéro quand la longueur de l'interface tend vers L_{dep} . On constate aussi que H_{dep} détermine bien le seuil de dépiégeage : pour cette valeur du champ, la barrière d'énergie devient nulle et la paroi va pouvoir bouger.

En revanche, si $H \ll H_{\text{dép}}$, la barrière d'énergie diverge et l'interface doit franchir des barrières dont la hauteur maximale est donnée par

$$E_B(H) = E_B(L_{\text{dép}}, H) \approx E_C \left(\frac{H_{\text{dép}}}{H} \right)^\mu \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{\chi}{2 - \zeta} = \frac{1}{4} \quad \text{pour} \quad D = 1 \quad (3.8)$$

En utilisant une loi d'Arrhénius pour le temps de saut $\tau \simeq \exp(E_B(H)/k_B T)$ entre les deux états métastables, on obtient l'expression fondamentale de la vitesse de paroi dans le régime de reptation, donnée par l'équation 3.9, et définie comme $v = v_L(H)/\tau$.

$$v = v_0 \exp \left[- \left(\frac{E_C}{k_B T} \right) \left(\frac{H_{\text{dép}}}{H} \right)^{1/4} \right] \quad (3.9)$$

3.2 Champ de Walker et stabilité de paroi en l'absence de piégeage

Initialement développée pour des couches magnétiques épaisses, et abstraction faite du désordre, la théorie de Walker [123] décrit la propagation de parois sous champ magnétique et a très largement fait ses preuves. Cependant les recherches actuelles mettent en oeuvre des systèmes dont les dimensions sont réduites (couches ultraminces, pistes étroites) et tendent vers les dimensions caractéristiques du magnétisme (longueur d'échange, largeur de paroi). Dans ce contexte, nous avons établi un calcul analytique de la dynamique de paroi basé sur la théorie de Walker, modifiée pour prendre en compte les effets liés à la taille réduite du système considéré, avec une approche unidimensionnelle.

L'orientation de l'aimantation locale \vec{M} est schématisée dans la Fig. 3.2 à l'intérieur d'une paroi de Bloch dans une piste magnétique fine et étroite à anisotropie magnétique perpendiculaire. La longueur de cette piste est supposée infinie, et orientée suivant y . La paroi a une largeur caractéristique Δ selon y alors que les spins tournent dans le plan (x, z) . Le système de coordonnées permet d'adapter les calculs qui suivent au cas d'une paroi de Néel transverse dans un milieu à anisotropie magnétique planaire.

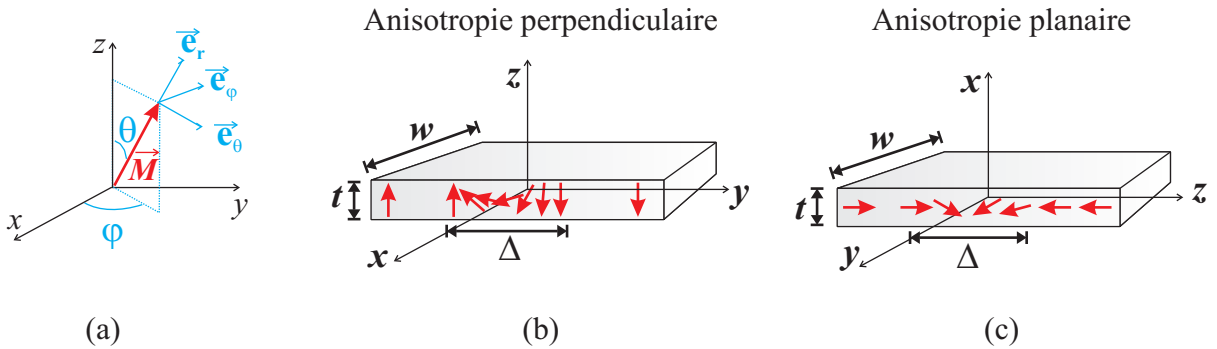


Fig. 3.3 : a) Trièdre définissant les coordonnées sphériques de l'aimantation b) Schéma d'une paroi de Bloch à 180° dans une piste de largeur w et d'épaisseur t présentant une anisotropie magnétique perpendiculaire. c) Système de coordonnées permettant d'adapter les calculs au cas d'une piste présentant une anisotropie magnétique planaire. Δ représente la largeur caractéristique de la paroi. z est défini comme l'axe de facile aimantation de la piste magnétique dans les deux cas.

3.2.1 Equation du mouvement ; champ et courant

La dynamique sous champ d'un spin découle de deux processus :

- la précession, initialement proposée par Landau et Lifshitz [124], autour du champ magnétique effectif H_{eff} ressenti par le spin en question ; ce champ inclut le champ magnétique externe H , le champ démagnétisant, le champ d'échange et le champ d'anisotropie ;
- les effets dissipatifs introduits par Gilbert [125] et caractérisés par le paramètre phénoménologique d'amortissement α

Ces deux processus sont décrits dans l'équation 3.10 de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) où γ représente le rapport gyromagnétique (considéré ici comme positif).

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - u \frac{\partial \vec{M}}{\partial y} + \frac{\beta u}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial y} \quad (3.11)$$

Le concept de transfert de spin comme levier d'action sur une aimantation locale a été introduit en 1996 par J. Slonczewski [126] et prévoit que l'injection de forts courants de spin dans une couche magnétique peut mener, selon les conditions, soit à la génération d'excitations magnétiques, soit au retournement de l'aimantation en l'absence de champ magnétique. L'équation 3.10 a été complétée par les termes de transfert de spin, adiabatique et non adiabatique (Eq. 3.11). Il s'agit d'évaluer l'action directe d'un courant électrique polarisé en spin sur l'aimantation. Le terme direct signifie ici que l'effet n'est pas dû au champ magnétique créé par le courant. Le transfert de spin n'est important que si le gradient de l'aimantation est grand le long de la direction de propagation du courant. Si la variation spatiale de la direction de l'aimantation locale est suffisamment lente (comme dans une paroi de domaine suffisamment épaisse), le moment magnétique de l'électron peut s'aligner de façon adiabatique avec l'aimantation locale dans chaque tranche, ce qui se fait au prix d'un couple élémentaire appliqué localement sur \vec{M} . Définissons le paramètre u qui a la dimension d'une vitesse.

$$u = \frac{g J_e \mu_B P}{2e M_s} \quad (3.12)$$

g est le facteur de Landé, μ_B le magnétron de Bohr, e la charge de l'électron et P le facteur de polarisation du courant. Il caractérise l'intensité du transfert de spin et permet d'exprimer simplement le couple adiabatique. Si le moment magnétique de l'électron n'a le temps de suivre l'aimantation locale lors de son déplacement, une composante de transfert de spin non-adiabatique est nécessaire, dont l'intensité est fixée par un paramètre phénoménologique β sans dimension. Je n'entre pas ici dans les détails quant à la forme et l'origine physique du terme non adiabatique associé à l'action du courant et admetts simplement qu'il est nécessaire de le rajouter [127]. Nous reviendrons plus en détails au chapitre suivant sur l'équation 3.11 et sur la physique du transfert de spin.

3.2.2 Successions des régimes de propagation

Le calcul analytique des couples associés aux différents champs pertinents, à savoir le champ extérieur appliqué mais aussi les couples associés au transfert de spin a été effectué. La relation 3.13 fixe une limite sur les intensités combinées du champ magnétique et de la densité de courant appliqués, au delà de laquelle la propagation stationnaire n'est plus possible. Au dénominateur apparaissent les coefficients démagnétisants N_x et N_y associés à la paroi. Ainsi, on peut voir dans ces expressions que la grandeur sous-jacente qui gouverne la stabilité de la paroi

est le champ magnétostatique dans la paroi. Propagation et seuil de Walker dépendent de la géométrie de cette dernière [128]. Comme dans le calcul original décrivant le seul effet du champ dans des couches épaisses, deux régimes de propagation de paroi sont identifiés : un régime dit stationnaire en dessous d'un champ magnétique H_W (champ de Walker, Eq. 3.15) et un régime précessionnel au dessus de ce champ seuil.

$$\sin 2\varphi = \frac{H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma\Delta}}{2\pi\alpha M_s (N_y - N_x)} \quad (3.13)$$

$$\text{valide uniquement si } \left| H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma\Delta} \right| \leq H_W \quad (3.14)$$

où l'on redéfinit un champ de Walker adapté par

$$H_W = 2\pi\alpha M_s |N_y - N_x| \quad (3.15)$$

La condition limite donnée Eq. 3.13 est strictement équivalente au seuil de Walker dans le cas où seul un champ magnétique fait propager la paroi ($u=0$). De manière plus imagée, dans un modèle à une dimension, lorsque seul un champ magnétique \vec{H} est appliqué suivant l'axe d'anisotropie du système, \vec{M} commence un mouvement de précession en φ , et se désoriente par rapport à sa direction d'équilibre au repos, du fait du couple Zeeman exercé par le champ externe. La composante de \vec{M} qui apparaît de ce fait en dehors du plan (x, z) de la paroi provoque l'apparition de charges magnétiques qui créent un champ démagnétisant perpendiculaire au plan de la paroi. La composante suivant θ du couple exercé par le champ magnétostatique ainsi généré provoque alors une précession supplémentaire (hors du plan) des spins autour du champ démagnétisant \vec{H}_d , qui tend à faire avancer la paroi. Cependant, les composantes en φ des couples d'amortissement et de champ démagnétisant gèlent rapidement la précession en φ en compensant le couple Zeeman. φ prend alors une valeur d'équilibre sous champ (Eq. 3.13), le régime stationnaire est atteint et le mouvement de la paroi est une simple translation. Au seuil de Walker, l'équilibre qui existe entre les couples d'amortissement et de champ démagnétisant d'une part, et le couple Zeeman d'autre part, permettant à φ de conserver une valeur constante, est rompu. La paroi atteint sa vitesse maximale dans le régime stationnaire pour $\varphi = \pi/4$. Au-delà du seuil de Walker, φ ne se stabilise plus sous champ, et l'aimantation précesse en continu autour de \vec{H} . Le mouvement de la paroi devient oscillatoire. S'il n'y avait pas d'amortissement, la paroi se déplacerait alors d'avant en arrière autour de sa position initiale, et son déplacement moyen serait nul. Grâce à l'amortissement, la paroi avance plus qu'elle ne recule, ce qui se traduit par un déplacement moyen positif pendant une période, et donc par une vitesse moyenne non nulle.

A chaque régime est associée une loi de vitesse $v(H, u)$ et une mobilité (Eqs. 3.16 et 3.17), sous l'action combinée d'un champ et d'un courant.

$$v_{\text{stationnaire}} = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} \left[H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma\Delta} \right] + u = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} \left(H + \frac{\beta u}{\gamma\Delta} \right) \quad (3.16)$$

$$\bar{v} = \gamma\Delta \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left(H + \frac{\beta u}{\gamma\Delta} \right) + \frac{u}{1 + \alpha^2} \quad (3.17)$$

L'ensemble des résultats est schématisé Figure 3.4.

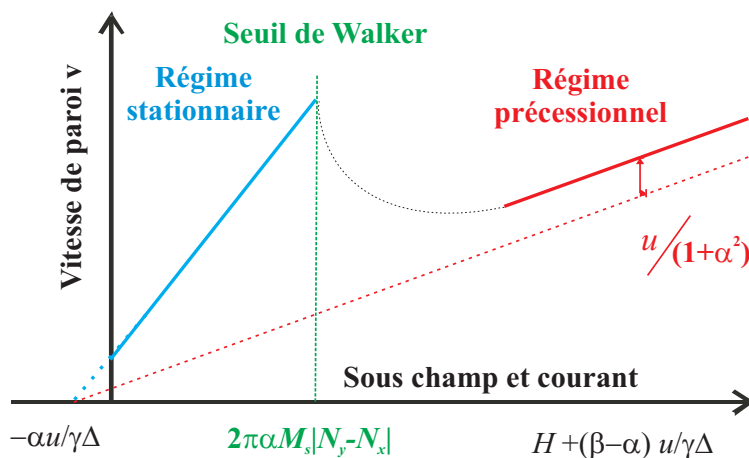


Fig. 3.4 : Loi de vitesse de propagation sous champ d'une paroi de domaines à 180° , sous l'action combinée d'un champ magnétique externe H et d'un courant électrique (dont la densité est traduite par u), dans une nano-piste magnétique. Ce schéma montre les deux régimes linéaires de vitesse, en-dessous et très au-dessus du seuil de Walker. La ligne pointillée correspondant au régime intermédiaire non linéaire est un guide pour les yeux.

3.3 Films ultraminces Pt/Co/Pt...ou comment le magnétisme révèle un faible désordre sous-jacent

Dès 1998, le groupe d'optique du solide du LPS a étudié et mis en évidence la reptation de parois dans un film Pt/Co($t=0.5$ nm)/Pt déposé par pulvérisation cathodique sur un substrat de saphir [129]. Plus récemment, des empilements de même nature, mais déposés à l'ambiante sur des substrats de Si dont la surface est oxydée, ont été étudiés. Leur très grande qualité a permis de s'affranchir des nucléations sur une gamme de champ magnétique extrêmement étendue et donné lieu aux résultats décrits dans le paragraphe ci-dessous¹.

3.3.1 Propagation de parois dans le régime visqueux dans des films de Pt/Co/Pt irradié

Dans le cas de la propagation de paroi induite par un champ magnétique, nous avons confronté les résultats analytiques et théoriques des sections 3.1 et 3.2 à des observations expérimentales, obtenues à bas mais aussi, pour la première fois, à fort champ. Les courbes de vitesse de propagation de paroi ont été directement construites à partir des observations de microscopie Kerr magnéto-optique pour des films d'épaisseur comprise entre 0.4 et 0.9 nm. Le dispositif instrumental utilisé permet l'application de champs magnétiques quasistatiques de plusieurs kOe et d'impulsions de durée minimale 30 ns pour des valeurs de champ maximal de 1800 Oe. Par magnétométrie standard (effet Kerr et mesures SQUID), nous avons caractérisé les films magnétiques (champ d'anisotropie H_K , aimantation à saturation M_S ...). Les jeux de paramètres obtenus pour la couche de 0.5 nm de Co sont rassemblés dans le tableau 3.1. Y figurent également les paramètres de la couche irradiée, discutée ultérieurement ; pour d'autres épaisseurs de couches, se référer à la référence [130].

1. Ces couches ont été préparées au laboratoire SPINTEC à Grenoble par V. Baltz et B. Rodmacq dont je ne peux qu'admirer l'efficacité, en notant le caractère essentiel de leur contribution.

siquement significative (0.27) [130]. Par ailleurs, cette valeur est compatible avec celle obtenue dans des films d'épaisseur légèrement supérieure (1.4 nm) et mesurée au laboratoire par résonance ferromagnétique.¹ Par ailleurs, dans des systèmes analogues, des valeurs de α compatibles avec nos résultats expérimentaux ont été obtenues par magnéto-optique résolue en temps [133].

Une valeur aussi élevée de la constante d'amortissement peut sembler extrêmement troublante. Pourtant, dans des films magnétiques pris en sandwich entre des couches métalliques, comme le platine, qui présentent une longueur d'atténuation de spin très faible [134–136], une augmentation significative de la constante d'amortissement a aussi été mise en évidence par résonance ferromagnétique. Cette hausse a été attribuée à un effet de pompage de spin qui se produit lors de la précession : une part du moment angulaire de spin est pompée hors de la couche magnétique, délocalisée et diffusée dans la couche métallique adjacente [137–139]. Originellement, cet effet a été mesuré et prédit dans des (multi)-couches dont l'aimantation précède de manière uniforme. En sus, récemment, cet effet a été invoqué comme pouvant ajouter une contribution significative à la dissipation dans le cas de la précession locale des spins lors du mouvement d'une paroi de domaine [140, 141].

Notons pour terminer qu'une diminution du seuil de dépiégeage pourrait permettre de visualiser directement les deux régimes de propagation successifs, comme cela a été montré expérimentalement dans GaMnAs [142] ou dans des nanopistes à aimantation planaire [143, 144]. Dans le cas du GaMnAs, il apparaît une incohérence entre les valeurs de la constante d'amortissement extraite des courbes de vitesse et obtenue par résonance ferromagnétique [145]. Dans ce système comme dans d'autres, le modèle analytique 1D, si attrayant soit-il, est certainement utilisé abusivement et la prise en compte des degrés de liberté autorisés pour l'aimantation dans l'épaisseur des couches et/ou dans la largeur des structures s'avère nécessaire.

3.3.2 Auto-lissage par répulsion dipolaire

3.3.2.1 Observation

Nous avons étudié la reptation de parois en vis à vis dans un film Pt/Co($t=0.5$ nm)/Pt déposé par pulvérisation cathodique sur un substrat de saphir. Dans ces couches, nous avons montré que le déplacement des parois s'effectue par sauts de Barkhausen, grands et intermittents [146], dont la taille augmente avec la rareté *i.e.* la faible valeur du champ appliqué. Ces études ont été menées sur les échantillons vierges mais aussi sur des couches dont les propriétés magnétiques ont été modulées par irradiation avec des ions. Cette technique, versatile, permet en effet de moduler les paramètres magnétiques tels que l'anisotropie, la température de Curie...Pour davantage d'informations, j'invite le lecteur à se référer au papier fondateur [147] ainsi qu'aux références incluses.

Les résultats détaillés ici ont été obtenus sur une couche irradiée uniformément avec des ions He⁺ (énergie 30 keV, fluence 2.10^{16} He⁺/cm²), dont la température de Curie, la coercivité et la force d'ancrage des parois sont diminuées fortement, mais dont l'anisotropie reste perpendiculaire. Habituellement, les domaines nucléés à "grande" distance les uns des autres se développent puis finalement coalescent. A 300 K, l'imagerie magnéto-optique des domaines, résolue en temps, a permis de mettre en évidence une interaction répulsive entre domaines qui ne collapent pas mais restent en vis à vis, comme l'illustre la Figure. 3.6-a, aussi longtemps que le champ magnétique reste appliqué. Sous champ très faible ($H < 5$ Oe), la séparation entre les parois est inversement proportionnelle au champ H , ce qui tend à prouver l'origine dipolaire de la répulsion.

1. La largeur des pics de résonance a rendu impossible une détermination propre de α pour les films les plus fins étudiés par magnéto-optique.

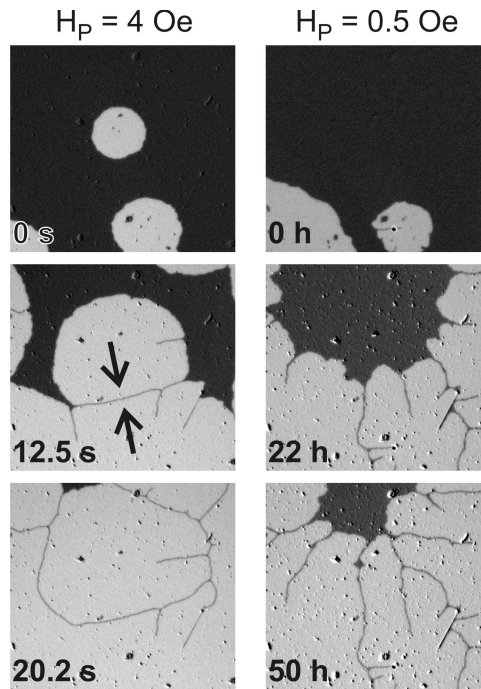


Fig. 3.6 : a) Images magnéto-optiques montrant le renversement de l'aimantation par déplacement de parois de domaines après nucléations localisées. Chaque image ($0.85 \times 0.95 \text{ mm}^2$) est obtenue après application d'un champ de propagation de 4.5 Oe (gauche) et 0.5 Oe (droite) pendant une durée indiquée dans chaque figure. Les flèches montrent une collision entre deux domaines.

3.3.2.2 Interaction dipolaire et lois d'échelle

L'énergie dipolaire d'un couple de parois en vis à vis, schématisées Figure 3.7, de longueur L et distantes de s , a été calculée et est donnée par l'équation 3.18.

$$E_{\text{dipolaire}} = E_0(L) + 4M_s^2 t^2 L \left[-\ln(s) + \frac{\nu_L^2}{s^2} \right] \quad (3.18)$$

$E_0(L)$ est une constante déterminée par l'équilibre et M_s l'aimantation à saturation (1100 Oe). Le premier terme dans Eq. 3.18 est l'énergie associée au champ rayonné par l'environnement sur les parois alors que le second terme résulte du caractère non lisse des parois.

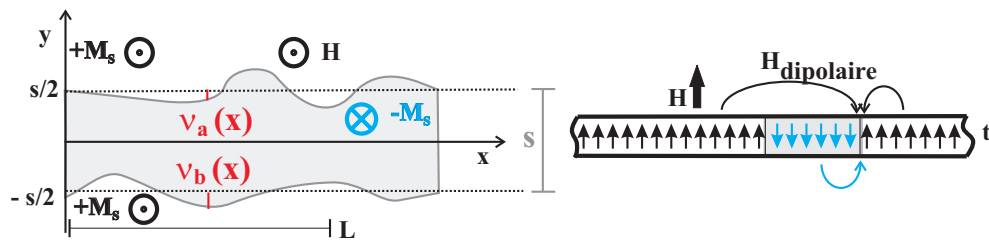


Fig. 3.7 : Schéma transverse de la couche de Co et vue du dessus des parois, avec les longueurs caractéristiques utilisées pour les calculs. $\nu_{a,b}(x)$ définit l'amplitude des fluctuations de chaque paroi par rapport à sa position moyenne ($\pm s/2$). ν_L^2 représente la moyenne du carré de l'amplitude des fluctuations $\nu_{a,b}^2(x)$ pour une portion de paroi de longueur L .

L'énergie totale qui gouverne le comportement du couple de parois de longueur L est fonction de la raideur élastique ε d'une paroi isolée ($\varepsilon = 3.10^{-7}$ erg/cm), de la mesure Δ_{pin} de la force de piégeage ($\Delta_{pin} = 10^{-8}$ erg²/cm³) mais s'écrit également en fonction de s , la séparation moyenne entre les parois et de l'amplitude des fluctuations ν_L^2 :

$$\begin{aligned} E &= E_{Zeeman} + E_{élastique} + E_{piégeage} + E_{dipolaire} \\ &= M_s H L t s + \frac{2\varepsilon \nu_L^2}{L} + 2\sqrt{\nu_L^2 L \Delta_{pin}} + E_0(L) + 4M_s^2 t^2 L \left[-\ln(s) + \frac{\nu_L^2}{s^2} \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

Dans le cas d'une paroi de domaine magnétique unique, la longueur de cohérence L_C représente la longueur de paroi indéformable et ξ est la longueur caractéristique du désordre (typiquement la taille des cristallites). Pour $L/L_C > 1$, les fluctuations obéissent à la loi d'échelle (Eq. 3.3) et l'exposant universel de rugosité ζ vaut $2/3$. L_C définie comme la longueur pour laquelle les énergies de piégeage et élastique sont égales est donnée Eq. 3.20.

$$\frac{\varepsilon \xi^2}{L_C} = \sqrt{\xi^2 L_C \Delta_{pin}} \Rightarrow L_C = \left(\frac{\xi^2 \varepsilon^2}{\Delta_{pin}} \right)^{1/3} \quad (3.20)$$

Si les parois étaient complètement rigides, la force Zeeman ($\propto L$) l'emporterait toujours sur la force de piégeage ($\propto \sqrt{L}$) ; ce scénario n'a pas lieu car les parois se déforment. En pratique, dans le cas du couple de parois, l'énergie dipolaire résultant du caractère non lisse des parois va entrer en compétition avec les énergies élastique et de piégeage et justifier du lissage des parois.

Nous avons assimilé le terme en $\frac{\nu_L^2}{s^2}$ dans $E_{dipolaire}$ à une contribution additionnelle à l'énergie élastique. Ainsi, le champ dipolaire rayonné par les domaines induit sur chaque paroi une raideur effective ε_{dip} d'autant plus importante que les parois sont proches, impliquant a priori une diminution de la rugosité des parois avec leur séparation.

$$\varepsilon_{dip} = \varepsilon + 2M_s^2 t^2 \frac{L^2}{s^2}$$

Nous avons émis l'hypothèse que ce terme additif lié à l'énergie dipolaire dans la constante de raideur des parois induit une nouvelle longueur caractéristique L_{dip} pour laquelle l'énergie élastique compense l'énergie de piégeage (Eq. 3.20 pour L_{dip} et ε_{dip}) et permet de définir une nouvelle loi d'échelle.

$$\nu_L = \nu_{L_{dip}} \left(\frac{L}{L_{dip}} \right)^{2/3} \text{ pour } L > L_{dip} \quad (3.21)$$

A partir des équations 3.21 et 3.3, les fluctuations s'écrivent $\nu_{L_{dip}}^2 = \xi^2 \left(\frac{L_{dip}}{L_C} \right)^{4/3}$ et L_{dip} peut être exprimée en fonction des paramètres intrinsèques de la couche et de la séparation entre les parois :

$$L_{dip} = L_C \left(1 + \frac{9}{5} \Xi \frac{L^2}{s^2} \right) \text{ avec } \Xi = \frac{4M_s^2 t^2}{3\varepsilon} \quad (3.22)$$

Une première signature attendue du lissage des parois par l'interaction dipolaire est l'augmentation de L_{dip} lorsque la séparation entre les parois diminue. Cet effet s'apparente à l'augmentation de L_{dep} quand H diminue (Eq. 3.7) Pour des parois sans interaction (grandes valeurs de s), on retrouve la longueur de Larkin L_C .

Une paroi de longueur L est habituellement caractérisée par le corrélateur des fluctuations, $C^2(L) = \langle [\nu^2(x) - \nu^2(x+L)] \rangle_x$, le long de son profil. Pour les parois en interaction, d'après 3.21, les corrélateurs transverses $C^2(L)$ suivent une loi de puissance en $(L/L_{dip})^{4/3}$ jusqu'à une valeur critique λ_{dip} . λ_{dip} , longueur d'onde des fluctuations le long de la paroi, est définie comme la

longueur au delà de laquelle le terme additionnel de l'énergie dipolaire devient dominant par rapport à l'énergie de piégeage. Elle s'exprime en fonction des grandeurs caractéristiques de la couche et de la séparation entre les parois.

$$4M_s^2 t^2 \lambda_{dip} \frac{\nu_{\lambda_{dip}}^2}{s^2} = 2\sqrt{\nu_{\lambda_{dip}}^2 \lambda_{dip} \Delta} \implies \lambda_{dip} = \frac{4}{9\Xi^2} \frac{s^{12/7}}{L_C^{5/7}} \quad (3.23)$$

3.3.2.3 Validation expérimentale de l'auto-lissage

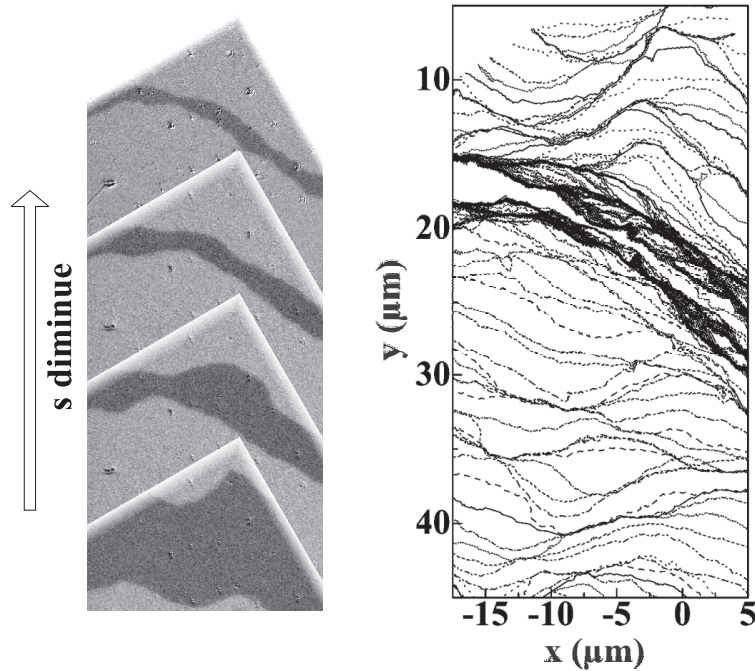


Fig. 3.8 : Images magnéto-optiques caractéristiques et profils de deux parois qui se rapprochent sous l'action d'un champ de 0.8 Oe.

Nous observons un effet d'auto-lissage des parois lorsque celles-ci tendent vers leur position d'équilibre (Fig. 3.8). Des exemples de corrélateurs $C^2(L)$ sont donnés Figure 3.3.2.3 pour différentes valeurs de la séparation s . L'amplitude des fluctuations proportionnelle à la valeur maximale des corrélateurs diminue avec la séparation. De plus, les corrélateurs s'écartent de la loi du puissance théorique au delà de la longueur d'onde des fluctuations λ_{dip} . La longueur de cohérence longitudinale L_{dip} a été déterminée comme étant la longueur de renormalisation utilisée pour superposer l'ensemble des corrélateurs sur la loi de puissance théorique (ligne bleue). La longueur d'onde λ_{dip} (symboles vides) et la longueur de cohérence L_{dip} (carrés pleins) sont reportées Figure 3.3.2.3 en fonction de la séparation. Lorsque les parois sont éloignées l'une de l'autre, la longueur d'onde des fluctuations est grande et la longueur de cohérence faible. Par contre, le couplage dipolaire, lorsqu'il devient important, a pour effet attendu de couper les fluctuations de grandes longueurs d'onde et d'augmenter la cohérence longitudinale de la paroi. Une simple application numérique des équations 3.22 et 3.23 permet de reproduire quantitativement les résultats expérimentaux.

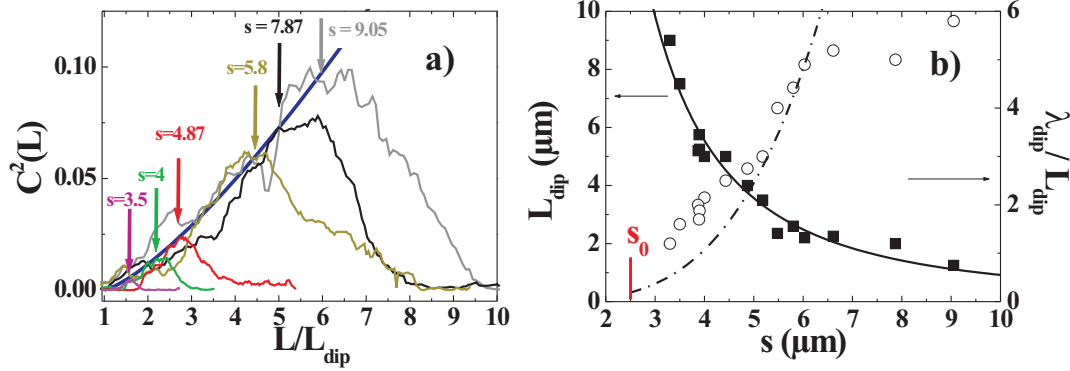


Fig. 3.9 : a) Exemples de corrélateurs caractérisant les deux parois qui se rapprochent sous l'action d'un champ de 0.8 Oe. La loi de puissance attendue est représentée par la ligne bleue. b) Evolution avec la séparation s de L_{dip} (symboles pleins) et λ_{dip} (symboles vides). Les applications numériques des équations 3.22 et 3.23 sont représentées par les traits continu et pointillé respectivement.

3.3.2.4 Comportement hystérétique de la séparation

La minimisation par rapport à la séparation s de la somme énergie dipolaire et énergie Zeeman détermine la configuration d'équilibre du couple de parois. Cette minimisation permet d'exprimer la séparation entre les parois en fonction de l'amplitude des fluctuations transverses et du champ magnétique appliqué (Eq. 3.24).

$$s = s_0 \left[1 + \frac{2\nu^2 L}{s^2} \right] \text{ avec } s_0 = \frac{4M_s t}{H} \quad (3.24)$$

Nous avons analysé l'évolution de la séparation entre les parois en fonction du champ magnétique (entre 2.8 et 0.1 Oe) dans deux régimes dynamiques différents. Dans une première approche, quasi-statique, la vitesse de balayage du champ est réduite de 0.15 Oe par heure à 0.006 Oe par heure entre les deux valeurs extrêmes du champ. La vitesse de balayage a été réduite progressivement avec le champ magnétique, de manière à s'adapter à la réduction de vitesse de propagation des parois dans ce régime de reptation. Ainsi, le couple de paroi atteint une configuration stable à chaque valeur de champ. Pour ces expériences quasi-statiques, l'évolution de la séparation (Fig. 3.10) en fonction du champ magnétique est très bien reproduite par l'approximation $s_0 = 4M_s t/H$ (trait rouge), ce qui signifie que la séparation à l'équilibre est gouvernée par la valeur du champ magnétique. Dans une deuxième étape, nous avons montré que les parois subissent une hystérésis de position fonction de la fréquence de balayage du champ, (Fig. 3.10). L'énergie ΔE à fournir par activation thermique pour que le couple de parois s'écarte de δ de la séparation d'équilibre s est donnée par l'équation 3.25

$$\Delta E = E_{\text{Zeeman}} + E_{\text{dipolaire}}[(s + \delta) - (s)] \approx 4M_s^2 t^2 L \delta \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s_0} \right) \quad (3.25)$$

$$\frac{\tau}{\delta} \frac{\partial s}{\partial t} = \exp \left[-\frac{E_c + \Delta E}{k_B T} \right] - \exp \left[-\frac{E_c - \Delta E}{k_B T} \right] \quad (3.26)$$

Si τ est le temps caractéristique pendant lequel le champ magnétique est constant et E_c l'énergie critique de dépiégeage (énergie de piégeage pour $L = L_c$), la séparation entre les parois obéit à

l'équation différentielle 3.26. Une résolution numérique de cette équation du mouvement permet de reproduire l'hystérésis de position observée avec les paramètres caractéristiques du système $s_0 = 0.78 \mu\text{m}$ pour $H_{\text{initial}} = 2.8 \text{ Oe}$, $L_C = 0.06 \mu\text{m}$, $\delta = \xi = 0.02 \mu\text{m}$ et $E_C = 21 k_B T$.

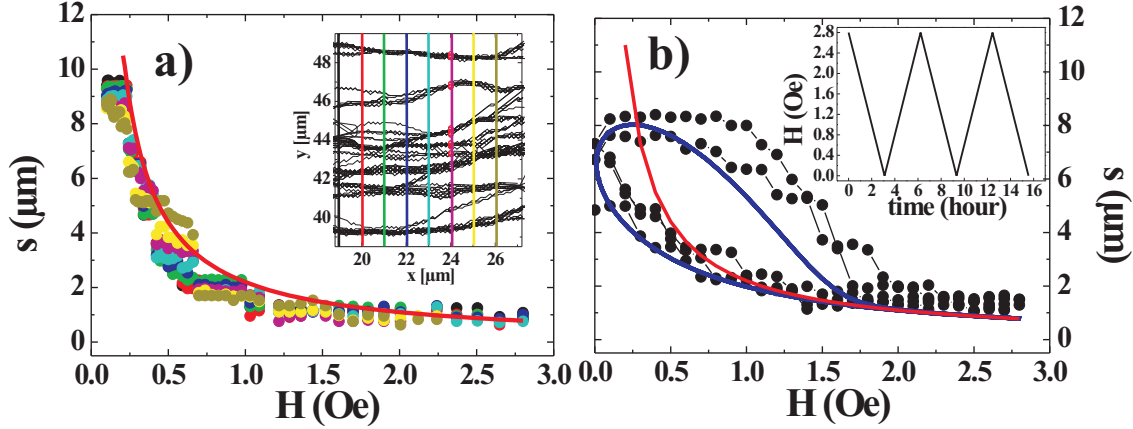


Fig. 3.10 : Evolution de la séparation s (cercles) en fonction du champ magnétique appliqué entre 2.8 Oe et 0.1 Oe. La courbe rouge représente la position d'équilibre calculée $s_0 = \frac{4M_s t}{H}$. a) Configuration quasistatique : la séparation entre les parois a été déterminée le long des différentes lignes indiquées (traces de parois) dans l'insert. La diminution du champ magnétique a été effectuée en 60 pas (voir texte). b) Hystérésis dynamique : Séparation expérimentale (cercles) and calculée (ligne bleue continue) lorsque l'amplitude du champ magnétique est modulée à une fréquence de 0.9 Oe par heure (Insert).

En résumé, à partir de considérations énergétiques, on s'attend à observer un auto-lissage des parois en interaction dipolaire, se traduisant par une augmentation de leur longueur de cohérence, une réduction de l'amplitude et de la longueur d'onde des fluctuations. La configuration à l'équilibre est caractérisée par une relation simple entre fluctuations, séparation et champ magnétique. Ceci est en parfait accord avec nos résultats expérimentaux. L'ensemble a été publié dans [148].

Cette étude de l'auto-lissage de parois de domaines par répulsion dipolaire nous a permis d'étendre des résultats analogues de lissage de paroi, mis en évidence via l'interaction d'une paroi avec un défaut linéaire corrélé [149]. Dans ces travaux, l'application d'une contrainte pendant le dépôt permet d'obtenir un plissement de la couche de 25 nm de large, qui constitue le défaut corrélé. La propagation de la paroi dans la couche continue lui donne un caractère rugueux en raison de la compétition entre l'énergie de tension de la paroi et la présence de points d'ancrage. Cette rugosité diminue à proximité du défaut, celui-ci tendant à repousser la paroi. Dans notre étude comme dans celle que je viens de décrire brièvement, les matériaux impliqués présentaient un comportement générique lié à la reptation et donc au piégeage collectif par un ensemble de réseau faible. Dans le paragraphe suivant sont présentés comparativement des résultats obtenus sur des films magnétiques qui présentent un réseau quasipériodique de centres de piégeage fort.

3.4 Films d'alliages équi-atomiques FePt

Nous allons développer les résultats obtenus dans l'étude du renversement de l'aimantation dans des couches de FePt/Pt de forte coercivité. Je rapporte tout d'abord le mécanisme élémentaire qui donne naissance à cette coercivité : il s'agit de l'ancrage des parois de Bloch sur les micromâcles. Dans une seconde étape, la dynamique lente du renversement de l'aimantation par propagation de parois dans un réseau de centres de piégeage fort quasipériodiques sera discutée.

3.4.1 Les micromâcles et leur influence locale

Les films de FePt ont été obtenus par épitaxie par jets moléculaires, dans le groupe d'Yves Samson au CEA grenoble. Ils présentent une anisotropie magnétique perpendiculaire liée à l'ordre chimique $L1_0$ de l'alliage équiatomique, constituant une multicouche à l'échelle atomique avec une alternance de plans de platine et de fer selon la direction $[001]$, qui est également la direction de croissance obtenue (pour les détails de la croissance, voir [150]). La nécessaire adaptation du paramètre de maille entre la couche tampon de platine et la couche d'alliage conduit à la création de dislocations qui viennent glisser et s'empiler dans des micromâcles, qui constituent ainsi des défauts localisés, d'anisotropie inclinée. La microscopie électronique (Fig. 3.11) met clairement en évidence cette structure. Les éléments caractéristiques des micromâcles nécessaires à la compréhension de l'étude magnétique peuvent être résumés comme suit : i) il apparaît en surface une discontinuité topographique dont la hauteur est proportionnelle au nombre de dislocations qui composent la micromâcle car chaque dislocation crée une marche haute de 0.12 nm ; ii) l'ordre chimique au sein de la micromâcle est conservé lors de l'introduction des dislocations. Cependant l'axe de symétrie est orienté selon la direction symétrique par rapport au plan (111) . Sur le plan magnétique, l'anisotropie magnéto-cristalline au sein du défaut est donc désorientée de 35.7° par rapport à celle du reste de l'échantillon ; iii) Le défaut est spatialement bien défini ; le seul paramètre qui varie d'une micromâcle à l'autre est son épaisseur.

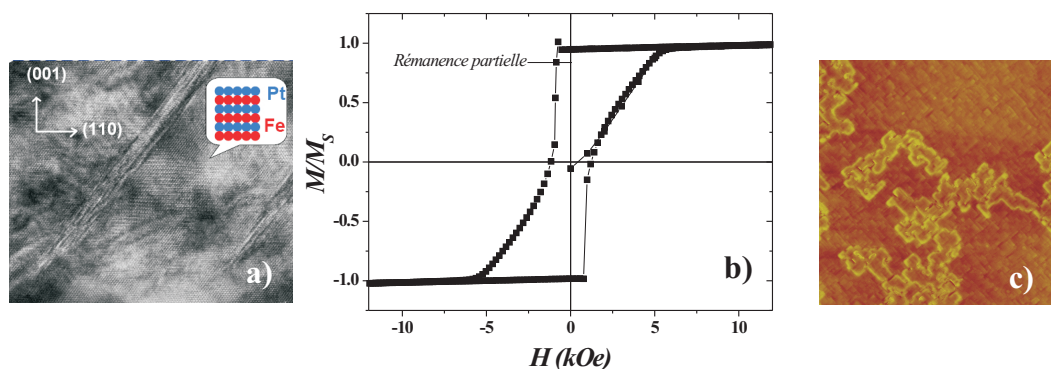


Fig. 3.11 : a) Cliché de microscopie électronique en transmission d'une couche FePt(40 nm) / Pt(001). L'alternance des plans de fer et de platine est indiquée entre les zones inclinées que constituent les micromâcles. b) Cycle d'hystérésis polaire c) Image de Microscopie à Force à Magnétique d'un état de retournement partiel d'aimantation. La taille de l'image est de $8\mu\text{m}$. La rémanence M/M_S partielle vaut 0,84. Les bords de l'image correspondent aux directions $\langle 100 \rangle$, et les domaines renversés apparaissent en clair.

Le cycle d'hystérésis macroscopique polaire (Fig. 3.11) confirme que l'axe de facile aimantation est bien perpendiculaire au plan de la couche. La valeur du champ de saturation dans le plan est de l'ordre de 80 kOe. L'anisotropie magnétocristalline de ce type d'échantillon, extraite de la comparaison des cycles réalisés dans le plan de la couche et hors du plan est très importante et leur facteur de qualité $Q \approx 7$ [151]. La valeur du champ coercitif, variable d'un échantillon à l'autre, est en général comprise entre 2 et 6 kOe. A partir de cette seule analyse de cycles, l'origine de cette coercivité peut être liée soit à une nucléation en champ négatif, auquel cas la nucléation est suivie d'une propagation rapide des parois, soit à une propagation difficile des parois. Dans ce dernier cas, le champ de nucléation n'est pas connu (il peut être positif) et le renversement d'aimantation se fait progressivement au delà d'un champ de propagation supérieur au champ de nucléation. Les cycles mineurs présentent des propriétés remarquables, et qui ont permis de répondre à cette question. En effet ils ne sont pas réversibles : la propagation des parois est donc difficile, et la coercivité n'est pas seulement liée à la nucléation mais liée à un mécanisme d'ancrage.

La microscopie à force magnétique a permis d'imager les configurations magnétiques, dans des états de renversement partiel d'aimantation (Fig. 3.11). A l'échelle locale (de la centaine de nanomètres à quelques microns), les parois sont toujours alignées sur les micromâcles. Les images n'ont jamais montré de paroi bloquée dans une position intermédiaire entre 2 micromâcles. Ce rôle de piégeage joué par les micromâcles a été en sus confirmé par des simulations micromagnétiques [152].

3.4.1.1 Dynamique lente et activation thermique

Suite aux résultats précédents, il semble légitime de penser qu'une paroi de domaines peut franchir une micromâcle à la condition que le champ magnétique appliqué soit supérieur au champ de propagation ce qui aura pour conséquence de renverser immédiatement la totalité de la cellule adjacente. Une question néanmoins restée pendante dans cette approche est celle du rôle de l'activation thermique. En d'autres termes, est ce qu'une micromâcle donnée est exclusivement passante ou bloquante, pour une valeur donnée de champ magnétique appliqué et à une température donnée ? Pour répondre à cette question, nous avons effectué des expériences de microscopie Kerr. Après saturation avec 12 kOe, la dynamique ultra-lente a été suivie : un champ magnétique de - 650 Oe a été appliqué puis coupé toutes les 10 minutes pour imager la structure en domaines. La configuration magnétique reste inchangée pendant plusieurs heures (Fig. 3.12). Un événement dramatique se produit alors, correspondant au passage d'une micromâcle unique par une paroi de domaine. Cet événement, rare, connecte alors le domaine renversé à un nouveau cluster de micromâcles passantes. Ceci conduit au renversement d'une nouvelle part de l'aimantation de la couche mais ne change pas les caractéristiques générales de la configuration en domaines, comme sa configuration fractale. Cela signifie que la distribution de barrières d'énergies de piégeage associée aux micromâcles est importante par rapport à l'activation thermique à température ambiante et justifie la distribution de champ de propagation visible sur le cycle d'hystérésis.

En résumé, notre étude montre de nouveaux effets associés à la propagation de parois dans un milieu fortement désordonné, dans le cas de défauts corrélés. Ces effets reposent sur l'existence de micromâcles, défauts de relaxation de contraintes, qui contrôlent la propagation de paroi. Par opposition avec les études précédentes dans des films minces à faible désordre, le gain d'énergie associé au piégeage de paroi sur la micromâcle est grand par rapport à l'énergie de paroi. Ainsi, à température ambiante, les défauts linéaires ultrafins que sont les micromâcles agissent efficacement pour localiser les parois, modifiant leur forme de manière drastique à petite échelle. En revanche, ce lissage local de la paroi n'empêche l'expression du désordre à grande échelle. En effet, le champ de propagation (et le temps d'attente relié) sur une micromâcle varie d'un dé-

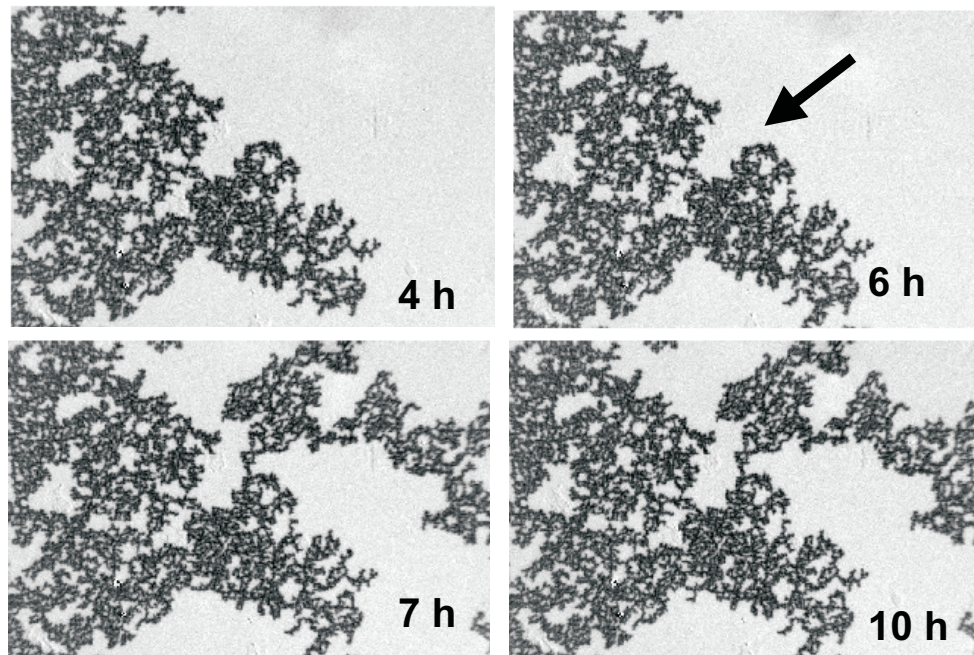


Fig. 3.12 : Images Kerr magnéto-optiques ($92 \times 61 \mu\text{m}$) d'une couche de FePt(40 nm) / Pt(001). La flèche à 6 h indique l'origine de l'événement du renversement suivant.

faut à l'autre, ce qui implique, à partir d'un unique événement de nucléation, l'apparition d'une configuration fractale de domaines pendant le renversement de l'aimantation. Le système peut être modélisé comme un réseau périodique de liens, chaque lien entre deux cellules autorisant ou bloquant la propagation de la paroi jusqu'à la cellule voisine. Cette approche diffère des approches usuelles de systèmes similaires dans lesquelles, le désordre lié à des joints de grains par exemple est représenté par une distribution des propriétés des cellules elles-mêmes et non par une distribution des liens entre les cellules [153, 154]. Ceci permet une description analytique et quantitative basée sur la théorie de la percolation.

En résumé. . .

Les films minces à anisotropie magnétique perpendiculaire présentent des propriétés variables. Suivant les techniques d'élaboration du matériau utilisées, on a affaire à une plus ou moins grande densité de défauts : lacunes, interstitiels, dislocations, joints de grains... Tous ces défauts sont susceptibles d'interagir avec la paroi, soit par le biais de modifications locales des propriétés d'échange, d'anisotropie ou d'aimantation à saturation.

Ce chapitre présente les bases de la théorie du piégeage collectif ou reptation qui décrit la dynamique d'une interface élastique se déplaçant dans un milieu désordonné sous l'action d'une force f . Cela constitue une problématique d'actualité rencontrée dans de nombreux systèmes, en particulier, le mouvement des parois de domaines dans des couches minces ferromagnétiques ou ferroélectriques, celui des lignes de contact de mouillage sur des surfaces, la propagation de fissures... Grâce à des lois d'échelles, le comportement dynamique d'une paroi, sa vitesse et sa rugosité sont décrits en fonction de la force qui lui est appliquée.

Dans un second volet, la paroi de domaines a été considérée comme un objet se déplaçant dans un système sans défaut. Différents régimes génériques de propagation ont alors été décrits, et la stabilité de la structure de paroi discutée. Le seuil de Walker définit cette limite de stabilité. Sous ce seuil, une propagation dite stationnaire a lieu au cours de laquelle la paroi se déplace et conserve sa structure alors que son aimantation s'incline. Au delà de ce seuil, le mouvement, précessionnel, est visqueux. Au sein de la paroi, les spins précessent de manière continue et le mouvement de la paroi est oscillatoire. Dans la continuité de cette approche, nous avons développé, de manière analytique, une description originale des effets de réduction de dimensions sur le seuil de Walker dans des nanostructures. Nous avons également inclus la contribution du transfert de spin dans ce calcul.

Pour la première fois, tous systèmes confondus, nous avons étudié expérimentalement la vitesse de déplacement d'une paroi magnétique dans des couches ultraminces de Co sous très faible comme sous fort champ. Ceci nous a permis de couvrir tous les régimes de vitesse, et en particulier le régime précessionnel du régime visqueux. Les résultats expérimentaux présentés ont été analysés en tenant compte de la modification de la stabilité de la structure des spins dans la paroi sous champ. La connaissance du champ de dépiégeage, lié à la nanostructure intrinsèque de la couche de Co, et celle du champ de Walker modifié, nous ont permis d'identifier le régime visqueux au régime précessionnel asymptotique à partir duquel la constante d'amortissement de Gilbert est déduite.

Une illustration originale de la théorie de la reptation est ensuite développée. Les études sur de la propagation de parois sont aussi déclenchées par les applications ; dans ce contexte, le piégeage des parois de domaines par des défauts à l'échelle nanométrique ouvre des perspectives nouvelles et prometteuses. En revanche, les interactions de type magnétostatique limitent les performances des milieux d'enregistrement magnétique. Par exemple, la formation de parois de domaine à 360° empêche un retournement complet de l'aimantation. Deux exemples illustrent ces propos.

Nous avons présenté les résultats obtenus sur un système modèle, une couche de Co ultra-mince à anisotropie perpendiculaire irradiée pour présenter un faible coercitif dans lesquels l'interaction dipolaire empêche la coalescence de deux parois en vis-à-vis. De plus, en présence d'un piégeage faible des parois, celles-ci tendent à s'auto-lisser au cours de ce rapprochement. Ce phénomène a été interprété dans le cadre de la théorie de la reptation, adaptée pour rendre compte de l'interaction dipolaire. La séparation entre parois à l'équilibre est gouvernée par la valeur du

champ magnétique. Néanmoins, sous l'influence d'un champ magnétique variant rapidement, les parois subissent une hystérésis de position fonction de la fréquence du champ. Cette hystérésis est reproduite numériquement en évaluant l'énergie à fournir, Zeeman et dipolaire, par activation thermique pour que le couple de parois s'écarte de la séparation d'équilibre, en introduisant le temps de relaxation des parois d'un état métastable à un autre.

Pour terminer ce chapitre, des résultats obtenus sur des couches épitaxiées d'alliage FePt chimiquement ordonné sont rassemblés. Dans ces couches, à l'échelle nanométrique, les parois de domaines sont fortement piégées sur des défauts corrélés appelés micromâcles. Ces défauts forts sont en réalité des zones d'anisotropie inclinée qui conduisent au lissage des parois à petite échelle. En revanche, nous avons dans ces systèmes mis en évidence l'importance du désordre à grande échelle dont le révélateur a été le rôle de l'activation thermique. Les structures en domaines observées pendant le renversement sont fractales et le champ de propagation varie fortement d'une micromâcle à l'autre.

Chapitre 4

Nanostructures : action d'un courant électrique et/ou d'un champ magnétique

Ce chapitre regroupe une étude visant à utiliser le transfert de spin comme levier d'action sur une paroi de domaines magnétiques et des résultats originaux permettant de discuter les limites du renversement macrosin et du superparamagnétisme. Ce chapitre débute par une présentation de l'état de l'art de la propagation de paroi sous courant polarisé en spin (Paragraphe 4.1) avant de décrire les résultats expérimentaux que nous avons obtenus et d'en présenter une discussion critique (Paragraphe 4.2). Après une présentation succincte du renversement de l'aimantation dans des nanoparticules, je montre que le renversement de l'aimantation d'une nanoplaquette magnétique à fort rapport d'aspect est gouverné par la propagation de paroi, malgré le petit volume impliqué (Paragraphe 4.3). Pour les deux études, les nanostructures ont été façonnées dans des films ultraminces de cobalt en sandwich entre platine, à anisotropie magnétique perpendiculaire.

4.1 Propagation de parois sous courant

4.1.1 Etat de l'art

Dans des échantillons constitués d'empilements de couches magnétiques et non magnétiques, de nombreuses études portent sur les courants polarisés en spin. Les plus récentes focalisent sur l'effet dit de transfert de spin, qui caractérise l'action directe d'un courant polarisé en spin sur l'aimantation, par transfert de la composante transverse du moment angulaire des électrons de conduction au système magnétique. Le transfert de spin peut être vu comme l'effet réciproque de la magnétorésistance géante, dans laquelle la configuration magnétique d'une structure multicouche influence le courant qui la traverse [155–157].

4.1.1.1 Histoire du transfert de spin

Le transfert de spin est étudié dans deux géométries : les nanopiliers et les nanofils.

Etude dans les nanopiliers Ces études trouvent leur origine dans les prédictions de J. Slonczewski [126] concrétisées expérimentalement dans cette géométrie [158–161]. Des couches magnétiques et non magnétiques, d'épaisseurs nanométriques, sont empilées. Le gradient d'aimantation est abrupt aux interfaces, et on peut observer le retournement, ou la mise en oscillation, de l'aimantation de la couche la plus fine (et douce) lorsqu'un courant traverse la structure perpendiculairement aux interfaces. Le couple dû au courant de spin a essentiellement la forme du couple dû à l'amortissement, à ceci près qu'il peut dissiper ou bien fournir de l'énergie suivant le signe du courant. Il est fonction de l'angle relatif entre les aimantations des deux couches. Dans les premières expériences, réalisées sur des tricouches Co / Cu / Co, avec des couches magnétiques d'épaisseurs très différentes [158],

la couche de cobalt la plus épaisse sert à polariser le courant électrique injecté dans l'autre couche, dont l'aimantation est renversée par transfert de spin. La densité de courant nécessaire au renversement est importante, de l'ordre de 10^7 A.cm^{-2} . Ainsi, le renversement de l'aimantation n'a été mis en évidence que dans des structures largement sub-microniques, dont les dimensions permettent d'atteindre les densités de courant requises tout en limitant l'intensité du courant à quelques mA pour obtenir la commutation. Cette voie souffre de la grande difficulté à fabriquer ces nano-échantillons contactés. Néanmoins, la compréhension des processus ayant lieu dans les nanopilliers est aujourd'hui relativement bien établie, après adjonction d'effets caractérisant la complexité du transport polarisé en spin dans les matériaux magnétiques tels que les effets d'accumulation des spins et/ou de transmission dépendant du spin aux interfaces [162] à l'approche initiale de Slonczewski.

Etude dans les nanofils Dans des nanofils, il s'agit de considérer par extension l'effet du transfert de spin dans des structures présentant une variation continue de l'aimantation, telle qu'une paroi de domaines. Idéalement, tout l'échantillon est magnétique et le gradient d'aimantation, qui s'étend sur la paroi de domaine, est a priori plus faible que celui présent à une interface. De manière analogue à ce qui s'est produit en géométrie nanopilliers, les prédictions ont devancé les réalisations. L'interaction courant / paroi de domaines a d'abord été prévue par L. Berger [163, 164] dans les années 1980, qui a observé un effet dans des films continus de Py [165]. Les premières observations expérimentales convaincantes dans des nanostructures [166–169] ont attendu une trentaine d'années pour voir le jour. Les phénomènes observés ont été des déplacements, des oscillations de parois autour d'une position, la déformation et/ou la précession de l'aimantation dans la paroi de domaines. Le paragraphe suivant décrit de manière plus détaillée cet objet d'études.

4.1.1.2 Transfert de spin et paroi de domaine

La dynamique sous champ d'un spin découle de deux processus, décrits par l'équation 3.10 de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Cette équation a été complétée par les couples associés au transfert de spin, adiabatique et non adiabatique (voir paragraphe 3.2.1, où l'équation est écrite à une dimension)¹. Ces derniers sont donnés par le couple d'équations 4.1 et 4.2.

$$\left. \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right|_{\text{adiabatique}} = -(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \quad (4.1)$$

$$\left. \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right|_{\text{non adiabatique}} = \beta \vec{M} \times [(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M}] \quad (4.2)$$

$$\vec{u} = \frac{g|\mu_B|P}{2|e|M_S} \vec{J}_e \quad (4.3)$$

Ici, \vec{u} représente la vitesse de dérive des spins des électrons, proportionnelle à la densité de courant \vec{J}_e , à sa polarisation en spin P et inversement proportionnelle à l'aimantation M_S . β est un facteur numérique qui caractérise l'importance du couple non adiabatique.

Le poids relatif des contributions des termes adiabatique et non adiabatique associés au transfert de spin, et donc aussi le paramètre β , dépendent essentiellement des valeurs relatives de la largeur de paroi et des longueurs caractéristiques électroniques du système. Le rapport β/α est toujours au coeur de discussions animées car il contrôle la vitesse et donc le déplacement effectif de la paroi. Dans une approche unidimensionnelle, les résultats analytiques que nous avons obtenus sont en parfait accord avec ces considérations (Voir les équations 3.16 et 3.17, paragraphe 3.2.2).

1. Dans la géométrie pilier, un terme de champ effectif a été ajouté au terme initial de Slonczewski. Je ne souhaite pas développer ce point et invite le lecteur à consulter les articles suivants [170–173]

Par ailleurs, comme le paramètre d'amortissement de Gilbert α , le paramètre β dépend fortement du matériau considéré, de son environnement (pensons, par exemple, aux effets de pompage de spin affectant α dans certaines multicouches), et éventuellement de ses défauts et impuretés... À ce jour, les valeurs rapportées pour β/α sont comprises entre 0.2 et 16 [174]. La physique cachée derrière ces deux termes de couple n'est donc pas encore complètement élucidée. Revenons un peu sur l'histoire de deux termes.

Différents auteurs ont proposé des descriptions des couples adiabatique et non adiabatique, en traitant les électrons de conduction avec différentes approches. En préambule, il est utile de revenir sur les longueurs d'échelles pertinentes :

- la longueur de diffusion de spin, l_{sf} : la polarisation en spin du courant relaxe sur une longueur caractéristique l_{sf} , via essentiellement le couplage spin-orbite, qui en règle générale est bien supérieure au libre parcours moyen des électrons (typiquement, $l_{sf}(Co) \simeq 40$ nm et $l_{sf}(Cu) \simeq 500-1000$ nm). Les modèles de transport ad-hoc sont donc des modèles diffusifs décrivant aussi la magnéto-résistance géante CPP [175].
- la longueur de Larmor l_L , ou longueur de cohérence transverse de la polarisation de spin, est due à la précession des spins autour du champ d'échange $s - d$. Si l_L est inférieure au libre parcours moyen des électrons, la décohérence se met en place alors que les électrons se propagent balistiquement. Si l_L est supérieure au libre parcours moyen, alors la décohérence s'opère au cours d'une propagation diffusive. Le champ d'échange est très grand (de l'ordre de la centaine de Teslas) et l_L est de l'ordre du nanomètre dans les métaux magnétiques comme le cobalt.

Le papier de revue de J. Bass et W. Pratt propose un état des lieux des longueurs de diffusion de spin et de la physique associée, dans la majorité des matériaux usuels et/ou des géométries et configurations expérimentales. J'invite le lecteur à s'y reporter pour davantage d'information [176].

Une des difficultés du transfert de spin est donc requérir un traitement des aspects à la fois balistiques et diffusifs. Les premiers modèles ont toujours privilégié une approche purement balistique [126, 177, 178] ou purement diffusive [172].

Sur le terme adiabatique Le terme adiabatique peut être appréhendé assez aisément avec les mains. Comme dans la géométrie piller, le spin transfère sa composante transverse à l'aimantation. Dans des matériaux doux comme le permalloy, les largeurs de paroi (typiquement 100 nm) sont plus grandes que la longueur de diffusion de spin (typiquement 50 nm) ou la longueur de précession de Larmor (typiquement 1 nm). Ainsi, on peut considérer que le courant polarisé circule dans un milieu magnétique uniforme i.e. le spin s'aligne en tout point avec l'aimantation locale \vec{m} dans la paroi. Le couple équivalent résultant est équivalent à un couple qui serait exercé par un champ magnétique localisé au niveau de la paroi et qui est perpendiculaire à l'aimantation locale et au plan de la paroi, comme décrit par Bazaliy *et al.* [179]. L'action de ce champ est différente d'un champ usuel puisqu'il n'agit que sur la paroi et pas sur les domaines situés de part et d'autre. Le couple adiabatique a tout d'abord été exprimé par L. Berger. En courant continu, le modèle développé par Berger rend compte du potentiel d'interaction entre les électrons de conduction et l'ensemble des spins [164]. Celui-ci est exprimé en fonction du champ d'échange $s - d$ et caractérise la précession des spins autour de ce dernier. Pourtant, il s'avère dans cette approche nécessaire d'introduire, de manière quelque peu artificielle, 2 types de porteurs pour obtenir une force non nulle du courant sur la paroi (après intégration sur l'ensemble des porteurs et la largeur de paroi). L'image du champ magnétique localisé s'avère plus intuitive. En réalité, le couple varie en norme (perte de polarisation potentielle) et en direction au travers de la paroi et l'équation de la dynamique de l'aimantation devient difficile à traiter. Dans le cas de structure de paroi simple (Bloch), et pour des courants impulsifs, L. Berger a proposé une approche énergétique [180]. La paroi est modélisée comme un spin unique, sur lequel s'applique

la somme de tous les couples dus au courant. Le champ local agissant dans la paroi et qui lui est perpendiculaire n'induit de variation d'énergie que lorsque les moments sortent du plan. Berger arrive donc à introduire un terme de couple additionnel, traduisant la conservation de l'énergie, fonction de la polarisation et de la densité de courant. Tout rôle du piégeage est exclu et le caractère impulsif du courant permet de mettre la paroi en résonance. Dans ces deux approches, l'action d'un courant continu conduit à une inclinaison de la paroi mais ne permet pas d'induire un déplacement de la paroi. A la même période, Li *et al.* montrent que le transfert de spin basé sur le seul terme adiabatique permet d'induire de grandes vitesses de paroi dans un mouvement initial mais celui-ci ne peut se maintenir de par les déformations de la paroi induites pendant le déplacement¹ [181]. La contribution adiabatique a été rediscutée par X. Waintal et al. [177], qui présentent deux cas limites. Pour des parois très fines, les électrons, sans modifications de leur spin, traversent la paroi ou sont réfléchis. Cela donne lieu à la magnétorésistance de paroi mais il n'y a pas de couple exercé sur la paroi. Si la paroi est large, le spin des électrons de conduction relaxe vers la direction des moments locaux, sous l'effet de la précession de Larmor. Comme dans le modèle de Berger initial, chaque spin transfère \hbar à la paroi magnétique, d'où l'existence d'une pression. Dans la limite adiabatique (paroi très large), les auteurs calculent le couple exercé sur les moments localisés dans la paroi, et, en utilisant le formalisme de Landauer Buttiker, obtiennent deux composantes du couple. L'un correspond au couple de Berger et l'autre, oscillante, provient du terme de précession des spins des électrons de conduction autour des moments locaux, qui n'était pas pris en compte dans l'approche macrospin de Berger. Ce terme de résonance pourrait rendre compte de l'action de dépiégeage d'une paroi par un courant DC et conduire à un déplacement.

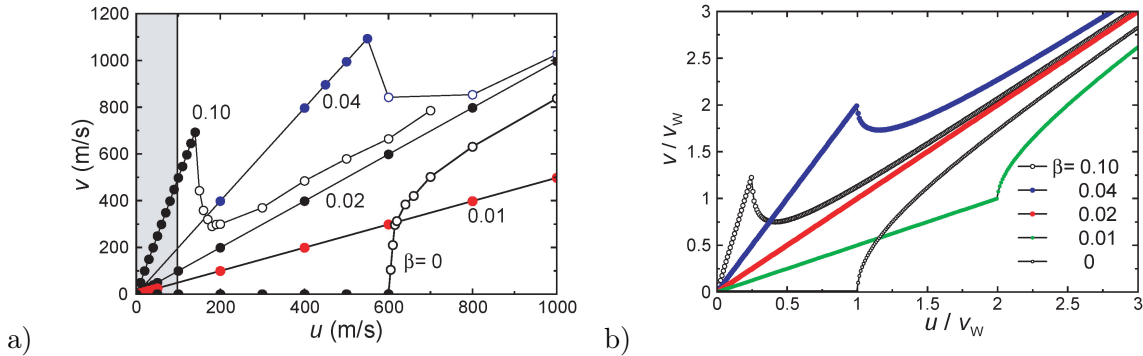


Fig. 4.1 : Tiré de [127]. Calculs micromagnétiques de la vitesse de paroi en fonction de la densité de courant appliqué proportionnelle à u . La zone grisée correspond aux densités de courant accessibles expérimentalement. Les points pleins correspondent à un déplacement de paroi stationnaire alors que les points vides sont des vitesses moyennes, associées à des régimes précessionnels. b) Vitesse de paroi normalisée à la vitesse de Walker v_w en fonction de la densité de courant normalisée proportionnelle à u/v_w , dans une approche 1D. La vitesse de paroi en régime stationnaire est donnée par $v = \frac{\beta}{\alpha}u$.

Les conséquences qualitatives du terme adiabatique de transfert de spin sur la dynamique de paroi sont les suivantes : i) à faible courant, le transfert de spin induit une inclinaison de la paroi mais pas de mouvement stationnaire. ii) au delà d'un courant critique, la paroi se propage à grande vitesse dans un régime précessionnel. La stabilité de la paroi et donc la valeur du courant seuil sont gouvernés par des considérations démagnétisantes (Voir Eq. 3.14), comme sous l'action d'un seul champ magnétique. Ces commentaires sont en accord avec les résultats analytiques à

1. Les conclusions de Stiles et Zangwill sont analogues quant à l'expression du couple [171].

une dimension [128] et les simulations micromagnétiques [127]. La figure 4.1(a) montre les vitesses obtenues par simulations numériques pour une paroi transverse dans une piste de permalloy : des vitesses de plusieurs centaines de m/s sont attendues au delà de densité de courant de quelques 10^9 A/cm^{-2} ($u \geq 600 \text{ m/s}$, $\beta = 0$) alors que la paroi est bloquée en dessous de ce seuil.

Introduction du couple non adiabatique Dès le départ, les travaux sur le transfert de spin dans les parois visent à induire un déplacement efficace des parois. Malheureusement, pendant plusieurs années, induire un mouvement entretenu de paroi sous la seule action d'un courant polarisé est resté une gageure et lorsqu'un mouvement était observé, les vitesses de propagation apparentes étaient bien inférieures à celles attendues alors que les courants seuils issus de la théorie prenant en compte l'action du seul terme de couple adiabatique étaient largement supérieurs à ceux obtenus expérimentalement [182]. Pour interpréter l'ensemble des observations et leur dispersion, différents facteurs ont été proposés. Citons :

- Le rôle du piégeage : Dans des nanofils de permalloy et des configurations expérimentales similaires, des vitesses de paroi s'étendant de 1 [183] à 100 [184] m/s ont été rapportées. Le rôle de la cristallographie et des défauts de structuration est mis en avant pour justifier de cette dispersion.
- L'influence de la structure de la paroi : Les simulations micromagnétiques [127] et des résultats expérimentaux [169] en microscopie haute résolution ont montré que les parois vortex présentent sous courant une mobilité supérieure à celle des parois transverses.

Il est apparu, en particulier via des simulations micromagnétiques [127] que l'ajout d'un terme de couple dit non adiabatique, dont l'expression phénoménologique est donnée Eq. 4.2, permet de reproduire un mouvement de paroi induit par un courant polarisé en spin et de réconcilier une partie des résultats expérimentaux à la théorie [167, 185, 186].

Différentes justifications théoriques à la forme de ce terme ont ensuite été apportées, en relation avec le transport dépendant du spin. Pour la plupart des auteurs [127, 186], dans les parois larges, le paramètre de non adiabaticité est donné par l'équation 4.4.

$$\beta = \frac{\tau_L}{\tau_{sf}} \quad (4.4)$$

Il relève de la précession, avec un temps caractéristique τ_L autour du champ d'échange de l'accumulation transverse de spin, en compétition avec la relaxation de spin, associée au temps caractéristique τ_{sf} , souvent beaucoup plus grand.

Une contribution significative et véritablement non adiabatique, associée à la compétition échange sd / spin flip, n'a été prévue que pour une largeur de paroi extrêmement petite, à une échelle quasi atomique comme dans des vortex [187]. Les auteurs reviennent d'ailleurs sur le terme adiabatique. La limite adiabatique décrit l'alignement du spin des électrons de conduction avec un champ effectif, dominé par le champ d'échange mais incluant une contribution transverse qui dépend de la vitesse de Fermi produit par le gradient d'aimantation dans la paroi. Pour les parois très larges, la densité de courant de spin est parallèle au champ d'échange. Pour les parois plus étroites, un couple additionnel apparaît, dont l'amplitude décroît exponentiellement avec une longueur caractéristique liée au gradient d'aimantation. Les auteurs suggèrent donc que le tilt des spins par rapport au champ d'échange est une source pour ce terme en β qui ne pourrait pas être uniquement attribué à de la relaxation par spin-flip, comme argumenté par Zhang et Li par exemple. La nature plus ou moins réaliste des structures de parois introduites dans les modèles a également été invoquée comme une source d'erreur. Dans le cas de parois extrêmement fines, un transfert direct de moment linéaire est attendu de par la réflexion des électrons sur la marche de potentiel créée par la paroi de domaine [188].

Très récemment, des calculs microscopiques, incluant les structures de bandes, ont été effectués [189]. Les résultats indiquent que l'origine intrinsèque de β serait liée à l'existence de couplage spin orbite dans l'hamiltonien qui décrit les électrons de conduction. Dans cette approche,

on attend, comme dans l'approche de Zhang et Li, $\beta \propto 1/\tau_{sf}$ i.e. une augmentation du terme non adiabatique avec le couplage spin orbite.

La problématique de la valeur du terme non adiabatique est à discuter au regard de celle associée à la valeur de l'amortissement, comme discuté théoriquement récemment dans le cas particulier du semiconducteur dilué GaMnAs [190]. En effet, la relaxation de l'aimantation vers une configuration d'équilibre s'opère par perte de moments et d'énergie vers des réservoirs et le spin-orbite est souvent invoqué dans ces processus. Pour α comme pour β , la diffusion de spin par une paroi est alors essentielle. Pourtant, dans des systèmes dopés [191], des résultats récents montrent qu'il est possible d'influer sur la valeur du paramètre de non adiabaticité sans modifier la constante d'amortissement. Les auteurs attribuent l'augmentation de β à la réduction de l'énergie d'échange et à l'augmentation de la densité de centres diffuseurs conduisant à un temps de diffusion de spin plus faible. L'absence d'impact sur α tend à montrer que même si les deux paramètres associés à des phénomènes sont dissipatifs, amortissement et couple non adiabatique ont des origines physiques différentes.

A ce jour, si la compréhension du mouvement de paroi de domaines par transfert de spin a bien progressé, elle n'en reste pas moins partielle. Les paramètres α et β sont toujours les points de focalisation de nombreuses études. A titre d'illustration, la figure 4.1(b) montre la vitesse de paroi normalisée par la vitesse de Walker, en fonction de la densité de courant normalisée elle aussi par rapport à cette vitesse ; pour un déplacement de paroi sous courant, la vitesse dans le régime stationnaire est proportionnelle à β/α . Dans le cas particulier $\beta = \alpha$, la vitesse stationnaire de paroi est donc simplement $v = u$.

Le paragraphe suivant va présenter les choix possibles pour les expérimentateurs qui visent à mettre en mouvement une paroi de domaines par transfert de spin, de manière efficace et contrôlée. Je présenterai en particulier nos choix expérimentaux et les résultats obtenus.

4.1.2 Choix des systèmes et des conditions expérimentales

Pour éviter les effets de chauffage qui peuvent rendre l'interprétation des résultats expérimentaux sujette à caution, les expériences sont le plus souvent opérées sur forme impulsionnelle. Les effets de piégeage constituent un problème majeur ; si leurs effets sont de facto atténués par l'utilisation d'impulsions de courant très courtes impliquant donc des déplacements plus courts, l'optimisation de la propagation sous champ reste un ingrédient essentiel. En sus, de manière plus optimiste, il a été montré que les temps de montée très courts induisent un dépiégeage des parois qui peuvent ensuite se propager entre deux centres de piégeage [192, 193].

Aujourd'hui, la dénomination du terme non adiabatique ne semble plus très adaptée. Un grand couple dit non adiabatique n'implique plus nécessairement une paroi de domaine très fine. En corollaire, les deux paramètres, faible largeur de paroi et grand β , doivent être distingués. Comme illustré ci-dessous, les systèmes à forte anisotropie et en particulier les systèmes à anisotropie perpendiculaire qui présentent une faible largeur de paroi, souvent de type Bloch, sont de très bons candidats pour les expériences de propagation de paroi sous courant. Pourtant, dans ces matériaux à aimantation perpendiculaire, le constat d'un transfert de spin efficace pour mouvoir une paroi n'est pas systématiquement associé à un paramètre β très grand.

Parmi les premières publications mettant en évidence une propagation de paroi de domaine sous courant et sans champ magnétique dans des matériaux à aimantation perpendiculaire avec un fort champ de piégeage, citons les résultats obtenus dans des fils fabriqués à partir de films CoCrPt (8 nm) en sandwich avec de fines couches (2 nm) de Pt et de Ru [194].

Dans des multicouches Pt/Co à anisotropie perpendiculaire, un mouvement de paroi est obtenu, en accord avec la théorie de la reptation, avec de fortes densités de courant et avec un champ appliqué [195]. Comme dans les travaux de Boulle *et al* [196] sur les mêmes systèmes, les effets de transfert de spin sont observés dans une gamme très étroite de champ, en grande partie à

cause du piégeage important dans les systèmes. Dans ces deux exemples, une valeur importante de $\beta \simeq 1$ est reportée.

Un système alternatif consiste en des multicouches de type Co/Ni, dans lesquelles une propagation de paroi sous courant a été observée [197, 198]. Les auteurs concluent que dans leurs pistes, exemptes de tout défaut extrinsèque, la contribution adiabatique est la contribution motrice essentielle du transfert de spin et que la paroi se propage dès que la densité de courant permet une alternance de la structure de paroi de Bloch à Néel, qui peut être facilitée par un design ad-hoc de la piste [128], définissant ainsi le seuil de piégeage intrinsèque. Une conclusion similaire est donnée via des expériences de dépiégeage par courant, dans des multicouches Co/Ni et des films plus épais de PtFe épitaxiés [199] : les auteurs trouvent une indépendance de β vis à vis de la largeur de paroi de domaines et une faible valeur pour ce paramètre, par ailleurs proche de la constante d'amortissement.

Dans le semi conducteur magnétique dilué GaMnAs [200], à anisotropie perpendiculaire, la propagation de paroi sous courant et sans champ a été observée dans le régime stationnaire, avec des densités de courant inférieures de deux ordres de grandeurs à celles requises dans les métaux et l'analyse de cette propagation a conduit à déterminer une valeur de $\frac{\beta}{\alpha}$ de l'ordre de 1.

Pour mettre en évidence le transfert de spin, nous avons travaillé avec des nanofils fabriqués à partir de films ultra-minces de Co (0.5 nm) pris en sandwich entre deux couches de platine, dont nous avons décrit la dynamique sous champ au chapitre précédent (Paragraphe 3.3.1). Des travaux récents analysant simultanément des expériences de propagation sous champ et/ou sous courant dans des nanopistes fabriquées à partir de couches ultraminces (0.3 nm) de cobalt entre deux couches de platine amènent leurs auteurs à conclure qu'au delà d'un seuil critique, c'est le terme de couple adiabatique qui domine le transfert de spin alors que pour les plus faibles densités de courant, c'est le terme non adiabatique, similaire à un champ magnétique, qui induit le mouvement de la paroi. A partir d'expériences dans le régime de reptation, ils concluent également $\alpha = \beta$ [201]. De manière simultanée à notre étude, le système cousin Pt/Co/ AlO_x a été étudié à Grenoble. A ce jour, il reste le système simple dans lequel l'une des plus grandes vitesses de propagation de paroi (400 m/s) a été obtenue sous courant. L'efficacité du transfert de spin y est attribuée à l'effet Rashba [202, 203]. Très récemment, dans des nanopistes de 1.2 nm de CoFeB, à aimantation perpendiculaire et sandwichée par un mauvais conducteur et un isolant, une propagation sans champ a été obtenue, avec une densité de courant seuil de $6 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$, dont les auteurs ont conclu à la dominance du couple adiabatique de transfert de spin [204].

Je reviendrai sur ces résultats pour les discuter au regard des nôtres.

4.2 Effet d'un courant électrique sur les parois de domaines dans des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié

Nous avons fait le choix pour l'étude expérimentale du transfert de spin appliqué à la propagation de parois magnétiques d'utiliser des pistes courtes et étroites à anisotropie perpendiculaire, obtenues dans les couches précédemment décrites et dont les propriétés sont récapitulées tableau 3.1. L'optimisation de la propagation sous champ a été effectuée au moyen de l'irradiation uniforme. D'un point de vue dynamique des parois de domaines, le film irradié constitue un système quasi-idéal qui associe une anisotropie magnétique perpendiculaire parfaite et des seuils de nucléation, propagation et dépiégeage réduits. Ce système est donc un système modèle à deux états, de type 2D Ising, dans lequel des parois de structure Bloch bien définie se déplacent facilement sous l'effet de très faibles excitations. A ceci s'ajoutent une valeur peu élevée de l'aimantation à saturation, et surtout une faible largeur de paroi. Relevons néanmoins l'un des inconvénient associé à l'irradiation *i.e.* la réduction de la température de Curie de la couche. Je tiens à noter dès à présent qu'a posteriori, ce point s'est révélé un inconvénient majeur.

4.2.1 Optimisation de la propagation sous champ dans une nanopiste

Pour tenter de faire se propager une paroi de domaines, non plus sous l'effet d'un champ magnétique, mais sous l'effet d'un courant électrique injecté perpendiculairement à la paroi dans ces couches, des pistes ont été définies par lithographie électronique, gravées et insérées dans des dispositifs de type ligne coplanaires adaptées en impédance pour permettre l'injection d'impulsions de courant courtes (sub-nanosecondes) et intenses (largeur de piste de quelques centaines de nanomètres). Cette description en une unique phrase de la préparation des pistes ne reflète absolument pas l'investissement matériel, humain et temporel qu'a nécessité la mise au point des pistes contactées.

Dans ces pistes, aucune des propriétés de propagation sous champ magnétique du film n'a été affectée par les processus de nanostructuration (Figure 4.2). La paroi située la plus à droite dans la piste avance régulièrement sous l'effet du champ magnétique. La linéarité de la distance parcourue par cette paroi en fonction du nombre d'impulsions de champ appliquées (Fig. 4.2(m)) montre clairement la reproductibilité de l'effet des impulsions de champ, et dénote une très bonne homogénéité de la propagation de la paroi dans la piste. Ceci traduit l'absence de défauts piégeants extrinsèques introduits par l'étape de nanostructuration, ainsi qu'une bonne homogénéité des bords gravés de la piste. En reproduisant l'expérience présentée avec des impulsions de champ de différentes intensités et de différentes durées, nous avons déterminé le champ magnétique minimal permettant d'obtenir de façon reproductible la propagation d'une paroi de domaines dans la piste, pour une durée d'impulsion donnée. Ce champ de propagation apparent devient très faible aux temps longs : un champ continu inférieur à 1 Oe est suffisant pour permettre la propagation d'une paroi pré-existant dans le système. Dans les pistes que nous avons étudiées, le comportement sous champ magnétique de la paroi reste conforme à la théorie de la reptation pour des systèmes bidimensionnels. Les propriétés des nanopistes impliquées dans nos études sont résumées dans [205]. Dans des matériaux analogues, il a été montré qu'à partir de lois d'échelle, il est possible de décrire la dynamique de paroi dans des nanopistes très étroites (largeur inférieurs à 500 nm) de manière universelle même si en dessous d'une largeur de pistes critique, le comportement de la paroi évolue de celui typique d'un système bidimensionnel à un comportement stochastique "particulaire" à une dimension [206].

4.2.2 Etude de la propagation sous courant dans une nanopiste

Pour étudier de façon systématique, à température ambiante, l'effet produit par une impulsion de courant électrique sur l'état magnétique de nos nano-pistes, nous avons préparé, sous champ magnétique, une structure en domaines dans une nanopiste, et avons injecté des impulsions de courant électrique, à champ magnétique nul. Nous avons constaté *a posteriori* l'effet éventuel de ces impulsions par différence d'images magnéto-optiques. Les résultats sont qualitativement les mêmes quelque soit la polarité de l'impulsion. La densité de courant moyenne dans la piste est estimée à $1,6 \cdot 10^{11}$ A.m⁻² par volt appliqué. Suivant l'amplitude en tension, U , et la durée, Δt , de l'impulsion de courant unique injectée, on distingue trois situations au regard de la structure en domaines dans la nanopiste (Fig. 4.3) :

- les impulsions courtes et/ou peu intenses ne modifient pas l'état magnétique de la nanopiste (Fig. 4.3(a))
- les impulsions dont la durée et l'amplitude appartiennent à une gamme intermédiaire très étroite provoquent une propagation des parois pré-existantes dans la piste, sans nucléation de nouveaux domaines (Fig. 4.3(b))
- les impulsions longues et/ou intenses se traduisent par l'apparition dans la piste d'une succession de petits domaines alternativement \uparrow et \downarrow (Fig. 4.3(c))

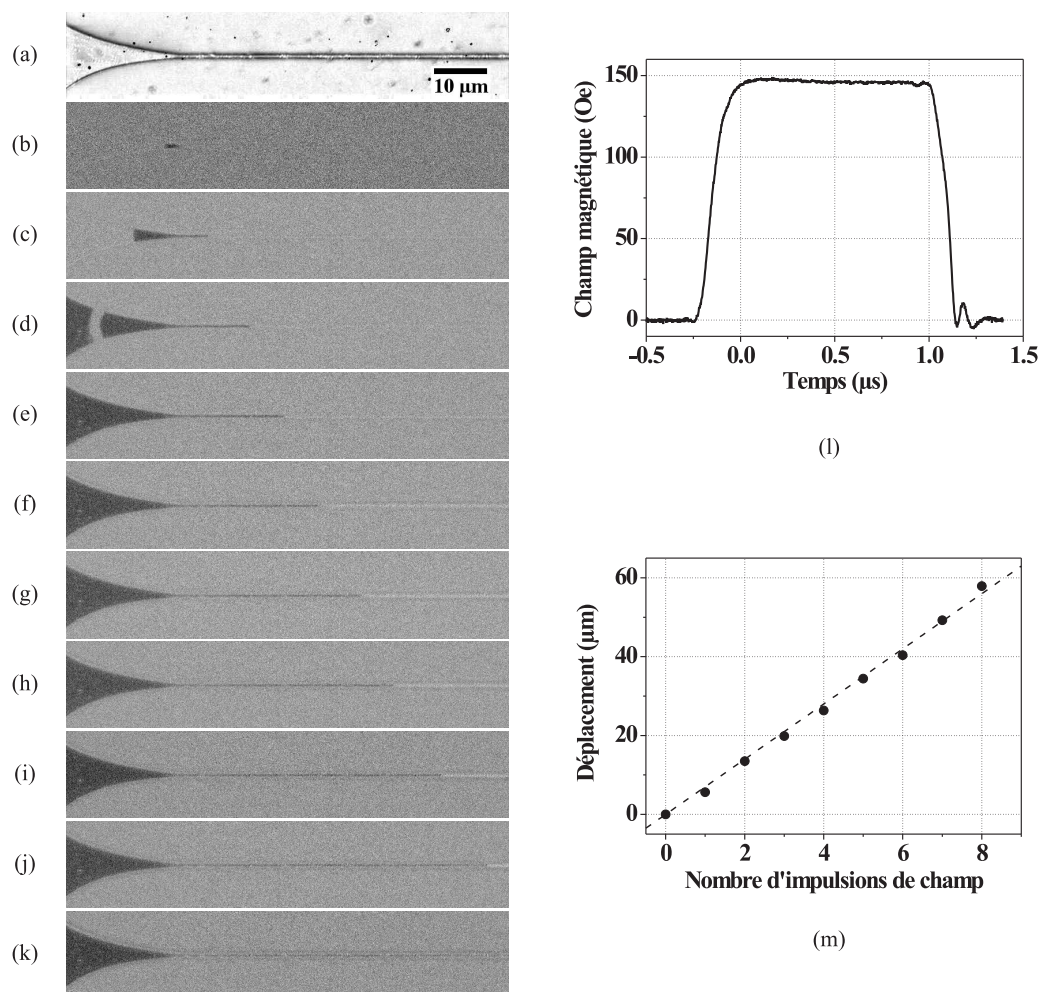


Fig. 4.2 : Propagation d'une paroi de domaines sous champ magnétique dans une nano-piste (largeur ≈ 510 nm, longueur $100 \mu\text{m}$) de Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié sous une dose de $4 \cdot 10^{15} \text{He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV, à anisotropie magnétique perpendiculaire, observée par microscopie magnéto-optique Kerr polaire. (a) Image optique de la piste. (b)-(k) Images magnéto-optiques : (b) d'un état magnétique nucléé ; (c)-(k) des états magnétiques successifs obtenus à partir de l'état (b) par application de neuf impulsions de champ identiques successives (≈ 150 Oe, $1 \mu\text{s}$), dont la forme typique est celle présentée en (l). Sur ces images, les zones noires et grises correspondent aux régions respectivement renversées et restées dans leur état magnétique saturé initial. (m) Distance ($\pm 0,5 \mu\text{m}$) parcourue par la paroi depuis l'état (b), en fonction du nombre d'impulsions de champ appliquées.

L'effet observé pour une impulsion donnée ne dépend que de son amplitude en tension, U , et de sa durée, Δt , ce qui est représenté graphiquement Fig. 4.3(d) sur trois ordres de grandeur de durées d'impulsions. Des résultats qualitativement identiques ont été obtenus sur trois pistes, aux propriétés magnétiques similaires. Pour chaque durée d'impulsion, plusieurs mesures réalisées dans les mêmes conditions, ont donné des résultats qualitativement identiques. Par ailleurs, l'effet d'une impulsion donnée est qualitativement le même quelque soit le sens de circulation des électrons dans la piste. En conclusion, au vu des faits expérimentaux, nos observations ne font pas apparaître le moindre indice d'un effet de transfert de spin.

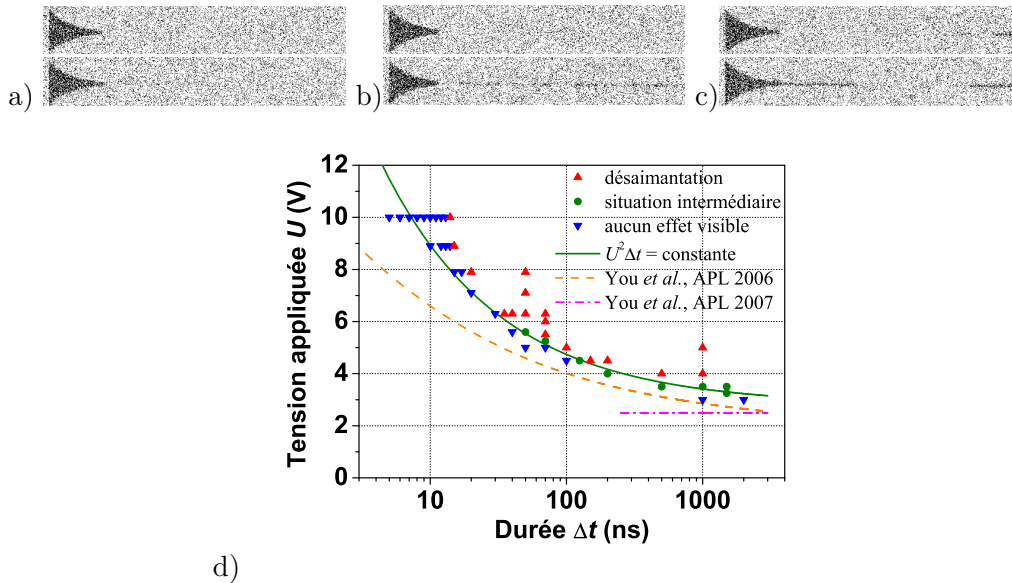


Fig. 4.3 : Effet d'une impulsion électrique unique, à $H=0$ et à température ambiante, sur la structure en domaines magnétiques d'une nano-piste (largeur ≈ 750 nm, longueur $130 \mu\text{m}$). (a)-(c) Exemples d'images magnéto-optiques de la piste avant (en haut) et après (en bas) l'application d'une impulsion électrique : en (a), l'impulsion est sans effet visible (triangles bleus sur le graphe (d)) ; en (c), elle induit un état magnétique désaimanté caractérisé par de nombreux domaines \uparrow et \downarrow (triangles rouges sur le graphe (d)) ; en (b), elle provoque la propagation des parois de domaines existant dans la piste (points verts sur le graphe (d)). Sur les images (a)-(c), les zones noires ou grises correspondent aux régions respectivement renversées (\uparrow) ou restées dans leur état magnétique saturé initial (\downarrow). (d) Type d'effet observé en fonction de l'amplitude, U , et de la durée, Δt , de l'impulsion de tension (représentée en échelle logarithmique). Apparaissent sous forme de traits continus les calculs issus des modèles décrits dans le texte pour discuter des effets thermiques.

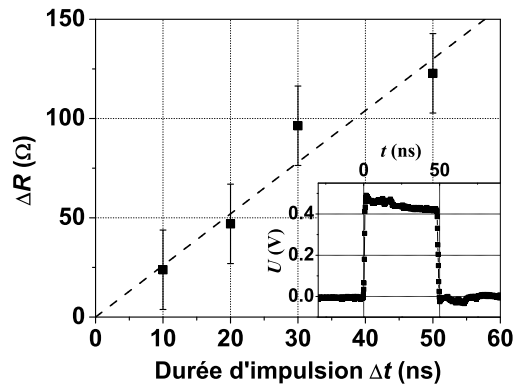


Fig. 4.4 : Augmentation de la résistance de la nanopiste entre le début et la fin de l'impulsion de courant qui la traverse pour $U=9$ V, en fonction de la durée de cette dernière. En insert : oscillogramme typique illustrant l'augmentation de la résistance pendant l'impulsion.

Nous avons dans une seconde étape montré que l'*échauffement de la nanopiste par effet Joule* explique qualitativement l'ensemble des effets des impulsions de courant observés sur l'état d'aimantation de la nanopiste. Pendant une impulsion électrique d'amplitude en tension U et de durée Δt , l'énergie dissipée par effet Joule dans la piste de résistance R (supposée constante pendant l'impulsion) vaut :

$$Q = \frac{U^2}{R} \Delta t. \quad (4.5)$$

Cette énergie se répartit rapidement dans le métal constituant la piste. Elle est en partie dissipée par les larges contacts métalliques situés à ses deux extrémités (bons conducteurs de chaleur), ainsi que dans le substrat, recouvert d'une couche isolante de 500 nm de SiO_2 . Il semble que même les impulsions les plus courtes que nous avons testées permettent une répartition uniforme de l'énergie Q déposée pendant l'impulsion. La ligne de séparation qui apparaît entre la gamme des impulsions sans effet et celles conduisant à une désaimantation peut être ajustée avec une loi hyperbolique, sur trois ordres de grandeur de durées d'impulsions. D'après l'équation 4.5, cette courbe correspond à l'équation d'une courbe à énergie dissipée constante. Ainsi, la courbe limite doit correspondre à l'isotherme $\Delta T = T_C - T_{amb}$ où ΔT est l'élévation de la température à la fin de l'impulsion et T_C la température de Curie de nos pistes.

De manière à évaluer par une approche alternative l'élévation de température dans nos nano-pistes, nous avons mesuré la tension aux bornes d'une résistance de 50 Ω en série avec la piste (dont la résistance vaut 0.9 k Ω) pendant l'impulsion de courant. La figure 4.4 présente l'augmentation de la résistance de la nanopiste en fonction de la durée de l'impulsion de courant qui la traverse. L'ajustement linéaire conduit à une augmentation de résistance de 2.6 $\Omega \cdot \text{ns}^{-1}$. L'augmentation de la température dans la piste peut être directement corrélée à l'augmentation de la résistance : $\chi = (1/R(T_{amb}))(\Delta R/\Delta T)$ où χ est un coefficient de température. Nous avons évalué, à partir de données figurant dans la littérature pour les matériaux massifs, un coefficient global pour la nanopiste¹ et estimé la vitesse d'échauffement de la piste à environ 1,4 $\text{K} \cdot \text{ns}^{-1}$ pour une impulsion d'amplitude $U \approx 9$ V. Avec cette vitesse d'échauffement, la température de Curie, $T_C = 365$ K, doit être atteinte en $\Delta t = 46$ ns. Cette valeur est comparable à constatée expérimentalement pour cette gamme de tensions U (Fig. 4.3(d)) et compatible avec celle des modélisations dans des systèmes analogues [208, 209].

4.2.3 Courant polarisé dans la couche de cobalt : approche de Fuchs-Sondheimer

Transport électronique dans une multicouche Pour parfaire notre compréhension de l'absence d'effet de transfert de spin, nous avons évalué la répartition du courant dans nos nano-pistes. Les différentes couches métalliques constituant notre empilement Pt/Co/Pt, et en particulier la couche magnétique de cobalt, sont d'épaisseurs inférieures au libre-parcours moyen électronique, ℓ (de l'ordre d'une dizaine de nanomètres). Dans les matériaux massifs, la résistivité est évaluée dans un modèle de type Drude-Sommerfeld.

Ici, l'effet des interfaces sur le transport électronique l'emporte donc sur la résistivité en volume dans les différentes couches et une approche adaptée à la description du transport électronique dans un conducteur de petites dimensions est indispensable. Par ailleurs, lorsque cette approche inclut la diffusion dépendant du spin, elle permet de décrire la magnétorésistance dans les multicouches de manière satisfaisante [210, 211].

1. $\chi_{\text{Pt}} = 3.92 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, et $\chi_{\text{Co}} = 6.04 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, voir [207]. Ces valeurs sont celles des matériaux massifs; dans notre système réel, comme pour discuter le transport électronique, il serait probablement judicieux de prendre en compte la contribution (constante) des interfaces. L'estimation obtenue est convenable, de manière surprenante...

Le modèle de Fuchs-Sondheimer [212, 213] permet de décrire, par une approche basée sur la statistique de Boltzmann, la distribution de courant dans l'épaisseur t (comparable ou inférieure à ℓ) d'une couche mince. Dans le cas d'un empilement de plusieurs couches minces métalliques, le modèle dans sa version la plus générale requiert de très nombreux paramètres, qui le rendent difficilement tractable, alors que la multiplication des paramètres peut mettre en question sa validité. Le choix des paramètres de calculs est donc un élément essentiel, comme détaillé ci dessous.

Les données *a priori* nécessaires pour exprimer les résistivités et libre-parcours moyens pour chaque canal de spin et dans chaque matériau sont les suivantes :

- les résistivités de couches infiniment épaisses de platine, ρ_{Pt} , et de cobalt, ρ_{Co} , fabriquées de la même façon que nos échantillons (même pureté et même texture) ;
- les libre-parcours moyens dans les mêmes couches infiniment épaisses de platine, ℓ_{Pt} , et de cobalt ℓ_{Co} ;
- un coefficient $\alpha_{GMR} = \rho_{Co\downarrow}/\rho_{Co\uparrow} = \ell_{Co\downarrow}/\ell_{Co\uparrow}$, décrivant la différence de résistivité et de libre-parcours moyen entre les deux canaux de spin majoritaire et minoritaire du cobalt ¹

On peut alors écrire simplement :

$$\rho_{Co\uparrow} = \rho_{Co} \frac{1 + \alpha_{GMR}}{\alpha_{GMR}}, \quad \ell_{Co\uparrow} = \ell_{Co} \frac{2\alpha_{GMR}}{1 + \alpha_{GMR}}; \quad (4.6a)$$

$$\rho_{Co\downarrow} = \rho_{Co}(1 + \alpha_{GMR}), \quad \ell_{Co\downarrow} = \ell_{Co} \frac{2}{1 + \alpha_{GMR}}. \quad (4.6b)$$

On suppose implicitement que la densité d'électrons de conduction est identique dans les deux matériaux des empilements et qu'elle ne dépend pas du spin. Ainsi, écrire $\sigma = \frac{1}{\rho}$ est équivalent à $\sigma \propto \frac{1}{\tau}$. Ce temps de collisions disparaît dans le produit ρl , caractéristique de chaque matériau.

Afin de caractériser la structure multicouche, il faut définir :

- le paramètre p de réflexion spéculaire tel qu'introduit par Fuchs-Sondheimer : il est utilisé aux deux interfaces extrêmes de l'empilement Pt/Co/Pt ; une réflexion diffuse prend donc place avec la probabilité $1 - p$
- les coefficients de transmission aux interfaces Co/Pt pour chaque canal de spin : T définit la probabilité pour qu'un électron soit transmis en conservant son vecteur vitesse ; il est donc diffusé de manière aléatoire avec la probabilité $1 - T$. La transmission dépendant du spin, on définit deux coefficients indépendants T_{\uparrow} et T_{\downarrow} . Leur différence permet d'introduire le coefficient d'asymétrie de spin N donné par $\frac{1-T_{\downarrow}}{1+T_{\uparrow}}$.

L'équation de Boltzmann a été résolue dans un premier temps séparément pour les deux canaux de spin. L'épaisseur de l'empilement Pt/Co/Pt étant inférieure aux longueurs de diffusion de spin, en première approximation, un électron doit pouvoir traverser l'ensemble de l'empilement en conservant son spin. Conscient de cette hypothèse, nous avons négligé les effets d'inversion de spin, et considéré les canaux de spin majoritaire et minoritaire comme indépendants. Une intégration numérique a été effectuée pour tenir compte de tous les angles d'incidence possibles à chaque interface, de manière à évaluer la densité de courant polarisée en spin à une profondeur z donnée dans l'empilement. Dans une seconde étape, le spin-flip a été introduit dans le volume des couches de platine (nécessitant l'introduction d'un temps caractéristique $\tau_{\uparrow\downarrow}$) ou aux interfaces

1. Afin de décrire la polarisation en spin du courant circulant dans une couche mince magnétique, il convient de distinguer les deux canaux de conduction associés aux électrons de spin majoritaire (\uparrow) et minoritaire (\downarrow) ; en général α_{GMR} est simplement noté α mais l'indice est utilisé ici pour éviter la confusion avec la constante d'amortissement.

Pt/Co (nécessitant l'introduction d'un coefficient de transmission avec changement de spin $T_{\uparrow\downarrow}$). Je vais présenter les résultats de ces différentes approches. Pour davantage de détails sur les calculs et en particulier des différences de comportements obtenus avec ou sans spin-flip, j'invite le lecteur à se reporter à [207].

Détermination des paramètres : valeurs expérimentales des conductances et GMR Les valeurs expérimentales de la résistivité de différents empilements à base de cobalt et de platine, décrits figure 4.5, ont été mesurées par une méthode quatre points (au laboratoire Spintec et dans notre groupe). Ces valeurs ont ensuite été comparées, pas à pas, aux résultats des simulations numériques des courants dans nos empilements dans le modèle de Fuchs-Sondheimer.

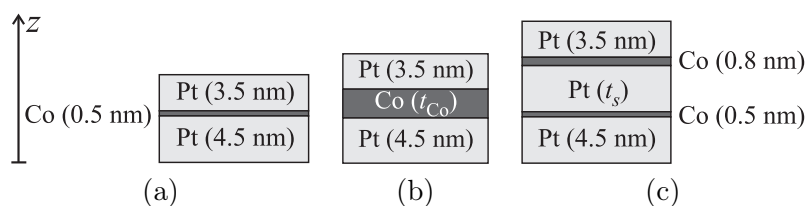


Fig. 4.5 : Structures des empilements : (a) Couche Pt/Co(0.5 nm)/Pt; (b) Couches Pt/Co(t_{Co})/Pt d'épaisseur de cobalt t_{Co} variable; (c) Vannes de spin avec espaceur d'épaisseur t_s . La définition de la coordonnée z est indiquée.

Les résistivités, libre-parcours moyens et une estimation du paramètre de réflexion spéculaire p pour le platine ont été déterminées numériquement à partir de mesures de conductivité apparentes dans le plan de couches uniques de Pt. L'insert de la figure 4.6 montre en particulier comment la valeur du paramètre p influe sur la conductance d'une couche unique. La courbure, dans les films simples, est d'autant plus marquée que le coefficient de spécularité est réduit. La dépendance en épaisseur de nos couches de platine a conduit à $p=0.6$. La même démarche a été appliquée à des couches de cobalt.

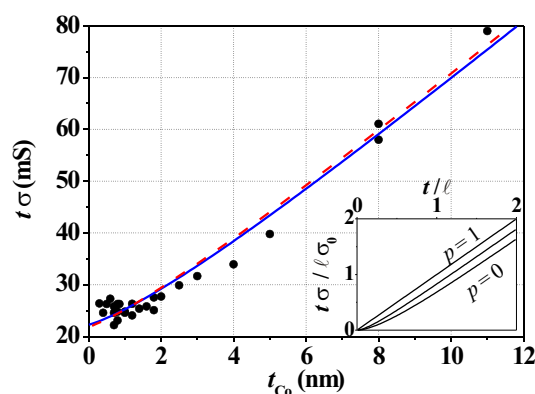


Fig. 4.6 : Conductance de tricouches Pt(4.5 nm) / Co(t_{Co}) / Pt(3.5 nm) en fonction de l'épaisseur de cobalt, t_{Co} (un échantillon par point). Les courbes continues sont les résultats de simulations numériques, du modèle de Fuchs-Sondheimer, avec $T_{\downarrow} = 0.1$, sans spin-flip (courbe continue, avec $T_{\uparrow} = 0.22$, i.e. $N = 1.15$, et $p = 0.42$), avec du spin-flip dans le platine (courbe pointillée, avec $T_{\uparrow} = 0.33$, i.e. $N = 1.35$, et $p = 0.33$). t représente ici l'épaisseur totale des empilements mesurés. Insert : résultat du modèle de Fuchs-Sondheimer pour un film unique pour $p = 0, 0.5$ et 1 avec σ_0 la conductivité volumique.

Les paramètres suivants $\rho_{Pt} = 17.45 \mu\Omega \text{ cm}$ et $\rho_{Co} = 17.7 \mu\Omega \text{ cm}$ ont été obtenus; les libres parcours moyens déduits sont compatibles avec les valeurs figurant dans la littérature. Si ces résistivités “volumiques” étaient aussi celles de notre tricouche, seuls 5.8% du courant total circuleraient dans les 0.5 nm de cobalt enterrés dans l’empilement de 8.5 nm d’épaisseur.

Les coefficients de transmission T_{\uparrow} et T_{\downarrow} ont ensuite été déterminés. Le paramètre p n’est plus pertinent pour décrire une couche de cobalt entre des films de platine et c’est la transmission aux interfaces qui doit être évaluée. Pour les épaisseurs importantes de cobalt, dans les empilements tricouches à t_{Co} variable, les conductances des 3 couches s’ajoutent et un comportement linéaire de la conductance $\sigma.t$ est observé (figure 4.6). En revanche, la courbure de la conductance observée pour les faibles épaisseurs de cobalt indique une faible transmission. Cette dernière implique une réduction du courant dans la couche de cobalt, en comparaison à la valeur attendue à partir des résistivités “volumiques”. Dans le cobalt extrêmement fin de la tricouche, tout au long de l’analyse, la diffusion de spin est négligée et la valeur de α_{GMR} est fixée à 3.

Les conductances de vanes de spin dans les états parallèle P et antiparallèle AP ont été déterminées expérimentalement. Bien que faible, la différence entre les niveaux de conductance P et AP permet de déterminer une valeur pour l’asymétrie N . En pratique, des simulations ont été effectuées pour différentes valeurs de N , comparées aux résultats expérimentaux. Plusieurs jeux de coefficients de transmission, spins dépendants, peuvent être obtenus pour une même valeur de N . Le choix du couple ad-hoc a été dicté par la contrainte liée à la valeur de la conductance dans la tricouche et en particulier, $T_{\downarrow}=0.1$ a été imposé. La dépendance en spin des coefficients de transmission a été déduite dans les deux types d’approche : sans spin-flip ou avec inversion de spin (dans le platine ou aux interfaces).

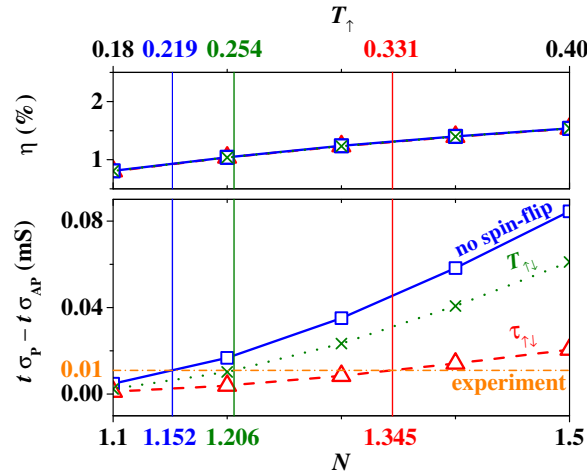


Fig. 4.7 : En bas : Evolutions calculées de la magnétoconductance, pour une vanne de spin avec $t_s = 4.5 \text{ nm}$, en fonction du paramètre d’asymétrie de spin d’interface N . La transmission de la composante minoritaire est fixée à $T_{\downarrow} = 0.1$. En haut : coefficient η , défini comme le rapport entre le courant polarisé en spin dans la couche de cobalt sur le courant total dans l’empilement Pt/Co(0.5 nm)/Pt et valeurs T_{\uparrow} correspondant à l’échelle en N . La ligne orange pointillée indique la valeur mesurée de la magnétoconductance, à savoir $11 \mu\text{S}$.

Les résultats sont résumés figure 4.7. La partie supérieure montre le rapport entre le courant polarisé en spin dans la couche de cobalt sur le courant total dans l’empilement Pt / Co(0.5 nm) / Pt. Sans spin flip, avec $T_{\uparrow} = 0.22$, $T_{\downarrow} = 0.1$ i.e. $N = 1.15$, et $p = 0.42$, ou avec spin flip, $T_{\uparrow} = 0.33$,

$T_{\downarrow} = 0.1$ i.e. $N = 1.35$, et $p = 0.33$, le résultat majeur est peu influé : dans la nanopiste fabriquée à partir de la tricouche Pt/Co(0.5 nm)/Pt et qui ne présente pas d'effet de transfert de spin, la densité de courant polarisé en spin dans la couche de cobalt est très faible. Sans prendre en compte d'inversion de spin, le courant circulant dans le cobalt représente 3.36% du courant total de charges ; la fraction polarisée ne représente elle que 0.93% (Fig. 4.7, haut), ce qui correspond à une polarisation $P = 0.28$ dans la couche de cobalt. La faible influence du spin-flip sur le rapport courant polarisé/courant total dans le cobalt est à relier à la faible transmission aux interfaces Pt/Co, qui isole la couche de cobalt du reste de la structure.

Densité de courant et polarisation La densité de courant circulant dans la couche de cobalt de 0,5 nm d'épaisseur de nos pistes Pt/Co/Pt, ainsi que sa polarisation en spin ont été calculées en profondeur. La figure 4.8 présente les densités de courant polarisées en spin obtenues à partir du modèle développé sans (a) et avec spin-flip dans le platine (b). La très faible transmission aux interfaces conduit à une densité de courant considérablement réduite dans la couche de cobalt mais aussi à un étalement du courant polarisé dans les couches de platine situées de part et d'autre : on observe un courant polarisé qui vaut 0.97% et 0.91% du courant total (Fig. 4.8(a)). La prise en compte de l'inversion de spin dans le platine améliore néanmoins la situation : 3.36% du courant total pour la couche de cobalt avec une plus grande polarisation en spin (1.32% du courant total soit $P=0.35$) avec toujours une polarisation de l'ordre de 0.9% dans les couches de platine situées de part et d'autre. Par contre, on constate très nettement la décroissance plus rapide de la polarisation dans la platine lorsque l'on s'éloigne de la couche de cobalt.

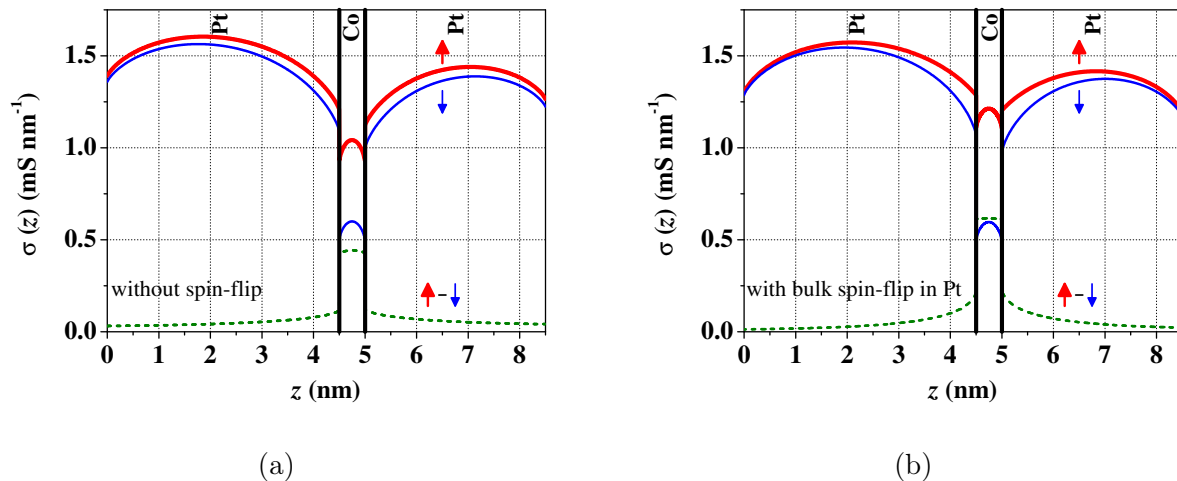


Fig. 4.8 : Profils des densités de courant, pour chaque canal de spin, dans une tricouche Pt(4.5 nm) / Co(0.5 nm) / Pt(3.5 nm) sans (a) et avec spin-flip dans le platine (b). La densité de courant polarisée en spin est reportée également. Les paramètres sont les mêmes que pour la figure 4.6.

Pour en revenir au transfert de spin, en présentant les choses de façon plus imagée, parmi l'ensemble des électrons qui circulent dans l'empilement Pt/Co/Pt, seul 1 sur cent est potentiellement efficace pour le transfert de spin, alors que tous participent à l'échauffement par effet Joule. Cette situation est très défavorable pour le transfert de spin, et ce d'autant plus que la faible température de Curie de notre système limite de façon drastique l'intensité de courant que l'on peut injecter dans une nanopiste sans provoquer sa désaimantation.

Ce modèle pourrait bien sûr être appliqué à d'autres types d'empilements et en particulier aux systèmes très proches des nôtres dans lesquels des effets de transfert de spin ont été observés : multicouches Pt/Co [195, 196, 199] ou Co/Ni [197, 214], couches simples de type CoCrPt [194] ou

CoFeB[204] ou les cousins de nos tricouches, les systèmes asymétriques Pt/Co/ AlO_x [202, 203]. Dans ces systèmes, la matière “magnétique” est en quantité plus importante ce qui devrait être en faveur de la densité de courant polarisé et leur température de Curie plus élevée doit prévenir d'une désaimantation pour des densités de courant trop faible. L'étude du système Pt/Co/ AlO_x dont la structure inclue un isolant devrait également se révéler particulièrement intéressante. Des développements théoriques récents tendent à montrer que l'action d'un courant polarisé sur une aimantation n'est pas uniquement liée à un transfert de moment angulaire mais que des effets de relaxation de la polarisation en spin et/ou de couplage spin orbite doivent être invoqués [215].

4.3 Magnétisme de nanoplaquettes isolées : Au delà du modèle de Néel-Brown

Lorsqu'on réduit la taille d'un objet, son aimantation passe de l'état multidomaine à l'état monodomaine. Le mode le plus simple proposé pour le renversement de l'aimantation est alors un renversement cohérent au cours duquel tous les spins tournent à l'unisson [55]. En dessous d'une certaine taille et/ou anisotropie magnétique, l'orientation du moment total fluctue par agitation thermique, ce qui définit la transition superparamagnétique [216, 217]. Historiquement, faute de sensibilité, les mesures visant à vérifier les affirmations ci-dessus portent sur des assemblées d'objets. Comme ces assemblées présentent alors des dispersions de taille, forme et éventuellement des interactions dipolaires, toute vérification quantitative des lois liées au superparamagnétisme est exclue. Récemment, les mesures magnétiques de nano-objets individuels se sont développées (micro-SQUID [218], STM polarisé en spin [219], MFM [220] par exemple). L'analyse des résultats issus des diverses techniques de sonde individuelle et/ou sur des nano-objets de rapports d'aspect différents fait apparaître maintenant des incohérences flagrantes avec le modèle canonique du super-paramagnétisme [219–221].

L'équipe a abordé expérimentalement ce sujet en améliorant continûment la sensibilité et résolution de la magnéto-optique, dans le but de mesurer des nanoparticules uniques et en étroite collaboration avec le Laboratoire de Photonique et Nanostructures (J. Gierak, G. Faini) qui parallèlement développait les techniques de nanostructuration.

4.3.1 Un peu (très peu) d'histoire : le modèle de Néel-Brown

Dans un système à 2 états (nanoparticule avec une aimantation \uparrow ou \downarrow dans la direction d'anisotropie), on peut décrire l'effet de la température en étudiant la probabilité pour que le système soit toujours dans le même état à un instant t . Le passage d'un état à l'autre nécessite le franchissement d'une barrière d'énergie ΔE , avec un temps caractéristique τ .

Si un seul processus est mis en jeu, c'est-à-dire lorsqu'une seule barrière d'énergie doit être franchie, la probabilité de non-retournement obéit à une diminution exponentielle avec le temps (Eq. 4.7)

$$P(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (4.7)$$

τ est le temps caractéristique de renversement de l'aimantation exprimé Eq. 4.8, qui relie la barrière d'énergie ΔE à franchir aux fluctuations thermiques.

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (4.8)$$

τ_0 un temps caractéristique dont la valeur numérique, typiquement comprise entre 10^{-8} et 10^{-12} s, dépend de la particule considérée.

Néel et Brown ont abordé le temps de relaxation de manière différente, mais tous deux déterminent le temps caractéristique de renversement de l'aimantation, dans l'hypothèse d'une barrière haute, en considérant les excursions possibles de l'aimantation en dehors des 2 puits de potentiel, $M \downarrow$ et $M \uparrow$. Le modèle de Néel repose sur une description des fluctuations des énergies démagnétisante et magnéto-élastique liées aux déformations du réseau par les phonons thermiquement activés [216]. Brown a une approche plus dynamique, basée sur une équation de type Fokker-Planck, qui résulte de la diffusion du courant d'aimantation ; cette dernière est équivalente à l'équation de la dynamique de Gilbert, en présence d'un champ effectif aléatoire, déterminé en fonction du paramètre α via le théorème de fluctuation-dissipation [217].

Dans le cadre du modèle du macrospin, qui correspond à la schématisation complète du comportement d'un objet à l'état monodomaine, la barrière d'énergie ΔE est proportionnelle au volume V de l'objet et à son anisotropie effective K . Elle varie comme le carré du champ appliqué H (le long de l'axe d'anisotropie) et s'annule pour le champ d'anisotropie H_K (Eq. 4.9).

$$\Delta E_{cohe} = KV \left(1 - \frac{H}{H_K}\right)^2 \quad (4.9)$$

4.3.2 Spécificités des plots

Protégées par des piliers de résine SU8-Ti, des nanoplaquettes ont été obtenues par irradiation aux ions He —destinée à rendre paramagnétique les zones non protégées— d'une couche mince de Pt / Co(0.5 nm) / Pt. Les nanoplaquettes, définies sous les piliers, sont isolées magnétiquement les unes des autres par une couche paramagnétique et continue. Sans rentrer dans les détails de la fabrication des masques, la forme conique de la base du pilier de résine influe fortement sur les propriétés magnétiques au bord des nanoplaquettes. Le pourtour de la nanoplaquette magnétique est soumis à un gradient d'irradiation en dessous de cette embase conique. La largeur du gradient dans la couronne a été évaluée par comparaison avec des simulations TRIM et les paramètres magnétiques de la couronne déduits. Par ailleurs, la protection sous le masque n'a pas été parfaite. Pour déterminer la dose en ions hélium transmise sous le masque au niveau du film de cobalt, nous avons procédé par comparaison des lois de vitesse de déplacement de paroi obtenues dans une zone témoin ayant subi les mêmes traitements (thermiques, physiques et ioniques) et dans des films continus vierge et uniformément irradiés à doses en ions hélium parfaitement contrôlées.

Comme cela est représenté Figure 4.9, chaque nanoplaquette est composée de deux régions :

- un cœur irradié aux ions hélium $d=4.10^{15} \text{ He}^+ \text{cm}^{-2}$ après traversée du masque en résine d'épaisseur constante ;
- une couronne non uniformément irradiée — entre $d=3.10^{16} \text{ He}^+ \text{cm}^{-2}$ à sa périphérie et $d=4.10^{15} \text{ He}^+ \text{cm}^{-2}$ au bord du cœur — du fait de l'embase conique du pilier en résine. Dans la couronne périphérique, les paramètres magnétiques de la nanoplaquette évoluent. L'aimantation est représentée en fonction de la distance au centre Figure 4.9. Dans la partie type cœur, l'échange a été évalué à 10^{-6} erg/cm alors que le champ d'anisotropie mesuré vaut 2300 Oe.

Par microscopie magnéto-optique Kerr polaire, nous avons analysé le comportement individuel d'une centaine de nanoplaquettes. Notons ici que les images magnéto-optiques relatives à cette étude sont aux limites de la sensibilité de la microscopie magnéto-optique ; chaque image a nécessité un temps d'accumulation très long (plusieurs dizaines de minutes) ; une illustration est présentée figure 4.9.

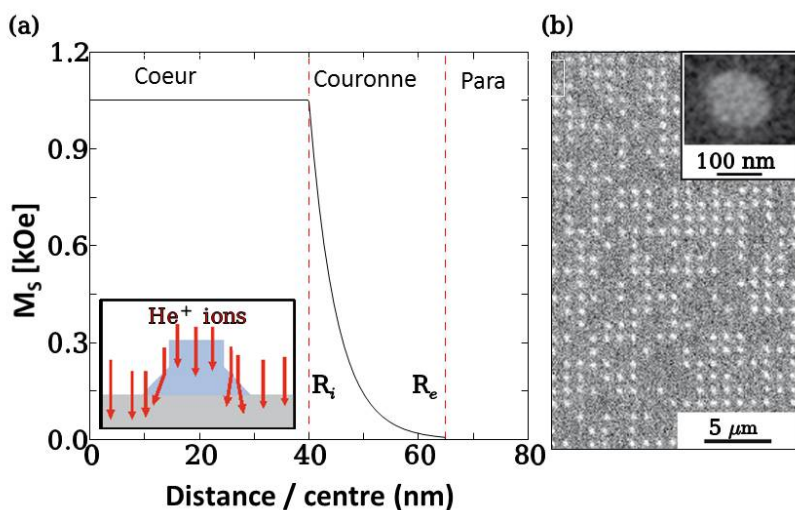


Fig. 4.9 : a) Représentation schématique de la structure à embase conique des piliers utilisés pour protéger les nanoplaquettes ; Représentation de l'évolution de l'aimantation en fonction de la position par rapport au centre dans un nanodisque de 130 nm de diamètre ($L_{coeur} = 80$ nm et $L_{couronne} = 25$ nm) (b) Image magnéto-optique du réseau de plots, montrant la mesure possible de la nature renversée ou non de chaque nanoplaquette ; en insert, image en microscopie électronique à balayage d'un plot unique.

4.3.3 Détermination de la barrière d'énergie par magnéto-optique

Stabilité des nanoplaquettes La figure 4.10 montre deux images magnéto-optiques du même état magnétique d'une zone donnée des réseaux de nanoplaquettes de diamètre 130 nm prises à 24 heures d'intervalle. Il apparaît que le signal magnéto-optique n'a pas évolué et aucun des nanodisques n'a vu son aimantation se renverser spontanément au cours de ces 24 heures.

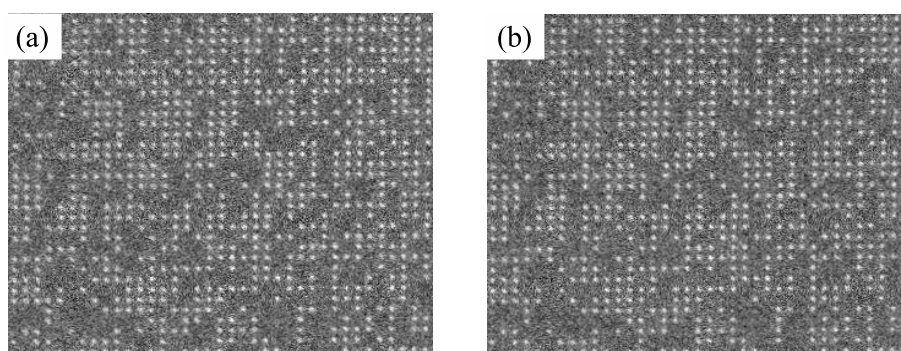


Fig. 4.10 : Images magnéto-optiques Kerr polaire de l'état magnétique des nanoplaquettes de diamètre 130 nm à l'instant initial t_0 (a) et $t_0 + 24$ h.

Durée de l'impulsion Pour 4 nanoplaquettes choisies de façon à être représentatives de l'assemblée étudiée, la figure 4.11 représente les lois de probabilité de non-renversement en fonction de la durée des impulsions de champ magnétique appliquées. Ces impulsions d'amplitude égale à 240 Oe ont une durée comprise entre 100 ns et 25 μ s. Les points de mesures se placent régulièrement sur une courbe correspondant à une loi de probabilité exponentielle. Cette dépendance simple

indique que le renversement de l'aimantation n'implique qu'un seul processus thermiquement activé et correspond au franchissement d'une seule barrière d'activation. Pour les nanodisques discutés ici, les temps caractéristiques valent respectivement $\tau = 450$, 1150, 3100 et 5500 ns.

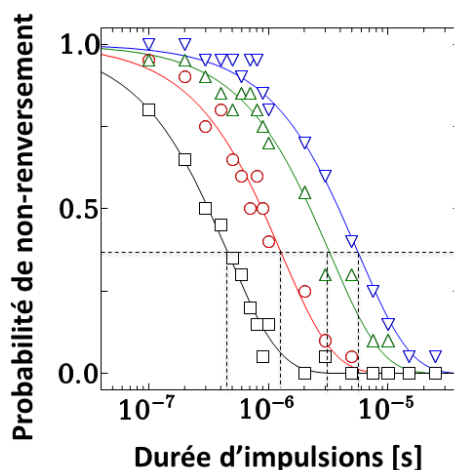


Fig. 4.11 : Loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation dans des nanoplaquettes de 130 nm de diamètre, pour 4 nano-disques représentatifs de l'assemblée étudiée. Le temps de renversement pour lequel $P(\delta t = \tau) = 1/e$ est déterminé à partir de l'ajustement avec une exponentielle unique de la courbe expérimentale $P(\delta t)$

Valeur du champ appliqué ou valeur du champ de renversement Nous avons montré que le renversement de l'aimantation des nanoplaquettes n'implique qu'un seul mécanisme. La nature de ce renversement reste à spécifier. La solution la plus intuitive consiste à déterminer, en fonction de l'amplitude du champ magnétique appliqué, la variation du temps caractéristique τ et de la barrière d'énergie, et ce pour chaque nanoplaquette. Compte tenu de la durée de chaque mesure, il était illusoire déterminer la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation en fonction du temps pour un nombre élevé de valeurs de champ magnétique. De façon équivalente, il a été néanmoins possible de déterminer la variation du champ de renversement en fonction de la durée d'application du champ pour accéder au mécanisme mis en jeu.

La distribution du champ de renversement des nanodisques (champ à partir duquel l'aimantation se renverse toujours pour une durée d'impulsion fixée) est présentée figure 4.12-(a) pour 4 durées d'impulsion d'une durée Δt comprise entre 100 ns et 50 s. Le champ de renversement varie entre 340 Oe et 80 Oe, soit un facteur 3 pour 8 ordres de grandeurs de durée d'impulsions et reste très faible devant le champ d'anisotropie du cœur du nano-disque, 2300 Oe. La variation du champ de renversement de tous les nanodisques en fonction de la durée d'impulsions pour à $H = 240$ Oe est synthétisée figure 4.12-(b). Toutes les nanoplaquettes présentent le même comportement champ de renversement versus durée d'impulsions normalisée, ce qui atteste d'un mécanisme unique (voir insert de la figure 4.12-(b)). Aucun effet lié à un couplage de type dipolaire n'a été observé dans ces systèmes.

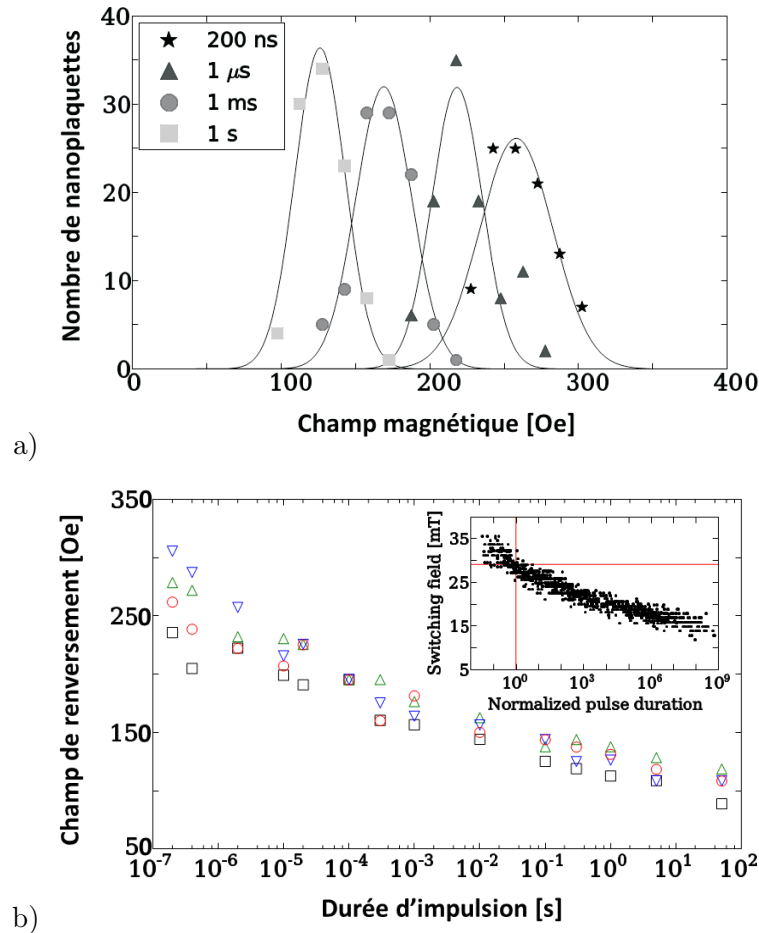


Fig. 4.12 : (a) Exemples de distributions du champ de renversement des nanoplaquettes pour différentes durées d'impulsion et pour $H = 240$ Oe. (b) Distribution des champs de renversement en fonction de la durée d'impulsion de champ Δt pour les nanoplaquettes de la figure 4.11. En insert, variation du champ de renversement de tous les nanodisques en fonction de la durée d'impulsion normalisée par le temps de renversement à $H = 240$ Oe. Tous les points se superposent sur une même courbe maîtresse.

4.3.4 Barrière d'énergie et mode de renversement

Influence de τ_0 L'évaluation des barrières d'énergie à partir des mesures du champ de renversement en fonction de la durée d'impulsion du champ magnétique, via les équations 4.7 et 4.8, impose de connaître la valeur de τ_0 .

Dans l'approche de Brown [217], uniquement valable pour un renversement cohérent, un temps caractéristique τ_0 a été évalué en considérant respectivement tout le volume de la nanoplaquette $\tau_0 = 2.10^{-12}$ s ou le seul volume du cœur $\tau_0 = 3.10^{-12}$ s. Ces valeurs relativement faibles de τ_0 peuvent s'expliquer par la valeur particulièrement élevée de $\alpha = 0,3$ déterminée dans les films originels [130] et conduisent à une barrière d'énergie centrée sur 0.34 eV pour $H=240$ Oe. En prenant $\tau_0 = 10^{-10}$ s, une valeur de 0.29 eV est déduite pour la même valeur de champ. Par la suite, la valeur de $\tau_0 = 10^{-11}$ s est retenue pour évaluer la barrière d'énergie ; nous la discutons en relation les différents modes de renversement impliqués.

Barrière évaluée à partir des résultats expérimentaux Partant de la loi d'Arrhenius (Eq. 4.8), pour chacune des nanoplaquettes, la barrière d'énergie d'activation est évaluée, en prenant $\tau_0 = 10^{-11}$ s. La valeur moyenne de la hauteur de barrière est égale à 0,31 eV avec une largeur de distribution égale à 0,09 eV sous un champ appliqué de 240 Oe. (Fig. 4.13). La dispersion de la barrière d'énergie est particulièrement étroite. Elle est sans aucun doute liée à la faible dispersion de taille et de paramètres magnétiques de nos nanoplaquettes mais surtout au mode de renversement de leur aimantation. La variation en champ magnétique de la barrière d'énergie déterminée à partir des mesures du champ de renversement est représentée Figure 4.14.

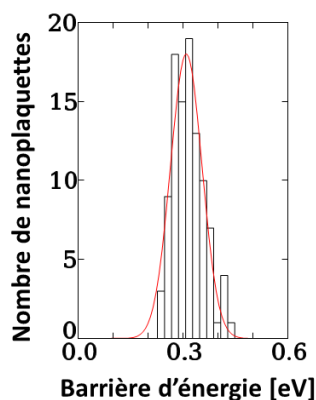


Fig. 4.13 : Distribution de la hauteur de la barrière d'énergie à franchir dans les nanodisques de Pt / Co(0.5 nm) / Pt de diamètre 130 nm pour un champ de 240 Oe

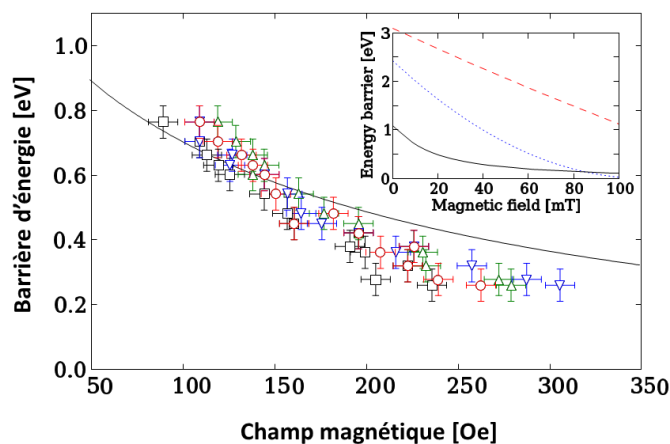


Fig. 4.14 : Barrière d'énergie en fonction du champ, déterminée expérimentalement (symboles ouverts) et calculée (trait continu noir) dans le modèle de la gouttelette décrit dans le texte. En insert, comparaison entre les différents scénari envisagés, sur une gamme de champ plus étendue : modèle du macrospin pour K homogène dans tout le volume de la nanoplaquette (courbe pointillée pourpre) et dans un modèle considérant une réduction progressive du rayon d'une paroi annulaire nucléée dans la couronne douce à la périphérie (courbe pointillée rouge).

Renversement cohérent En insert, la courbe en trait pointillé pourpre représente la dépendance sous champ de la barrière d'énergie ΔE_{cohe} (Equation 4.9) prévue par le modèle de Néel-Brown en considérant une anisotropie K homogène dans tout le volume V du nano-disque, de valeur égale à celle que nous avons déterminée pour son cœur. De manière flagrante, cette hypothèse conduit à une barrière d'énergie largement surestimée. Afin de prendre en compte la décroissance exponentielle de l'anisotropie dans la couronne en périphérie du nano-disque, nous pouvons définir une anisotropie effective moyenne \bar{K} . La valeur de la barrière calculée dans ce cas est diminuée mais de nouveau la dépendance en champ et les valeurs expérimentales ne peuvent pas être reproduites dans l'hypothèse du renversement cohérent. A titre indicatif, pour parvenir à un accord entre les mesures, le produit anisotropie-volume et les barrières d'énergie prédites par le modèle de renversement cohérent, il faudrait prendre $\tau_0 \sim 10^{-23}$ s, valeur complètement irréaliste.

Domaine annulaire et modèle de la gouttelette Le grand diamètre des nanoplaquettes par rapport à la longueur d'échange (3.7 nm) et largeur de paroi (9 nm) indique qu'un mécanisme de type nucléation/propagation doit être invoqué pour rendre compte du renversement de l'aimantation, dont la dynamique serait donc liée à celle de la paroi. Une contradiction apparente pourrait alors apparaître car ce type de renversement induit en général une grande distribution des champs de renversements et/ou barrière d'énergie. Pourtant, nous avons montré qu'un seul processus contrôle le renversement de l'aimantation dans les nanodisques de cobalt.

Dans notre système, nous montrons que les fluctuations thermiques permettent de nucléer quasi-spontanément une paroi de domaine dans la couronne douce du plot. Le renversement est donc gouverné par la déformation/propagation de cette paroi, ce qui réduit considérablement les distributions.

Dans un modèle analytique 2D Ising, on peut évaluer la compétition entre le gain d'énergie Zeeman dans la partie renversée et le coût en énergie de paroi. Dans l'anneau périphérique présentant un gradient d'irradiation (Fig. 4.9-(a)), l'énergie de paroi varie de 0 à l'extérieur $4\sqrt{A_{cœur}K_{cœur}}$ à la limite avec le cœur. Pour $H < 60$ Oe, le maximum d'énergie est obtenu à la limite avec le cœur dur alors que les états saturés (parallèles ou antiparallèles au champ) sont des minima d'énergie. Dès que $H > 61$ Oe, le gain en énergie Zeeman est suffisant pour permettre la formation d'une paroi annulaire. Ainsi, pour des valeurs de champs supérieures, le maximum d'énergie est toujours obtenu à la limite avec le cœur dur mais la paroi annulaire est formée en une position métastable (r_{DW}), dans la couronne douce, qui correspond à un minimum local de l'énergie.

A partir de cet état, deux approches sont envisageables quant à la propagation de cette paroi, comme schématisé Figure 4.15.

- Une propagation de cette paroi qui conserve sa forme annulaire (Fig. 4.15-a) permet d'induire le renversement de la nanoplaquette. Dans le modèle analytique de type Ising 2D, comme via des simulations micromagnétiques, la barrière d'énergie, évaluée entre la position de la paroi concentrique et la limite couronne douce/cœur, est représentée par la courbe pointillée rouge, en insert de la figure 4.14. Elle est bien supérieure à celle déterminée expérimentalement.
- La paroi annulaire sert de point de départ à une déformation locale de la paroi qui va se développer et entraîner la formation d'une gouttelette (Fig. 4.15-b). Celle-ci se propage ensuite aisément à l'intérieur du plot, de façon analogue aux gouttelettes hors équilibre dans les films magnétiques de type Ising [222]. La barrière d'énergie calculée pour une telle configuration, dans le modèle simplifié 2D comme par simulations numériques, reproduit la barrière d'énergie observée expérimentalement (trait continu noir- Fig. 4.14). Elle ne dépend que de l'énergie de tension de paroi (et donc du rayon de courbure \mathcal{C} et de l'avancement \mathcal{P} de la gouttelette). En champ nul, la barrière est évaluée entre l'énergie du système avec la paroi annulaire en position

métastable et celle d'une gouttelette qui occupe moitié de la nanoplaquette (la pénétration critique est égale au diamètre des disques, pour un rayon de courbure infini). Lorsque le champ magnétique augmente, rayon de courbure et pénétration critiques décroissent, tout comme la barrière d'énergie liée à la taille de la gouttelette.

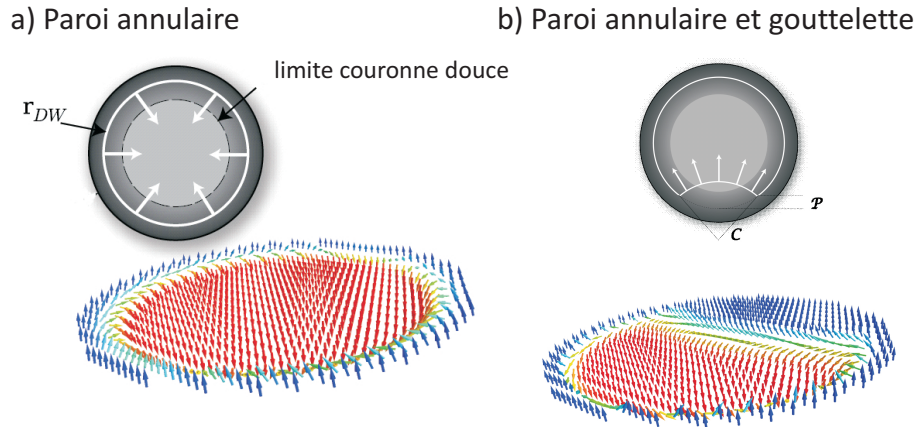


Fig. 4.15 : Renversement de l'aimantation à partir d'une paroi annulaire spontanément formée dans la couronne périphérique douce des nanoplaquettes a) par diminution progressive du rayon de la paroi depuis sa position initiale métastable r_{DW} et (b) par formation d'une gouttelette, caractérisée par son rayon de courbure \mathcal{C} et sa pénétration \mathcal{P} dans la nanoplaquette. Deux représentations sont données : la première est schématique et précise les grandeurs géométriques introduites dans les calculs analytiques ; la seconde est le résultat de simulations micromagnétiques.

Les calculs analytiques et les simulations numériques sont détaillées respectivement dans le manuscrit de thèse de J.P. Adam [223] et dans les références [224, 225], auxquels j'invite le lecteur à se référer.

En résumé. . .

Ce chapitre présente deux études de nanostructures. La première traite d'une thématique récente et florissante en nanomagnétisme à savoir, le transfert de spin alors que la seconde, beaucoup plus ancienne, réaborde la problématique du superparamagnétisme. Dans les deux cas, les nanosystèmes avec lesquels nous avons travaillé ont été fabriqués à partir d'un archétype de matériau à aimantation perpendiculaire au renversement d'aimantation bien contrôlé, une tricouche Pt/Co(0.5 nm)/Pt. Les deux nanosystèmes ont été fabriqués en utilisant les techniques de lithographie usuelles mais l'originalité de leurs propriétés réside dans l'utilisation de l'irradiation ionique pour façonner leur comportement.

Nous avons montré, par microscopie magnéto-optique, que la propagation de parois sous champ magnétique était en tout point similaire dans une nano-piste lithographiée dans un film ultramince Pt/Co/Pt irradié, et dans le film continu correspondant. Ceci démontre la préservation des propriétés magnétiques du film continu lors des étapes de nanostructuration, et constitue en soi une avancée par rapport aux études précédentes menées sur des systèmes similaires. Nous avons également testé l'effet d'impulsions de courant électrique sur des parois de domaines présentes dans une nano-piste. Les seuls effets observés s'expliquent par l'échauffement de la piste pendant l'impulsion électrique, et ne relèvent pas des effets de transfert de spin attendus. Nous avons justifié ceci en évaluant, dans un modèle adapté aux conducteurs ultraminces, la densité de courant polarisé en spin maximale que l'on peut injecter dans la couche de cobalt de l'empilement Pt/Co/Pt compte tenu de l'échauffement par effet Joule. Il apparaît que cette densité de courant polarisé maximale est faible par rapport aux densités critiques constatées dans d'autres systèmes, ce qui semble expliquer nos résultats négatifs en ce qui concerne le transfert de spin.

Dans des nanoplaquettes de Pt/Co/Pt avec un fort rapport d'aspect (diamètre 130 nm, épaisseur 0.5 nm), nous avons mis en évidence expérimentalement par l'étude d'une assemblée d'objets testés individuellement l'existence d'un mécanisme de renversement d'aimantation unique et simple. Après avoir réfuté le renversement cohérent, le mécanisme impliqué lors du renversement de l'aimantation est explicité. Bien que mettant en jeu une paroi, ce mécanisme ne nécessite pas une nucléation sous fort champ. En effet, un domaine annulaire se forme spontanément dans la couronne du fait des fluctuations thermiques, dans la couronne des nanoplaquettes, due de par la technique d'irradiation utilisée pour les fabriquer. Sous l'effet d'un champ magnétique, cette paroi ne se propage pas dans son ensemble vers le centre de la nanoplaquette, comme le suggère la symétrie du système. Le renversement de l'aimantation est plutôt initié par une boursoufflure locale de la paroi qui va entraîner la formation d'une gouttelette qui, sous l'effet du champ magnétique, croît et renverse la plaquette.

Conclusion : Résultats et enjeux récents, perspectives

Conclusion : Résultats et enjeux récents, perspectives

Au lecteur, parvenu au terme de ce manuscrit, qui souhaiterait trouver un résumé factuel des résultats que j'ai choisi d'y présenter, je propose de se référer aux résumés qui clôturent les quatre chapitres du document. Cette conclusion ne contient en effet que les résultats les plus récents, que je resitue dans leur contexte, dans le but de présenter les perspectives de recherche vers lesquelles je souhaite poursuivre. Je ne détaille pas ici non plus certaines activités, qui constituent peut être un fond continu, autour de thématiques telles que la reptation et dynamique de paroi ou la physique des systèmes magnétiques couplés (multicouches et/ou réseaux de plots...). J'ai également en tête des projets, plus flous, autour du nanomagnétisme appliqué à la médecine par exemple, que je ne mentionnerai pas davantage.

1-GROUPE ET CONTEXTE

L'équipe IDMAG "Imagerie et dynamique en magnétisme", formée en 2008 par fusion des deux équipes d'expérimentateurs de la thématique "magnétisme" du Laboratoire de Physique des Solides, projette d'étudier trois sujets principaux : le magnétisme des nanostructures individuelles, le renversement d'aimantation par effet de transfert de spin et la dynamique ultra-rapide de l'aimantation. Mon activité personnelle ne présentera pas de rupture par rapport à ces trois axes majeurs. Quelques spécificités cependant méritent d'être signalées.

2-TRANSFERT DE SPIN ET MATÉRIAUX À AIMANTATION PERPENDICULAIRE

J'ai fait le choix –historique certes mais aussi stratégique– de concentrer mon activité sur des **ferromagnétiques à aimantation perpendiculaire** et d'analyser la **propagation de paroi** pour des échantillons en nanofil pour contribuer à la problématique "transfert de spin". Dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire, la largeur de paroi est aisément contrôlable via l'anisotropie, et le champ magnétique associé au courant présente une autre géométrie par rapport aux matériaux à aimantation planaire (comme le NiFe) qui ont été essentiellement étudiés jusqu'ici et qui resteront étudiés par certains de mes collègues. Des résultats importants ont été obtenus par un étudiant en thèse du groupe, J.Y. Chauleau, sur l'auto-mouvement de paroi de domaine associé à sa transformation (dans du NiFe) qui montrent que des interprétations erronées peuvent être formulées à partir de mesures de vitesse de paroi en aveugle, par des expériences de type avant-après. Une suite est en cours pour ce projet, menée par mes collègues.

Couches ultraminces type Pt/Co/Pt Les études de couches ultraminces Pt/Co/Pt (possibles grâce à la collaboration précieuse avec B. Rodmacq, Spintec) ont permis d'établir une excellente connaissance de la dynamique de parois dans ce matériau, aboutissant à la maîtrise de leur structuration physique (lithographie) et magnétique (irradiation).

Malgré les propriétés optimisées de nos échantillons pour l'étude de la propagation de parois

sous champ magnétique, et leurs nombreux atouts pour l'étude de la propagation de parois induite par transfert de spin, nous n'avons pu observer ce dernier effet. Ceci est manifestement dû au rapport défavorable entre le transfert de spin et l'échauffement par effet Joule pendant une impulsion de courant. En effet, la température de Curie de notre système, relativement faible, est atteinte par effet Joule pour des densités de courant polarisé en spin dans le cobalt qui semblent insuffisantes pour provoquer un effet de transfert de spin. Ces observations ont été confortées par des simulations (thèse de M. Cormier, section 5.5.4) qui ont permis d'évaluer la densité efficace de courant polarisé en spin. De manière plus prédictive, le rôle de la diffusion de spin, du couplage spin orbite et de l'accumulation de spin aux interfaces ferromagnétique / non-magnétique sur le mécanisme de couple de transfert de spin peut être abordé via cette approche quantitative des densités de courant, qui sera testée sur des systèmes voisins, dont quelques résultats sont rapportés ci-dessous.

Systèmes voisins Plusieurs systèmes métalliques à anisotropie magnétique perpendiculaire, apparentés au Pt/Co/Pt, et présentant certaines ou l'ensemble de ses caractéristiques, semblent actuellement donner des résultats encourageants. Dans des systèmes extrêmement proches, des effets de propagation sous transfert de spin dans des nanostructures Pt/Co/Al₂O₃ à anisotropie magnétique perpendiculaire ont été obtenus par M. Miron *et al.* (Spintec-Grenoble). Une grande valeur du terme non adiabatique du transfert de spin est alors invoquée, trouvant son origine dans le champ Rashba créé par la dissymétrie métal de base/isolant de couverture. Des résultats très récents quant à la symétrie physique des couches toutes deux conductrices entourant la couche magnétique de cobalt (Koopmans-Eindhoven) montrent que le couplage spin-orbite joue un rôle essentiel. Je peux citer également les résultats obtenus dans l'équipe de T. Ono (Kyoto University), sur des multicouches Co/Ni, montrant une propagation de paroi contrôlable par courant entre des points de piégeage fort. Une collaboration a été développée avec ce groupe (un postdoctorant japonais a rejoint notre équipe) et nous avons débuté une étude expérimentale détaillée sous champ et courant de la propagation de paroi par microscopie Kerr. A ce jour, et malgré la diversité des systèmes abordés, la compréhension du mouvement de paroi induit par courant polarisé et l'identification des paramètres intrinsèques et extrinsèques qui l'influencent restent inachevées.

Semiconducteurs magnétiques dilués J'ai activement participé avec Jacques Ferré au suivi scientifique et à l'administration d'un réseau RTN (2000-2004), qui nous a amené à nous intéresser aux semiconducteurs magnétiques dilués, GaMnAs en particulier. Les résultats les plus significatifs en matière de propagation de paroi de domaines par transfert de spin, sans champ magnétique, ont été obtenus dans le ferromagnétique semiconducteur GaMnAs dans notre groupe, via une collaboration avec A. Lemaître au LPN et de manière concurrente, dans l'équipe de Ohno (Sendai, Tohoku University). Dans ce matériau, la conduction est assurée par des trous de symétrie *p* et les interprétations récentes évoquent ce caractère comme essentiel pour le transfert de spin. Si je ne suis plus directement impliquée dans cette thématique qui a constitué la seconde partie de la thèse de J. P. Adam (Section 5.5.2), je suis attentivement les résultats obtenus avec ces matériaux, qui apporteront probablement des éléments essentiels à la compréhension de la physique du transfert de spin.

En résumé... Différents effets restent à décorrélérer dans la problématique du transfert de spin. Je pense m'intéresser en particulier aux rôles respectifs de la **nature des porteurs** (trous *p* pour GaMnAs versus *sd* pour les métaux de transition), de l'importance du **couplage spin orbite** et à celui de la **géométrie** des systèmes. Je compte donc profiter de nos acquis pour étudier des matériaux et empilements optimisés : matériau à large spin-orbite et structure très asymétrique pour l'effet Rashba, matériaux dopés (par implantation ionique par exemple) pour changer la

nature des porteurs de charges... Ces études seront menées d'un point de vue quasi-statique et dynamique car la relation entre le terme non adiabatique du transfert de spin et le coefficient d'amortissement de Gilbert reste encore obscure. Un soutien théorique sera apporté dans ces problématiques par une équipe du laboratoire (F. Piéchon et collaborateurs).

3-DOMAINES MAGNÉTIQUES, DYNAMIQUE ET MATÉRIAUX À FAIBLE AIMANTATION

Alliages ferrimagnétiques Des alliages, plus au moins complexes, de Terres Rares et Métaux de Transition, permettent de faire varier l'aimantation (nulle à la température de compensation), l'anisotropie, l'amortissement et la densité d'états électroniques ; ils offrent ainsi un grand nombre de degrés de liberté. Le couplage entre le magnétisme de bande des MT et le magnétisme localisé des TR font de ces alliages des systèmes modèles pour l'étude de la désaimantation ultra-rapide. Cette dernière aborde les notions fondamentales telles que les temps caractéristiques des interactions électrons-électrons, électrons-phonons. Ces alliages ont connu un regain d'intérêt récemment car un régime dynamique sub-picoseconde y a été mis en évidence [226]. Dans des systèmes voisins, FeCoGd, l'aimantation peut être renversée avec des impulsions laser femto-seconde, sans effet thermique direct et avec une sélection en polarisation circulaire [227]. Plus récemment encore, il a été possible d'accéder à l'échange, positif aux temps ultracourts, entre les sous-réseaux [228], dont la dynamique propre s'opère sur deux échelles temporelles distinctes et conduisant à la mise en évidence d'un état transitoire. Par ailleurs, ces alliages sont présentés comme particulièrement intéressants pour la physique du transfert de spin : X. Liu et A. Morisaka (Shinshu University, Japon) ont montré récemment la propagation de paroi sous courant, dans des composés TbFeCo avec des courants de dépiégeage faibles, de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Dans le cadre de la thèse de N. Bergéard en cotutelle avec F. Sirotti à SOLEIL (voir section 5.5.5), des échantillons et résultats ont été obtenus, qui constituent la première brique de base à des études plus ambitieuses.

Grégory Malinowski a obtenu un poste permanent dans notre équipe et des soutiens financiers permettant d'acquérir de l'équipement pour la dynamique dans la gamme femtoseconde. Dans une première étape, l'implantation sur la ligne TEMPO d'un laser femtoseconde utilisé pour exciter le système permettra i) des expériences de magnétométrie Kerr femtoseconde (le laser est alors utilisé comme sonde) et des mesures XMCD et XPS (le rayonnement synchrotron est utilisé comme sonde) dans la gamme picoseconde. Dans un deuxième temps, le développement du projet "slicing" à SOLEIL permettra d'étendre la résolution temporelle de la sonde rayons X à la gamme femtoseconde. A défaut, des expériences pourront être réalisées sur les synchrotrons disposant de ce mode "slicing". Le dispositif expérimental magnéto-optique sera réimplanté au laboratoire. Les alliages Terres Rares/Métaux de Transition, dont je connais bien certaines particularités pour avoir effectué ma thèse sur cette famille de matériaux, me semblent extrêmement prometteurs et constitueront un axe important de mes activités de recherche.

Autre systèmes Dans la même optique, une collaboration avec le Laboratoire de Physique des Matériaux de Nancy a été relancée. La maîtrise des systèmes épitaxiés en font des systèmes modèles à étudier de manière comparative aux films d'alliages amorphes. Par ailleurs, des systèmes ferrimagnétiques dits "intrinsèques", alliages dans lesquels les contributions de spin et orbitale se compensent pour un même sous-réseau, ont été découverts. Le seul composé connu est le $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Al}_2$, disponible en film monocristallin au LPM, ferromagnétique sans moment. Une demande ANR a été soumise pour travailler de manière plus intense en collaboration sur ces systèmes.

Alliages dilués Un projet de recherche fondamentale qui explore les potentialités de nanodispositifs hybrides comprenant un nanotube de carbone unique connecté à des électrodes ferromagnétiques a vu le jour et donné lieu à une ANR (HYFONT [2009-2012]). La physique de ces nanodispositifs implique, pour son exploration fine, des mesures à très basses températures et l'élaboration de ces électrodes. Ces dernières sont constituées d'alliages NiPd dilués, dans lesquels l'anisotropie magnétique et la structure en domaines doivent être domptés. Les nanotubes sont envisagés comme des détecteurs très locaux (1 nm) de l'aimantation, ainsi que comme contacts ponctuels quantiques (contrôlés par une grille) à effet de transfert de spin. Le groupe de T. Kontos (ENS) et le nôtre avaient déjà entamé une collaboration informelle sur le sujet. Un gros effort "matériaux" est en cours. Le contrat finance essentiellement une thèse en cotutelle et un bâti d'évaporation sous ultra-vide (voir paragraphe 5).

4-MULTIFERROÏQUES

L'activité que j'ai développée de manière indépendante par rapport à mes collègues directs, mais en étroite collaboration avec M. Viret du CEA, est particulièrement riche en perspectives. Je vais poursuivre ces activités, en mettant l'accent sur deux axes.

Action d'un champ électrique Suite aux résultats obtenus, i.e. modification de l'anisotropie d'une couche ferromagnétique couplée par échange au multiferroïque BiFeO_3 (section 5.5.7), nous essayons de contrôler le renversement de la polarisation électrique dans les 3 dimensions d'espace et de manière corollaire, le renversement réversible de l'aimantation dans une nanostructure magnétique ad-hoc, en apposant des microélectrodes sur les cristaux. Dans des plots ferromagnétiques présentant une structure vortex, le passage d'une paroi ferroélectrique dans le BFO pourrait également induire un mouvement du coeur de vortex. Cette partie projet est centrée sur l'action d'un champ électrique sur un ferromagnétique couplé à un multiferroïque.

Photoconductance Le second axe consiste à analyser les propriétés de photoconductance et les effets photovoltaïques dans des matériaux multiferroïques, en corrélation avec la structure en domaines ferroélectriques et antiferromagnétiques. Avec les mêmes types de systèmes BFO/contacts ou BFO/FM, nous étudions la photoconductance électrique d'une paroi de domaine ferroélectrique en fonction de sa nature et des spécificités de la lumière utilisée (longueur d'onde, densité d'énergie, polarisation...). A ce jour, il s'agit de détourner l'usage d'un dispositif de magnéto-optique Kerr, dont le faisceau de lumière polarisée focalisé est balayé sur la surface de nos échantillons, pour imager la structure en domaines ferroélectriques. Une modification du dispositif a permis que la conductance locale soit acquise simultanément avec les images de biréfringence, en fonction du champ électrique. Sans tension et juste en présence de lumière excitatrice, des mesures de photovoltaïsme seront également menées. Nous avons proposé une nouvelle ANR pour travailler en particulier à la manipulation et à la caractérisation des propriétés magnétiques et électriques des parois de domaines dans les multiferroïques. Dans des systèmes présentant des structures magnétiques modulées, type hélice de terres rares, des effets photogalvaniques, sous champ électrique et/ou magnétique, pourraient également être étudiés.

5-VERS UNE MAÎTRISE DES ÉCHANTILLONS

Il convient de souligner que l'aboutissement des travaux sur le transfert de spin et la dynamique nécessite une maîtrise des échantillons, dont nous ne disposons pas jusqu'à présent. Si le laboratoire dispose de moyens propres de mise en forme (lithographie électronique et "lift-off") et a accès à la centrale de technologie universitaire (CTU) pour le reste (par ex. gravure) depuis quelques

années, il n'existe pas d'appareil de qualité (vide, vitesse de dépôt, contrôle in situ, température de dépôt, multi-matériaux) à disposition pour les multicouches magnétiques. Ponctuellement et en interne, il nous a été possible de travailler sur l'évaporateur dédié aux hybrides supra-ferro (Equipe Reulet-Aprili). Dans le cadre de contrat type ANR, il est possible d'obtenir des systèmes particuliers (systèmes hybrides multiferroïques/ferromagnétiques) de la part du CEA-SPEC et Thales. Cependant cela ne constitue en aucun cas une solution pérenne et assez souple lorsqu'il est envisagé de varier fortement la nature des multicouches pour les adapter, pas à pas, aux problématiques propres de notre équipe. L'élaboration des échantillons va au-delà de la micro-fabrication et met en jeu le dépôt d'empilements de couches minces de nature, composition et structure bien définies dans les thèmes décrits plus haut et l'originalité des résultats est intrinsèquement liée à celle des échantillons. Dans ces conditions, nos projets de nano-échantillons se retrouvent en compétition avec ceux élaborés par d'autres équipes pour elles-mêmes et il devient difficile de les obtenir par collaboration.

En réfléchissant aux prospectives de recherches de la nouvelle équipe IDMAG, nous avons décidé que la priorité pour notre groupe est de nous doter d'une machine d'évaporation de couches magnétiques et non magnétiques. Il s'agit d'une machine de recherche, c'est-à-dire avec un nombre limité d'automatismes et destinée à l'élaboration de petits échantillons. Stanislas Rohart et moi-même avons tous deux une expérience en croissance UHV de couches magnétiques. Nous avons obtenu des financements (ANR et Triangle de la Physique) pour acquérir cette machine qui doit être livrée à l'automne 2011.

Orsay, juin 2011

Références

- [1] R. ELLIOT : *Magnetic Properties of Rare Earth metals*. Plenum Publishing London, 1972.
- [2] B. COQBLIN : *The electronic structure of the rare earth metals and alloys : the magnetic heavy rare earths*. North Holland Publishing, 1977.
- [3] M. RUDERMAN et C. KITTEL : Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons. *Physical Review*, vol. **96**, p. 99, 1954.
- [4] T. KASUYA : A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on Zener's model. *Prog. Theor. Phys*, vol. **16**, p. 45, 1956.
- [5] K. YOSIDA : Magnetic properties of Cu-Mn alloys. *Phys. Rev.*, vol. **106**, p. 893, 1957.
- [6] S. PARKIN, N. MORE et K. ROCHE : Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures : Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **64**, p. 2304, 1990.
- [7] S. PARKIN : Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **67**, p. 3598, 1991.
- [8] M. WILKINSON, W. KOEHLER, E. WOLLAN et J. CABLE : Neutron diffraction investigation of magnetic ordering in Dy crystals. *J. Appl. Phys.*, vol. **32**, p. 48, 1961.
- [9] J. KWO, M. HONG et S. NAKAHARA : Growth of rare-earth single crystals by molecular beam epitaxy : the epitaxial relationship between hcp rare earth and bcc niobium. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **49**, p. 319, 1986.
- [10] K. DUMESNIL : *Couplage magnétique et effets magnétostrictifs dans des films épitaxiés et des superréseaux à base de terres rares*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 1995.
- [11] C. MAJKRZAK, J. CABLE, J. KWO, M. HONG, D. MCWHAN, Y. YAFET, J. WASZCZAK et C. VETTER : Observation of a magnetic antiphase domain structure with long-range order in a synthetic Gd-Y superlattice. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **56**, p. 2700, 1986.
- [12] J. RHYNE, R. ERWIN, J. BORCHERS, S. SINHA, M. SALAMON, R. DU et C. FLYNN : Occurrence of long-range helical spin ordering in Dy-Y multilayers. *J. Appl. Phys*, vol. **61**, p. 4043, 1987.
- [13] M. SPANO, A. CLARK et M. WUN-FOGLE : Magnetostriction of Dy-rich Tb_xDy_{1-x} single crystals. *IEEE Trans. Magn.*, vol. **25**, p. 3794-3796, 1989.
- [14] E. WOHLFARTH : *Ferromagnetic materials*. North Holland Publishing, 1980.
- [15] E. STONER : Collective electron ferromagnetism. *Proc. Roy. Soc. A*, vol. **165**, p. 372, 1938.

- [16] W. HEISENBERG : Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physik*, vol. **49**, p. 619, 1928.
- [17] P. WEISS : L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, vol. **6**, p. 661, 1907.
- [18] R. KNORREN, K. BENNEMANN, R. BURGERMEISTER et M. AESCHLIMANN : Dynamics of excited electrons in copper and ferromagnetic transition metals : Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, vol. **61**, p. 9427, 2000.
- [19] J. HUBBARD : Electron correlation in narrow energy bands. *Proceedings of the Royal Society of London, Serie A, Mathematical and Physical Science*, vol. **276**, p. 238, 1963.
- [20] I. CAMPBELL : Indirect exchange for rare earths in metals. *J. Phys. F (Met. Phys.)*, vol. **2**, p. L47, 1972.
- [21] M. BROOKS, L. NORDSTROM et B. JOHANSON : 3d-5d band magnetism in rare earth-transition metal intermetallics : total and partial magnetic moments of the RFe₂ (R=Gd-Yb) Laves phase compounds. *J. Phys. : Cond. Mat.*, vol. **14**, p. 2357, 1991.
- [22] J. VOGEL : *Magnetic and crystal field effects in thin transition metal and rare earth overlayers : an X-ray dichroism study*. Thèse de doctorat, Katholieke Universiteit Nijmegen, 1994.
- [23] F. LAVES : *Theory of Alloy Phases*. ASM, Cleveland, OH, 1956.
- [24] A. CLARK : Magnetostrictive RFe₂ intermetallic compounds. *In Chap. 15, in Handbook on the physics and chemistry of rare earths, vol. 2 (Jr. K. Gschneider and L. Eyring eds)*. North Holland Publishing Compagny, 1979.
- [25] P. CHAUDHARI, J. CUOMO et R. GAMBINO : Amorphous metallic films for bubble domain applications. *IBM J. Res. Dev.*, vol. **17**, p. 66, 1973.
- [26] N. BERGEARD : *Matériaux pour l'étude de la dynamique d'aimantation*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2010.
- [27] P. HANSEN, C. CLAUSEN, G. MUCH, M. ROSENKRANZ et K. WITTER : Magnetic and magneto-optical properties of rare earth-transition metal alloys containing Gd, Tb, Fe, Co. *J. Appl. Phys.*, vol. **66**, p. 756, 1989.
- [28] S. DURBIN, J. CUNNINGHAM et C. FLYNN : Growth of single-crystal metal superlattices in chosen orientations. *J. Phys. F : Metal Physics*, vol. **12**, p. L75, 1982.
- [29] V. ODERNO, C. DUFOUR, K. DUMESNIL, A. MOUGIN, Ph. MANGIN et G. MARCHAL : Hexagonal surface structure during the first stages of niobium growth on sapphire (11 $\bar{2}$ 0). *Phil. Mag. Lett.*, vol. **78**, p. 419–426, NOV 1998.
- [30] A. MOUGIN, S. ANDRIEU, C. DUFOUR et K. DUMESNIL : Epitaxial growth of Fe on Nb(110). *Surf. Science*, vol. **518**, p. 175–182, OCT 20 2002.
- [31] A. MOUGIN, C. DUFOUR, N. MALOUFI, K. DUMESNIL et Ph. MANGIN : From anisotropic dots to smooth RFe₂(110) single crystal layers (R = rare earth). *Euro. Phys. Jour. B*, vol. **19**, p. 289–296, JAN 2001.
- [32] A. MOUGIN, C. DUFOUR, K. DUMESNIL, N. MALOUFI, Ph. MANGIN et G. PATRAT : Strain in single-crystal RFe₂(110) thin films (R = Y, Sm, Gd, Tb, Dy_{0.7}Tb_{0.3}, Dy, Er, Lu). *Phys. Rev. B*, vol. **59**, p. 5950–5959, 1999.

- [33] A. MOUGIN, C. DUFOUR, K. DUMESNIL, Ph. MANGIN et G. MARCHAL : Stabilisation of the helical phase in epitaxial Y/Dy_xTb_{1-x}/Y trilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **165**, p. 168, 1997. Symposium E on Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces at the 1996 European-Materials-Research-Society Spring Meeting, Strasbourg, France.
- [34] C. DUFOUR, K. DUMESNIL, A. MOUGIN, Ph. MANGIN, G. MARCHAL et M. HENNION : Stabilization of the helical phase in Tb and in Dy_xTb_{1-x} alloys films grown epitaxially on Y. *J. Phys. Cond. Mat.*, vol. **9**, p. L131–L136, 1997.
- [35] C. DUFOUR, K. DUMESNIL, A. MOUGIN, Ph. MANGIN et M. HENNION : Large wavelength magnetic modulation in (0001)Tb films. *J. Phys. Cond. Mat.*, vol. **11**, p. 497–503, 1999.
- [36] N. GREENWOOD et T. GIBB : Mössbauer spectroscopy. Chapman and Hall ltd, London, 1971.
- [37] C. JANOT : *L'effet Mössbauer et ses applications à la physique du solide et à la métallurgie physique*. Masson, 1972.
- [38] G. WERTHEIM, V. JACCARINO et J. WERNICK : Anisotropic hyperfine interactions in ferromagnets from Mössbauer effect studies. *Phys. Rev.*, vol. **135**, p. A151, 1964.
- [39] U. ATZMONY, M. DARIEL, E. BAUMINGER, D. LEBENBAUM, I. NOWIK et S. OFER : Spin-orientation diagrams and magnetic anisotropy of rare-earth-iron ternary cubic Laves compounds. *Phys. Rev. B*, vol. **7**, p. 4220, 1973.
- [40] U. ATZMONY, M. DARIEL, E. BAUMINGER, D. LEBENBAUM, I. NOWI et S. OFER : Magnetic anisotropy and spin rotations in Ho_xTb_{1-x}Fe₂ cubic Laves compounds. *Phys. Rev. Lett*, vol. **28**, p. 244, 1972.
- [41] G. BOWDEN, D. BUNBURY, A. GUIMARAES et R. SNYDER : Mössbauer studies of the cubic Laves iron-rare-earth intermetallic compounds. *J. Phys. C Solid State Phys*, vol. **1**, p. 1376, 1968.
- [42] P. RAJ et S. KULSHRESHTHA : Magnetically induced quadrupole interactions and anisotropic hyperfine fields at Fe-sites in RFe₂-compounds. *J. Physique*, vol. **41**, p. 1487, 1980.
- [43] U. ATZMONY et M. DARIEL : Non-major cubic symmetry axes of easy magnetization in rare-earth-iron Laves compounds. *Phys. Rev. B*, vol. **13**, p. 4006, 1976.
- [44] A. van DIEPEN, H. de WIJN et K. BUSCHOW : Temperature dependence of the crystal field induced anisotropy in SmFe₂. *Phys. Rev. B*, vol. **8**, p. 1125, 1973.
- [45] U. ATZMONY, M. DARIEL, E. BAUMINGER, D. LEBENBAUM, J. NOWIK et S. OFER : 605. *In Proceedings of the Tenth Rare-Earth Conference, Carefree, Arizona*. C. J. Kevane and T. Moeller, 1973.
- [46] A. CLARK, J. CULLEN, O. Mc MASTERS et E. CALLEN : Rhombohedral distortion in highly magnetostrictive Laves phase compounds. *AIP.Conf. Proc.*, vol. **29**, p. 192, 1976.
- [47] J. CULLEN et A. CLARK : Magnetostriction and structural distortion in rare-earth intermetallics. *Phys. Rev. B*, vol. **15**, p. 4510, 1977.
- [48] E. de T. de LACHEISSERIE : *Magnetostriction : Theory and applications of magnetoelasticity*. CRC Press, 1993.

- [49] C. DUFOUR, A. MOUGIN, C. SENET, K. DUMESNIL et Ph. MANGIN : Strain-induced magnetic anisotropy in (110) SmFe_2 films. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **196**, p. 861–862, 1999. 7th European Magnetic Materials and Applications Conference (EMMA 1998), Zaragoza, Espagne.
- [50] A. MOUGIN, C. DUFOUR, K. DUMESNIL et Ph. MANGIN : Strain-induced magnetic anisotropy in single-crystal $\text{RFe}_2(110)$ thin films ($\text{R} = \text{Dy, Er, Tb, Dy}_{0.7}\text{Tb}_{0.3}, \text{Sm, Y}$). *Phys. Rev. B*, vol. **62**, p. 9517, OCT 1 2000.
- [51] N. HEIMAN et K. LEE : Magnetic properties of Ho-Co and Ho-Fe amorphous films. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **33**, p. 778, 1974.
- [52] S. HERD et P. CHAUDHARI : Electron microscopy of amorphous gdco alloy thin films. *Phys. Stat. Solidi a*, vol. **18**, p. 603, 1973.
- [53] W. MEIKLEJOHN et C. BEAN : New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, vol. **102**, p. 1413–1414, 1956.
- [54] W. MEIKLEJOHN et C. BEAN : New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, vol. **105**, p. 904, 1957.
- [55] E. STONER et E. WOHLFARTH : A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Phil. Trans. R. Soc A*, vol. **240**, p. 599, 1948.
- [56] J. NOGUÉS et I. SCHULLER : Exchange bias. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **192**, p. 203–232, 1999.
- [57] R. STAMPS : Mechanisms for exchange bias. *J. Phys. D*, vol. **33**, p. R247–R268, 2000.
- [58] M. KIWI : Exchange bias theory. *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. **234**, p. 584, 2001.
- [59] A. BERKOWITZ et K. TAKANO : Exchange anisotropy : a review. *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. **200**, p. 552, 1999.
- [60] L. NÉEL : Du couplage ferro-antiferromagnétique dans les couches minces. *Ann. Phys.*, vol. **2**, p. 61–80, 1967.
- [61] D. MAURI, H. SIEGMANN, P. BAGUS et E. KAY : Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *J. Appl. Phys.*, vol. **62**, p. 3047, 1987.
- [62] J. V. KIM et R. STAMPS : Hysteresis from antiferromagnet domain-wall processes in exchange-biased systems : Magnetic defects and thermal effects. *Phys. Rev. B*, vol. **71**, p. 094405, 2005.
- [63] N. KOON : Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **78**, p. 4868, 1997.
- [64] M. KIWI, J. MEJIA-LOPEZ, R. PORTUGAL et R. RAMIREZ : Exchange bias model for Fe/ FeF_2 : Role of domains in the ferromagnet. *Eur. Phys. Lett.*, vol. **48**, p. 576, 1999.
- [65] A. MALOZEMOFF : Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. B*, vol. **35**, p. 3679, 1987.
- [66] T. SCHULTHESS et W. BUTLER : Coupling mechanisms in exchange biased films (invited). *J. Appl. Phys.*, vol. **85**, p. 5510, 1999.

- [67] M. STILES et R. MCMICHAEL : Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, vol. **59**, p. 3722, 1999.
- [68] F. RADU, A. WESTPHALEN, K. THEIS-BRÖHL et H. ZABEL : Quantitative description of the azimuthal dependence of the exchange bias effect. *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. **18**, p. L29, 2006.
- [69] U. NOWAK, K. USADEL, J. KELLER, P. MILTÉNYI, B. BESCHOTEN et G. GÜNTHERODT : Domain state model for exchange bias. I. Theory. *Phys. Rev. B*, vol. **66**, p. 014430, 2002.
- [70] U. NOWAK, A. MISRA et K. D. USADEL : Modeling exchange bias microscopically. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **240**, p. 243, 2002.
- [71] W. ANTEL, Jr. PERJERU et G. HARP : Spin structure at the interface of exchange biased FeMn/Co bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **83**, p. 1439, 1999.
- [72] T. HASE, B. FULTHORPE, S. WILKINS, B. TANNER, C. MARROWS et B. HICKEY : Weak magnetic moment on IrMn exchange bias pinning layers. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **79**, p. 985, 2001.
- [73] F. NOLTING, A. SCHOLL, J. STÖHR, J. SEO, F. FOMPEYRINE, H. SIEGWART, J.P. LOSQUET, S. ANDERS, J. LÜNING, E. FULLERTON, M. TONEY, M. SCHEINFEIN et H. PADMORE : Direct observation of the alignment of ferromagnetic spins by antiferromagnetic spins. *Nature*, vol. **405**, p. 767, 2000.
- [74] H. OHL DAG, T. J. REGAN, J. STÖHR, A. SCHOLL, F. NOLTING, J. LÜNING, C. STAMMS, S. ANDERS et R. L. WHITE : Spectroscopic identification and direct imaging of interfacial magnetic spins. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **87**, p. 247201, 2001.
- [75] H. OHL DAG, A. SCHOLL, F. NOLTING, E. ARENHOLZ, S. MAAT, A. YOUNG, M. CAREY et J. STÖHR : Correlation between exchange bias and pinned interfacial spins. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **91**, p. 017203, 2003.
- [76] F. RADU, A. NEFEDOV, J. GRABIS, G. NOWAK, A. BERGMANN et H. ZABEL : Soft X-ray resonant magnetic scattering studies on Fe/CoO exchange bias system. *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. **300**, p. 206, 2005.
- [77] H. OHL DAG, H. SHI, E. ARENHOLZ, J. STÖHR et D. LEDERMAN : Parallel versus antiparallel interfacial coupling in exchange biased Co/FeF₂. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **96**, p. 027203, 2006.
- [78] J. WU, J. PARK, W. KIM, E. ARENHOLZ, M. LIBERATI, A. SCHOLL, Y. WU, C. HWANG et Z. QIU : Direct measurement of rotatable and frozen CoO spins in exchange bias system of CoO/Fe/Ag(001). *Phys. Rev. Lett.*, vol. **104**, p. 217204, 2010.
- [79] P. MILTÉNYI, M. GIERLINGS, J. KELLER, B. BESCHOTEN, G. GÜNTHERODT, U. NOWAK et K. USADEL : Diluted antiferromagnets in exchange bias : Proof of the domain state model. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **84**, p. 4224, 2000.
- [80] A. MOUGIN, T. MEWES, R. LOPUSNIK, M. JUNG, D. ENGEL, A. EHRESMANN, H. SCHMORANZER, J. FASSBENDER et B. HILLEBRANDS : Modification of the exchange bias effect by He ion irradiation. *IEEE Trans. Mag.*, vol. **36**, p. 2647–2649, 2000. INTERMAG 2000, Toronto, Canada.

- [81] A. MOUGIN, T. MEWES, M. JUNG, D. ENGEL, A. EHRESMANN, H. SCHMORANZER, J. FASSBENDER et B. HILLEBRANDS : Local manipulation and reversal of the exchange bias field by ion irradiation in FeNi/FeMn double layers. *Phys. Rev. B*, vol. **63**, p. 060409, 2001.
- [82] K. BENNEMANN : *Non linear optics in metals*, chapitre 2-3. 1998.
- [83] L. SAMPAIO, A. MOUGIN, J. FERRÉ, P. GEORGES, A. BRUN, H. BERNAS, S. POPPE, T. MEWES, J. FASSBENDER et B. HILLEBRANDS : Probing interface magnetism in the FeMn/NiFe exchange bias system using magnetic second-harmonic generation. *Europhys. Lett.*, vol. **63**, p. 819–825, 2003.
- [84] J. HOHLFELD, E. MATTHIAS, R. KNORREN et K. BENNEMANN : Nonequilibrium magnetization dynamics of nickel. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **78**, p. 4861, 1997.
- [85] J. GÜDDE, U. CONRAD, V. JÄHNKE, J. HOHLFELD et E. MATTHIAS : Magnetization dynamics of Ni and Co films on Cu(001) and of bulk nickel surfaces. *Phys. Rev. B*, vol. **59**, p. 6608, 1999.
- [86] H. WIERENGA, W. de JONG, M. PRINS, Th. RASING, R. VOLLMER, A. KIRILYUK, H. SCHWABE et J. KIRSCHNER : Interface magnetism and possible quantum well oscillations in ultrathin Co/Cu films observed by magnetization induced second harmonic generation. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **74**, p. 1462, 1995.
- [87] A. MOUGIN, S. POPPE, J. FASSBENDER, B. HILLEBRANDS, G. FAINI, U. EBELS, M. JUNG, D. ENGEL, A. EHRESMANN et H. SCHMORANZER : Magnetic micropatterning of FeNi/FeMn exchange bias bilayers by ion irradiation. *J. Appl. Phys.*, vol. **89**, p. 6606, 2001. 8th Joint MMM/Intermag Conference, San Antonio, Texas.
- [88] J. FASSBENDER, S. POPPE, T. MEWES, A. MOUGIN, B. HILLEBRANDS, D. ENGEL, M. JUNG, A. EHRESMANN, H. SCHMORANZER, G. FAINI, K. KIRK et J. CHAPMAN : Magnetization reversal of exchange bias double layers magnetically patterned by ion irradiation. *Phys. Stat. Solidi A : Appl. Research*, vol. **189**, p. 439–447, 2002. 1st Seeheim Conference on Magnetism (Invited), Germany .
- [89] E. KRÉN, G. KADAR, L. PAL, J. SOLYOM, P. SZABO et T. TARNOCZI : Magnetic structures and exchange interactions in the Mn-Pt system. *Phys. Rev.*, vol. **171**, p. 574, 1968.
- [90] A. MOUGIN, J. BORME, Y. SAMSON, A. MARTY, et R. STAMPS : Antiferromagnetic relaxation and induced anisotropy in Fe/twinned-PtMn bilayers. *Phys. Rev. B*, vol. **73**, p. 024401, 2006.
- [91] N. HILL : Why are there so few magnetic ferroelectrics? *J. Phys. Chem. B*, vol. **104**, p. 6694–6709, 2000.
- [92] D. KHOMSKII : Classifying multiferroics : Mechanisms and effects. *Physics*, vol. **2**, p. 20, 2009.
- [93] L. LANDAU et E. LIFSHITZ : Piezomagnetism and the magnetoelectric effect. *In Volume 8 : Electrodynamics of continuous media*. Pargamon Press (First edition), 1960.
- [94] I. DZIALOSHINSKII : On the magneto-electric effect in antiferromagnets. *Soc. Phys. JETP*, vol. **10**, p. 628–629, 1959.
- [95] I. DZIALOSHINSKII : Thermodynamic theory of weak ferromagnetism in antiferromagnetic substances. *Soc. Phys. JETP*, vol. **5**, p. 1259–1272, 1957.

- [96] T. MORIYA : Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. *Phys. Rev.*, vol. **120**, p. 91–98, Oct 1960.
- [97] H. KATSURA, N. NAGAOSA et A. BALATSKY : Spin current and magnetoelectric effect in noncollinear magnets. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **95**, p. 057205, 2005.
- [98] M. MOSTOVOY : Ferroelectricity in spiral magnets. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **96**, p. 067601, 2006.
- [99] D. LEBEUGLE, D. COLSON, A. FORGET, M. VIRET, P. BONVILLE, J. MARUCCO et S. FUSIL : Room-temperature coexistence of large electric polarization and magnetic order in BiFeO₃ single crystals. *Phys. Rev. B*, vol. **76**, p. 024116, 2007.
- [100] D. LEBEUGLE, D. COLSON, A. FORGET, M. VIRET, A. BATAILLE et A. GOUKASSOV : Electric-field-induced spin flop in BiFeO₃ single crystals at room temperature. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **100**, p. 227602, 2008.
- [101] D. LEBEUGLE, A. MOUGIN, M. VIRET, D. COLSON, J. ALLIBE, H. BÉA, E. JACQUET, C. DERANLOT, M. BIBES et A. BARTHÉLÉMY : Exchange coupling with the multiferroic compound BiFeO₃ in antiferromagnetic multidomain films and single-domain crystals. *Phys. Rev. B*, vol. **81**, p. 134411, 2010.
- [102] H. BÉA, M. BIBES, A. BARTHÉLÉMY, K. BOUZEHOUE, E. JACQUET, A. KHODAN et J. P. CONTOUR : Influence of parasitic phases on the properties of BiFeO₃ epitaxial thin films. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **87**, p. 072508, 2005.
- [103] H. BÉA, M. BIBES, S. PETIT, J. KREISEL et A. BARTHÉLÉMY : Structural distortion and magnetism of BiFeO₃ epitaxial thin films : A raman spectroscopy and neutron diffraction study. *Phil. Mag. Lett.*, vol. **87**, p. 165–174, 2007.
- [104] H. BÉA, M. BIBES, F. OTT, B. DUPÉ, X.-H. ZHU, S. PETIT, S. FUSIL, C. DERANLOT, K. BOUZEHOUE et A. BARTHÉLÉMY : Mechanisms of exchange bias with multiferroic BiFeO₃ epitaxial thin films. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **100**, p. 017204, 2008.
- [105] H. BÉA, M. BIBES, S. FUSIL, K. BOUZEHOUE, E. JACQUET, K. RODE, P. BENCOK et A. BARTHÉLÉMY : Investigation on the origin of the magnetic moment of BiFeO₃ thin films by advanced x-ray characterizations. *Phys. Rev. B*, vol. **74**, p. 020101(R), 2006.
- [106] L. MARTIN, Y. CHU, M. HOLCOMB, M. HUIJEN, P. YU, S.-J. HAN, D. LEE, S. WANG et R. RAMESH : Nanoscale control of exchange bias with BiFeO₃ thin films. *Nano Letters*, vol. **8**, p. 2050, 2008.
- [107] T. AMBROSE, R. SOMMER et C. CHIEN : Angular dependence of exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, vol. **56**, p. 83, 1997.
- [108] W. ZHU, L. SEVE, R. SEARS, B. SINKOVIC et S. PARKIN : Field cooling induced changes in the AF structure of NiO. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **86**, p. 5389, 2001.
- [109] D. LEBEUGLE, A. MOUGIN, M. VIRET, D. COLSON et L. RANNO : Electric field induced modification of the magnetic anisotropy of a ferromagnetic layer exchange coupled to the multiferroic compound. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **103**, p. 257601, 2009.
- [110] J. FERRÉ et J. P. JAMET : Alternative patterning techniques : magnetic interactions in nanomagnet arrays. In H. KRONMÜLLER et S. PARKIN, éditeurs : *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, volume 3, pages 1710–1735. Wiley, Chichester, 2007.

- [111] T. NATTERMANN, V. POKROVSKY et V. VINOKUR : Hysteretic dynamics of domain walls at finite temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **87**, p. 197005, 2001.
- [112] S. BRAZOVSKII et T. NATTERMANN : Pinning and sliding of driven elastic systems : from domain walls to charge density waves. *Adv. Phys.*, vol. **53**, p. 177–252, 2004.
- [113] D. FISHER et D. HUSE : Directed paths in a random potential. *Phys. Rev. B*, vol. **43**, p. 10728, 1991.
- [114] P. CHAUVE, T. GIAMARCHI et P. LE DOUSSAL : Creep and depinning in disordered media. *Phys. Rev. B*, vol. **62**, p. 6241–6267, 2000.
- [115] M. KARDAR, G. PARISI et Y-C. ZHANG : Dynamic scaling of growing interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **56**, p. 889, 1986.
- [116] O. NARAYAN et D. FISHER : Threshold critical dynamics of driven interfaces in random media. *Phys. Rev. B*, vol. **248**, p. 7030, 1993.
- [117] S. EDWARDS et D. WILKINSON : The surface statistics of a granular aggregate. *Proc. Roy. Soc London, serie A*, vol. **381**, p. 17, 1982.
- [118] P. GAUNT : Ferromagnetic domain wall pinning by a random array of inhomogeneities. *Phil. Mag. B*, vol. **48**, p. 261, 1983.
- [119] P. CHAUVE, T. GIAMARCHI et P. Le DOUSSAL : Creep via dynamical functional renormalization group. *Europhys. Lett*, vol. **44**, p. 110, 1998.
- [120] D. HUSE et C. HENLEY : Pinning and roughening of domain walls in Ising systems due to random impurities. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **54**, p. 2708–2711, 1985.
- [121] L. IOFFE et V. VINOKUR : Dynamics of interfaces and dislocations in disordered media. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, vol. **20**, p. 6149, 1987.
- [122] G. BLATTER, M. FEIGEL'MAN, V. GESHKENBIEN, A. LARKIN et V. VINOKUR : Vortices in high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, vol. **66**, p. 1125–1388, 1994.
- [123] N. SCHRYER et L. WALKER : The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields. *J. Appl. Phys.*, vol. **45**, p. 5406–5421, 1974.
- [124] L. LANDAU et E. LIFSHITZ : On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, vol. **8**, p. 153–169, 1935.
- [125] T. GILBERT : A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, vol. **100**, p. 1243, 1955.
- [126] J. SLONCZEWSKI : Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **159**, p. L1–L7, 1996.
- [127] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT et Y. SUZUKI : Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhys. Lett.*, vol. **69**, p. 990–996, 2005.
- [128] A. MOUGIN, M. CORMIER, J. P. ADAM, P. METAXAS et J. FERRE : Domain wall mobility, stability and walker breakdown in magnetic nanowires. *Europhys. Lett.*, vol. **78**, p. 57007, 2007.

- [129] S. LEMERLE, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, V. MATHET, T. GIAMARCHI et P. LE DOUSSAL : Domain wall creep in an Ising ultrathin magnetic film. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **80**, p. 849–852, 1998.
- [130] P. METAXAS, J. P. JAMET, A. MOUGIN, M. CORMIER, J. FERRÉ, V. BALTZ, B. RODMACQ, B. DIENY et R. STAMPS : Creep and flow regimes of magnetic domain-wall motion in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, p. 217208, 2007.
- [131] A. MALOZEMOFF et J. SLONCZEWSKI : *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*. Academic Press, New-York, 1979.
- [132] J. SLONCZEWSKI : Dynamics of magnetic domain walls. *Int. J. Magn.*, vol. **2**, p. 85–97, 1972.
- [133] S. MIZUKAMI, E. SAJITHA, D. WATANABE, F. WU, T. MIYAZAKI, H. NAGANUMA, M. OOGANE et Y. ANDO : Gilbert damping in perpendicularly magnetized Pt/Co/Pt films investigated by all-optical pump-probe technique. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **96**, p. 152502, 2010.
- [134] H. LEE, L. WEN, M. PATHAK, P. JANSSEN, P. LECLAIR, C. ALEXANDER, C. MEWES et T. MEWES : Spin pumping in Co₅₆Fe₂₄B₂₀ multilayer systems. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, vol. **41**, p. 215001, 2008.
- [135] J. BEAUJOUR, W. CHEN, A. KENT et J. SUN : Ferromagnetic resonance study of polycrystalline cobalt ultrathin films. *J. Appl. Phys.*, vol. **99**, p. 08N503, 2006.
- [136] J. BEAUJOUR, J. LEE, A. KENT, K. KRYCHA et C. KAO : Magnetization damping in ultrathin polycrystalline Co films : Evidence for nonlocal effects. *Phys. Rev. B*, vol. **74**, p. 214405, 2006.
- [137] R. URBAN, G. WOLTERS DORF et B. HEINRICH : Gilbert damping in single and multilayer ultrathin films : role of interfaces in nonlocal spin dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **87**, p. 217204, 2001.
- [138] Y. TSERKOVNYAK, A. BRATAAS et G. BAUER : Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **88**, p. 117601, 2002.
- [139] E. SIMANEK et B. HEINRICH : Gilbert damping in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, vol. **67**, p. 144418, 2003.
- [140] R. DUINE : Spin pumping by a field-driven domain wall. *Phys. Rev. B*, vol. **77**, p. 014409, 2008.
- [141] S. BARNES et S. MAEKAWA : Generalization of Faraday’s law to include nonconservative spin forces. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **98**, p. 246601, 2007.
- [142] A. DOURLAT, V. JEUDY, A. LEMAÎTRE et C. GOURDON : Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. B*, vol. **78**, p. 161303, 2008.
- [143] G. BEACH, C. NISTOR, C. KNUTSON, M. TSOI et J. ERSKINE : Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires. *Nature Mater.*, vol. **4**, p. 741–744, 2005.

- [144] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA et S. PARKIN : Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires. *Nat. Phys.*, vol. **3**, p. 21–25, 2007.
- [145] Kh. KHAZEN, H. von BARDELEBEN, J. CANTIN, L. THEVENARD, L. LARGEAU, O. MAUGUIN et A. LEMAÎTRE : Ferromagnetic resonance of $\text{Ga}_{0.93}\text{Mn}_{0.07}\text{As}$ thin films with constant mn and variable free-hole concentrations. *Phys. Rev. B*, vol. **77**, p. 165204, 2008.
- [146] V. REPAIN, M. BAUER, J. P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, C. CHAPPERT et H. BERNAS : Creep motion of a magnetic wall : avalanche size divergence. *Europhys. Lett.*, vol. **68**, p. 460–466, 2004.
- [147] C. CHAPPERT, H. BERNAS, J. FERRÉ, V. KOTTLER, J. P. JAMET, Y. CHEN, E. CAMBRIL, T. DEVOLDER, F. ROUSSEAU, V. MATHET et H. LAUNOIS : Planar patterned magnetic media obtained by ion irradiation. *Science*, vol. **280**, p. 1919–1922, 1998.
- [148] M. BAUER, A. MOUGIN, J. P. JAMET, V. REPAIN, J. FERRE, R. STAMPS, H. BERNAS et C. CHAPPERT : Deroughening of domain wall pairs by dipolar repulsion. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **94**, p. 207211, 2005.
- [149] L. KRUSIN-ELBAUM, T. SHIBAUCHI, B. ARGYLE, L. GIGNAC et D. WELLER : Stable ultrahigh-density magneto-optical recordings using introduced linear defects. *Nature*, vol. **410**, p. 444–446, 2001.
- [150] D. HALLEY : *Croissance, mise en ordre chimique et relaxation des contraintes épitaxiales dans des alliages FePd et FePt*. Thèse de doctorat, University Joseph Fourier, Grenoble, 2001.
- [151] C. KOOY et U. ENZ : *Philipps Res. Rep.*, vol. **15**, p. 7, 1960.
- [152] J. P. ATTANE, Y SAMSON, A MARTY, J. C. TOUSSAINT, G DUBOIS, A MOUGIN et J. P. JAMET : Magnetic domain wall propagation unto the percolation threshold across a pseudorectangular disordered lattice. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **93**, p. 257203, 2004.
- [153] A. LYBERATOS et J. FERRÉ : Domain wall velocity in ultra-thin magnetic films with perpendicular anisotropy. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, vol. **33**, p. 1060, 2000.
- [154] J. FERRÉ : Dynamics of magnetization reversal : from continuous to patterned ferromagnetic films. In B. HILLEBRANDS et K. OUNADJELA, éditeurs : *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, volume 83 de *Topics in Applied Physics*, pages 127–165. Springer, Berlin, 2002.
- [155] P. GRÜNBERG, R. SCHREIBER, Y. PANG, M. B. BRODSKY et H. SOWERS : Layered magnetic structures : Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe Layers across Cr interlayers. *Physical Review Letters*, vol. **57**, p. 2442, 1986.
- [156] M. BAIBICH, J. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH et J. CHAZELAS : Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **61**, p. 2472–2475, 1988.
- [157] A. BARTHÉLÉMY, A. FERT et F. PETROFF : Giant magnetoresistance in magnetic multilayers. In K. H. J. BUSCHOW, éditeur : *Handbook of magnetic materials*, volume 12, pages 1–96. Elsevier, Amsterdam, 1999.

- [158] J. KATINE, F. ALBERT, R. BUHRMAN, E. MYERS et D. RALPH : Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **84**, p. 3149–3152, 2000.
- [159] J. GROLLIER, V. CROS, A. HAMZIC, J. M. GEORGE, H. JAFFRÈS, A. FERT, G. FAINI, J. Ben YOUSSEF et H. LEGAL : Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **78**, p. 3663, 2001.
- [160] J. SUN, D. MONSMA, D. ABRAHAM, M. ROOKS et R. KOCH : Batch-fabricated spin-injection magnetic switches. *App. Phys. Lett.*, vol. **81**, p. 2202, 2002.
- [161] M. ALHAJDARWISH, H. KURT, S. URAZHIDIN, A. FERT, R. LOLOEE, W. PRATT et J. BASS : Controlled normal and inverse current-induced magnetization switching and magnetoresistance in magnetic nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **93**, p. 157203, 2004.
- [162] M. STILES et J. MILTAT : Spin transfer torque and dynamics. *In Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*. Springer, Berlin, 2006.
- [163] L. BERGER : Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *J. Appl. Phys.*, vol. **49**, p. 2156–2161, 1978.
- [164] L. BERGER : Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films. *J. Appl. Phys.*, vol. **55**, p. 1954–1956, 1984.
- [165] P. FREITAS et L. BERGER : Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films. *J. Appl. Phys.*, vol. **57**, p. 1266–1269, 1985.
- [166] H. KOO, C. KRAFFT et R. GOMEZ : Current-controlled bi-stable domain configurations in Ni₈₁Fe₁₉ elements : An approach to magnetic memory devices. *App. Phys. Lett.*, vol. **81**, p. 862, 2002.
- [167] J. GROLLIER, P. BOULENC, V. CROS, A. HAMZIC, A. VAURÈS et A. FERT : Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **83**, p. 509–511, 2003.
- [168] N. VERNIER, D. ALLWOOD, D. ATKINSON, M. COOKE et R. COWBURN : Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection. *Europhys. Lett.*, vol. **65**, p. 526–532, 2004.
- [169] M. KLÄUI, P.O. JUBERT, R. ALLENSPACH, A. BISCHOF, J. BLAND, G. FAINI, U. RÜDIGER, C. VAZ, L. VILA et C. VOUILLE : Direct observation of domain-wall configurations transformed by spin currents. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **95**, p. 026601, 2005.
- [170] C. HEIDE, P. ZILBERMAN et R. ELLIOTT : Current-driven switching of magnetic layers. *Phys. Rev. B*, vol. **63**, p. 064424, 2001.
- [171] M. STILES et A. ZANGWILL : Noncollinear spin transfer in Co/Cu/Co multilayers. *J. Appl. Phys.*, vol. **91**, p. 6812–6817, 2002.
- [172] S. ZHANG, P. LÉVY et A. FERT : Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **88**, p. 236601, 2002.
- [173] M. ZIMMLER, B. ÖZYILMAZ, W. CHEN, A. KENT, J. SUN, M. ROOKS et R. KOCH : Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars. *Phys. Rev. B*, vol. **70**, p. 184438, 2004.

- [174] J. Y. CHAULEAU : *Textures magnétiques et Parois de domaines : les objets du transfert de spin*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, ED 107, 2010.
- [175] J. GROLLIER : *Renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2003.
- [176] J. BASS et W. P. PRATT : Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces : an experimentalist's critical review. *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. **19**, p. 183201, 2007.
- [177] X. WAIN TAL et M. VIRET : Current-induced distortion of a magnetic domain wall. *Europhys. Lett.*, vol. **65**, p. 427, 2004.
- [178] L. BERGER : Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, vol. **54**, p. 9353–9358, 1996.
- [179] Y. BAZALIY, B. JONES et S. ZHANG : Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presence of a spin-polarized current in colossal- and giant-magnetoresistive materials. *Phys. Rev. B*, vol. **57**, p. R3213–R3216, 1998.
- [180] L. BERGER : Motion of a magnetic domain wall traversed by fast rising current pulses. *J. Appl. Phys.*, vol. **71**, p. 2721, 1992.
- [181] Z. LI et S. ZHANG : Domain-wall dynamics driven by adiabatic spin-transfer torques. *Phys. Rev. B*, vol. **70**, p. 024417, 2004.
- [182] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT et N. VERNIER : Domain wall motion by spin-polarized current : a micromagnetic study. *J. Appl. Phys.*, vol. **95**, p. 7049–7051, 2004.
- [183] A. YAMAGUCHI, T. ONO, S. NASU, K. MIYAKE, K. MIBU et T. SHINJO : Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **92**, p. 077205, 2004.
- [184] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA, Y. BAZALIY et S. PARKIN : Current driven domain wall velocities exceeding the spin angular momentum transfer rate in permalloy nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **98**, p. 037204, 2007.
- [185] C. HEIDE : Spin currents in magnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **87**, p. 197201, 2001.
- [186] S. ZHANG et Z. LI : Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **93**, p. 127204, 2004.
- [187] J. XIAO, A. ZANGWILL et M. D. STILES : Spin-transfer torque for continuously variable magnetization. *Phys. Rev. B*, vol. **73**, p. 054428, 2006.
- [188] G. TATARA et H. KOHNO : Theory of current-driven domain wall motion : spin transfer versus momentum transfer. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **92**, p. 086601, 2004.
- [189] I. GARATE, K. GILMORE, M. STILES et A. MACDONALD : Nonadiabatic spin-transfer torque in real materials. *Phys. Rev. B*, vol. **79**, p. 104416, 2009.
- [190] K. HALS, A. NGUYEN et A. BRATAAS : Intrinsic coupling between current and domain wall motion in (Ga,Mn)As. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **102**, p. 256601, 2009.

- [191] S. LEPADATU, J. CLAYDON, C. KINANE, T. CHARLTON, S. LANGRIDGE, A. POTENZA, S. DHESI, P. KEATLEY, R. HICKEN, B. HICKEY et C. MARROWS : Domain-wall pinning, nonadiabatic spin-transfer torque, and spin-current polarization in permalloy wires doped with vanadium. *Phys. Rev. B*, vol. **81**, p. 020413, 2010.
- [192] S. PIZZINI, V. UHLÍ, J. VOGEL, N. ROUGEMAILLE, S. LARIBI, V. CROS, E. JIMÉNEZ, J. CAMARERO, C. TIEG, E. BONET, M. BONFIM, R. MATTANA, C. DERANLOT, F. PETROFF, C. ULYSSE, G. FAINI et A. FERT : High domain wall velocity at zero magnetic field induced by low current densities in spin valve nanostripes. *Appl. Phys. Express*, vol. **2**, p. 023003, 2009.
- [193] L. BOCKLAGE, B. KRÜGER, T. MATSUYAMA, M. BOLTE, U. MERKT, D. PFANNKUCHE et G. MEIER : Dependence of magnetic domain-wall motion on a fast changing current. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **103**, p. 197204, 2009.
- [194] H. TANIGAWA, K. KONDOU, T. KOYAMA, K. NAKANO, S. KASAI, N. OHSHIMA, S. FUKAMI, N. ISHIWATA et T. ONO : Current-driven domain wall motion in CoCrPt wires with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Express*, vol. **1**, p. 011301, 2008.
- [195] L. ALVAREZ, K. WANG, S. LEPADATU, S. LANDI, S. J. BENDING et C. H. MARROWS : Spin-transfer-torque-assisted domain-wall creep in a Co/Pt multilayer wire. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **104**, p. 137205, 2010.
- [196] O. BOULLE, J. KIMLING, P. WARNICKE, M. KLÄUI, U. RÜDIGER, G. MALINOWSKI, H. SWAGTEN, B. KOOPMANS, C. ULYSSE et G. FAINI : Nonadiabatic spin transfer torque in high anisotropy magnetic nanowires with narrow domain walls. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **101**, p. 216601, 2008.
- [197] H. TANIGAWA, T. KOYAMA, G. YAMADA, D. CHIBA, S. KASAI, S. FUKAMI, T. SUZUKI, N. OHSHIMA, N. ISHIWATA, Y. NAKATANI et T. ONO : Domain wall motion induced by electric current in a perpendicularly magnetized Co/Ni nano-wire. *Appl. Phys. Express*, vol. **2**, p. 053002, 2009.
- [198] T. KOYAMA, G. YAMADA, H. TANIGAWA, S. KASAI, N. OHSHIMA, S. FUKAMI, N. ISHIWATA, Y. NAKATANI et T. ONO : Control of domain wall position by electrical current in structured Co/Ni wire with perpendicular magnetic anisotropy. *Appl. Phys. Express*, vol. **1**, p. 101303, 2008.
- [199] C. BURROWES, A. MIHAI, D. RAVELOSONA, J. V. KIM, C. CHAPPERT, L. VILA, A. MARTY, Y. SAMSON, F. GARCIA-SANCHEZ, L. BUDA-PREJBEANU, I. TUDOSA, E. FULLERTON et J. P. ATTANÉ : Non-adiabatic spin-torques in narrow magnetic domain walls. *Nat. Phys.*, vol. **6**, p. 17, 2010.
- [200] J. P. ADAM, N. VERNIER, J. FERRÉ, A. THIAVILLE, V. JEUDY, A. LEMAÎTRE, L. THEVENARD et G. FAINI : Nonadiabatic spin-transfer torque in (Ga,Mn)As with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. B*, vol. **80**, p. 155313, 2009.
- [201] J. LEE, K. KIM, J. RYU, K. MOON, S. YUN, G. GIM, K. LEE, K. SHIN, H. LEE et S. CHOE : Roles of adiabatic and nonadiabatic spin transfer torques on magnetic domain wall motion. arXiv :1006.1216.
- [202] I. MIRON, P.J. ZERMATTEN, G. GAUDIN, S. AUFFRET, B. RODMACQ et A. SCHUHL : Domain wall spin torquemeter. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **102**, p. 137202, 2009.

- [203] I. MIRON, G. GAUDIN, S. AUFFRET, B. RODMACQ, A. SCHUHL, S. PIZZINI, J. VOGEL et P. GAMBARDILLA : Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nature Materials*, vol. **9**, p. 230, 2010.
- [204] S. FUKAMI, T. SUZUKI, Y. NAKATANI, N. ISHIWATA, M. YAMANOUCHI, S. IKEDA, N. KASAI et H. OHNO : Current-induced domain wall motion in perpendicularly magnetized CoFeB nanowire. *App. Phys. Lett.*, vol. **98**, p. 082504, 2011.
- [205] M. CORMIER, A. MOUGIN, J. FERRÉ, J. P. JAMET, R. WEIL, J. FASSBENDER, V. BALTZ et B. RODMACQ : Fast propagation of weakly-pinned domain walls and current-assisted magnetization reversal in He⁺-irradiated Pt/Co/Pt nanotracks. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, vol. **44**, p. 215002, 2011.
- [206] K. KIM, J. LEE, S. AHN, K. LEE, C. LEE, Y. CHO, S. SEO, K. SHIN, S. CHOE et H. LEE : Interdimensional universality of dynamic interfaces. *Nature*, vol. **458**, p. 740, 2009.
- [207] M. CORMIER, A. MOUGIN, J. FERRÉ, A. THIAVILLE, N. CHARPENTIER, F. PIÉCHON, R. WEIL, V. BALTZ et B. RODMACQ : Effect of electrical current pulses on domain walls in Pt/Co/Pt nanotracks with out-of-plane anisotropy : Spin transfer torque versus Joule heating. *Phys. Rev. B*, vol. **81**, p. 024407, 2010.
- [208] C. YOU, I. SUNG et B. JOE : Analytic expression for the temperature of the current-heated nanowire for the current-induced domain wall motion. *App. Phys. Lett.*, vol. **89**, p. 222513, 2006.
- [209] C. YOU et S. HA : Temperature increment in a current-heated nanowire for current-induced domain wall motion with finite thickness insulator layer. *App. Phys. Lett.*, vol. **91**, p. 022507, 2007.
- [210] R. CAMLEY et J. BARNAS : Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **63**, p. 664–667, 1989.
- [211] J. BARNAS, A. FUSS, R. CAMLEY, P. GRÜNBERG et W. ZINN : Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures : Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, vol. **42**, p. 8110, 1990.
- [212] E. SONDEIMER : The mean free path of electrons in metals. *Adv. Phys.*, vol. **1**, p. 1–42, 1952.
- [213] K. CHOPRA : *Thin film phenomena*, pages 344–390. McGraw-Hill, New York, 1969.
- [214] T. KOYAMA, D. CHIBA, K. UEDA, K. KONDOU, H. TANIGAWA, S. FUKAMI, T. SUZUKI, N. OHSHIMA, N. ISHIWATA, Y. NAKATANI, K. KOBAYASHI et T. ONO : Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire. *Nat. Materials*, vol. **10**, p. 194, 2011.
- [215] R. DUINE : Effects of nonadiabaticity on the voltage generated by a moving domain wall. *Phys. Rev. B*, vol. **79**, p. 014407, 2009.
- [216] L. NÉEL : Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites. *Ann. Geophys.*, vol. **5**, p. 99, 1949.
- [217] W. BROWN : Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle. *Phys. Rev.*, vol. **130**, p. 130, 1963.

- [218] W. WERNSDORFER, E. BONET OROZCO, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, N. DEMONCY, A. LOISEAU, H. PASCARD et D. MAILLY : Experimental evidence of the Néel-Brown model of magnetization reversal. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **78**, p. 1791–1794, 1997.
- [219] S. KRAUSE, G. HERZOG, T. STAPELFELDT, L. BERBIL-BAUTISTA, M. BODE, E. VEDMEDENKO et R. WIESENDANGER : Magnetization reversal of nanoscale islands : How size and shape affect the arrhenius prefactor. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **103**, p. 127202, 2009.
- [220] M. LEDERMAN, S. SCHULTZ et M. OZAKI : Measurement of the Dynamics of the Magnetization Reversal in Individual Single-Domain Ferromagnetic Particles. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **73**, p. 1986, 1994.
- [221] J.-E. WEGROWE, J. P. MEIER, B. DOUDIN, J.-Ph. ANSERMET, W. WERNSDORFER, B. BARBARA, W. COFFEY, Y. P. KALMYKOV et J.-L. DÉJARDIN : Magnetic relaxation of nanowires : beyond the néel-brown activation process. *EuroPhys. Lett.*, vol. **38**, p. 329, 1997.
- [222] H. RICHARDS, S. SIDES, M. NOVOTNY et P. RIKVOLD : Magnetization switching in nanoscale ferromagnetic grains : description by a kinetic ising model. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **150**, p. 37, 1995.
- [223] J. P. ADAM : *Du renversement sous champ de l'aimantation d'un nano-plot au déplacement sous courant d'une paroi de domaines dans une nano-piste par microscopie Kerr polaire*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 2008.
- [224] J. P. ADAM, S. ROHART, J. P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, R. WEIL, H. BERNAS et G. FAINI : Magnetization reversal by propagation of a droplet nucleated in the soft outer ring of nanodisks with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. B*, vol. , submitted.
- [225] J. P. ADAM, S. ROHART, A. MOUGIN J. P. JAMET, J. FERRÉ, H. BERNAS, G. FAINI et J. FASSBENDER : Single Pt/Co(0.5 nm)/Pt nano-discs : Beyond the coherent spin reversal model and thermal stability. *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. **33**, p. 498, 2009.
- [226] C. STANCIU, A. TSUKAMOTO, A. KIMEL, F. HANSTEEN, A. KIRILYUK, A. ITOH, et Th. RASING : Subpicosecond magnetization reversal across ferrimagnetic compensation points. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, p. 217204, 2007.
- [227] C. STANCIU, F. HANSTEEN, A. V. KIMEL, A. KIRILYUK, A. TSUKAMOTO, A. ITOH et Th. RASING : All-optical magnetic recording with circularly polarized light. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, p. 047601, 2007.
- [228] I. RADU, K. VAHAPLAR, C. STAMM, T. KACHEL, N. PONTIUS, H. DÜRR, T. OSTLER, J. BARKER, R. EVANS, R. CHANTRELL, A. TSUKAMOTO, A. ITOH, A. KIRILYUK, Th. RASING et A. KIMEL : Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins. *Nature*, vol. **472**, p. 205–208, 2011.
- [229] J. VOGEL et M. SACCHI : *Magnetic properties of antiferromagnetic Oxide Materials*, chapitre 3-Dichroism in X-ray absorption for the study of antiferromagnetic materials, pages 69–94. Wiley-VCH, 2010.
- [230] H. OHL DAG : *Magnetic properties of antiferromagnetic Oxide Materials*, chapitre 8- Micro-magnetic structures - Imaging AFM domains using soft X-ray microscopy, pages 301–339. Wiley-VCH, 2010.

-
- [231] J. LIM, H. J. SHIN, K. CHAE, C. C. HWANG, H. N. HWANG et C. HONG : A compact, sample in atmospheric pressure soft x-ray microscope developed at Pohang light source. *Rev. Scient. Inst.*, vol. **81**, p. 063702, 2010.
- [232] J. HAMRLE : *Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayers*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 2003.
- [233] S. SHINAGAWA : *Magneto-optics*, chapitre 5- Faraday and Kerr effects in ferromagnets, pages 137–175. Springer Berlin Heidelberg, 2000.

Deuxième partie

Synthèse contextuelle, encadrement et production

Chapitre 5

Curriculum vitæ synthétique, activités, encadrement

5.1 Etat civil et informations statutaires



Nom : Mougin
Prénom : Alexandra
Née 20-11-1972 (Neufchâteau-88300)
Un enfant

Statut

Chargée de Recherche
au CNRS en section 06
depuis octobre 2000

(CR2 puis CR1)

Adresse personnelle :

5 rue du Héron
91190 Saint Aubin
Tél : 06.21.19.09.35

Adresse professionnelle :

Laboratoire de Physique des Solides
Bâtiment 510, UMR 8502
F-91405 Orsay
mougin@lps.u-psud.fr
www.lps.u-psud.fr
Tel : 01.69.15.60.64
Fax : 01.69.15.60.86

Situation particulière :

Travail à temps partiel (90%) depuis janvier 2008

5.2 Titres universitaires, scolarité et parcours

Titres universitaires

2011	Habilitation à diriger des Recherches, Université Paris-Sud <ul style="list-style-type: none"> • Anisotropie magnétique, structure en domaines et renversement d'aimantation : déformations, couplages, champ magnétique et courant électrique comme leviers d'action
1996 / 1999	Doctorat au Laboratoire de Physique des Matériaux UMR 7556 Université H. Poincaré Nancy I, sous la direction de C. Dufour, Mention très honorable avec les félicitations du jury <ul style="list-style-type: none"> • Nanosystèmes magnétostrictifs de TRFe₂(110) (TR = terres rares) : croissance, morphologie et propriétés magnétiques
1996	DEA "Physique et Chimie de la Matière et des Matériaux" - Université H. Poincaré Nancy I - Mention Très Bien
1995	Maîtrise de physique - Université H. Poincaré Nancy I - Mention B
1994	Licence de physique - Université H. Poincaré Nancy I - Mention AB
1993	DEUG A - Université H. Poincaré Nancy I - Mention AB
1990	Baccalauréat série C - Lycée P. et M. Curie - Neufchâteau -Mention Très Bien

Parcours, séjours à l'étranger, stages longue durée

Novembre 2005	Séjour scientifique à l'université de Perth (Western Australia)
1999 / 2000	Séjour post-doctoral dans le groupe de magnétisme du Pr. Dr. Hillebrands (Kaiserslautern, Allemagne) dans le cadre d'un réseau européen Research and Training Networks DYNASPIN <ul style="list-style-type: none"> • Modifications of "exchange bias" by ion irradiation
Fév-Mars 1998	HERCULES High European Research Course for Users of Large Experimental Systems (Grenoble, France) : neutrons et rayonnement synchrotron pour la physique et la chimie de la matière condensée.

5.3 Activités liées à la recherche et à l'enseignement supérieur

5.3.1 Enseignement

Durant ma thèse, j'ai exercé les fonctions de monitrice. Depuis mon embauche au Laboratoire de Physique des Solides, j'ai eu des activités d'enseignement régulières, en tant que vacataire à l'université d'Evry. Une liste de ces activités d'enseignement est donnée ci-dessous.

Monitorat

1998/1999	Travaux Pratiques Dirigés à la faculté des Sciences de Nancy première année DEUG A <ul style="list-style-type: none"> • UV "Mesures en physique" (64 heures)
1997/1998 et 1996/1997	Travaux Dirigés à l'école des Mines de Nancy <ul style="list-style-type: none"> • "Introduction à la physique statistique" (32 heures par an) • "Interaction rayonnement matière" (32 heures par an)

Vacations

En 2003	A l'université d'Orsay - Paris Sud 11 DESS nanostructures-nanotechnologies <ul style="list-style-type: none"> • Travaux Pratiques de Magnéto-optique (28 heures)
Depuis 2004	A l'université d'Evry, Val de France ¹ . Licence de Physique : cours (~12h annuel) et/ou TD (~12h annuel) <ul style="list-style-type: none"> • Electromagnétisme dans le vide • Milieux diélectriques Master Matériaux : cours (~ 15h annuel) et TD (~12h annuel) <ul style="list-style-type: none"> • De l'isolant au supraconducteur : magnétisme des couches minces.

5.3.2 Taches collectives et administration

J'ai participé à divers conseils et ai eu des taches d'intérêt collectives au sein des différentes entités dans lesquelles j'ai évolué. Les plus significatives sont reportées ci-dessous.

Au sein du laboratoire

2002-2010	Elue Cadre B au conseil de laboratoire
Depuis janvier 2002	Correspondant informatique pour l'équipe
Depuis janvier 2009	Membre de la cellule de communication du laboratoire
De 2001 à 2009	Organisation des séminaires "Magnétisme" au laboratoire.

1. En matière d'enseignement, les volumes horaires indiqués ont fluctué. Si j'ai toujours assuré cours et travaux dirigés dans les enseignements de Master, j'ai quelquefois sollicité des membres de l'équipe (M. Cormier et S. Rohart) pour les travaux dirigés de licence.

Comités et conseils

2003-2004	Membre suppléant de la commission de spécialistes 61-63 de l'ENS Cachan
2006-2010	Synchrotron : membre du comité de la ligne de lumière TEMPO sur le synchrotron SOLEIL http://www.synchrotron-soleil.fr/Recherche/LignesLumiere/TEMPO

5.3.3 Communication spécialisée (écrite ou orale) et valorisation

Je suis intimement convaincue que la communication, écrite comme verbale, est au centre du métier de chercheur. Ainsi, je me suis régulièrement impliquée dans l'organisation de colloques et réunions destinés à des scientifiques mais aussi dans des manifestations de vulgarisation et de communication vers des publics plus larges.

Comités, édition, organisation de colloques...

Avril 2001	Organisation avec T. Devolder (Institut d'Electronique Fondamentale, Orsay) de la réunion du GDR 1143 (Petits Objets Magnétiques et Microstructures pour l'Electronique de Spin) qui s'est déroulée à Gif sur Yvette <ul style="list-style-type: none"> • Dynamique du renversement de l'aimantation des nano-objets
Septembre 2004	Organisation d'un workshop international (Anglet, France) <ul style="list-style-type: none"> • International Workshop on Exchange Biased Magnetic Nanostructures.
Septembre 2006	Organisation d'un workshop international (Nancy, France) <ul style="list-style-type: none"> • International Workshop "New Trends in Spin Transfer Physics".
Septembre 2008	Participation à l'organisation d'un workshop international (Nancy, France) (http://www.lpm.u-nancy.fr/M-SNOW08/) <ul style="list-style-type: none"> • International Workshop on Magnetic Single Nano-Objects.
Editrice invitée	En relation avec chacun des deux premiers workshops cités ci-dessus, j'ai été co-éditrice invitée d'un numéro spécial du European Physical Journal B, le premier intitulé "News trends in exchange bias" Vol. 45 No. 2 (May II 2005) , et le second intitulé "Topical issue on New trends in Spin Transfer Physics", Vol. 59 No. 4 (October II 2007)

Actions de valorisation, vulgarisation

- Année Mondiale de l'Astronomie 2009 (AMA09) Une exposition tout public sur le magnétisme "Nature Magnétique : des atomes aux étoiles" a été coordonnée et réalisée par Jean François Donati du laboratoire d'Astrophysique de Toulouse ; j'ai participé à la réalisation d'affiches spécifiquement dédiées au magnétisme à l'échelle atomique, dans les nanotechnologies et dans la vie de tous les jours (http://www.ast.obs-mip.fr/article.php3?id_article=740).
- Fête de la science Chaque année, j'accueille avec mes collègues des scolaires (collégiens, lycéens) dans nos laboratoires, après avoir préparé des expériences de démonstration.
- Communiqué de presse du CNRS de En décembre 2009, suite à une publication dans Physical Review Letters sur les Multiferroïques, un communiqué de presse du CNRS a été publié (<http://www2.cnrs.fr/presse/communique/1721.html>). Ce communiqué a par la suite donné lieu à une actualité dans "Pour la science" (http://www.pourlascience.fr/ewb_pages/a/actualites.php) voir le rubrique Vers une nouvelle génération de mémoires numériques) et à un article dans le **journal international du CNRS** (<http://www.cnrs.fr/fr/pdf/cim/17/>). De manière plus locale, un article est disponible dans le numéro spécial recherche du journal **Plein Sud** de l'Université Paris Sud (<http://www.pleinsud.u-psud.fr/special-recherche/>).
- Colloque Chercheurs Bouyssy Jeunes Alain Ce colloque a lieu chaque année à Orsay et il est destiné aux étudiants de niveaux L3 et Master. Les formations leur sont présentées à cette occasion tout comme l'activité de recherche de quelques équipes et jeunes chercheurs. J'ai donné un exposé présentant mes travaux (sur le couplage d'échange unidirectionnel) à ce colloque en 2001.
- Contribution à un brevet Les travaux de mon stage postdoctoral ont contribué à la publication d'un brevet (décembre 2001), sur le plan international WO 01/91963 A2 et allemand DE 100 28640 A1. Ce dernier est intitulé " Wheatstone bridge containing bridge elements, consisting of a spin valve and a method for producing the same"

5.4 Synthèse des travaux : cadre général, collaborations et contrats

Mes activités de recherche sont principalement axées sur le magnétisme de systèmes de basse dimensionnalité. J'ai choisi d'énumérer ici, plus ou moins brièvement, les différentes thématiques que j'ai abordées et les contrats ou collaborations s'y rapportant. Les résultats marquants les plus récents que j'ai obtenus sont détaillés dans le chapitre relatif aux étudiants en thèse et postdoctorants impliqués (Paragraphe 5.5).

5.4.1 Nanosystèmes à base de terres rares : systèmes épitaxiés

Dans le cadre de mon DEA, je me suis consacrée à l'étude de systèmes épitaxiés à base de terbium, dans lesquels une nouvelle phase magnétique a été mise en évidence. Mon travail de thèse (1996-1999) porte sur l'étude de la croissance, de la morphologie et des propriétés d'anisotropie magnétiques de nanosystèmes de $\text{TRFe}_2(110)$ (TR = Terre Rare). Les propriétés magnétiques de ces composés magnétostrictifs ont été corrélées aux déformations induites par épitaxie et/ou à la morphologie des couches minces. L'ensemble de ces résultats a été obtenu au Laboratoire de Physique des Matériaux à Nancy. Récemment, la collaboration avec mon équipe d'origine a été ravivée, en particulier pour l'étude de matériaux sans aimantation, basés sur des alliages de terres rares et métaux de transition.

5.4.2 Couplage d'échange unidirectionnel

Le terme couplage unidirectionnel est utilisé pour rendre compte de manifestations d'origines variées. De manière usuelle, ce terme regroupe l'ensemble des manifestations macroscopiques associées à l'interaction directe par échange à l'interface entre un ferromagnétique et un antiferromagnétique.

5.4.2.1 Systèmes métalliques

Durant mon stage postdoctoral (1999-2000), je me suis intéressée à la problématique de l'anisotropie d'échange unidirectionnelle observée entre une couche ferromagnétique usuelle (du permalloy, alliage NiFe) et une couche antiferromagnétique (un alliage FeMn) polycristallines. J'ai utilisé l'irradiation avec des ions légers pour modifier le champ de couplage d'échange et en comprendre davantage les fondements. Le rôle des défauts a tout particulièrement été discuté. J'ai conservé une activité "couplage d'échange" après mon arrivée au Laboratoire de Physique des Solides. Ainsi, dans le prolongement direct de mes activités postdoctorales, des résultats remarquables ont été obtenus par magnéto-optique de seconde harmonique - qui permet spécifiquement de sonder les surfaces et interfaces enterrées, de par la condition de non centrosymétrie requise pour l'existence d'un signal non nul - sur le couplage d'échange unidirectionnel, en collaboration avec l'Institut d'Optique d'Orsay. En 2001, une Action Concertée Incitative (NanoRad) fédérant les thématiques irradiation et anisotropie d'échange a été obtenue. L'objectif était d'ajuster, in-situ, les propriétés magnétiques de films minces d'alliages et multicouches par irradiation avec des ions légers, tout particulièrement par le contrôle de la mise en ordre chimique et du mélange aux interfaces dans des systèmes ferromagnétique/antiferromagnétique. D'un point de vue fondamental, cette démarche permettait de mieux comprendre à l'échelle microscopique les relations entre la structure locale contrôlée par les effets d'irradiation et les propriétés magnétiques telles que l'anisotropie magnétocristalline ou le couplage d'échange intercouches. Un dispositif d'irradiation He^+ basses énergies (5-20 keV) a été financé dans ce cadre. Il a été conçu pour permettre des irradiations en cours de croissance dans un bâti de pulvérisation cathodique, utilisé à cette époque

de manière mutualisée, pour l'élaboration des couches minces magnétiques. Par la suite, en collaboration avec le groupe d'Y. Samson, la nature induite de l'anisotropie du couplage d'échange a été démontrée expérimentalement et modélisée dans des systèmes modèles épitaxiés, dont la couche antiferromagnétique PtMn présentait un ordre contrôlé.

ACI NanoRad 2001-2004 : Cette Action Concertée Incitative, avec Dafiné Ravelosona de l'Institut d'Electronique Fondamentale (Orsay), Harry Bernas du CSNSM (Orsay) et l'équipe d'Yves Samson du CEA (Grenoble), était intitulée "Nanostructuration de couches minces magnétiques par irradiation ionique : contrôler la structure locale pour ajuster les propriétés magnétiques".

5.4.2.2 Hétérostructures multiferroïques

Au cours des 3 dernières années, j'ai retrouvé un nouvel engouement pour les bizarreries du couplage d'échange unidirectionnel ; celui-ci a été suscité par la maîtrise de matériaux de type multiferroïques et l'élaboration d'hétérostructures ferromagnétique/multiferroïque. Les matériaux multiferroïques sont simultanément ferroélectrique et ferromagnétique et présentent de plus un couplage entre les ordres magnétique et électrique. Il devient dès lors possible de retourner l'aimantation d'un tel composé par un champ électrique ou de renverser sa polarisation par un champ magnétique. Nous avons montré la possibilité de modifier, au moyen d'un champ électrique, l'anisotropie d'un ferromagnétique couplé à un antiferromagnétique multiferroïque BiFeO_3 via le couplage magnéto-électrique. Les principaux résultats obtenus sont présentés section 5.5.7. L'étude des multiferroïques, que j'ai développée de manière indépendante vis à vis de mes collègues, constitue l'une de perspectives personnelles que je compte développer dans les années à venir (voir conclusion et perspectives). Deux ANR ont été obtenues autour des multiferroïques et une dernière est en cours d'évaluation.

ANR FEMMES (2005-2008) : FerroElectroMagnétiques pour l'Electronique de Spin

Le but de ce projet était l'élaboration de matériaux FEM, présentant des propriétés électrique et magnétique optimisées et fortement couplées entre elles. Nous nous sommes attachés en particulier à rendre possible la manipulation de la polarisation par un champ magnétique et de l'aimantation par un champ électrique pour concevoir de nouvelles applications notamment dans le cadre de l'électronique de Spin. L'interaction entre les groupes du plateau de Saclay notamment s'est révélée fructueuse. De ce fait, nous avons décidé de re-conduire l'expérience et avons demandé et obtenu une ANR dans la continuité de FEMMES, sur une thématique davantage appliquée.

ANR MELOIC (2008-2011) : Modulateurs électro-optiques : hétérostructures ferroélectriques et multiferroïques

Le consortium est constitué des trois laboratoires académiques ayant collaboré au sein du projet ANR "FEMMES" enrichi de THALES-TRT, un acteur majeur mondial en électronique professionnelle. Dans le cadre de MELOIC, l'objectif est d'utiliser l'expérience acquise afin de développer de nouveaux modulateurs électro-optiques (MEO). Les MEO actuels, qui convertissent une information électrique (analogique ou numérique) en un signal optique fonctionnant à $1.55 \mu\text{m}$ et haute fréquence (jusqu'à 40 GHz) et sont basés sur des monocristaux de LiNbO_3 . Une approche prometteuse pour la miniaturisation consiste à utiliser des couches minces ferroélectriques déposées sur des substrats diélectriques de MgO . Bien que de tels modulateurs intégrés en couches minces ont déjà été fabriqués, ils sont limités par la médiocre polarisation et la faible température de Curie du BaTiO_3 utilisé. De façon surprenante, la technologie des MEO n'a pas encore bénéficié des plus

récentes avancées en matière d'élaboration de matériaux ferroélectriques aux propriétés améliorées, et qui ont conduit au développement de matériaux multifonctionnels tels que les multiferroïques. L'objectif final de MELOIC est d'exploiter les avancées récentes sur les hétérostructures ferroélectriques et d'explorer le potentiel d'hétérostructures basées sur BaTiO_3 et le multiferroïque BiFeO_3 .

5.4.3 Irradiation ionique

Dans toutes les branches du magnétisme de basse dimensionnalité auxquelles je me suis intéressée, l'irradiation avec des ions s'est révélée être une technique de choix pour modifier les propriétés magnétiques des systèmes et pour les nanostructurer si elle est utilisée en combinaison avec des techniques de masquage. Ce constat n'est a priori pas surprenant car il est clair que magnétisme et structure voire désordre et défauts sont directement corrélés. Cependant, la grande flexibilité apportée par les techniques d'irradiation est un atout que nous préservons précieusement. Initialement, les irradiations uniformes relevaient des activités du CSNSM (H. Bernas, Orsay). Ce laboratoire a vu ses activités et son personnel évoluer ; nous conservons des interactions pour des études ponctuelles. Cependant, en sus, j'ai obtenu une convention de collaboration pour travailler de manière récurrente sur l'implanteur ionique du Forschungszentrum Dresden (Allemagne). Une liste des contrats liés à l'irradiation est donnée ci-dessous.

RTN ULTRASMMOOTH (2004-2007) : Ce contrat européen MRTN-CT-2003-504462 avait essentiellement pour but la formation de doctorants et postdoctorants. Nous y apparaissions en tant que partenaire globalisant le CSNSM, l'Institut d'Electronique Fondamentale et notre groupe. Le thème principal était l'utilisation de l'irradiation comme moyen de façonner les propriétés magnétiques de couches.

ANR CAMAIEU (2005-2008) : Contrôler l'Anisotropie Magnétique d'Agrégats IdEntiqUes
L'ambition du projet était de développer un procédé basé sur l'irradiation ionique (H. Bernas, CSNSM) pour contrôler l'établissement d'une direction d'anisotropie dans des nanoparticules. Auto-organisées ou dispersées avec de faibles densités, elles seraient le support d'études magnéto-optiques détaillées (limite superparamagnétique, diverses dynamiques temporelles...), pour un nouveau concept de media magnétiques. Le travail exploratoire mené sur des nanoparticules de FePt, préparées par voie chimique ou physique (P. Reiss et Y. Samson, CEA Grenoble), n'a pas donné les résultats escomptés. Cet échec est d'autant plus surprenant qu'il a été complété par une étude, approfondie et couronnée de succès, de la mise en ordre chimique par irradiation et à basse température de films ultra-minces (1-30 nm) de FePt épitaxié. La réorganisation de ces films conduit à un spectaculaire basculement perpendiculaire de l'aimantation pour des doses d'irradiation aux ions helium très faibles. Mon rôle a consisté alors à sonder les limites, en épaisseur de film et en dose d'irradiation, de ce mécanisme de mise en ordre à température modérée (300°C) par des techniques de mesure magnéto-optiques. Des résultats significatifs ont été obtenus, publiés et présentés dans des conférences.

Transnational Access to Research Infrastructures (2008-2009) Nous avons obtenu un soutien européen, contrat n-025646, pour utiliser les installations de Rossendorf - Center for Application of Ion Beams in Materials Research - (Allemagne) dans le cadre d'un projet visant à utiliser l'irradiation comme moyen d'optimisation des propriétés de nanostructures, et en particulier la propagation de paroi de domaines. Ce soutien européen a permis de prendre en charge les frais liés aux voyages et missions entre Dresde et Orsay pour des expériences d'irradiation et discussions scientifiques.

Nous utilisons également très régulièrement et dans le cadre d'une collaboration bien établie l'irradiation focalisée pour façonner nos systèmes magnétiques, en relation directe avec Jacques Gierak du Laboratoire de Photonique et Nanostructures. Nous n'avons pas de contrats récents pour ces expériences en commun.

5.4.4 Dynamique de l'aimantation, sous champ et sous courant

Depuis mon embauche, la dynamique du renversement de l'aimantation dans des nanostructures est au coeur de mes activités, révélée essentiellement au moyen de techniques expérimentales basées sur l'effet Kerr magnéto-optique.

5.4.4.1 Propagation sous champ magnétique

Dans une première phase, la réponse dynamique de l'aimantation à des impulsions de champ magnétique a été analysée. La réponse dynamique invoquée s'étend sur une gamme temporelle extrêmement étendue, et résulte en une propagation de paroi allant de la reptation jusqu'au mode précessionnel (voir le paragraphe 5.5.3, thèse de P. Metaxas). Le rôle des couplages longue portée, pour des parois en vis à vis comme dans l'analyse de l'autolissage que j'ai effectuée (voir le paragraphe 5.5.6, postdoctorant M. Bauer) ou dans des structures multicouches (de nouveau, paragraphe 5.5.3) a été analysé. Dans ces études, notre collaboration avec B. Rodmacq de Spintec, qui nous fournit les couches et multicouches ad-hoc, est essentielle.

Projet d'Action Intégrée avec l'Australie (2005-2006) J'ai travaillé directement avec Peter Metaxas, étudiant australien, financé par le programme européen "Human Resources and Mobility activities". Pour permettre une meilleure collaboration et financer des échanges avec l'Australie, j'ai demandé et obtenu un Programme d'Action Intégrée (FAST N°10 518ZC), intitulé "Magnetization reversal dynamics in exchange or dipolar coupled nanostructures : Theory, fast and ultra-fast time resolved magneto-optical microscopy". Celui-ci nous a permis d'effectuer des visites scientifiques à Perth (J. Ferré, moi-même, J.P. Adam et P. Metaxas de quelques semaines) et de participer à des conférences internationales. De manière réciproque, le responsable théoricien australien R. Stamps avait passé 3 mois au LPS, payé sur des crédits de chercheur invité du CNRS.

5.4.4.2 Propagation de paroi par transfert de spin

Dans une deuxième étape, je me suis intéressée au processus de transfert de spin : le renversement de l'aimantation peut, dans certaines conditions, être provoqué par un courant polarisé en spin. Cette thématique récente provoque l'effervescence de la communauté du nanomagnétisme et offre de nouveaux horizons en matière par exemple de propagation de parois de domaines. A ce jour, je travaille donc simultanément sur les effets d'un champ magnétique mais aussi d'un courant polarisé sur la dynamique de l'aimantation. Les résultats importants auxquels j'ai contribué rentrent essentiellement dans le cadre de la thèse de M. Cormier présentée section 5.5.4. Depuis 6 ans, contrats et collaborations se sont succédés autour du transfert de spin, comme précisé ci-dessous.

Contrat industriel avec la société ALTIS (2004-2008) Une convention entre la société Altis Semiconductor (Corbeil-Essonnes) et l'université Paris-Sud (responsable J. Miltat), centrée sur les mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM), a financé trois thèses CIFRE au Laboratoire de Physique des Solides et de l'équipement. J'ai encadré la thèse de M. Cormier, soutenue par cette convention et l'ANRT. Elle portait en partie sur le déplacement de paroi de domaines par courant dans des nanopistes.

ACI Parcours (2004-2007) : Ce projet auquel j'étais associée via mon équipe, sans en être responsable, portait sur le déplacement d'une paroi magnétique induit par un courant polarisé en spin et son application à la commutation magnétique de dispositifs d'électronique de spin. Quatre objectifs avaient été énoncés dans ce projet : (1) parvenir à fabriquer des échantillons (barreaux ou nanofils) à très faible champ de propagation de parois et dans lesquels les centres de nucléation et de piégeage de la paroi étaient très bien contrôlés ; (2) si possible parvenir à réduire les densités de courant critique pour déplacer les parois ; (3) étudier la réponse de la paroi magnétique à une injection de courant polarisé en spin dans des expériences mesurant à la fois l'excitation et la réponse avec des résolutions temporelles inférieures à la nanoseconde (4) développer un code de calcul qui combine micromagnétisme et solution du transport électronique polarisé en spin. Une part de ces objectifs a été atteinte. J'ai essentiellement contribué aux tâches (1) et (3), au cours de la thèse de M. Cormier et notre équipe a contribué au développement d'un code de simulations. Cette thématique de recherche qui débutait restait d'actualité en 2007. D'autres projets relatifs au transfert de spin sont d'ailleurs présentés dans la suite de cette notice.

ANR DYNAWALL (2007-2010) : Magnetic domain wall dynamics induced by spin polarised current.

L'analyse de l'interaction entre une paroi de domaines et un courant polarisé en spin a montré le caractère non trivial de la propagation, si elle a lieu. L'effet dit de "couple de transfert de spin" a été adressé de façon originale en combinant : i) des études dynamiques des oscillations, de la précession et du mouvement de parois, ii) l'observation de la structure interne de la parois et sa transformation, iii) des simulations et des modélisations. Pour éclaircir le rôle des termes "adiabatique" et "non-adiabatique" du couple de transfert de spin, des mesures dynamiques spécifiques devaient être développées alors que des matériaux modèles devaient être fabriqués pour le contrôler. La transformation de paroi a fait l'objet d'une thèse dans notre équipe. J'ai travaillé à l'évaluation quantitative de la densité de courant polarisé en spin, effective pour le transfert de spin, dans des empilements de couches. De nombreuses questions restent ouvertes et des études sont toujours en cours. Une demande d'ANR vient d'être acceptée.

5.5 Synthèse des travaux récents et encadrement

Au cours des dernières années, mes résultats les plus marquants peuvent être rattachés aux travaux de thèse de plusieurs étudiants ou postdoctorants. Les paragraphes suivants décrivent donc les résultats majeurs que j'ai pu obtenir, en les situant dans les thématiques des étudiants impliqués.

5.5.1 Encadrement : brève rétrospective

J'ai commencé mes activités de recherche au Laboratoire de Physique des Solides en 2000, dans le groupe Optique du Solide dirigé par Jacques Ferré. Jusqu'en 2004, j'ai suivi au quotidien les activités de post-doctorants de l'équipe. Ces derniers travaillaient chez nous pour des durées allant de 6 mois à 2 ans, dans le cadre de contrats européens. Durant cette période, notre équipe n'a pas eu d'étudiant en thèse. A la rentrée 2004, nous avons pu attirer deux étudiants en thèse pour travailler sur la dynamique du retournement de l'aimantation dans des nanostructures magnétiques. L'un, Jean-Paul Adam (bourse ministère et monitorat prolongés par un ATER), a présenté un travail intitulé "Du renversement sous champ de l'aimantation d'un nano-plot au déplacement sous courant d'une paroi de domaines dans une nano-piste par microscopie Kerr

polaire”. Le second, Mathieu Cormier (contrat CIFRE avec la société Altis, Essonne), a travaillé sur le “Renversement d’aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique”. Courant 2005, un troisième étudiant en thèse, Peter Metaxas, nous a rejoint. Il s’agit d’un étudiant australien, encadré en co-tutelle par Robert Stamps (Université de Perth, Western Australia) avec lequel j’avais établi des interactions régulières suite à son séjour de chercheur associé au laboratoire. Peter Metaxas a travaillé plus particulièrement sur l’influence des couplages et défauts sur la dynamique de l’aimantation et son mémoire s’intitule “Domain wall dynamics in ultrathin ferromagnetic film structures : disorder, coupling and periodic pinning”. Les deux premières thèses ont été soutenues en 2008, la troisième en mars 2009. En 2007, j’ai établi une collaboration privilégiée avec SOLEIL. La thèse en cotutelle de Nicolas Bergéard a débuté, entre la ligne TEMPO (responsable Fausto Sirotti) et moi-même. La soutenance a eu lieu fin novembre 2010. Toutes les thèses mentionnées ont donné lieu à plusieurs publications, rassemblées dans le paragraphe suivant.

5.5.2 Thèse de Jean Paul Adam [2004-2008] - Du renversement de l’aimantation d’un nanodisque à la propagation de paroi sous courant par microscopie Kerr

Tant d’un point de vue fondamental qu’appliqué, la connaissance des processus de renversement de l’aimantation dans des nanostructures magnétiques est un enjeu majeur. En parallèle avec l’évolution vers des échelles spatiales nanométriques, la recherche en magnétisme a vécu une accélération étonnante de la course vers les échelles de temps nano et picoseconde. Ce travail de thèse visait en particulier à déterminer les mécanismes fondamentaux qui gèrent les modes de retournement ultra-rapide mais aussi la stabilité de l’aimantation dans des structures magnétiques artificielles, à anisotropie perpendiculaire. Récemment utilisés comme support de stockage de l’information dans les disques durs, les systèmes à anisotropie perpendiculaire présentent l’avantage de minimiser les effets magnétostatiques par rapport aux films à aimantation planaire : le champ dipolaire rayonné par un grain sur les autres grains est à plus courte portée, ce qui permet une densification de l’information. Toutefois, cette densification se heurte au problème de la réduction des dimensions latérales des grains ou des nano-objets réalisés artificiellement, en particulier à la limite superparamagnétique au-delà de laquelle l’aimantation n’est plus stable à long terme.

Pour aborder la problématique du superparamagnétisme, des nanoplaquettes et nanodisques ultra-minces ont été obtenus par une méthode de structuration douce, mettant en jeu l’irradiation ionique par des ions hélium au travers d’un masque lithographié. Cette méthode (i) préserve la planéité de la surface de l’échantillon, et (ii) permet de créer une couronne magnétique douce à la périphérie du nanoélément. En imageant une particule unique, nous avons montré que la loi de probabilité de non-renversement de l’aimantation met en jeu le franchissement d’une seule barrière d’énergie pour des nanodisques, dont le volume conduirait à un renversement de type Stoner Wohlfart pour des particules quasi-sphériques. La barrière d’énergie sous-tendant le renversement de l’aimantation des nanoplaquettes est gouvernée par la tension de paroi et non par le produit -usuellement admis- anisotropie volume. Dans notre cas, des développements analytiques originaux montrent que la croissance d’une gouttelette magnétique qui prend naissance au bord de la nano-plaquette rend compte des observations expérimentales et que la prise en compte du rapport d’aspect et de la structure magnétique interne nécessite d’aller au delà du modèle de Néel Brown.

De nombreuses équipes travaillent actuellement sur le déplacement de parois de domaines induit par un courant dans des nanopistes afin de mieux comprendre les mécanismes de transfert de

spin. Jean-Paul Adam a souhaité aborder cette problématique sur des pistes de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, préparées au LPN dans le groupe d'Aristide Lemaitre et en interaction avec N. Vernier et V. Jedy dans l'équipe. Des résultats importants ont été obtenus : la possibilité de déplacer aisément une paroi de domaines dans une piste de $(\text{Ga}_{0,94}\text{Mn}_{0,06})\text{As}$ à une température assez proche de la température de Curie a été confirmée, à des densités de courant bien inférieures à celles nécessaires dans des métaux. L'étude de la propagation de paroi sous courant et sous champ a permis d'affirmer l'existence du terme de transfert de spin non-adiabatique ; de plus, pour des valeurs suffisamment élevées de la densité de courant, le régime stationnaire de la vitesse linéaire en champ prévu pour un film "zéro défaut" est atteint.

5.5.3 Thèse de Peter Metaxas [2005-2009] - Domain wall dynamics in ultrathin ferromagnetic thin films : disorder, coupling and periodic pinning

Le travail de thèse de Peter est consacré, en particulier, à l'étude des processus qui gouvernent la dynamique du renversement de l'aimantation dans des systèmes modèles à base de cobalt, type couches ou multicouches, à anisotropie perpendiculaire. Le rôle de l'environnement, de la structure des empilements et l'influence des dimensions réduites des systèmes étudiés ont été au cœur de cette thèse. Le retournement de l'aimantation est initié par quelques centres de nucléation, puis s'effectue par déplacement de paroi de domaine. La microscopie MOKE permet d'investiguer cette physique sur une gamme temporelle très étendue.

La propagation d'une interface élastique telle qu'une paroi de domaines dans des films ultraminces Pt/Co/Pt ferromagnétiques, à anisotropie perpendiculaire, se déplaçant dans un milieu désordonné constitue une problématique rencontrée dans de nombreux systèmes et concerne le mouvement des lignes de contact de mouillage sur des surfaces, la propagation de fissures... Dans le cas d'un film magnétique, la paroi de domaines est mue via un champ magnétique ; la théorie prédit un régime de reptation à bas champ et un régime visqueux à haut champ, séparés par un régime de dépiégeage de la paroi au voisinage d'un champ critique. Abstraction faite du désordre, deux modes de propagation de paroi se succèdent en champ magnétique : un régime de propagation stationnaire, dans lequel la paroi est rigide puis au dessus d'un champ dit de Walker une propagation précessionnelle caractérisée par une modification continue de la structure interne de la paroi. J'ai développé une approche analytique permettant de discuter de la stabilité des parois dans les films ultraminces, sous champ et/ou sous courant. Ici, pour la première fois, nous avons pu expérimentalement étudier la vitesse de déplacement d'une paroi magnétique sous très faible comme sous fort champ. La loi de vitesse $v(H)$ a été obtenue sur plusieurs décades, ce qui nous a permis d'étudier les régimes présents de part et d'autre de la transition de dépiégeage. La connaissance de ce champ de dépiégeage lié à la structure intrinsèque de la couche de cobalt, et celle du champ de Walker, lié à ses dimensions, nous a permis d'identifier le régime visqueux au régime précessionnel et de déduire l'amortissement de Gilbert.

En parallèle, le rôle joué par les interactions a été analysé. Une étude comparée de l'influence d'interactions de natures variées (longue portée de type dipolaire, couplage d'échange interfacial unidirectionnel, désordre artificiel périodique...) sur les lois de vitesse de propagation de paroi sous champ magnétique a été menée. J'ai été associée particulièrement à l'analyse des analogies existant entre les propriétés usuelles du couplage d'échange unidirectionnel et la propagation d'une paroi de domaine dans le potentiel de piégeage associé au champ dipolaire créé par un réseau de plots magnétiques sur une couche ultramince.

Les longs séjours en Australie de Peter Metaxas et ceux de plus courtes durées de Jacques Ferré et moi-même ont été consacrés à une approche théorique des résultats expérimentaux.

5.5.4 Thèse de Mathieu Cormier [2004-2008] - Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique

Cette thèse a été effectuée dans un contexte industriel, en contrat CIFRE avec Altis. Les dispositifs mémoires MRAM (Magnetic Random Access Memories), basés sur les propriétés de réseaux denses de jonctions tunnel magnétiques (MTJ : Magnetic Tunnel Junction) à magnéto-résistance géante, apparaissent comme des candidats prometteurs pour les futures générations de mémoires non volatiles. Les jonctions tunnel magnétiques sont composées de 2 couches ferromagnétiques séparées par une couche isolante de quelques nanomètres d'épaisseur. La direction de l'aimantation de l'une d'entre elle est fixée et l'information (0 ou 1) est donnée par la direction de l'aimantation de l'autre couche, libre de tourner. Selon l'orientation relative de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques, deux niveaux de résistance électrique sont distingués : faible quand les aimantations des deux couches sont parallèles, fort lorsqu'elles sont antiparallèles. Les jonctions sont intégrées au-dessus d'une architecture CMOS qui permet l'adressage et la lecture d'un élément mémoire. La lecture des mémoires de type MRAM est basée sur la mesure de la résistance du point mémoire, grâce à un faible courant électrique passant au travers de la barrière. Jusqu'à présent, l'écriture, i.e. le renversement sélectif de l'aimantation de la couche libre d'une cellule unique MRAM au sein d'une matrice, est obtenue grâce au champ magnétique créé à l'intersection de lignes conductrices voisines de la cellule au travers desquelles des impulsions longues de forts courants électriques circulent. Dans ce cadre, le renversement de l'aimantation sous champ magnétique dans un empilement de type jonction tunnel magnétique à anisotropie planaire, destiné au développement industriel de mémoires magnétiques à accès aléatoires, a été étudié. L'effet d'un recuit à haute température sur les propriétés magnétiques de cet empilement a été testé. En outre, dans la couche magnétique douce de la jonction tunnel, soumise à un couplage magnétique dipolaire à travers la barrière tunnel, nous avons mis en évidence une asymétrie des processus de nucléation de domaines et de propagation de paroi en fonction du sens de balayage du champ, que nous avons associée à de légères inhomogénéités du champ de couplage dipolaire.

A la demande d'ALTIS, pour des raisons de stratégie propres à leur entreprise, l'objectif de cette thèse a été revu après quelques mois. Il s'agissait d'étudier expérimentalement le renversement de l'aimantation dans des éléments étroits et courts par propagation de paroi sous l'action d'un courant (transfert de spin) plutôt que par un champ magnétique externe. La paroi de domaines est un concept essentiel à la compréhension du renversement d'aimantation dans un film ou une nanostructure magnétique, et peut être mise en jeu dans les processus d'écriture et de transmission d'une information dans un nano-dispositif. Analytiquement, les effets du confinement ont été mis en évidence, dans une nanostructure magnétique sans défauts, sur la propagation d'une paroi sous champ magnétique et/ou sous courant polarisé en spin. Ceci a été illustré par l'étude (voir paragraphe 5.5.3), sur une gamme temporelle s'étendant du régime ultra-lent à la dynamique ultra-rapide, de la propagation de paroi dans des films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire. Dans ces films, des nano-pistes lithographiées et irradiées à très faible dose par des ions hélium ont été réalisés. Ces dispositifs se sont révélés être des systèmes modèles, idéaux pour étudier la propagation de paroi sous champ, et nous ont paru prometteurs pour l'étude de la propagation induite par transfert de spin. Pourtant, pour toute la gamme des impulsions de courant injectées dans ces pistes, aucun des effets de propagation observés expérimentalement n'a pu être attribué au transfert de spin. Nous avons développé une méthode d'évaluation de la distribution des courants en épaisseur, basée sur le modèle de Fuchs-Sondheimer adapté au cas de couches ultraminces au sein desquelles les interfaces jouent un rôle exacerbé. Au vu de l'évaluation quantitative du courant et de sa polarisation dans la couche de cobalt, l'absence de

propagation sous courant est justifiée par un rapport défavorable entre l'échauffement par effet Joule et le transfert de spin.

Un magnétomètre Kerr polaire à haute résolution, utilisant un faisceau laser hautement focalisé, dont la résolution, la stabilité et la sensibilité exceptionnelles sont bien adaptées à l'étude de nanostructures magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire, et ce jusqu'à des dimensions largement sub-microniques a été construit.

5.5.5 Thèse de Nicolas Bergeard [2007-2010] - Matériaux magnétiques pour l'étude de la dynamique de l'aimantation

Le but de la thèse de Nicolas Bergeard était l'étude de la dynamique de renversement de l'aimantation de petits éléments magnétiques en combinant microscopie Kerr magnéto-optique, dichroïsme magnétique circulaire et photo-émission résolu en temps. Cette thèse a été effectuée en cotutelle entre SOLEIL (ligne TEMPO, responsable Fausto Sirotti) et moi-même. Dans ce cadre, deux systèmes de natures différentes ont été étudiés : d'une part des systèmes modèles Pt/Co/Pt à aimantation perpendiculaire et d'autre part des alliages Métaux de Transition - Terre Rare. Elle a obtenu un soutien financier du C'NANO Ile de France qui a pris en charge une partie du financement de la bourse de thèse.

Les premiers systèmes, Pt/Co/Pt, étaient disponibles. Des études ont été menées par microscopie Kerr en température, visant à identifier clairement les mécanismes intrinsèques liant anisotropie et mécanismes de renversement de l'aimantation. Dans les films magnétiques 2D à anisotropie perpendiculaire, la compétition entre les interactions à courte portée et à longue portée résultent en un diagramme de phases magnétiques riche. Des résultats ont été obtenus au voisinage de la transition de réorientation de spin, en particulier sur la structure en domaines magnétiques et sur les différents régimes des fluctuations lentes associées. Un phénomène de fusion à 2 dimensions est observé à partir de l'évolution des structures magnétiques en rubans, dont les instabilités sont analysées en relation avec le piégeage par les défauts sous-jacents ; cette physique présente des analogies avec celle développée pour les cristaux liquides ou les ondes de densité de charges. Ces travaux ont déjà été valorisés par des publications.

Les alliages composés de terres rares (TR, aux moments magnétiques localisés et anisotropes) et de métaux de transition (MT, caractérisés par un fort échange et un magnétisme de bande) exhibent tous des propriétés magnétiques remarquables. Bien qu'étudiés dans les années 1970 et 1980, de nombreuses questions relatives à leurs propriétés magnétiques et électroniques restaient pendantes. Avec les terres rares lourdes (plus de 7 électrons 4f), le couplage entre les moments magnétiques TR et MT est antiferromagnétique. En raison d'une évolution thermique différente de l'aimantation des deux sous réseaux magnétiques, ces alliages présentent une température de compensation magnétique, contrôlée par la concentration, T_{comp} pour laquelle les aimantations des deux sous-réseaux se compensent. Par ailleurs, les deux éléments présentent des facteurs gyromagnétiques différents, ce qui permet de définir une température de compensation, dite "angulaire", pour laquelle l'amortissement effectif ainsi que la fréquence de précession divergent. Au voisinage de la température de compensation magnétique, les problématiques de nucléation et propagation de parois doivent être revisitées. A la compensation magnétique, il est possible de produire, en théorie, des systèmes où le contrôle de l'aimantation par précession est infiniment rapide et immédiatement amorti. Dans le cadre de cette thèse, une chambre d'évaporation a été développée à SOLEIL et a permis la croissance de films minces amorphes d'alliages gadolinium-cobalt. Des études couplant des mesures magnéto-optiques, des mesures d'absorption X (EXAFS pour la structure, XMCD dichroïsme magnétique circulaire pour les propriétés magnétiques)

et de photoémission (XPS pour la structure électronique et dichroïsme en photoémission) ont permis de corréler propriétés structurales et magnétiques des couches minces. Une étude des propriétés magnétiques en fonction de la température d'un échantillon présentant une inhomogénéité latérale de composition illustre les potentiels ouverts par ces films dont le comportement est reproduit par un calcul de champ moyen. Je tiens à signaler que ce thème de recherche, qui n'avait jamais été abordé ni sur TEMPO, ni dans le groupe IDMAG, a révélé les difficultés inhérentes à un nouveau sujet (production des échantillons, caractérisation systématique et optimisation). Aujourd'hui, des publications sont en préparation.

5.5.6 Postdoctorat de Martin Bauer [2002-2004]- Répulsion et autolissage de parois en vis à vis

Les interactions de type magnétostatique limitent les performances des milieux d'enregistrement magnétique et jouent un rôle crucial dans les nanodispositifs. Par exemple, la formation de parois de domaine à 360° empêche un retournement complet de l'aimantation. Ce phénomène a été étudié sur un système modèle, une couche de Co ultra-mince à anisotropie perpendiculaire irradiée pour présenter un faible coercitif. L'interaction dipolaire empêche la coalescence de deux parois en vis-à-vis. De plus, en présence d'un piégeage faible des parois, celles-ci tendent à s'autolisser au cours de ce rapprochement. Ce phénomène a été interprété dans le cadre de la théorie dynamique de la reptation et repose sur des arguments d'échelle, adaptés pour rendre compte de l'interaction dipolaire. La séparation entre parois à l'équilibre est gouvernée par la valeur du champ magnétique. Néanmoins, sous l'influence d'un champ magnétique variant rapidement, les parois subissent une hystérésis de position fonction de la fréquence du champ. Cette hystérésis est reproduite numériquement en évaluant l'énergie à fournir, Zeeman et dipolaire, par activation thermique pour que le couple de parois s'écarte de la séparation d'équilibre, en introduisant le temps de relaxation des parois d'un état métastable à un autre.

5.5.7 Postdoctorat de Delphine Lebeugle [2008] - Couplage dans des hétérostructures BiFeO₃/ferromagnétique

L'objectif de ces études a été i) la détermination des propriétés électrique et magnétique de matériaux multiferroïques, en couches minces comme sous forme massive et ii) l'optimisation du phénomène de couplage entre leurs propriétés. La réalisation de nouveaux dispositifs permettant l'exploitation des propriétés de ces matériaux multifonctionnels était envisagée, les dispositifs étant un élément de mémoire reconfigurable électriquement, un filtre en spin reconfigurable et une mémoire magnétique à quatre états.

Delphine Lebeugle a effectué sa thèse de doctorat au CEA puis un séjour postdoctoral avec moi. Notre apport a été de proposer une caractérisation puis une analyse du comportement sous champ magnétique d'une couche ferromagnétique (FM) couplée à un multiferroïque BiFeO₃ (BFO), en couche mince ou sous forme de monocristal. Par magnéto-optique, nous avons sondé de manière indirecte les caractéristiques AFM du BFO via les propriétés de la couche FM. La valeur du champ de décalage a été analysée en fonction de la structure en domaines ferroélectriques du BFO. Cette étude a permis de déterminer la nature et la localisation des spins impliqués dans le couplage d'échange et le rôle de l'anisotropie du BFO, en confrontation avec des modélisations numériques. Par ailleurs, nous avons montré l'influence d'un champ électrique sur le système couche FM / cristal de BFO. De manière remarquable, la rotation de la polarisation électrique dans la couche de BFO induit une rotation de 90° des axes d'anisotropie de la couche FM. Ce résultat représente le premier pas vers la commande électrique de l'aimantation en utilisant la bifonctionnalité du BFO et une communication vers le grand public a été effectuée autour de

ces résultats, qui ont plus classiquement donné lieu à plusieurs publications et communications orales dans des conférences.

5.5.8 Personnel technique, administratif et stagiaires

Guihelm Budois - L3 J'ai encadré un stagiaire de l'Ecole Normale Supérieure, niveau L3, en 2003. Il a effectué un stage de 3 mois dans notre groupe et a en particulier travaillé sur une thématique que nous développons avec le groupe d'Yves Samson sur la propagation de paroi dans des films minces épitaxiés de FePt, des alliages ordonnées présentant une anisotropie magnétique perpendiculaire. Ce stage a été très fructueux et couronné par une publication dans Phys. Rev. Lett. Je pense qu'il a apprécié l'approche expérimental du stage puisqu'initialement convaincu qu'il effectuerait une thèse théorique, il a effectué une thèse au LKB, dans l'équipe Microcircuits à atomes.

Hugo Barbier - DESS J'ai encadré un stagiaire de DESS (Nanotechnologie, Lyon 1) en 2004. Il a travaillé pendant 4 mois sur le renversement de l'aimantation dans des nanostructures élaborées par irradiation ionique focalisée, dans un projet plus large de collaboration avec Jacques Gierak au LPN.

Ingénieur d'études nanofabrication L'un des points essentiels permettant l'étude de la dynamique de l'aimantation est la fabrication des échantillons eux-mêmes. Le laboratoire de Physique des Solides a obtenu le recrutement d'un ingénieur d'études (Raphaël Weil), qui a rejoint le laboratoire en décembre 2005, pour aider notre groupe, mais aussi plus largement tout l'axe Nano, dans les activités relatives à la nanostructuration. Son activité est mutualisée entre différentes équipes du LPS mais j'ai été désignée comme "référant" au laboratoire.

En 2007, Raphaël Weil a activement participé à la définition du cahier des charges d'un microscope électronique à balayage à effet de champ acquis en 2008. Ce projet d'investissement lourd (340 Keuros) avait pour vocation l'achat d'un dispositif dual permettant à la fois de la visualisation avec une très bonne résolution sur des dispositifs très variés (conducteurs, isolants, objets biologiques...) et de la lithographie de nanostructures par faisceau d'électrons. Il a valorisé son expertise technique et assuré la formation des doctorants, ce qui a permis de réaliser des nanodispositifs essentiels pour le déroulement de plusieurs thèses, dont les 2 sus-citées.

Chapitre 6

Publications et contributions dans des congrès, colloques, conférences

6.1 Liste de publications

6.1.1 Dans des revues internationales avec comité de lecture

1. K. Yamada, J. P. Jamet, Y. Nakatani, *A. Mougin*, A. Thiaville, T. Ono, and J. Ferré, sous presse dans Appl. Phys. Express
 - Influence of Instabilities on High-Field Magnetic Domain Wall Velocity in (Co/Ni) Nanostrips
2. M. Cormier, *A. Mougin*, J. Ferré, R. Weil, A. Thiaville, J.P. Jamet, B. Rodmacq, J. Appl. Phys. D **44**, 215002 (2011).
 - Field and current-induced domain wall propagation in magnetic nanotracks with out-of-plane anisotropy
3. J.P. Adam, J.P. Jamet, J. Ferré, *A. Mougin*, S. Rohart, R. Weil, E. Bourhis, J. Gierak, Nanotechnology **21**, 445302 (2010)
 - Magnetization reversal in Pt/Co(0.5 nm)/Pt nano-platelets patterned by focused ion beam lithography
4. N. Bergeard, J. P. Jamet, J. Ferré, *A. Mougin*, J. Fassbender, J. Appl. Phys. **108**, 3514086 (2010)
 - Spin reorientation transition and phase diagram in an He⁺ ion irradiated ultrathin Pt/Co(0.5nm)/Pt film
5. *A. Mougin*, H. Cruguel, C. Beigné, A. Marty, Y. Samson, J. Ferré, O. Plantevin, F. Fortuna and H. Bernas, J. Phys. D : Appl. Phys, **43**, 365002 (2010)
 - Magnetic reversal in ion-irradiated FePt thin films
6. D. Lebeugle, *A. Mougin*, M. Viret, D. Colson, J. Allibe, M. Bibes, A. Barthélémy, Phys. Rev. B **81**, 134411 (2010)
 - Exchange coupling with the multiferroic compound BiFeO₃ in antiferromagnetic multi-domain films and single-domain crystals

7. M. Cormier, *A. Mougin*, J. Ferré, A. Thiaville, N. Charpentier, F. Piéchon, R. Weil, and B. Rodmacq, *Phys. Rev. B* **81**, 024407 (2010)
 - Effect of electrical current pulses on domain walls in Pt/Co/Pt nanotracks with out-of-plane anisotropy : spin transfer torque vs Joule heating
8. D. Lebeugle, *A. Mougin*, M. Viret, D. Colson, L. Ranno, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 257601, (2009) + Highlight de W. Kleeman
 - Electric field switching of the magnetic anisotropy of a ferromagnetic layer exchange coupled to the multiferroic compound BiFeO₃.
9. J. P. Adam, S. Rohart, . J. Ferré, *A. Mougin*, N. Vernier, L. Thevenard, A. Lemaitre, G. Faini, and F. Glas, *Phys. Rev. B*, **80**, 155313 (2009)
 - Macrospin behavior and superparamagnetism in (Ga,Mn)As nanodots
10. J. Jaworowicz, M. Kisielewski, A. Maziewski, I. Sveklo, J. P. Jamet, J. Ferré, *A. Mougin*, N. Vernier, J. Fassbender, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 022502, (2009)
 - Ga ion irradiation induced out of plane magnetization in Pt/Co(3nm)/Pt films
11. M. Cormier, J. Ferré, *A. Mougin*, J. P. Cromières, and V. Klein , *Review of Scientific Instrument* **79**, 033706 (2008)
 - High resolution polar Kerr magnetometer for nanomagnetism and nanospintronics
12. M. Cormier, K. March, J. Ferré, *A. Mougin*, W. Raberg, *Phys. Rev. B* **77**, 054419 (2008)
 - Asymmetry of the magnetization reversal process in a magnetic tunnel junction
13. P. Metaxas, J. P. Jamet, *A. Mougin*, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. Stamps, *Phys. Rev. Lett.* **99** 217208 (2007)
 - Creep and flow regimes of magnetic domain wall motion in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy
14. *A. Mougin*, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas and J. Ferré, *EuroPhys.Lett* **78**, 57007 (2007)
 - Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires
15. S. Wiebel, J.-P. Jamet, N. Vernier, *A. Mougin*, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, and B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **100**, 043912 (2006)
 - Magnetic domain structure and dynamics in interacting ferromagnetic stacks with perpendicular anisotropy
16. J. Gierak, E. Bourhis, A. Madouri, M. Strassner, I. Sagnes, S. Bouchoule, M. Mérat-Combes, D. Mailly, P. Hawkes, R. Jede, L. Bardotti, B. Prével, A. Hannour, P. Mélinon, A. Perez, J. Ferré, J. P. Jamet, *A. Mougin*, *J. Microlith. Microfab. Microsyst.* **5(1)**, 1 (2006)
 - Exploration of the ultimate patterning potential of focused ion beams

17. *A. Mougin*, J. Borme, Y. Samson, A. Marty, R. Stamps, Phys. Rev. B **73**, 024401 (2006)
 - Antiferromagnetic relaxation and induced anisotropy in Fe / twinned-PtMn bilayers
18. S. Wiebel, J. P. Jamet, N. Vernier, *A. Mougin*, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, S. Auffret, B. Dieny, Appl. Phys. Lett. **86**, 142502 (2005)
 - Domain decoration in dipolar coupled ferromagnetic stacks with perpendicular anisotropy
19. M. Bauer, *A. Mougin*, R. Stamps, J.P. Jamet, V. Repain, J. Ferré, C. Chappert, H. Bernas, Phys. Rev. Lett. **94**, 207211 (2005)
 - De-roughening of domain wall pairs by dipolar repulsion
20. J. Gierak and D. Mailly, P. Hawkes, R. Jede, L. Bruchhaus, L. Bardotti, B. Prével, P. Mélinon, A. Perez, R. Hyndman, J. Ferré, *A. Mougin*, J.P. Jamet, C. Chappert, V. Mathet, P. Warin and J. Chapman, Appl. Phys. A : Materials Science and Processing **80**, 187-194 (2005)
 - Exploration of the ultimate patterning potential achievable with high resolution focused ion beams
21. V. Repain, M. Bauer, J.P. Jamet, *A. Mougin*, J. Ferré, C. Chappert, H. Bernas, EuroPhys. Lett. **68** 460 (2004)
 - Proof of the avalanche size divergence during the creep motion of a magnetic domain wall
22. J.P. Attané, Y. Samson, A. Marty, J.C. Toussaint, G. Dubois, *A. Mougin*, J.P. Jamet, Phys. Rev. Lett. **93**, 257203 (2004)
 - Magnetic domain wall propagation unto the percolation threshold across a pseudo rectangular disordered lattice
23. L. Sampaio, J. Hamrle, *A. Mougin*, J. Ferré, F. Garcia, F. Fettar, B. Dieny, A. Brun, Phys. Rev. B **70** 104403 (2004)
 - Magnetic second harmonic generation (MSHG) in a multilayer structure
24. L. Sampaio, *A. Mougin*, J. Ferré, A. Brun, P. Georges, H. Bernas, S. Poppe, T. Mewes, J. Fassbender and B. Hillebrands, EuroPhys. Lett. **63** Number 6 (2003) 819
 - Probing the interface magnetism in the FeMn/NiFe exchange bias system using magnetic second harmonic generation
25. G. Moore, J. Ferré, *A. Mougin*, M. Moreno and L. Däweritz, J. Appl. Phys. **94**, (2003) 4530
 - Magnetic anisotropy and switching process in diluted $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ magnetic semiconductor films
26. *A. Mougin*, S. Andrieu, C. Dufour, and K. Dumesnil, Surf. Sci. **518** (2002), 175
 - Growth of Fe on Nb(110)
27. J. Arnaud, M. Ciria, C. de la Fuente, L. Benito, A. del Moral, R. Ward, M. Wells, C. Dufour, K. Dumesnil, and *A. Mougin*, Low Temp. Phys. **27** (4), (2001)
 - Magnetoelastic stresses in rare-earth thin films and superlattices

28. T. Mewes, M. Rickart, *A. Mougin*, S.O. Demokritov, J. Fassbender and B. Hillebrands, *Surface Science* **481**, 87 (2001)
 - Comparative study of the epitaxial growth of Cu on MgO(001) and hydrogen terminated Si(001)
29. *A. Mougin*, C. Dufour, K. Dumesnil, N. Maloufi and Ph. Mangin, *European Physical Journal B* **19**, 289 (2001)
 - From dots to smooth RFe₂(110) single crystal layers (R = Rare Earth)
30. *A. Mougin*, T. Mewes, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, and H. Schmoranzler, *Phys. Rev. B. Rapid Com.* **63**, 060409R (2001)
 - Enhancement and manipulation of the exchange bias by ion irradiation in magnetic field
31. C. de la Fuente, J. Arnaudas, M. Ciria, A. del Moral, C. Dufour, *A. Mougin* and K. Dumesnil, *Phys. Rev. B.* **63**, 054417 (2001)
 - Magnetic and magnetoelastic behavior of epitaxial TbFe₂/YFe₂(110) bilayers
32. *A. Mougin*, C. Dufour, K. Dumesnil, and Ph. Mangin, *Phys. Rev. B* **62**, 9517 (2000)
 - Strain induced anisotropy in RFe₂(110) single crystal layers (R = Y, Er, Dy, Tb, Dy_{0.7}Tb_{0.3}, Sm)
33. *A. Mougin*, C. Dufour, K. Dumesnil, N. Maloufi and Ph. Mangin, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1149 (2000)
 - DyFe₂(110) nanostructures : morphology and magnetic anisotropy
34. C. Dufour, K. Dumesnil, *A. Mougin*, Ph. Mangin and M. Hennion, *J. Phys. : Condens. Matter* **11**, L497 (1999)
 - Long wavelength magnetic modulation in (0001) terbium films
35. *A. Mougin*, C. Dufour, K. Dumesnil, Ph. Mangin and G. Patrat, *Phys. Rev. B* **59**, 5950 (1999)
 - Strain in single crystal RFe₂(110) thin films (R = Lu, Er, Dy, Dy_{0.7}Tb_{0.3}, Tb, Y, Gd, Sm)
36. V. Oderno, C. Dufour, K. Dumesnil, *A. Mougin*, Ph. Mangin and G. Marchal, *Phil. Mag. Lett.* **78**, 419 (1998)
 - Hexagonal surface structure during the first stages of niobium growth on (11 $\bar{2}$ 0) sapphire
37. C. Dufour, K. Dumesnil, *A. Mougin*, Ph. Mangin, G. Marchal and M. Hennion, *J. Phys. : Condens. Matter* **9**, L131 (1997)
 - Stabilisation of the helical phase in Tb and in Dy_xTb_{1-x} alloys films epitaxied on Y

6.1.2 Articles de conférences internationales avec comité de lecture

38. J. P. Adam, S. Rohart, J. P. Jamet, *A. Mougin*, J. Ferré, H. Bernas, G. Faini, J. Fassbender, *J. Magn. Soc. Jpn.* **33**, 498 (2009) (Invited paper)
 - Single Pt/Co(0.5 nm)/Pt Nano-discs : Beyond the Coherent Spin Reversal Model and thermal stability

39. J. Gierak, E. Bourhis, F. Ullmann, J. Ferré, J. P. Jamet, *A. Mougin*, F. Grossmann, V. Ovsyannikov G. Zschornack, *Journal of Vacuum Science and Technology B* **25**, 2162-67 (2007)
 - Production of noble gas ion beams in a FIB machine using an electron beam ion trap

40. M. Cormier, J. Ferré, *A. Mougin* and R. Dittrich in “Magnetic Nanostructures for MicroElectromechanical Systems and Spintronics Applications” (NATO-ASI school, juillet 2006, Catona), Falzea Editore, p99
 - Domain wall propagation in magnetic nanowires with out of plane anisotropy

41. P. Metaxas, J. P. Jamet, *A. Mougin*, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny and R.L. Stamps in “Magnetic Nanostructures for MicroElectromechanical Systems and Spintronics Applications” (NATO-ASI school, juillet 2006, Catona), Falzea Editore
 - Creep and viscous motion of domain walls in ultrathin Pt/Co/Pt films

42. J. Ferré, V. Repain, J. P. Jamet, *A. Mougin*, V. Mathet, C. Chappert, H. Bernas, *Phys. St. Sol. (c)* **201**, 1386, (2004) (Contribution invitée, Actes MSM 2003, Monastir, Tunisie)
 - Magnetisation reversal dynamics in an ultrathin magnetic film and the creep phenomenon

43. R. Hyndman, *A. Mougin*, V. Repain, J. Ferré, J.P. Jamet, J. Gierak, D. Mailly, C. Chappert, V. Mathet, P. Warin and J. Chapman, *Trans. Magn. Soc. Jpn.* **2**, 175 (2002) (Actes Magneto-Optical Recording International Symposium 2002, Benodet, France)
 - Magnetic nanostructures patterned by Focused Ion Beam in an ultrathin Pt/Co/Pt film

44. J. Fassbender, S. Poppe, T. Mewes, *A. Mougin*, B. Hillebrands, D. Engel, M. Jung, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, G. Faini, K. Kirk and J.N. Chapman, *Phys. St. Sol. (c)* **189** (2002), 439 (Contribution invitée, Actes Conference on Magnetism 2002, Seeheim, Allemagne)
 - Magnetization reversal of exchange bias double layers magnetically patterned by ion irradiation

45. R. Hyndman, *A. Mougin*, L. Sampaio, J. Ferré, J. P. Jamet, P. Meyer, V. Mathet, C. Chappert, D. Mailly, J. Gierak, *J. Magn. Mater.* **24**, (2002) 34 (Actes Metallic MultiLayers 2001, Aachen, Allemagne)
 - Magnetization reversal in weakly coupled magnetic patterns

46. *A. Mougin*, S. Poppe, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, G. Faini and U. Ebels, *J. Appl. Phys.* **89**, 6606 (2001) (Actes MMM-Intermag 2001, San Antonio, Texas)
 - Magnetic nanopatterning of FeNi/FeMn exchange bias bilayers by ion irradiation

47. *A. Mougin*, T. Mewes, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, and H. Schmoranzer, *IEEE Transactions on Magnetics* **36**, Part I, 2647 (2000) (Actes Intermag 2000, Toronto, Canada)
 - Modifications of the exchange bias effect induced by ion irradiation

48. K. Dumesnil, *A. Mougin*, C. Dufour and Ph. Mangin, Proceedings MML, J. Magn. Magn. Mater. **198-199**, 516 (1999) (Actes Metallic MultiLayers 1998, Vancouver, Canada)
 - Magnetic anisotropy in DyFe₂(110)films
49. C. Dufour, *A. Mougin*, C. Senet, K. Dumesnil and Ph. Mangin, J. Magn. Magn. Mater. **196-197**, 861 (1999) (Actes EMMA 98, Saragosse, Espagne)
 - Strain induced magnetic anisotropy in SmFe₂(110) films
50. V. Oderno, C. Dufour, K. Dumesnil, *A. Mougin*, Ph. Bauer, Ph. Mangin, G. Marchal and G. Patrat, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **475**, 181 (1997)
 - Magnetic anisotropy in single crystal terfenol-D thin films
51. *A. Mougin*, C. Dufour, K. Dumesnil, Ph. Mangin and G. Marchal, J. Magn. Magn. Mater. **165**, 168 (1997)
 - Stabilisation of the helical phase in epitaxial Y/Dy_xTb_{1-x}/Y trilayers

6.2 Articles soumis ou en préparation

52. N. Bergeard, F. Sirotti, *A. Mougin*, en préparation pour Phys. Rev. B
 - Correlation between structure and magnetism in amorphous GdCo alloys through the compensation temperature.
53. J.P. Adam, S. Rohart, J.P. Jamet, *A. Mougin*, J. Ferré, H. Bernas and G. Faini, soumis Phys. Rev. B
 - Magnetization reversal by propagation of a droplet nucleated in the soft outer ring of nanodisks with perpendicular anisotropy
54. P. Metaxas, R. Novak, S. Rohart, J.P. Jamet, R. Weil, J. Ferré, *A. Mougin*, R. Stamps, P. J. Zermatten, G. Gaudin, V. Baltz, B. Rodmacq en préparation pour Phys. Rev. B
 - Dipolar bias induced on a domain wall by a periodically varying stray field

Une remarque pour terminer cette liste : en juin 2011, mon facteur h est de 16.

6.3 Contributions orales

Dans ces tableaux récapitulatifs pour la période 1998-2010, l'ensemble des auteurs est cité et **le nom de la personne qui a effectivement donné la présentation orale apparaît en italique**. Sont séparés les conférences de caractère national des conférences au niveau international. Lorsqu'une contribution a fait suite à une **invitation**, ce point est précisé **en italique**. J'ai également donné bon nombre de séminaires dans des laboratoires (voisins ou à l'étranger) avec lesquels j'ai eu des contacts scientifiques. J'ai fait le choix de ne pas les lister ici.

A l'étranger

- Sept. 2010 MML 2010 (Berkeley, USA) (*Contribution invitée*)
• Coupling between magnetism and ferroelectricity at room temperature with BiFeO₃, a multiferroic compound
M. Viret, A. Mougin, D. Lebeugle, D. Colson, L. Ranno
- Juin 2010 EMRS Spring Meeting (Strasbourg)
J. Allibe, M. Bibes, A. Barthélémy, A. Mougin, M. Viret, D. Colson
• Growth and characterization of BiFeO₃ based multiferroic heterostructures for electro-optical applications
- Juin 2010 TSN 2010 (Lecce, Italy)
• Exchange coupling with the multiferroic compound BiFeO₃ in antiferromagnetic multidomain films and single domain crystals : control under electric field
A. Mougin, D. Lebeugle, M. Viret, D. Colson, J. Allibe, H. Béa, M. Bibes, A. Barthélémy
- Janvier 2010 MMM-Intermag (Boston, USA)
• Macrospin behavior and superparamagnetism in GaMnAs nanodots
J.P. Adam, S. Rohart, A. Mougin, J. Ferré, L. Thévenard, A. Lemaitre, G. Faini, F. Glas
- Mars 2009 March Meeting (Pittsburg, USA)(*Contribution invitée*)
• Exchange interactions between soft ferromagnetic thin films and multiferroic BiFeO₃
D. Lebeugle, A. Mougin, M. Viret, D. Colson, J. Allibe, M. Bibes, A. Barthélémy
- Nov. 2008 SNOW (Nancy)
• Thermal stability of single nanoplatelets : beyond the coherent reversal model
J.P. Adam, S. Rohart, J.-P. Jamet, A. Mougin, J. Ferré, H. Bernas and G. Faini
- Nov. 2008 MMM (Austin, USA)
• Thermal stability of single nanoplatelets : beyond the coherent reversal model
J.P. Adam, S. Rohart, J.-P. Jamet, A. Mougin, J. Ferré, H. Bernas and G. Faini
- Sept. 2008 Ion Beam Modifications of Materials 08 (Dresden, Allemagne)
• Can we control the magnetic anisotropy of nanocluster arrays via ion irradiation?
O. Plantevin, H. Cruguel, F. Fortuna, O. Kaïtasov, H. Bernas, M. Delalande, C. Beigné, A. Marty, Y. Samson, R. Morel, A. Brenac, V. Monnier, P. Reiss, A. Mougin, J. Ferré

A l'étranger

- Sept. 2008 Joint European Magnetism Symposium'08 (Dublin, Irlande)
- Exchange bias and coercivity of CoFeB grown on multiferroic BiFeO₃ thin films and single crystals
- D. Lebeugle, A. Mougin, M. Viret, D. Colson, J. Allibe, M. Bibes, A. Barthélémy*
- Mai 2008 MMM-Intermag (Madrid, Espagne)
- Magnetic anisotropy control by ion irradiation
- A. Mougin, H. Cruguel, C. Beigné, A. Marty, Y. Samson, J. Ferré, O. Plantevin, F. Fortuna and H. Bernas*
- Nov. 2007 MRS Fall Meeting (Boston, USA)
- Advanced nano-patterning of magnetic media using next generation FIB instruments - Status and perspectives
- J. Gierak, E. Bourhis, D. Mailly, R. Jede, L. Bruchhaus, L. Bardotti, B. Prevel, P. Mélinon, A. Perez, J. Ferré, J.-P. Jamet, A. Mougin, C. Chappert, V. Mathet*
- Octobre 2007 MML (Perth, Australie)
- Ferromagnetic/Superparamagnetic transition induced by oxidation in Co/CoO thin films
- D. Lacour, M. Hehn, M. Alnot, F. Montaigne, F. Greullet, G. Lengaigne, A. Mougin, O. Lenoble, S. Robert, A. Schuhl*
- Tunnel magnetoresistance and exchange bias with multiferroic BiFeO₃ epitaxial thin films (*Contribution invitée*)
- M. Bibes, H. Bea, B. Dupé, X. Zhu, Q. Petit, F. Ott, A. Mougin, J. Ferré, B. Warot-Fonrose, S. Fusil, M. Basletic, G. Herrantz, C. Deranlot, E. Jacquet, K. Bouzehouane, A. Barthélémy*
- Sept. 2007 Conference on Nanopatterning via ions, Photon beam and Epitaxy (Sestri Levante, Italie)
- Magnetic anisotropy control of nanometric objects using ion irradiation
- O. Plantevin, H. Cruguel, O. Kaitasov, F. Fortuna, H. Bernas, M. Delalande, Y. Samson, R. Morel, A. Brenac, V. Monnier, P. Reiss, A. Mougin, J. Ferré*
- Janvier 2007 MMM (Baltimore, USA)
- Domain wall mobility and Gilbert damping in magnetic nanostructures
- A. Mougin, M. Cormier, J.-P. Adam, P.J. Metaxas, J. Ferré and R.L. Stamps*
- Transition between creep and viscous motion in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy
- P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. L. Stamps*
- Nov. 2006 MRS Fall Meeting (Boston, USA)
- Advanced nanopatterning of magnetic media using an ultra high resolution Focused Ion Beam (*Contribution invitée*)
- J. Gierak, E. Bourhis, D. Mailly, R. Jede, L. Bruchhaus, L. Bardotti, B. Prevel, P. Mélinon, A. Perez, J. Ferré, J.-P. Jamet, A. Mougin, C. Chappert, V. Mathet*

A l'étranger

- Juin 2006 Joint European Symposium on Magnetism 06 (San Sebastian, Espagne)
• Induced anisotropies in exchange biased Fe/PtMn bilayers and in field imaging of the magnetization reversal
J. Borme, A. Mougin, R. Stamps, P. Bayle-Guillemaud, A. Marty, C. Beigné, Y. Samson
- Juin 2005 International Symposium on Magnetism 2005 (Moscou, Russie)(*Contribution invitée*)
• Extended time scale investigations of domain wall dynamics in thin films by magneto-optics
A. Mougin, M. Bauer, R. Stamps, J. P. Jamet, J. Ferré, V. Repain, H. Bernas
- Juin 2004 Conférence MML'04 (Boulder, Colorado) (*Contributions invitées*)
• Ultrafast and ultraslow dynamic investigations of magnetic nanostructures using Kerr microscopy
A. Mougin, M. Bauer, R. Stamps, J. P. Jamet, J. Ferré, V. Repain, C. Chappert, H. Bernas
• Exchange anisotropies in model systems
R. Stamps, L. Wee, W. Pang, Z. Celinski, A. Mougin, J. Ferré, J. Borme, A. Marty, P. Guillemaud, Y. Samson
- Avril 2004 Depinning transitions in disordered media (Nordita, Suède)(*Contribution invitée*)
• Ultraslow dynamics of magnetic domain walls in ultrathin layers with tunable disorder
V. Repain, M. Bauer, A. Mougin, J.P. Jamet, J. Ferré, C. Chappert et H. Bernas
- Août 2003 Magneto-optical Imaging Workshop (Oystese, Norvège)(*Contribution invitée*)
• Magneto-optical study of the magnetization reversal dynamics in ultrathin films and patterned structures
J.P. Jamet, J. Ferré, V. Repain, A. Mougin, M. Bauer, L. Sampaio, J. Gierak, C. Chappert
- Août 2003 Magnetic and Superconducting Materials 2003 (Monastir, Tunisie)(*Contribution invitée*)
• Magneto-optical study of the magnetization reversal dynamics in ultrathin films and patterned structures
J. Ferré, J.P. Jamet, V. Repain, A. Mougin, M. Bauer, L. Sampaio, J. Gierak, C. Chappert
- Juillet 2003 International Conference on Magnetism 2003 (Rome, Italie)
• Observation of domain wall repulsion in ultrathin He⁺ irradiated Pt/Co/Pt films
M. Bauer, A. Mougin, V. Repain, J. Ferré, J.P. Jamet, C. Chappert, V. Mathet, H. Bernas

A l'étranger

- Nov. 2002 Conférence MMM (Tampa, Floride)
 • Probing the Interface Magnetism in the FeMn/NiFe Exchange Bias System using magnetic second harmonic generation
A. Mougin, L. Sampaio, J. Ferré, A. Brun, P. Georges, H. Bernas, S. Poppe, T. Mewes, J. Fassbender and B. Hillebrands
- Mai 2002 Electrons, Ions and Photons beams conference (Ananheim, Californie)
 • Nanofabrication with focused ion beams
J. Gierak, D. Mailly, R. Jede, L. Bruchhaus, L. Bardotti, B. Prével, P. Mélinon, A. Perez, R. Hyndman, P. Warin, A. Mougin, J. Chapman, J.P. Jamet, P. Meyer, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert
- Sept. 2001 Conference on Magnetism (Seeheim, Allemagne)(*Contribution invitée*)
 • Magnetization reversal of exchange bias double layers magnetically patterned by ion irradiation
J. Fassbender, S. Poppe, T. Mewes, A. Mougin, B. Hillebrands, D. Engel, M. Jung, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, G. Faini, K. Kirk and J.N. Chapman
- Sept.2001 Micro and Nano-Engineering (Grenoble)
 • The potential for magnetic nanostructuring using a high resolution focused ion beam
R. Hyndman, P. Warin, J. Gierak, D. Mailly, A. Mougin, J. Chapman, J.P. Jamet, P. Meyer, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert
- Août 2001 Joint EMMA et MRM European Magnetic Symposia (Grenoble)
 • Magnetization reversal in weakly coupled magnetic patterns
A. Mougin, R. Hyndman, L.C. Sampaio, J. Ferré, J.P. Jamet, P. Meyer, V. Mathet, C. Chappert, D. Mailly, J. Gierak
 • Magnetoelasticity of single crystal SmFe₂(110) thin film
L. Benito, C.de la Fuente, M. Ciria, J.I. Arnaudas, A. del Moral, A. Mougin, K. Dumesnil and C. Dufour
- Juin 2001 Metallic MultiLayers, MML'01 (Aachen, Allemagne)
 • Magnetization reversal in weakly coupled magnetic patterns
R. Hyndman, A. Mougin, L.C. Sampaio, J. Ferré, J.P. Jamet, P. Meyer, V. Mathet, C. Chappert, D. Mailly, J. Gierak
- Janvier 2001 Conférence jointe MMM-Intermag (San Antonio, Texas)
 • Magnetic nanopatterning of exchange bias bilayers by ion irradiation
A. Mougin, S. Poppe, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, G. Faini and U. Ebels
- Sept.2000 TMR Euroconférence-School (Spetses, Grèce)
 • Local enhancement and manipulation of the exchange bias by ion irradiation
A. Mougin, S. Poppe, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, G. Faini and U. Ebels

A l'étranger

- Août 2000 16th International Colloquium on Magnetic Films and Surface (Natal, Brésil)
 • Enhancement and manipulation of the exchange bias effect by ion irradiation
 A. Mougin, T. Mewes, S. Poppe, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, and H. Schmoranzer
- Avril 2000 Intermag 2000 (Toronto, Canada)
 • Modifications of the exchange bias effect induced by ion irradiation
 A. Mougin, T. Mewes, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, and H. Schmoranzer
- Mars 2000 Symposium "Trends and Applications of Thin Films" (Nancy)
 • Magnetostrictive RFe₂(110) nanosystems : growth, morphology and magnetic properties
 A. Mougin, C. Dufour, K. Dumesnil, N. Maloufi and Ph. Mangin

En France

- Janvier 2009 Journées Surfaces et Interfaces (Nancy)
 • Dynamique du renversement de l'aimantation dans des couches et nanostructures magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire (*Contribution invitée*)
 A. Mougin, P. Metaxas, J.P. Adam, M. Cormier, J.P. Jamet, J. Ferré
- Sept. 2008 Colloque Louis Néel (La Grande Motte)
 • Couplage d'échange entre une couche ferromagnétique et BiFeO₃, un matériau multiferroïque à température ambiante
 D. Lebeugle, A. Mougin, M. Viret, D. Colson, J. Allibe, H. Béa, E. Jacquet, C. Deranlot, M. Bibes, A. Barthélémy
 • Field and current-induced domain wall propagation in magnetic nanotracks with out-of-plane anisotropy
 M. Cormier, A. Mougin, J. Ferré, R. Weil, J.-P. Jamet, B. Rodmacq
 • Retournement de l'aimantation dans des nano-plaquettes ultrafines à aimantation perpendiculaire
 J.P. Adam, S. Rohart, J.P. Jamet, A. Mougin, J. Ferré, H. Bernas, G. Faini
- Août 2008 11èmes Journées de la Matière Condensée (Strasbourg)
 • Couplage d'échange entre une couche ferromagnétique et BiFeO₃, un matériau multiferroïque à température ambiante
 D. Lebeugle, A. Mougin, M. Viret, D. Colson, J. Allibe, H. Béa, E. Jacquet, C. Deranlot, M. Bibes, A. Barthélémy
- Juin 2007 Colloque Louis Néel (Lyon)
 • Mouvement de parois de domaines sous champ dans des couches ultraminces à anisotropie perpendiculaire : régimes de creep et visqueux
 P. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, J. Ferré, M. Cormier, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, et R. Stamps

En France

- Août 2006 10èmes Journées de la Matière Condensée (Toulouse)
- Réduction du champ de Walker et limitation du régime stationnaire de propagation des parois de domaines dans les couches magnétiques ultraminces
M. Cormier, A. Mougin, J.-P. Adam, P.J. Metaxas, J. Ferré
 - Percolation et universalité : géométrie fractale des domaines magnétiques dans des couches FePt/MgO et FePt/Pt
J.P. Attané, H. Durand, M. Tissier, A. Mihai, A. Marty, Y. Samson, P. Metaxas, A. Mougin, J.P. Jamet
- Sept. 2005 Colloque Louis Néel (Dourdan)
- Etude par diffraction de neutrons de l'alliage antiferromagnétique PtMn
J. Borme, A. Mougin, A. Marty, B. Hennion, P. Bayle-Guillemaud, Y. Samson
 - Géométrie fractale, percolation et universalité : exemple de domaines magnétiques dans des couches minces FePt/Mgo et FePt/Pt
H. Durand, J.P. Attané, A. Marty, Y. Samson, M. Tissier, A. Mougin, J.P. Jamet
- Mars 2004 Colloque Louis Néel (Autrans)
- Répulsion et auto-lissage de parois de domaines en vis à vis
A. Mougin, M. Bauer, J. P. Jamet, V. Repain, J. Ferré, et R. Stamps
 - Couplage d'échange dans des bicouches Fe/MnPt.
J. Borme, A. Mougin, A. Marty, Y. Samson, J. Ferré, et R. Stamps
 - Géométrie fractale de domaines magnétiques, désordre et percolation dans un réseau de défauts : études de couches FePt.
J.P. Attané, Y. Samson, A. Marty, A. Mougin, G. Dubois et J. C. Toussaint
- Octobre 2003 Réunion du GDR Elastique (Asnelles)
- Sauts de Barkausen géants et répulsion de parois de domaines.
V. Repain, M. Bauer, A. Mougin, J.P. Jamet, J. Ferré, C. Chappert et H. Bernas
- Sept. 2002 Colloque Louis Néel (Gérardmer)
- Magnétisme de l'interface NiFe/FeMn par seconde harmonique.
A. Mougin, L. Sampaio, J. Ferré, A. Brun, P. Georges, H. Bernas, S. Poppe, T. Mewes, J. Fassbender et B. Hillebrands
- Mars 2001 Colloque Louis Néel (Dourdan)
- Renversement de l'aimantation dans des réseaux faiblement couplés
R. Hyndamn, A. Mougin, P. Meyer, J.P. Jamet, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert, D. Mailly et J. Gierak
- Juin 1999 Congrès Louis Néel (Dieppe)
- Nanosystèmes magnétostrictifs TRFe₂(110) : croissance, morphologie et propriétés magnétiques
A. Mougin, C. Dufour, K. Dumesnil, N. Maloufi and Ph. Mangin

6.4 Communications par affiches¹

Posters

- Avril 2010 Colloque Louis Neel (Albé)
- Etude des propriétés magnétiques de couches minces Co-Gd amorphes au voisinage de la température de compensation
 - Transition de réorientation de l'aimantation dans un film de Pt/Co(0.5nm)/Pt irradié par des ions He analysée par magnéto-optique et XMCD
- Sept. 2008 Colloque Louis Neel (La Grande Motte)
- Comportement macrospin et superparamagnetisme de nanoplots de GaMnAs
 - Réorientation planaire-perpendiculaire de l'aimantation dans Pt/Co(3nm)/Pt irradié uniformément par des ions Ga
- Transition de réorientation de l'aimantation dans un film de Pt/Co(0.5nm)/Pt irradié par des ions He analysée par magnéto-optique et XMCD
- Mai 2008 Intermag 2008 (Madrid, Espagne)
- Ga ion irradiation-induced out-of-plane magnetization in Pt/Co(3nm)/Pt films with in-plane anisotropy
- Octobre 2007 MML'2007 (Perth, Australie)
- Creep and flow regimes of magnetic domain wall motion in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy
 - Magnetic switching of an ultrathin nanoplatelet with perpendicular anisotropy
- Juin 2007 Colloque Louis Néel 2007
- Renversement de l'aimantation de nanoplots individuels à anisotropie perpendiculaire : étude par microscopie magnéto-optique.
 - Mobilité des parois de domaines et paramètre d'amortissement de Gilbert dans les nanostructures magnétiques

1. Postérieures à 2007, sans préciser la totalité des auteurs

Annexes

Annexe A

Spectroscopie Mössbauer

A.1 Le sextuplet du fer

L'effet Mössbauer, mis en évidence en 1956 par R.L. Mössbauer repose sur l'émission ou l'absorption résonante sans recul de photons γ entre états de spin nucléaires fondamental et excités. Cet effet existe pour des noyaux liés à un réseau solide et il y a alors une raie de résonance aigüe, dont la position est celle de l'énergie de la transition E_γ et dont la largeur "naturelle" Γ est donnée par le principe d'incertitude d'Heisenberg (en d'autre terme, la durée de vie de l'état excité). La sélectivité de l'effet Mössbauer est très grande puisque le rapport Γ/E_γ vaut environ 10^{-12} . Cette grande sélectivité fait qu'un déplacement relatif de niveau nucléaire de l'ordre de 10^{-9} va faire disparaître la résonance. Dans la matière, les atomes sont soumis à des champs magnétiques et électriques créés par leur environnement. Ces champs ont une action perturbative sur les niveaux nucléaires. Ces perturbations conduisent à une levée de dégénérescence et/ou une translation des niveaux d'énergie et sont appelées interactions nucléaires hyperfines. La distribution de charges du noyau (de Fe^{57} ici) peut être considérée comme soumise au champ électrique créé par les électrons propres du noyau et par les charges nucléaires et électroniques des atomes voisins. L'absorption par un échantillon d'un photon γ émis par une source n'est possible que si les niveaux d'énergie de l'un et de l'autre sont strictement égaux. La résonance entre l'émetteur et le récepteur est rétablie par déplacement de la raie d'émission par effet Doppler [36, 37]. La vitesse Doppler requise pour balayer le spectre nucléaire du fer est de 10 mm/s.

Dans la pratique, les seules interactions prises en compte sont :

1. l'interaction monopolaire électrique ou effet de taille ; Ce terme correspond à l'interaction ponctuelle entre le noyau et le potentiel extérieur en 0. Isotrope, il est exprimé à l'aide du laplacien du potentiel en 0 et du rayon quadratique moyen du noyau ; il donne naissance au déplacement isomérique, qui trouve naissance dans l'existence d'une densité électronique finie non nulle au noyau et illustre la capacité des électrons s (couches internes et couches de valence partiellement remplies, pour certaines hybridées avec des électrons d) à pénétrer dans le noyau. Il déplace les niveaux de manière globale.
2. l'interaction quadripolaire électrique ou effet de forme) ; Le terme de forme s'exprime à l'aide du tenseur de champ électrique et d'un tenseur de rang 2 qui caractérise la déviation de la distribution de charges par rapport à une distribution sphérique. La variable qui définit le noyau est son spin ($I=1/2$ ($3/2$) pour le ^{57}Fe à l'état fondamental (excité)) et l'interaction quadripolaire conduit à une levée de dégénérescence, partielle, du seul niveau excité. Pour le ^{57}Fe , l'action du gradient de champ électrique conduit à deux niveaux d'énergie séparés d'une quantité appelée séparation quadripolaire ΔE_q . Les raies d'émission ou d'absorption sont d'égales intensité. La contribution majeure au gradient de champ électrique est due au réseau, via les charges des ions qui entourent le noyau Mössbauer dans une symétrie

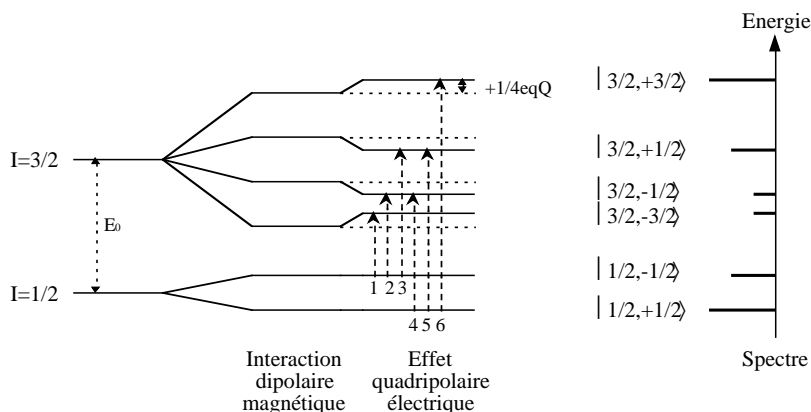


Fig. A.1 : Interactions nucléaires hyperfines électriques et magnétiques pour un noyau de ^{57}Fe : décalages en énergie et transitions possibles

non cubique. Une contribution additionnelle peut être due à une distribution électronique anisotrope de la couche de valence.

- l'interaction dipolaire magnétique ou effet Zeeman nucléaire ; Le moment dipolaire magnétique nucléaire interagit avec le champ magnétique H créé au noyau par l'environnement. La direction du champ magnétique détermine l'axe de quantification et la levée de dégénérescence, totale, conduit à $2I+1$ états également espacés et non dégénérés. D'après les règles de sélection, toutes les transitions ne sont pas autorisées. Les transitions possibles, obtenues pour $\Delta m_I = +1, 0, -1$ sont au nombre de six d'où le sextuplet caractéristique de la spectrométrie Mössbauer sur le fer. Le champ magnétique agissant sur le noyau ou induction magnétique hyperfine a deux origines principales. Il est créé d'une part par le mouvement orbital des électrons autour du noyau et d'autre part par le moment de spin de ces électrons. Le terme orbital ne concerne que les électrons des couches de valence partiellement remplies et donne naissance à une contribution parallèle à la direction d'aimantation) ; il est calculé à partir de la loi de Biot et Savart. Il peut atteindre quelques dizaines de Teslas dans le cas des terres rares et est négligeable dans le cas des métaux de transition dont le moment cinétique orbital est bloqué. Les moments de spin électroniques extérieurs au noyau créent un champ magnétique dipolaire qui atteint quelques Teslas en général. L'interaction directe entre le moment nucléaire d'une part et l'aimantation des électrons qui recouvrent le noyau d'autre part (*i.e.* les électrons de type s) est appelée interaction de contact de Fermi. Ce terme est caractéristique de la différence de polarisation de cœur, due à la différence de densités de spin \uparrow et \downarrow des électrons s au noyau. Dans le cas des métaux, il existe une contribution des électrons de type d qui portent les moments magnétiques, via l'interaction d'échange. Le terme de polarisation des électrons s traduit donc de façon indirecte l'aimantation des électrons des couches d .

Actions électrique et magnétique simultanées L'effet de taille électrique est indépendant du système d'axes alors que l'effet de forme (effet quadripolaire) introduit des modifications qui dépendent de la symétrie du gradient de champ électrique. Dans le cas général, s'il n'y a pas d'orientation particulière entre le champ magnétique hyperfin \vec{H} et le gradient de champ électrique et/ou si leur action est de même importance, le traitement est assez lourd. Toutefois, la plupart du temps, il est possible de traiter l'effet quadripolaire en perturbation par rapport à l'action du champ magnétique hyperfin. Les transitions autorisées donnent alors un sextuplet asymétrique, tel que schématisé sur la figure A.1.

A.2 Probabilités de transition

La résolution de l'équation de Schrödinger qui régit le système (photon + noyau) en interaction permet de déterminer les probabilités de transition et les intensités relatives des transitions nucléaires permises pour un noyau de ^{57}Fe qui passe d'un état excité à l'état fondamental après émission d'un photon. Ces transitions sont caractéristiques du passage d'un état initial ($I = 3/2 - I_z$) vers un état final ($I = 1/2 - I_z$ plus un photon d'équivalent spin 0 ou 1).

Les amplitudes relatives des transitions sont données par les coefficients de Clebsch Gordan. Comptées dans la direction le long de laquelle elles s'effectuent pleinement *i.e.* selon l'axe de quantification, les intensités relatives des six transitions sont respectivement : 3, 2, 1, 1, 2, 3. S'il faut comparer les intensités relatives des transitions dans une direction donnée (souvent imposée par la géométrie du dispositif expérimental), celles-ci dépendent de la direction d'observation par rapport à l'axe de quantification (*i.e.* par rapport à la direction d'aimantation).

Soit α l'angle entre le rayonnement γ émis ou absorbé (qui dans notre configuration expérimentale est perpendiculaire au plan des couches et détermine l'axe noté Oz) et l'axe de quantification. Seules les intensités relatives des pics 2 et 5 sont modifiées par rapport aux coefficients de Clebsch Gordan. Les intensités relatives des six pics d'absorption deviennent 3, X , 1, 1, X , 3 avec :

$$X = 4 \cdot \frac{1 - \overline{\cos^2(\alpha)}}{1 + \overline{\cos^2(\alpha)}}$$

- Si les moments magnétiques sont dans le plan de l'échantillon : $\alpha = 0$ et $X = 4$
- Si les moments magnétiques sont perpendiculaires au plan de l'échantillon : $\alpha = 90$ et $X = 0$
- Si les moments magnétiques sont distribués, à une valeur donnée de X correspond une valeur moyenne $\overline{\cos^2(\alpha)}$.

Annexe B

Spectroscopies basés sur l'interaction photon matière

B.1 Absorption de rayons X, des X durs au proche UV

Les techniques d'analyse basées sur l'absorption des rayons X sont très nombreuses. Le développement des sources synchrotron les a rendues puissantes et versatiles. Elles permettent d'accéder à la fois à la structure dans le sens environnement local et ordre autour d'un centre absorbeur, mais aussi à la structure électronique des matériaux. En mettant à profit l'accordabilité de la polarisation des rayons X, les propriétés magnétiques des matériaux peuvent aussi être étudiées, dont certaines n'étaient pas accessibles par des techniques de magnétométrie standard. Il serait tout à fait hors de propos de vouloir présenter ici la richesse de la physique accessible par ces techniques. Néanmoins, je souhaitais rappeler quelques processus élémentaires impliqués et indiquer des références ad-hoc.

La figure B.1 présente des exemples de processus d'absorption, illustrés et discutés brièvement. Le dichroïsme, circulaire ou linéaire, reflète la dépendance de l'absorption avec la polarisation, liée à la symétrie locale des propriétés magnétiques et électroniques. C'est une des techniques les plus utilisées par les chercheurs en magnétisme [229]. Le dichroïsme présente plusieurs avantages :

- C'est une technique particulièrement sensible (une fraction de monocouche) ;
- Elle permet une sélectivité chimique non disponible via les techniques telles que la magnéto-optique ;
- En polarisation linéaire (circulaire), des informations quantitatives sont accessibles sur des antiferromagnétiques (ferromagnétiques). Des éléments de calculs communément appelés règles de somme permettent d'accéder aux moments magnétiques de spin et orbital. Une discussion des règles de sélection dipolaire, des règles de somme, des effets de saturation...est présentée dans la thèse de N. Bergéard [26].
- Un effet dichroïque est également observé en photoémission. La microscopie d'électrons par photoémission permet ainsi une imagerie avec un contraste magnétique, en sus du contraste chimique (voir en particulier [230] et les références incluses).

L'inconvénient majeur de cette technique tient à la faible longueur de pénétration des rayons X dans l'air. Ceci implique pour la majorité des expériences de travailler sous vide et retire une certaine flexibilité à l'environnement échantillon. Notons que récemment, des coréens ont montré qu'il est possible de travailler en transmission à la pression atmosphérique (en transmission, le microscope comprend deux "zone plates" qui jouent le rôle de condenseur et objectif et les photons transmis sont récoltés au moyen d'une caméra CCD ; dans un microscope en réflexion, les lentilles électrostatiques sont portées à haute tension et les électrons collectés détectés au moyen d'un écran fluorescent) [231]. Pour finir, l'utilisation de la structure temporelle des synchrotrons, et en particulier celle des développements les plus récents (mode slicing) permet au final des études magnétiques dynamiques, chimiquement sélectives [228], voire spatialement résolues.

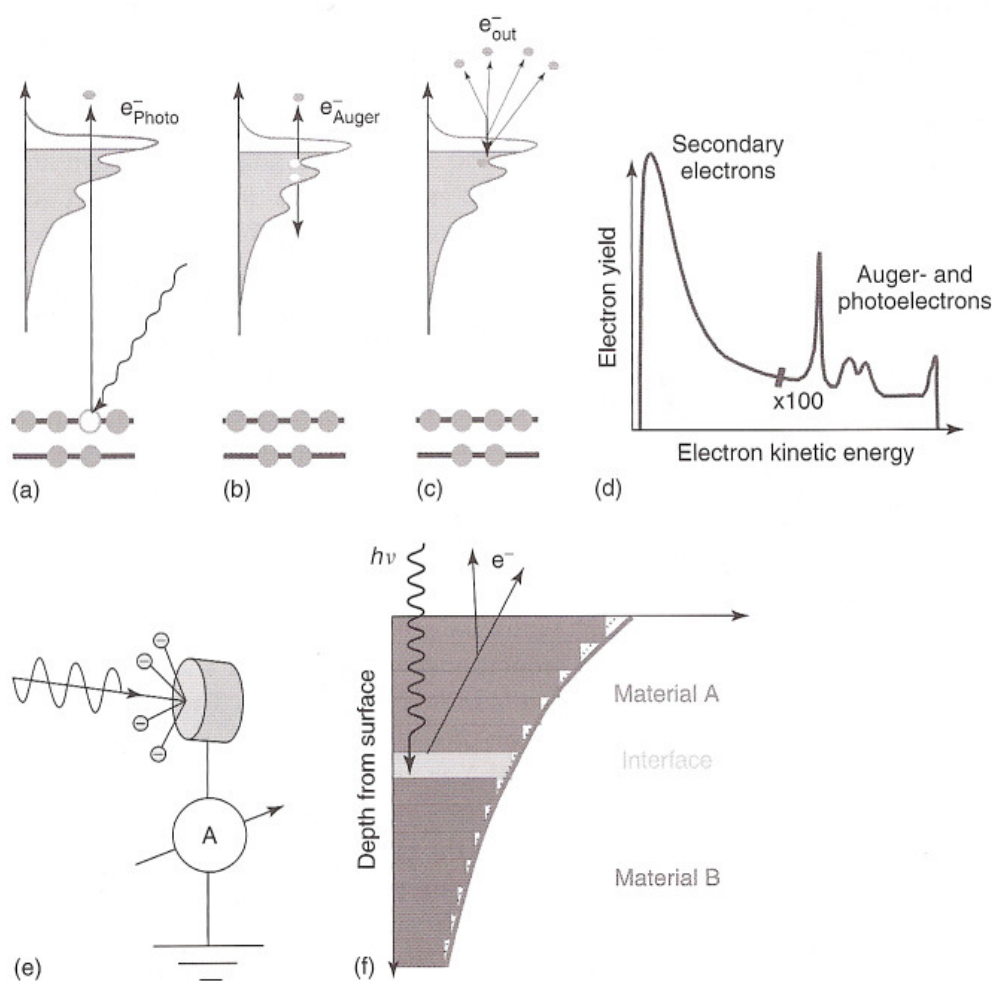


Fig. B.1 : Exemples de processus d'absorption au seuil de résonance $L_{2,3}$ caractéristique de transition des électrons $2p$ de coeur vers les niveaux $3d$ vides d'un métal de transition (Pour les terres rares, on regarde habituellement les transition des électrons $3d$ de coeur vers les niveaux $4f$ inoccupés, soit le seuil $m_{4,5}$). a) Si l'énergie du photon incident $h\nu$ est supérieure ou égale à l'énergie de liaison de l'électron L , les rayons X sont absorbés et un photoélectron de coeur est émis vers un état final non occupé. b) Le trou de coeur laissé vide peut être rempli par un électron de valence (flèche vers le bas) conduisant à l'émission d'un électron Auger depuis la bande de valence. c) les électrons Auger tout comme les photoélectrons perdent de l'énergie au travers de collisions inélastiques; ils produisent ainsi des électrons dits secondaires de plus faible énergie. Le spectre d'énergie de l'ensemble des électrons émis qui s'échappent de l'échantillon est donné par (d), qui consiste à 90% en des électrons dont l'énergie cinétique est inférieure à 5 eV, produits par les processus inélastiques subis par les photoélectrons et électrons Auger initiaux. e) Le courant mesuré entre l'échantillon et un potentiel mis à la terre est proportionnel au rendement total d'électrons générés par le processus d'absorption X. f) La contribution des couches enterrées au rendement total d'électrons (Total Electrons Yield) décroît exponentiellement avec la distance à la surface. Ces techniques présentent donc une sélection potentielle en profondeur, avec une sensibilité néanmoins essentiellement de surface. D'après [230].

B.2 Effets magnéto-optiques dans le visible

Les techniques magnéto-optiques sont, quant au principe, assez similaires et reposent sur l'absorption de photons. Les effets magnéto-optiques regroupent l'ensemble des modifications induites par un matériau magnétique sur la polarisation d'une onde électromagnétique. L'effet Kerr correspond à la rotation de l'axe de polarisation et à l'ellipticité qu'acquiert une onde électromagnétique polarisée linéairement lorsqu'elle est réfléchie ou transmise par un matériau magnétique.

L'origine du dichroïsme magnétique (absorption versus polarisation) a été discutée dans le cas de l'absorption de rayons X. Dans le cas de la lumière visible (issue d'un laser typiquement), l'énergie des photons n'est que de quelques eV, insuffisante pour autoriser des transitions d'un niveau de coeur vers la bande de valence. Pour les métaux de transition ferromagnétiques communs, le niveau de Fermi est composé des états $3d$ et $4s$ ainsi que des états libres $4p$. L'énergie des photons d'un rayon laser dans le domaine du visible permet de faire transiter un électron $3d$ vers la bande libre $4p$. Ces transitions sont soumises aux règles de transitions dipolaires qui, en présence d'un couplage spin-orbite et d'une bande de valence polarisée en spin, vont induire des effets de dichroïsme. La thèse de Jaroslav Hamrle [232], présente par exemple, une discussion détaillée de l'effet Kerr et de l'ensemble des transitions permises dans le cas de l'absorption d'un laser polarisé. Le lien entre la description microscopique et la description macroscopique (formalisme de Kubo) y est aussi donné et permet de relier les composantes du tenseur de permittivité électrique aux différentes transitions électroniques dans les ferromagnétiques [233].

RÉSUMÉ

Anisotropie magnétique, structure en domaines et renversement d'aimantation : déformations, couplages, champ magnétique et courant électrique comme leviers d'action :

Mots-clés : parois et domaines magnétiques - nanostructures magnétiques - films minces - anisotropie magnétique - électronique de spin - transfert de spin - dynamique de renversement-épitaxie - magnéto-optique.

Laboratoire de Physique des Solides
Univ. Paris-Sud, CNRS, UMR 8502
F-91405 Orsay Cedex, France