



**HAL**  
open science

# Transport dépendant du spin et couplage d'échange : de la jonction tunnel au capteur magnétique intégré

Grégory Malinowski

## ► To cite this version:

Grégory Malinowski. Transport dépendant du spin et couplage d'échange : de la jonction tunnel au capteur magnétique intégré. Matière Condensée [cond-mat]. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2004. Français. NNT: . tel-00008797

**HAL Id: tel-00008797**

**<https://theses.hal.science/tel-00008797v1>**

Submitted on 16 Mar 2005

**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.



---

U.F.R. Sciences et Techniques de la Matière et des Procédés  
Ecole doctorale EMMA  
Département de Formation Doctorale de Physique et Chimie de la Matière et des Matériaux

# Thèse

Présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy I

En Physique et Chimie de la Matière et des Matériaux

par **Grégory Malinowski**

Transport dépendant du spin et couplage d'échange :  
de la jonction tunnel au capteur magnétique intégré

Soutenance prévue le 20 Décembre 2004 devant le jury  
composé de :

MM.	C. Duret	Examineur
	A. Fert	Rapporteur
	D. Givord	Rapporteur
	M. Hehn	Examineur
	A. Schuhl	Directeur de thèse
	J. Teillet	Président du Jury

---

Laboratoire de Physique des Matériaux, UMR7556  
Université Henri Poincaré Faculté des Sciences - 54506 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex







# Remerciements

Je remercie André Fert et Dominique Givord d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et Jacques Teillet d'en avoir assuré la présidence.

Je remercie Philippe Mangin et Michel Piecuch de m'avoir accueilli au laboratoire. Merci à Alain Schuhl de m'avoir proposé cette thèse, de l'avoir dirigée et de m'avoir toujours bien conseillé au cours de ces trois années.

Cette thèse CIFRE n'aurait jamais vu le jour sans les deux personnes suivantes : Patrick Alnot et Christophe Nicot. Patrick et Christophe ont su discuter et mettre leur projet sur la table en accommodant les besoins de la société SNR Roulements et ceux du Laboratoire de Physique des Matériaux. Pour avoir rendu cette aventure possible, je vous suis bien plus que reconnaissant. J'ai une pensée toute particulière pour Christophe Nicot. Bien que travaillant dans l'industrie, comme tu avais fait une thèse également, tu as compris dès le départ les besoins et les problèmes que ce genre de recherche pouvaient générer dans un laboratoire publique. Les discussions que nous avons eues se sont toujours déroulées dans un bon esprit malgré la nécessité de faire avancer le projet (ah ! les chefs). Le pari était très audacieux et je ne suis pas sûr que quelqu'un aurait signé si le résultat obtenu avait été réclamé dès le début. Néanmoins, le choix que tu as fait et défendu a été payant. Je sais que la situation n'est pas aisée pour toi et que, selon moi, tu n'as pas eu la reconnaissance que tu méritais pour ce projet. Dans tous les cas, sache que j'ai apprécié toutes les discussions que nous avons eu ensemble et je te remercie sincèrement pour tout ce que tu as fait.

J'ai passé au LPM trois années inoubliables et la plupart des choses que j'ai apprises, je les dois à une personne : Michel Hehn. Merci de m'avoir appris le métier, la rigueur et le sens critique, de m'avoir communiqué ton enthousiasme pour la recherche. Merci de m'avoir accordé ton temps pour répondre à mes questions, m'aider à rédiger les rapports... Je ne peux pas citer ici tout ce que tu as fait pour moi, cela nécessiterait un second volume

(et je ne suis pas sûr que tu sois prêt à le relire!). Même si il y a eu quelques moments difficiles, j'ai beaucoup apprécié travailler en ta compagnie. J'espère que nous serons amenés à retravailler ensemble un jour prochain (si ce n'est pas réciproque, tu n'es pas obligé de me le dire). Je suis sûr qu'on peut doubler le nombre d'échantillons!!!!

Si je me souviens bien, c'est Olivier Lenoble qui a appuyé ma candidature auprès d'Alain Schuhl. Certains enseignants enthousiastes vous donnent l'envie et la volonté de faire des sciences. Olivier, tu fais partie de ces gens là! C'est un peu grâce à toi si je suis arrivé jusque là (donc si quelqu'un a des plaintes à formuler, c'est deuxième bureau au troisième étage, entrée 2A). Merci également pour ton aide dans l'interprétation des courbes de diffraction de RX.

Qu'aurait été cette thèse sans la participation de Sylvie Robert (madame café, bien pratique pour se réveiller quand on arrive le matin). Merci pour toute l'aide que tu m'as apportée concernant les expériences de diffraction de RX et le temps que tu m'as concédé. Les discussions que nous avons eues tout au long de ma thèse ont toujours été un réel plaisir pour moi. Je crois aussi qu'on devrait te décerner un prix pour avoir accepté de relire et de corriger mon manuscrit (bon, on ne t'avait pas forcé non plus).

Je tiens à remercier Pierre Panissod pour l'aide qu'il nous a apporté dans la compréhension des propriétés magnétiques ainsi que pour les simulations qu'il a réalisées. Merci pour l'intérêt porté à mon travail et pour la lecture critique, en avant première, de mon manuscrit.

Les séjours passés à Annecy à la SNR ont vraiment été très agréables. Les personnes que j'ai eu la chance de côtoyer ont toutes été très sympathiques et toujours prêtes à m'aider. Je remercie Pascal Desbiolles, Gerard Ballas, Olivier Blanchin pour toutes les discussions que nous avons eues et les conseils qu'ils m'ont apportés. Merci à Guy Sylvestre pour son aide dans la réalisation des supports pour réaliser les mesures. Mes débuts en Labview n'auraient pas été concluants sans l'aide de Pierre Bel et de François Lormand. Merci à Catherine Dagand pour son aide dans l'organisation de mes déplacements et pour sa bonne humeur permanente. Enfin, merci à René Nantua pour avoir poursuivi avec enthousiasme et intérêt ce projet.

Il me semble que j'oublie quelqu'un... Christophe Duret! Travailler avec toi a été un réel plaisir. Même si les débuts ont été un peu difficiles (ce n'est pas facile de reprendre un projet en route), je pense que notre collaboration

a été fructueuse. Sois ici remercié pour le temps et le travail que tu as investi dans ce projet, pour avoir toujours répondu à mes nombreuses questions ainsi que pour ta sympathie.

Les mesures effectuées à la SNR n'auraient pas été possibles sans la carte d'acquisition réalisée par le C4I. Merci à, Gilles Chaumontet pour avoir suivi et aider à l'aboutissement de ce projet et à Sully Vitry pour son importante participation dans la conception et surtout le "débugage" de la carte. Merci également à Sylvie Pothier pour s'être si bien occupée des problèmes administratifs. Enfin, je remercie Jean-Michel Thénard pour avoir accepté de participer au projet.

Mes remerciements vont également à Christophe Chatelain pour sa collaboration dans la réalisation de simulations numériques. Même si elle n'a pas été réellement concluante, j'ai appris et compris de nombreuses choses en travaillant en ta compagnie.

Merci à la "Dream Team" de la techno : François Montaigne, Frédéric Canet, Eric Jouguelet et Mohammed Sajieddine pour avoir processé mes nombreux échantillons.

Un grand merci aux autres membres du laboratoire qui ont contribué à ce travail : Marc Alnot pour la création du four de recuit sous vide, Jean-Georges Mussot pour les différentes pièces réalisées, Luc Moreau pour son aide et ses petits cafés au bâtiment de cryo, Christine Bellouard pour son aide concernant les mesures magnétiques (VSM, susceptomètre, Squid), Christain Senet, Monsieur informatique du laboratoire, François Mouginet, Damien Ligiardi et Danielle Pierre pour leur bonne humeur et leur aide ponctuelle, sans oublier Coriolan Tiusan pour les nombreuses et très intéressantes discussions que nous avons eues ! Merci également à Stéphane Andrieu pour son aide concernant les expériences de diffusion du Mn (il est un peu capricieux ce petit Mn).

Un petit paragraphe pour les footex du vendredi midi ! Je ne vous citerai pas tous, mais merci pour ces petites séances qui ont permis de me maintenir en forme (tout compte fait, je ne sais pas si ça m'a fait plus de bien que de mal !).

Passons maintenant aux collègues thésards ! Tu as commencé par ton colloc de bureau donc je te rends la pareille. Merci à Jérôme Faure-Vincent, compagnon de bureau pendant ces trois années avec qui c'était toujours un



plaisir de discuter (et pas souvent de physique!!!). Petit message personnel : tu as remercié Thomas pour t'avoir sorti de galère en Roumanie mais tu as oublié que sans moi, tu y serais peut-être encore! Ne nie pas; j'ai des témoins! On a quand même quelques très bons souvenirs ensemble... Merci à Thomas Hauet, jeune recrue (plus si jeune que ça maintenant) de l'équipe magnétisme! J'espère bien te voir en Irlande! Sans oublier Daniel Lacour pour son aide et ses très très bonnes idées ainsi que Stéphane Soriano, Alan Picone et Stéphane Abriet. Merci à Côme de Buttet pour les mesures magnétiques effectuées en fin de thèse. Enfin, le dernier que je souhaite remercier ici, mais non le moindre, c'est monsieur Michael Molinari. Merci pour l'aide que tu m'as offerte lors des recuits sous vide. Merci également pour ton amitié. C'est quand tu veux si tu souhaites apprendre quelques petits trucs au foot ou au squash!

Une mention spéciale à Muriel Sicot, pour son aide, son soutien dans les moments difficiles ainsi que pour tout le reste... merci merci merci!

Je ne pouvais pas finir ces remerciements sans avoir une pensée toute particulière pour ma famille. Je tiens à remercier mes parents qui ont fait de moi ce que je suis devenu, qui m'ont soutenu constamment et qui le font encore aujourd'hui. Je vous suis éternellement reconnaissant de tout ce que vous avez fait pour moi. Merci à ma soeur Laurence pour m'avoir écouté quand j'en avais besoin, et à mon "beauf" Thierry. Vous m'avez tout les deux soutenu et aidé, vous m'avez supporté dans les moments difficiles et pour tous les bons moments que nous avons passés ensemble durant ces années, je vous remercie. J'espère sincèrement qu'il y en aura beaucoup d'autres! Merci également à Matthieu, mon "petit" frère pour ne pas s'être vengé des mauvais traitements que je lui faisais subir quand il était plus petit que moi. Enfin, une grosse bise pour ma Mamie!

Les dernières lignes de ces remerciements (et les quelques pages qui suivent...) sont dédiées à mon petit brin de soleil, ma petite fille Anna qui m'a permis de conserver espoir même dans les pires situations.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Les capteurs de champ magnétique . . . . .	3
1.1.1	Les capteurs à effet Hall . . . . .	3
1.1.2	Les capteurs à effet magnétorésistif . . . . .	6
1.1.2.1	Capteurs à magnétorésistance anisotrope . . . . .	6
1.1.2.2	Performances des capteurs à magnétorésistance anisotrope . . . . .	7
1.1.2.3	Capteurs à magnétorésistance géante (GMR) . . . . .	7
1.1.2.4	Performances des capteurs à effet magnétorésistif géant . . . . .	9
1.1.2.5	Comparaison des différents capteurs . . . . .	9
1.1.3	Le choix des jonctions tunnel . . . . .	10
1.2	Le contrôle des propriétés magnétiques des électrodes . . . . .	11
1.2.1	Les systèmes de blocage . . . . .	11
1.2.1.1	Une couche ferromagnétique unique . . . . .	11
1.2.1.2	Le couplage antiferromagnétique artificiel (AAF) . . . . .	12
1.2.1.3	Le couplage d'échange . . . . .	13
1.2.1.4	Association d'une couche antiferromagnétique et d'un anti-ferromagnétique artificiel . . . . .	15
1.2.1.5	Conclusion . . . . .	16
1.2.2	Les solutions pour induire un axe d'anisotropie planaire . . . . .	16
1.2.2.1	Couche ferromagnétique unique . . . . .	16
1.2.2.2	Couche ferromagnétique unique sur substrat à amas de marches . . . . .	17
1.2.2.3	Couche ferromagnétique unique avec une mise en forme . . . . .	18
1.2.2.4	Couche ferromagnétique associée à une couche antiferromagnétique . . . . .	19
1.2.3	L'IrMn <sub>3</sub> comme matériau antiferromagnétique . . . . .	19
1.3	Conclusion . . . . .	22
<b>2</b>	<b>Croissance et propriétés structurales des multicouches à base d'IrMn<sub>3</sub></b>	<b>25</b>
2.1	Conditions d'élaboration . . . . .	25
2.1.1	La pulvérisation cathodique . . . . .	25
2.1.2	Paramètres de dépôt . . . . .	27
2.2	Propriétés structurales des multicouches à base d'IrMn . . . . .	28

2.2.1	Influence de la structure de la couche antiferromagnétique sur le couplage d'échange . . . . .	28
2.2.2	Diffraction de rayons X . . . . .	29
2.2.2.1	Réfectivité de rayons X . . . . .	29
2.2.2.2	Diffraction de rayons X aux grands angles : étude de la texture de la couche d'IrMn . . . . .	31
a)	les multicouches Ta/Py/IrMn/Ta et Ta/Py/ IrMn/Py/Ta	31
b)	les multicouches Ta/Py/IrMn/Pt/IrMn/Py/Ta . . . . .	38
c)	les multicouches Ta/Co/IrMn/Ta et Ta/Co/ IrMn/Co/Ta	39
d)	Influence de la nature des couches ferromagnétiques en contact avec la couche d'IrMn sur ses propriétés cristallographiques . . . . .	40
2.3	Croissance des jonctions tunnel à base d'IrMn . . . . .	42
2.3.1	Utilité du piège Meissner . . . . .	42
2.3.2	La barrière tunnel . . . . .	44
2.4	Etude par Microscopie Electronique en Transmission (MET) . . . . .	44
2.4.1	Les multicouches Py/IrMn/Py . . . . .	44
2.4.2	Les jonctions tunnel à base d'IrMn . . . . .	46
2.5	Conclusion du chapitre . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Modèles théoriques du champ d'échange</b>	<b>53</b>
3.1	La découverte du champ d'échange et le premier modèle théorique . . . . .	53
3.2	Le modèle de Mauri . . . . .	57
3.3	Le modèle de Malozemoff . . . . .	59
3.4	Le "domain state model" . . . . .	67
3.5	Conclusion . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn : les fortes épaisseurs d'IrMn</b>	<b>71</b>
4.1	Le champ d'échange : un phénomène d'interface . . . . .	71
4.1.1	Influence de l'épaisseur de la couche ferromagnétique . . . . .	72
4.1.2	Influence de l'insertion de Pt à l'interface FM/AFM . . . . .	74
4.2	Propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn . . . . .	77
4.2.1	Influence de l'épaisseur de la couche d'IrMn . . . . .	77
4.2.2	Influence de la température sur l'intensité du champ d'échange . . . . .	79
4.3	Parois de domaines parallèles à l'interface . . . . .	81
4.3.1	Dans la couche d'IrMn . . . . .	81
4.3.1.1	Une couche de Pt pour découpler les couches de Py et d'IrMn	82
4.3.1.2	Influence de l'épaisseur des couches de Py en contact avec la couche d'IrMn . . . . .	83
4.3.1.3	Une couche de Pt dans la couche d'IrMn . . . . .	84
4.3.2	Dans la couche de Py . . . . .	85
4.4	Parois de domaines perpendiculaires à l'interface . . . . .	86

4.5	Influence des défauts dans la couche d'IrMn . . . . .	89
4.5.1	Les multicouches Ta/Co/IrMn/Ta et Ta/Co/IrMn/Co/Ta . . . . .	89
4.5.2	Les multicouches Ta/Py/IrMn/Co/Ta . . . . .	90
4.5.3	Influence de la température sur la variation du couplage d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn . . . . .	92
4.5.4	Conclusion . . . . .	93
4.6	Origine de la différence de couplage d'échange aux deux interfaces . . . . .	94
4.6.1	L'ordre de dépôt . . . . .	94
4.6.2	Vers une origine magnétique de la différence entre les interfaces X/IrMn et IrMn/X . . . . .	95
4.7	Conclusion . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn : les faibles épaisseurs</b> . . . . .	<b>105</b>
5.1	Faibles épaisseurs de la couche antiferromagnétique en contact avec la couche ferromagnétique . . . . .	105
5.1.1	Insertion d'impuretés de Pt dans la couche d'IrMn . . . . .	105
5.1.1.1	Résultats expérimentaux . . . . .	106
5.1.1.2	Modélisation . . . . .	109
a)	Cas des faibles anisotropies pour la couche AFM <sub>1</sub> . . . . .	109
b)	Cas des fortes anisotropies pour la couche AFM <sub>1</sub> . . . . .	110
c)	Situation intermédiaire . . . . .	110
5.1.1.3	Conclusion . . . . .	111
5.1.2	Faibles épaisseurs de la couche d'IrMn . . . . .	112
5.2	Faibles épaisseurs de la couche ferromagnétique en contact avec la couche antiferromagnétique . . . . .	115
5.2.1	Moment magnétique en champ nul d'une couche ferromagnétique polycristalline . . . . .	115
5.2.2	Mise en évidence de la perte de rémanence en fonction de l'épaisseur $t_{FM}$ . . . . .	116
5.2.2.1	Couche magnétique sur une couche métallique . . . . .	116
5.2.2.2	Couche magnétique sur une couche antiferromagnétique . . . . .	117
5.2.3	Variation de la constante d'échange avec l'épaisseur $t_{FM}$ . . . . .	119
5.2.3.1	Cas de la multicouche Ta/Co/IrMn/Cot <sub>FM</sub> . . . . .	119
5.2.3.2	Cas de la multicouche Ta/Co/IrMn/Pt/Cot <sub>FM</sub> /IrMn . . . . .	120
5.2.3.3	Cas de la multicouche Ta/Co/IrMn/Cot <sub>FM</sub> /IrMn . . . . .	120
5.2.3.4	Conclusion . . . . .	121
5.3	Conclusion . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Transport et capteur de champ magnétique</b> . . . . .	<b>125</b>
6.1	Rappel sur le transport tunnel . . . . .	125
6.1.1	La jonction tunnel magnétique . . . . .	126
6.1.2	La résistance tunnel . . . . .	127

6.1.2.1	Dépendance de la résistance en tension : la caractéristique courant / tension . . . . .	127
6.1.2.2	Influence de la température sur la résistance tunnel . . . . .	130
6.1.3	La magnétorésistance tunnel, TMR . . . . .	130
6.1.3.1	Le modèle de Jullière . . . . .	130
6.1.3.2	Le modèle de Slonczewski . . . . .	133
6.1.3.3	Calcul numérique . . . . .	136
6.1.3.4	Influence de la température sur la magnétorésistance tunnel . . . . .	138
6.1.3.5	Influence de la tension sur la magnétorésistance tunnel . . . . .	139
6.1.4	Conclusion . . . . .	140
6.2	Une bicouche antiferromagnétique/ ferromagnétique comme couche sensible . . . . .	140
6.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	140
6.2.2	Sensibilité magnétique en fonction des paramètres de la bicouche FM/AFM . . . . .	144
6.2.3	La couche de référence . . . . .	146
6.2.3.1	Une couche de Co unique . . . . .	146
6.2.3.2	Utilisation d'un alliage CoPt comme couche de référence . . . . .	149
6.2.4	Propriétés de transport d'une jonction unique . . . . .	150
6.2.4.1	Influence de la tension . . . . .	150
6.2.4.2	Linéarité et réversibilité . . . . .	152
6.2.4.3	Sensibilité du capteur en fonction de la température . . . . .	152
6.2.5	L'application SNR . . . . .	156
6.2.5.1	Le codeur magnétique : un aimant multipolaire . . . . .	157
6.2.5.2	Mesure angulaire haute résolution et mise en forme du capteur . . . . .	158
6.2.5.3	Propriétés de transport des capteurs structurés . . . . .	162
a)	Mesure en champ homogène . . . . .	162
b)	Mesure en champ variable : utilisation du codeur SNR et de la carte d'acquisition . . . . .	165
6.2.5.4	Comparaison avec les capteurs existants . . . . .	166
6.3	Conclusion . . . . .	168
<b>7</b>	<b>Conclusion générale et perspectives</b> . . . . .	<b>173</b>
7.1	Conclusion . . . . .	173
7.2	Une configuration d'aimantation croisée avec une couche à aimantation perpendiculaire . . . . .	176
7.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	177
7.2.1.1	Propriétés magnétiques . . . . .	178
7.2.1.2	Propriétés de transport . . . . .	180
<b>A</b>	<b>Le procédé de structuration des jonctions tunnel</b> . . . . .	<b>185</b>

---

<b>B La diffraction de rayons X</b>	<b>191</b>
B.1 Réflectivité de rayons X ou $\theta/2\theta$ aux petits angles . . . . .	191
B.2 Diffraction de rayons X aux grands angles . . . . .	192





# Chapitre 1

## Introduction

Ces 30 dernières années, les avancées technologiques dans les méthodes d'élaboration des matériaux ont permis la mise au point de structures artificielles constituées de couches de quelques plans atomiques ou d'un empilement de ces couches appelé multicouches. Il est possible d'associer, au sein d'une même structure, des matériaux magnétiques d'une part, et des matériaux métalliques, supraconducteurs, semi-conducteurs ou isolants d'autre part. Le but de cette association est de tirer profit de l'asymétrie des densités d'états des électrons de spin *up* ( $\uparrow$ ) et *down* ( $\downarrow$ ) des couches ferromagnétiques ainsi que des propriétés de transport spécifiques des autres matériaux cités. Ces nouvelles structures se sont révélées riches en propriétés spectaculaires telles que les couplages entre couches magnétiques [1], la magnétorésistance géante (GMR) [2], les effets magnéto-optiques géants [3], la magnétorésistance tunnel [4] ou encore la stabilisation de nouvelles phases cristallines, induites en général par les effets d'interface qui dominent les effets de volume.

En 1988, Baibich et ses collaborateurs observent une forte variation de résistance dans des multicouches composées d'un empilement alterné de couches de fer et de chrome lorsqu'un champ magnétique est appliqué [2]. Cette découverte, appelée magnétorésistance géante (GMR) a ouvert la voie à une nouvelle branche de la physique : l'*Electronique de Spin* [5].

Bien avant cela, en 1975, Jullière [4] mettait en évidence pour la première fois le phénomène de transport tunnel polarisé en spin à basse température dans une jonction Fe/Ge/Co. Ce domaine de recherche connaît un regain d'intérêt depuis 1995 avec la mise en évidence par Moodera [6] de fortes magnétorésistances à température ambiante dans des structures appelées jonctions tunnel magnétiques (JTM). Une jonction tunnel est formée de deux couches ferromagnétiques séparées par une fine barrière isolante. Les électrons injectés perpendiculairement dans une des électrodes magnétiques se polarisent suivant la direction de son aimantation puis traversent la couche isolante par effet tunnel.

Les nouveaux dispositifs électroniques basés sur ces nouvelles technologies ont très rapidement suscité un fort intérêt chez les industriels. L'effet GMR est d'ores et déjà uti-

lisé dans les capteurs magnétiques de rotation développés par Siemens ou dans les têtes de lecture magnétiques présentes dans les disques durs produits par IBM. Actuellement, l'intérêt porté sur les JTM est principalement motivé par ses applications dans des dispositifs de stockage de l'information. En effet, la société Cypress commercialise depuis cette année les premières mémoires magnétiques non volatiles à accès aléatoire (MRAM) d'une capacité de 256 kbits et les sociétés Motorola et IBM viennent de présenter des prototypes possédant des capacités de 4Mbits et 16Mbits. Néanmoins, les JTM peuvent également permettre de réaliser des capteurs magnétiques ultrasensibles.

La collaboration entre le Laboratoire de Physique des Matériaux et la société SNR Roulements, initiée au début de ma thèse, s'inscrit dans cette logique. En effet, d'une part les chercheurs de l'équipe électronique de spin du laboratoire mettent en oeuvre des jonctions tunnel magnétiques (JTM). Ils ont étudié les propriétés fondamentales du transport tunnel polarisé en spin dans ces systèmes. Ainsi la brique de base constituée de la jonction tunnel magnétique était déjà posée.

D'autre part, SNR a développé un concept appelé ASB (Active Sensor Bearing) qui permet la mesure active de la vitesse de roue. Le roulement de roue est équipé d'un joint d'étanchéité intégrant un anneau magnétique multipolaire capable, en rotation, de générer un champ alternatif pouvant être mesuré à distance par un capteur de champ magnétique. Néanmoins, SNR n'est propriétaire que de la partie aimant multipolaire. Ainsi, en développant son propre capteur, SNR posséderait l'ensemble de la technologie du système capteur-codeur.

Le choix de la technologie du capteur a été motivé par les besoins requis pour l'application visée par la société SNR. Tout d'abord, le capteur doit fonctionner dans une gamme de température comprise entre  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $180^{\circ}\text{C}$ . Il doit présenter un signal de sortie dépendant le moins possible de la température afin de simplifier la partie traitement du signal.

De plus, un des gros défauts des capteurs utilisés actuellement réside dans leur forte consommation de courant. Dans les automobiles, de tels capteurs ne peuvent pas fonctionner en permanence et leur alimentation est coupée à chaque arrêt du véhicule. Ils perdent ainsi leur référence. Lors du démarrage du véhicule, une initialisation par quelques rotations de la roue est nécessaire pour que le capteur de position ou de vitesse soit opérationnel. Un capteur présentant une faible consommation électrique serait souhaitable afin d'envisager un fonctionnement continu.

Enfin, le coût de la réalisation du capteur doit être faible. Le premier moyen de le diminuer est de permettre une plus grande flexibilité dans le positionnement du capteur par rapport au codeur rendant ainsi le montage moins minutieux. Par ailleurs, plus la production est importante, plus le coût est faible. Le second moyen de diminuer le prix du capteur est de dimensionner ses caractéristiques afin de pouvoir l'adapter en fonction

de l'application visée. De plus, si la même technologie de capteur est utilisée pour réaliser la majorité des capteurs présents dans une voiture, cela ne peut qu'améliorer sa fiabilité. Par conséquent, la polyvalence du capteur est aussi un critère très important.

Nous allons dans un premier temps présenter succinctement les capteurs à effet Hall, à MagnétoRésistance anisotrope (AMR) et à magnétoRésistance géante (GMR). Leurs avantages et leurs inconvénients ainsi que leur gamme d'utilisation seront discutés. Nous justifierons alors le choix de réaliser ce capteur à l'aide de jonctions tunnel magnétiques. Dans la deuxième partie, nous présenterons les différentes structures de couche dure pouvant être utilisée dans une JTM. La troisième partie portera sur les moyens existants pour induire un axe d'anisotropie bien contrôlé dans une couche ferromagnétique déposée par pulvérisation cathodique. Enfin, nous justifierons le choix de l'IrMn comme matériau antiferromagnétique pour réaliser notre capteur.

## 1.1 Les capteurs de champ magnétique

Il existe un grand nombre de capteurs magnétiques basés sur des phénomènes physiques variés. Néanmoins, pour des applications dans le domaine de l'automobile, nous venons de voir que le cahier des charges est relativement contraignant, limitant ainsi les technologies utilisables. Ainsi, les meilleurs candidats pour ce genre d'applications sont les capteurs à effet Hall, les capteurs à magnétoRésistance anisotrope et les capteurs à magnétoRésistance géante. Dans la suite de cette section, leur principe de fonctionnement, leurs avantages et leurs inconvénients ainsi que leurs gammes d'utilisation sont exposés succinctement.

### 1.1.1 Les capteurs à effet Hall

Les capteurs à effet Hall sont les plus largement utilisés aujourd'hui. Ils doivent leur développement à la simplicité de leur principe, à leurs caractéristiques de base et à leur compatibilité avec les technologies standards de la microélectronique.

L'effet Hall est un phénomène général observé sur tous les matériaux conducteurs. Cependant, c'est dans les semi-conducteurs que son amplitude est la plus importante. Le principe de fonctionnement du capteur à effet Hall est présenté sur la figure 1.1. Lorsqu'une tension  $V$  est appliquée aux bornes de l'élément, elle produit un courant  $I$  circulant parallèlement à la plus grande arête. Deux autres contacts, théoriquement équipotentiels en l'absence de champ magnétique, permettent de mesurer la tension de Hall  $V_H$  en présence d'un champ magnétique appliqué.

La différence de potentiel  $V$  génère un champ électrique  $\vec{E}$  porté par l'axe  $y$  qui exerce une force sur les porteurs de charge. Nous ne considérons ici que les charges majoritaires.

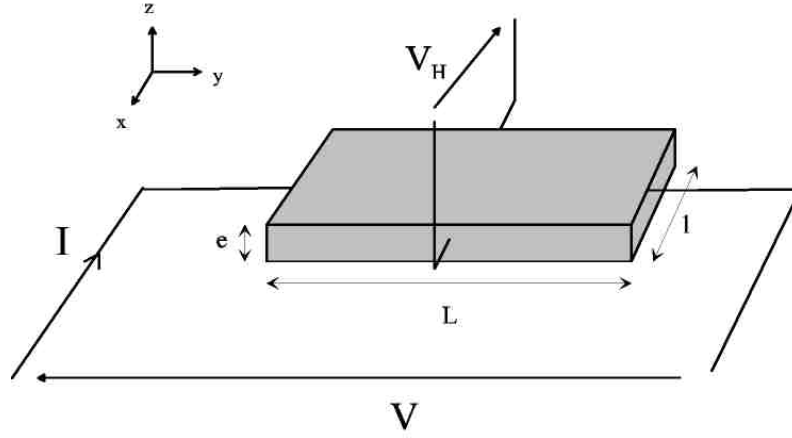


FIG. 1.1 – Schéma de principe du fonctionnement d'un capteur à effet Hall

Sous l'action de cette force, les porteurs de charges acquièrent une vitesse, ce qui aboutit à la création d'un courant de densité :

$$\vec{j} = nq\mu_p\vec{E} = nq\vec{v} = \frac{\vec{E}}{\rho}$$

$n$  étant le nombre de porteurs par unité de volume,  $q$  la charge des porteurs égale à plus ou moins la charge de l'électron si le porteur considéré est un trou ou un électron,  $\mu_p$  leur mobilité et  $\rho$  la résistivité du matériau.

En présence d'un champ magnétique  $\vec{B}$ , les porteurs en mouvement subissent une force magnétique, appelée force de Lorentz.

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \wedge \vec{B} = q\mu_p\vec{E} \wedge \vec{B}$$

Cette force tend à dévier les porteurs de charge ce qui induit un champ électrique appelé champ de Hall,  $\vec{E}_H$ , qui vient compenser l'effet de la force de Lorentz dans le cas où le barreau est beaucoup plus long que large, d'où

$$q\vec{E}_H = -\vec{F}_L = -q\mu_p\vec{E} \wedge \vec{B}$$

soit

$$\vec{E}_H = \pm\mu_p\vec{E} \wedge \vec{B} = -R_H\vec{j} \wedge \vec{B}$$

Le signe dépend de la nature des porteurs de charge, il est positif dans le cas d'électrons et négatif dans le cas de trous. Le facteur  $R_H=1/(nq)$  définit la constante de Hall,

caractéristique propre à chaque matériau.

La tension de Hall mesurable en présence d'un champ magnétique est donnée par la formule :

$$V_H = \int \vec{E}_H \cdot d\vec{x} = \pm \mu_p E_y B_z l = -\frac{R_H}{e} I B_z$$

où  $B_z$  représente la projection de  $\vec{B}$  sur l'axe  $Oz$  et  $E_y$  celle de  $\vec{E}_H$  sur l'axe  $Oy$ .

La tension de Hall est donc directement proportionnelle à la composante  $B_z$  du champ à mesurer. La sensibilité du capteur est liée à l'intensité du courant qui parcourt l'élément. Néanmoins, elle ne peut pas être augmentée indéfiniment car cela nécessiterait une augmentation de la tension d'alimentation  $V$ . Cette dernière est limitée soit par le système d'alimentation du capteur lui-même, soit par des paramètres technologiques comme la tension de claquage.

Le principe de fonctionnement exposé ci-dessus est très simplifié : un seul type de porteurs est considéré, les influences de la diffusion de ces porteurs dans leur déplacement, de la géométrie ou encore des collisions ne sont pas prises en compte.

Les capteurs à effet Hall présentent une sensibilité variant de 0.1 à 10 V/(V.T). Ils autorisent des mesures dans une gamme de fréquence allant de 0 Hz à 1 MHz et une gamme de champ magnétique allant de 10 Oe à 1000 Oe pour des capteurs élaborés en silicium. Cette dernière peut être étendue à 1 mOe pour des éléments en indium antimoine. Le domaine de température dans lequel ils peuvent fonctionner est large, allant de -80 °C à +160 °C.

La dérive en température de la sensibilité des capteurs à effet Hall varie suivant le taux de dopage du semi-conducteur utilisé. Dans le cas d'un capteur faiblement dopé et polarisé en courant constant, elle se réduit à 0.03 %/K.

Néanmoins, le défaut majeur des capteurs à effet Hall vient de l'offset assez important provenant des défauts dans la symétrie du système électrique, d'un gradient de dopants, ou des défauts géométriques causés par un mauvais alignement des masques durant la définition de l'élément. Cet offset correspond à une tension de sortie du capteur en l'absence de champ magnétique. Typiquement, l'ordre de grandeur de cet offset, pour une plaque à effet Hall intégrée sur silicium, correspond à un champ magnétique de 10 Oe. En pratique, les fluctuations de cet offset et l'importance du bruit en  $1/f$ , où  $f$  représente la fréquence de travail, rendent très limitée l'utilisation de ces capteurs pour la mesure de champs constants ou de très basse fréquence [7]. Les capteurs à effet Hall sont avant tout des conducteurs. Ainsi, leur courant de consommation est très important, pouvant varier de 1 à une dizaine de mA.

Les capteurs à effet Hall continuent de profiter des progrès réalisés dans les méthodes de fabrication de la microélectronique. Les progrès concernant l'augmentation de la sensibilité, la diminution du bruit en  $1/f$  et de l'offset vont conditionner l'avenir des capteurs à effet Hall.

## 1.1.2 Les capteurs à effet magnétorésistif

### 1.1.2.1 Capteurs à magnétorésistance anisotrope

Le phénomène de magnétorésistance anisotrope (AMR en anglais) est connu depuis 1857 et fut découvert par W. Thompson [8] qui deviendra plus tard Lord Kelvin. Elle apparaît dans tous les métaux de transitions : Fe, Co, Ni et leurs alliages. Les capteurs AMR arrivent en deuxième position en ce qui concerne le taux d'utilisation comme capteurs de champ magnétique derrière les capteurs à effet Hall. L'origine microscopique du phénomène est assez complexe et a fait l'objet de nombreuses études.

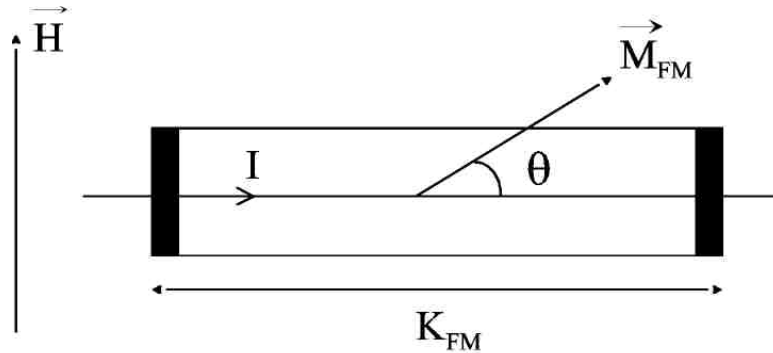


FIG. 1.2 – Schéma de principe de fonctionnement d'un capteur AMR. L'aimantation  $\vec{M}_{FM}$  de la couche ferromagnétique s'écarte de son axe d'anisotropie  $K_{FM}$  sous l'action du champ  $\vec{H}$ .

L'anisotropie de magnétorésistance se traduit par une variation de la résistivité d'un matériau ferromagnétique lorsque l'orientation relative de l'aimantation et du courant est modifiée. La figure 1.2 représente un capteur AMR simple. Le champ  $\vec{H}$  à mesurer est orienté perpendiculairement à l'axe d'anisotropie de la couche ferromagnétique. La résistance du capteur s'écrit :

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

où  $\rho_{//}$  et  $\rho_{\perp}$  représentent les résistances lorsque l'aimantation de la couche est respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction du courant et  $\theta$  est l'angle entre

l'aimantation du matériau magnétique et la direction du courant  $I$ . La résistance  $\rho$  d'un matériau ferromagnétique est maximale lorsque le courant  $I$  est parallèle à l'aimantation et minimale lorsqu'il est perpendiculaire. Néanmoins, la réponse de ce capteur est quadratique et donc difficile à exploiter. Une solution très largement utilisée pour linéariser ce signal consiste à faire circuler le courant à  $\pm 45^\circ$  de l'axe d'anisotropie. Cette technique est appelée "barber pole". Elle est réalisée en déposant des bandes métalliques obliques constituées d'un métal de plus faible résistance que la couche magnétique [7].

Généralement, les résistances sont montées en pont de Wheatstone dont les éléments de branches adjacentes répondent de façon opposée. Le champ magnétique sondé est perpendiculaire à l'axe d'anisotropie des couches magnétiques. Pour assurer le bon fonctionnement d'un tel capteur, il est primordial de bien contrôler la direction de l'aimantation des AMR. Cela peut se faire en utilisant, par exemple, une piste métallique située au-dessus des AMR, dans laquelle un courant peut circuler, générant ainsi un champ magnétique qui oriente de façon contrôlée la direction de l'aimantation des AMR. Par ailleurs, elle peut être utilisée pour retourner périodiquement la direction de l'aimantation des AMR afin de minimiser l'offset du capteur [9].

### 1.1.2.2 Performances des capteurs à magnétorésistance anisotrope

La sensibilité d'un pont de magnétorésistances anisotropes dépend de la variation de la résistance de chaque élément par unité de champ magnétique. Cet effet reste relativement faible, de l'ordre du %. Les références actuelles dans le domaine du capteur AMR sont les ponts de magnétorésistances développés par Philips utilisant la technique des "barber pole". Ils offrent une sensibilité de l'ordre de  $16V/(V.T)$  [10], plus importante que le meilleur capteur à effet Hall. Par ailleurs, en utilisant un champ magnétique alternatif afin de saturer alternativement la couche ferromagnétique dans deux directions opposées, il est possible de réduire l'offset en dessous de 10 mOe [9, 11, 10]. Cet offset est 1000 fois plus petit que celui mesuré sur les capteurs à effet Hall. La plage de fonctionnement en champ magnétique des capteurs AMR s'étend jusqu'à 50 Oe environ, le minimum de champ détectable étant de 10 mOe. La non-linéarité dépend de la plage de fonctionnement. Elle peut varier de 0.8 % à 4%. De plus, la plage de fonctionnement en température est généralement de  $-40^\circ\text{C}$  à  $+125^\circ\text{C}$ . Les meilleurs capteurs AMR actuels présentent une dérive en température de l'ordre de  $0.01\%/K$ .

### 1.1.2.3 Capteurs à magnétorésistance géante (GMR)

L'effet de magnétorésistance géante fut découvert en 1988 par Baibich et ses collaborateurs [2] dans des multicouches constituées d'un empilement alterné de couches de fer et de chrome couplées antiferromagnétiquement. Ce phénomène a été expliqué par Fert en termes de diffusion d'électrons dépendant du spin [12]. Ce mécanisme est schématisé sur la figure 1.3. Dans un matériau ferromagnétique, deux catégories d'électrons de spin



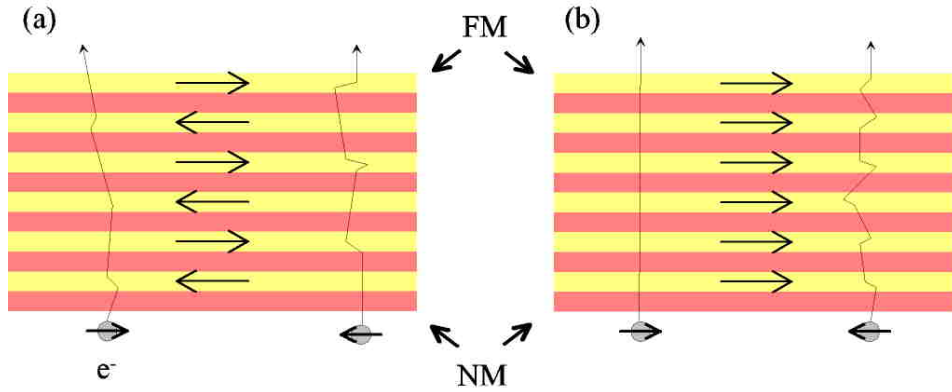


FIG. 1.3 – Représentation du mécanisme de diffusion dans les structures à magnétorésistance géante pour une configuration (a) antiparallèle et (b) parallèle des aimantations des couches FM. Les flèches dans les couches représentent la direction de l’aimantation et celles portées par les électrons représentent leur direction de spin.

$\downarrow$  et  $\uparrow$  participent au courant dans deux canaux de conduction pouvant être considérés comme indépendants en première approximation. Dans une couche à aimantation  $\uparrow$ , les électrons  $s\uparrow$  sont moins susceptibles d’être diffusés que les électrons  $s\downarrow$ . Cela s’explique par la structure de bandes de ce type de matériaux. Pour un alignement antiparallèle des couches ferromagnétiques, un électron de spin donné interagit successivement avec une couche dont l’aimantation est orientée parallèlement à son spin, dans laquelle il est peu diffusé, et avec une couche dont l’aimantation est orientée antiparallèlement à son spin, dans laquelle il est fortement diffusé. Ainsi, pour une configuration antiparallèle des aimantations des couches ferromagnétiques, les deux types d’électrons sont fortement diffusés dans une couche ferromagnétique sur deux et la résistance de la structure est élevée. Pour un alignement parallèle des couches ferromagnétiques, les électrons dont le spin est parallèle à l’aimantation sont peu diffusés. La distance parcourue avant diffusion devient très importante ce qui se traduit par une réduction de la résistance. Les électrons dont le spin est antiparallèle à l’aimantation des couches sont fortement diffusés et participent moins à la conduction du courant. D’une manière plus générale, la résistance  $R$  dépend de l’angle  $\theta$  entre les aimantations

$$R = \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \cos \theta$$

où  $R_P$  et  $R_{AP}$  sont les résistances dans les configurations parallèle et antiparallèle des aimantations.

Bien que l’effet GMR ait été découvert sur des multicouches Fe/Cr, les capteurs actuels utilisent une autre architecture appelée vanne de spin [13]. Ces structures comportent deux couches magnétiques séparées par une couche conductrice non magnétique dont l’épais-

seur est ajustée afin de minimiser le couplage RKKY entre ces deux couches. Par ailleurs, elles doivent posséder des champs coercitifs différents afin de pouvoir atteindre une configuration antiparallèle des aimantations. Cette différence est habituellement obtenue en bloquant une des deux couches à l'aide d'une couche antiferromagnétique (AFM) ou d'un antiferromagnétique artificiel (AAF).

Pour obtenir une variation de résistance linéaire en fonction du champ magnétique à détecter, il est nécessaire de stabiliser une configuration perpendiculaire des axes d'anisotropie des deux couches ferromagnétiques. Néanmoins, le signal présente toujours une faible hystérésis qui peut être supprimée par l'application d'un champ magnétique inférieur à 10 Oe, perpendiculairement à la direction du champ à détecter [14].

Comme dans le cas des capteurs à effet Hall ou des capteurs AMR, les capteurs GMR utilisent une structure en pont de Wheatstone. La difficulté principale dans la réalisation de ce pont est d'obtenir des structures GMR qui répondent de manière opposée dans des branches adjacentes. Pour cela, il est nécessaire d'orienter l'aimantation des couches dures dans des sens opposés ; or, l'axe d'anisotropie des couches dures est fixé lors du dépôt par l'application d'un champ magnétique ou après dépôt par un recuit sous champ pour orienter la couche AFM. Un dépôt en deux étapes successives [15] ou l'utilisation d'une piste de courant comme celle décrite dans le paragraphe précédent [16] peut permettre de régler ce problème. Une autre méthode originale a été proposée. Elle consiste à intégrer des guides de flux magnétique qui canalisent le champ à mesurer de telle sorte que les structures GMR de deux branches adjacentes ressentent le même champ mais dans des directions opposées [17]. Ainsi, toutes les couches dures possèdent leur aimantation dans la même direction.

#### 1.1.2.4 Performances des capteurs à effet magnétorésistif géant

La réalisation de capteurs utilisant la technologie GMR a permis d'augmenter la sensibilité d'un ordre de grandeur par rapport aux capteurs AMR. La plage de fonctionnement en champ peut s'étendre jusqu'à 300 Oe et la gamme en température est identique à celle des capteurs AMR, de -40 °C à +125 °C. Néanmoins, les capteurs actuels présentent une dérive en température plus importante que les capteurs AMR, environ 0.15%/K [11]. La non-linéarité et l'hystérésis du signal du capteur sont respectivement de 2 % et de 3 à 5%. La consommation des structures GMR est de l'ordre du mA.

#### 1.1.2.5 Comparaison des différents capteurs

Le tableau 1.1 récapitule les principales caractéristiques des capteurs à effet Hall et à technologie AMR et GMR.

La comparaison entre ces trois types de capteurs n'est pas aisée. Le choix de la technologie à utiliser dépend principalement de l'application visée. Le seul point commun est leur forte consommation électrique qui reste de l'ordre ou supérieure à 1 mA. Nous avons vu que ce point est vraiment d'une importance capitale dans la réalisation d'un capteur

	Effet Hall	AMR	GMR
Sensibilité (V/(V.T))	10	16	150
Consommation (mA)	1 à 10	~1	~1
Plage de Fonctionnement en température (°C)	-80/+160	-40/+125	-40/+125
Dérive de la sensibilité en température (%/°C)	0.03	0.01	0.15
Plage de Fonctionnement en champ magnétique (Oe)	10 à 1000	≤50	≤300
Non-linéarité (%)	0.8 à 4	0.03	2
Hystérésis (%)		0.03	0.5
Bruit (nT/√Hz)	100	8.7	100

TAB. 1.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques principales des différents capteurs. Les données obtenues sur les capteurs à effet hall sont tirées des références [7, 18] et celles sur les capteurs AMR et GMR sont tirées de la référence [10].

magnétique voué à une application dans le domaine de l’automobile. C’est pourquoi nous avons choisi de développer notre capteur en utilisant des jonctions tunnel magnétiques.

### 1.1.3 Le choix des jonctions tunnel

Les jonctions tunnel magnétiques sont les composants idéaux pour ce genre d’application car elles permettent d’envisager une consommation 100 à 1000 fois plus faible que celle des capteurs présentés précédemment. Cette dernière peut être modulée en modifiant la taille des JTM et l’épaisseur de la barrière tunnel.

Dernièrement, des études ont démontré que les jonctions tunnel magnétiques peuvent atteindre une sensibilité de  $10^{-8}$  Oe pour un rapport signal sur bruit égal à 1, ce qui correspond à un niveau de bruit mille fois plus faible que dans des capteurs GMR [19]. Évidemment, ces capteurs sont conçus pour des applications à très bas champ. Néanmoins, pour la même gamme de champ, la technologie TMR offre une sensibilité beaucoup plus importante que dans le cas des structures GMR. Un prototype complet développé par la société NVE a montré une sensibilité supérieure à 300 V/(V.T), deux fois plus importante que celle obtenue sur le meilleur capteur GMR. Par ailleurs, la dépendance de la résistance tunnel en fonction de la température est beaucoup plus faible que celle d’une structure GMR [brevet US 6452204].

L’avenir des JTM est donc très prometteur et l’augmentation d’applications basées sur ce phénomène physique devrait faciliter leur intégration dans les prochaines générations de circuits intégrés standards.

Les jonctions tunnel magnétiques semblent donc être les meilleurs candidates afin de développer le capteur magnétique souhaité par la société SNR. Le principe de fonctionnement détaillé d'une JTM est présenté au chapitre 5. Dans la section suivante, nous allons voir comment contrôler le comportement magnétique des électrodes d'une JTM.

## 1.2 Le contrôle des propriétés magnétiques des électrodes

Dans la réalisation d'un capteur de champ magnétique, il est impératif de contrôler parfaitement la configuration des aimantations en fonction du champ extérieur à mesurer comme nous venons de le voir. La structure d'une jonction tunnel se compose alors d'une couche magnétique dure dont l'aimantation reste insensible au champ extérieur et d'une couche magnétique douce qui assure la détection de ce champ magnétique.

De manière générale, l'obtention d'une couche ayant un champ coercitif inférieur à 50 Oe ne pose pas de problèmes majeurs. À l'inverse, il est difficile d'obtenir des couches magnétiques dont le champ coercitif est supérieur à la centaine d'oersted pour des couches uniques déposées par pulvérisation cathodique.

Dans un premier temps, nous allons présenter les différents moyens de réaliser une couche magnétiquement dure. Ensuite, nous verrons comment il est possible d'induire un axe d'anisotropie bien contrôlé pour réaliser une couche de détection.

### 1.2.1 Les systèmes de blocage

Il existe différents moyens d'obtenir une couche dure, du plus simple, une couche ferromagnétique possédant une forte anisotropie, au plus complexe utilisant l'association du couplage antiferromagnétique au champ d'échange induit par une couche antiferromagnétique. Nous allons nous intéresser de plus près à ces différents systèmes en présentant les avantages et les faiblesses de chacun.

#### 1.2.1.1 Une couche ferromagnétique unique

La couche ferromagnétique unique est le système le plus simple à réaliser. Différents matériaux peuvent être utilisés. Les couches sont souvent formées d'alliages tels que CoPt, CoFe, CoPtCr ...[20, 21, 22, 23]. Les propriétés magnétiques peuvent être ajustées en modifiant la composition des alliages ainsi que les paramètres de dépôt [24].

Dans ce type de systèmes, les champs coercitifs restent relativement faibles, inférieurs à 400 Oe et la rémanence, c'est-à-dire le rapport entre l'aimantation en champ nul et l'aimantation à saturation, n'est pas égale à 1 ce qui traduit le fait que la couche commence

à se retourner très tôt, déjà en champ positif après une saturation en champ positif. De plus, il existe généralement un fort couplage magnétique entre ce type de couche dure et la couche sensible à travers la barrière isolante [25, 26]; or, dans l'optique de réaliser un capteur magnétique, il est nécessaire que les deux couches se comportent de manière indépendante et que la rémanence de la couche dure soit très proche de 1.

### 1.2.1.2 Le couplage antiferromagnétique artificiel (AAF)

Le système AAF est composé de deux couches magnétiques séparées par une couche non-magnétique faite de Cu ou de Ru dans la majorité des cas. Les deux couches FM sont couplées antiferromagnétiquement par une interaction de type RKKY (figure 1.4). Différentes études ont d'ores et déjà été menées sur ces systèmes [27, 28, 29, 30, 31].

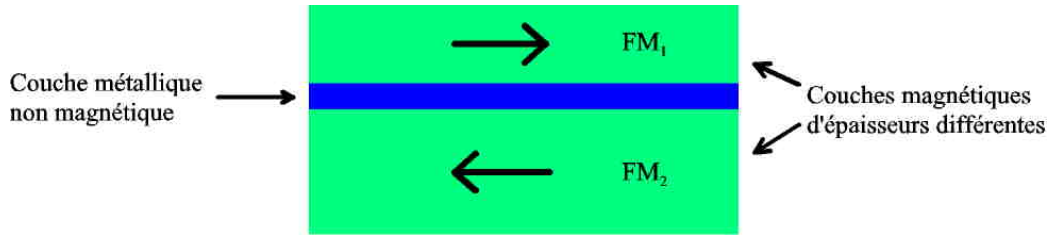


FIG. 1.4 – Schéma d'une couche dure dont le fonctionnement est basé sur le couplage antiferromagnétique. Les deux couches ferromagnétiques sont couplées de telle sorte que leur aimantation soit antiparallèle.

Une des difficultés majeures dans la réalisation d'un AAF est la nécessité d'une très bonne planéité de la surface de croissance. En effet, l'intensité du couplage entre les deux couches FM oscille et décroît lorsque l'épaisseur de la couche séparatrice métallique augmente [32, 33], passant de ferromagnétique à antiferromagnétique. Des fluctuations importantes de l'épaisseur de cette couche, induites par la rugosité, peuvent alors entraîner une répartition spatiale de zones présentant un couplage ferromagnétique ou antiferromagnétique. Il est quasiment impossible de faire croître un AAF sur une couche tampon rugueuse.

Dans un système AAF, le champ coercitif d'une couche unique est multiplié par le facteur  $Q$

$$Q = \frac{M_{FM_1} t_{FM_1} + M_{FM_2} t_{FM_2}}{M_{FM_1} t_{FM_1} - M_{FM_2} t_{FM_2}} \quad (1.1)$$

où  $M_{FM_i}$  et  $t_{FM_i}$  sont l'aimantation et l'épaisseur des couches FM constituant l'AAF.

Ces systèmes procurent des champs coercitifs d'environ 250 Oe ainsi qu'une bonne rigidité. Cette rigidité est directement liée à l'augmentation de l'anisotropie effective des couches par le couplage antiferromagnétique entre les deux couches  $FM_1$  et  $FM_2$ , à la

réduction du moment magnétique total du système des deux couches,  $M = (M_{FM_1}t_{FM_1} - M_{FM_2}t_{FM_2})$ , et à l'augmentation de la friction qui caractérise la résistance qu'oppose un matériau magnétique à la rotation de son aimantation. Plus le volume du matériau est grand, plus la friction est grande. D'après l'équation 1.1, la rigidité de l'AAF semble être ajustable à volonté en modifiant l'aimantation nette. Cependant, lorsque cette aimantation est trop réduite, l'alignement des couches FM devient moins bon. De plus, lorsque cette couche dure est intégrée dans une jonction tunnel, elle permet d'avoir un faible couplage magnétique entre les électrodes [34].

Ce type de couche dure présente une très bonne stabilité jusqu'à des températures de 350 °C [35]. Cette stabilité est limitée par l'interdiffusion des matériaux utilisés.

### 1.2.1.3 Le couplage d'échange

Ce phénomène est un sujet qui a été et qui est encore très étudié de nos jours. C'est en 1956 qu'il a été observé pour la première fois par Meiklejohn et Bean [36]. Ils expliquèrent ce phénomène en supposant une interaction à l'interface ferromagnétique/antiferromagnétique. Nous reviendrons plus en détail sur ce phénomène dans les différents chapitres de cette thèse.

Un matériau ferromagnétique (FM), comme le fer ou le cobalt, possède un paramètre d'échange de forte intensité, caractérisant l'interaction entre les moments magnétiques, mais une anisotropie uniaxiale relativement faible. Les ferromagnétiques présentent donc un ordre stable jusqu'à des températures importantes mais sans orientation préférentielle. Par contre, les matériaux antiferromagnétiques (AFM) ont une très grande anisotropie et donc une orientation très stable. En accolant un matériau FM à un matériau AFM et en supposant l'apparition d'une interaction entre ces deux matériaux, l'hétérostructure prend le meilleur de chaque partie : elle se comporte comme un matériau ferromagnétique possédant un ordre stable et une anisotropie importante. De plus, l'anisotropie est alors unidirectionnelle et se traduit par l'apparition d'un décalage du cycle d'hystérésis par rapport au champ nul, appelé champ de décalage, dont l'intensité reflète celle du couplage interfacial.

L'anisotropie unidirectionnelle et le champ de décalage peuvent donc être expliqués qualitativement en supposant une interaction à l'interface ferromagnétique/antiferromagnétique. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué à une température  $T$  telle que  $T_N < T < T_C$  où  $T_N$  et  $T_C$  représentent respectivement la température de Néel du matériau antiferromagnétique et la température de Curie du matériau ferromagnétique, les moments à l'intérieur de la couche ferromagnétique s'orientent suivant la direction du champ tandis que ceux de la couche antiferromagnétique restent désordonnés (figure 1.5, (i)). Lorsque le système est refroidi jusqu'à atteindre une température inférieure à  $T_N$ , les moments de l'AFM à l'interface vont s'aligner suivant la direction des moments du FM, parallèlement ou antiparallèlement. A l'intérieur de la couche, les moments suivent l'ordre antiferroma-

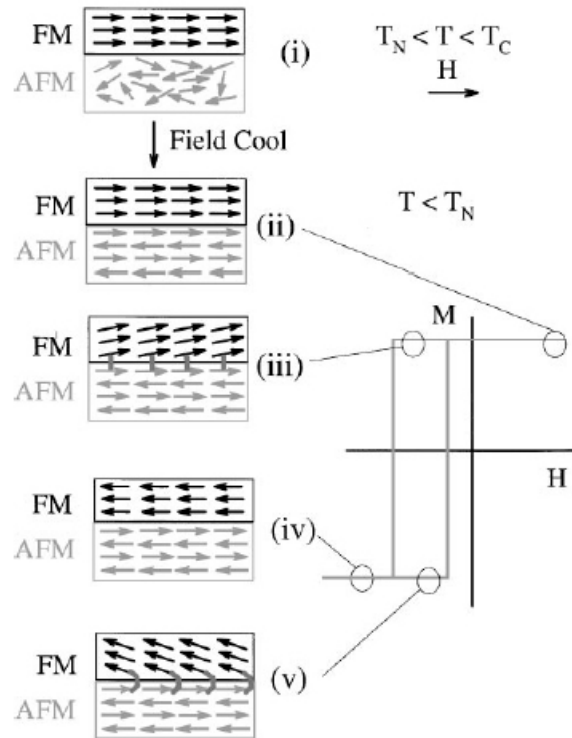


FIG. 1.5 – Schéma représentant la configuration des moments magnétiques dans une bicouche FM/AFM pour différents champs magnétiques du cycle d’hystérésis. Cette image est tirée de la référence [37].

gnétique de telle sorte que le moment magnétique net de la couche AFM soit nul (figure 1.5, (ii)).

Décrivons maintenant un cycle d’aimantation (figure 1.5, (ii)->(v)). Partons de la situation (ii) correspondant à la fin de la phase de recuit en température décrite ci-dessus. Lorsque le champ magnétique est inversé, les moments FM commencent à se retourner alors que ceux de l’AFM ne bougent pas (insensibles au champ magnétique car l’aimantation globale de l’AFM est nulle). Cependant, l’interaction interfaciale entre les moments FM-AFM tente de garder alignés les moments du FM et ceux de l’AFM. Ainsi, le champ nécessaire pour retourner la couche FM sera plus important s’il est en contact avec un AFM, la partie supplémentaire du champ étant nécessaire pour neutraliser l’effet du couple microscopique régnant à l’interface. Après saturation négative et une fois le champ appliqué dans sa direction originale, les moments du FM, pour les mêmes raisons, se retournent plus tôt. Le système se comporte alors comme une couche unique dans laquelle régnerait un champ interne décalant le cycle d’hystérésis.

Ce modèle qualitatif nous donne une image du phénomène. Cependant, les différents paramètres impliqués tels que l'anisotropie, la rugosité, la taille des grains cristallographiques ou la configuration des domaines magnétiques vont jouer un rôle important dans les propriétés magnétiques des systèmes FM/AFM, comme nous le verrons plus loin.

Ce type de système présente une bonne stabilité thermique qui dépend de la nature de l'AFM utilisé. Le décalage du cycle d'hystérésis peut être très important, supérieur à 500 Oe et la rémanence quasiment unitaire. Contrairement aux antiferromagnétiques artificiels, il n'est pas nécessaire d'avoir une interface plane afin d'obtenir un champ de décalage significatif. Néanmoins, celui-ci dépend de la texture de la couche AFM. Le couplage magnétique avec la couche douce au travers de la barrière tunnel est plus important et la rigidité plus faible que dans une architecture utilisant un AAF.

#### 1.2.1.4 Association d'une couche antiferromagnétique et d'un antiferromagnétique artificiel

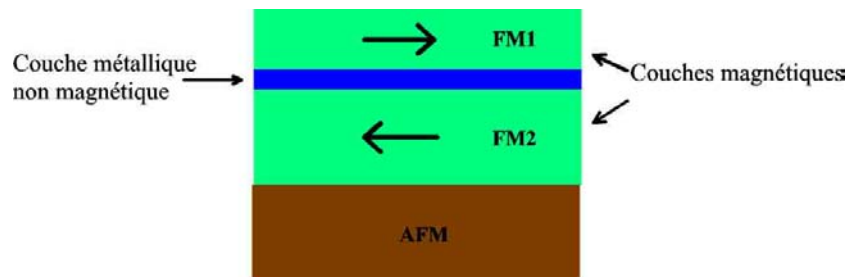


FIG. 1.6 – Schéma d'une couche dure dont le fonctionnement est basé sur le couplage antiferromagnétique. Les deux couches ferromagnétiques sont couplées de telle sorte que leur aimantation soit antiparallèle et une des deux couches est accolée à une couche antiferromagnétique.

Pour profiter de tous les avantages offerts par un système AAF et par le couplage d'échange, une solution largement utilisée aujourd'hui dans les dispositifs électroniques repose sur l'utilisation d'un AAF ayant une anisotropie unidirectionnelle induite par le couplage d'échange avec un antiferromagnétique classique [38, 15]. Ce système est présenté sur la figure 1.6.

Contrairement au système AAF seul, dans ce système, la direction de l'anisotropie est induite par la couche AFM. Ainsi, il est possible de réduire l'aimantation nette de l'AAF à zéro, limitant de ce fait le couplage avec la couche sensible dans une jonction tunnel. Néanmoins, si ce système couple les avantages des AAF et du couplage d'échange, il combine aussi les problèmes liés à la planéité de l'AAF et à la texture de l'AFM associé.



### 1.2.1.5 Conclusion

Nous venons de voir quatre façons différentes de réaliser une couche magnétiquement dure. De la plus simple, composée d'une couche FM unique à la plus compliquée utilisant un AAF couplé à une couche AFM. Richter et ses collaborateurs ont observé une diminution de la magnétorésistance tunnel (TMR) en fonction du nombre de cycles réalisés lorsque la couche dure est composée d'une couche FM unique [28]. Cet effet est dû à la désaimantation de cette dernière lorsque l'aimantation de la couche douce est retournée un grand nombre de fois. Par contre, aucune variation de TMR n'apparaît pour des couches dures formées d'une bicouche FM/AFM ou utilisant un AAF.

D'autres études ont été menées sur la stabilité et les propriétés de transport dans les structures GMR et les JTM en fonction des couches dures utilisées [39, 30]. Les conclusions montrent que la dernière solution présentée, groupant les propriétés des AAF et du couplage d'échange, est de loin la plus rigide et la plus stable en température. C'est cette solution qu'il faut impérativement utiliser pour réaliser une jonction tunnel magnétique vouée à une application industrielle.

## 1.2.2 Les solutions pour induire un axe d'anisotropie planaire

L'autre impératif dans la réalisation d'un capteur est l'obtention d'un axe d'anisotropie bien contrôlé, en direction et en intensité, pour que la réponse de la couche magnétique de détection à un champ magnétique appliqué soit parfaitement maîtrisée. Il existe différents moyens d'obtenir un axe d'anisotropie, du plus simple, une couche ferromagnétique possédant une forte anisotropie, au plus complexe suivant les moyens technologiques pouvant être mis en œuvre et l'hypothèse d'une intégration technologique dans une chaîne de production. Néanmoins, nous devons garder en tête que pour rendre le capteur le plus polyvalent possible, il faut pouvoir adapter sa réponse en fonction du champ magnétique à détecter. Nous allons nous intéresser de plus près aux différents systèmes existants.

### 1.2.2.1 Couche ferromagnétique unique

Comme dans le cas des couches dures, c'est le système le plus simple à réaliser. Un axe d'anisotropie peut être induit soit en modifiant les conditions de dépôt (pression de travail, géométrie du dépôt pour induire une structure colonnaire, etc), soit en travaillant avec des matériaux monocristallins et en utilisant l'anisotropie magnétocristalline du matériau. Différents matériaux peuvent alors être utilisés. Les couches sont souvent formées de Co, de Fe et d'alliages tels que NiFe.

Si la mise en œuvre s'avère assez facile, les deux solutions sont très limitées :

- axe d'anisotropie induit lors du dépôt : il est très sensible à tout recuit, la valeur de l'anisotropie n'est pas modifiable à volonté et la sensibilité du capteur ne pourra pas être adaptée aux besoins spécifiques de chaque application. De plus, il est très

difficile dans ce cas d'obtenir une variation de l'aimantation en fonction du champ magnétique qui soit linéaire et réversible.

- axe d'anisotropie lié à un axe cristallin : il est robuste vis-à-vis d'un recuit mais il nécessite l'utilisation d'un substrat monocristallin et l'intégration sur un ASIC (Application Specific Integrated Circuit) est impossible. Là encore, la valeur de l'anisotropie n'est pas dimensionnable à volonté et la sensibilité du capteur ne pourra pas être adaptée aux besoins spécifiques de différentes applications.

### 1.2.2.2 Couche ferromagnétique unique sur substrat à amas de marches

Ce système consiste à prendre un substrat monocristallin dont la normale à la surface est désorientée par rapport à la direction (111) du cristal. A la surface, des marches monoatomiques apparaissent dans l'état brut, après découpe du wafer (figure 1.7 (a)). Un traitement thermique à haute température est alors nécessaire pour induire une accumulation de ces marches (figure 1.7 (b)). Cette technique s'est révélée bien adaptée pour l'obtention de caractéristiques magnétiques réversibles lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe des marches [40, 41]. Un comportement magnétique proche de celui prédit par Stoner et Wolfarth a d'ailleurs été mis en évidence [42].

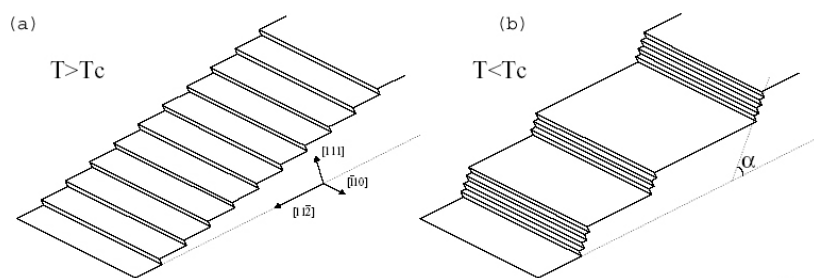


FIG. 1.7 – Principe de l'accumulation de marches sur une surface (111) désorientée vers la direction  $[11\bar{2}]$ .

Cependant, le traitement haute température et la nécessité d'utiliser un substrat monocristallin limitent l'intégration de cette technologie directement sur un ASIC. De plus, la valeur de l'anisotropie n'est pas a priori dimensionnable à volonté car l'augmentation de la désorientation de la surface pour augmenter l'anisotropie a une influence sur la continuité de la barrière tunnel. La dimension latérale des jonctions tunnel devra toujours être supérieure à quelques largeurs de plateau séparant les amas de marche pour conserver l'effet de l'anisotropie de forme. Enfin, cette solution ne permet d'intégrer la couche de détection qu'en tant qu'électrode inférieure.

### 1.2.2.3 Couche ferromagnétique unique avec une mise en forme

Lorsque la taille latérale d'une couche mince est réduite, l'orientation de son aimantation devient sensible à la forme de l'objet défini dans la couche. Cette sensibilité provient de courants d'aimantation de surface qui créent un champ interne appelé champ démagnétisant. De manière générale, ce champ démagnétisant n'est pas constant à l'intérieur d'un objet. Ce n'est le cas que dans certaines géométries comme l'ellipsoïde. Cependant, un champ démagnétisant moyen peut être calculé et mis sous la forme [43]

$$\vec{H}_d = -4\pi(N_x M_x \vec{x} + N_y M_y \vec{y} + N_z M_z \vec{z})$$

où les  $M_i$  représentent la projection de l'aimantation du matériau selon  $\vec{i}$ , vecteur unitaire. Il vient alors que

$$M_S^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2$$

Les coefficients  $N_i$  sont les facteurs de champ démagnétisant moyen et  $N_x + N_y + N_z = 1$ . Ils peuvent être évalués numériquement. L'énergie du système liée à l'apparition du champ démagnétisant s'écrit :

$$E_d = -\frac{1}{2} \vec{M}_S \vec{H}_d = 2\pi(N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2)$$

La situation peut encore se compliquer si une structure en domaines apparaît au sein de l'échantillon. Dans ce cas, l'évaluation des  $N_i$  devient très difficile et la réponse de l'aimantation à un champ magnétique devient très complexe, dépendant de l'histoire magnétique de l'élément.

Cependant, dans un cas monodomaine ou quasi-monodomaine, une réponse réversible peut être obtenue. Dans le cas d'un film mince d'épaisseur inférieure à 10nm selon la direction  $z$ ,  $N_z$  est quasi égal à 1. L'aimantation est alors confinée dans le plan de la couche et  $M_z$  est quasi nul. Il vient alors que  $M_S^2 = M_x^2 + M_y^2$ . L'expression de l'énergie devient :

$$\begin{aligned} E_d &= 2\pi(N_x M_x^2 + N_y M_y^2) \\ &\simeq 2\pi N_x M_S^2 + 2\pi(N_y - N_x) M_y^2 \\ &= 2\pi N_x M_S^2 + 2\pi(N_y - N_x) \cos^2 \theta \end{aligned}$$

où  $\theta$  est l'angle entre l'aimantation dans le plan de la couche et la direction  $y$ . Nous voyons que l'expression de l'énergie est équivalente à celle d'un axe d'anisotropie d'ordre 2 dont l'intensité peut être modulée en modifiant  $(N_y - N_x)$  et donc la forme de l'objet.

Lu et ses collaborateurs ont montré qu'il est possible d'obtenir un renversement réversible et linéaire de la couche douce en fonction du champ appliqué pour un objet de dimension  $85 \times 3 \mu m^2$  [44].

A la vue du cahier des charges, la nécessité d'élaborer un capteur dont les caractéristiques doivent être dimensionnables ne nous permet pas d'utiliser une de ces couches de détection. Nous avons donc été amenés à développer une nouvelle couche magnétique sensible.

#### 1.2.2.4 Couche ferromagnétique associée à une couche antiferromagnétique

Nous avons déjà évoqué au paragraphe 1.2.1.3 la possibilité d'associer une couche ferromagnétique à une couche antiferromagnétique pour la réalisation d'une couche magnétique de référence. Ce système admet également une autre propriété remarquable. En effet, lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe du champ d'échange, le retournement de l'aimantation se fait essentiellement par rotation locale avec éventuellement la formation de parois à  $360^\circ$ . Cependant, cette rotation est réversible ce qui laisse présager l'utilisation d'un tel système pour la couche de détection d'un capteur d'intensité de champ. Nous avons opté pour cette structure de couche sensible car, outre le fait qu'elle permet d'obtenir une réponse linéaire et réversible, elle offre la possibilité d'adapter la réponse du capteur en fonction de l'application visée. Toutes les propriétés magnétiques et électriques des jonctions tunnel magnétiques utilisant cette couche de détection sont présentées dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

Dans ce cas, la couche antiferromagnétique utilisée pour bloquer la couche ferromagnétique est d'une importance cruciale. En effet, elle va conditionner le comportement du capteur c'est-à-dire sa réponse à un champ magnétique appliqué, sa sensibilité, sa tenue en température... Nous avons choisi d'utiliser l'IrMn<sub>3</sub>. Les motivations de ce choix sont présentées dans le paragraphe suivant.

### 1.2.3 L'IrMn<sub>3</sub> comme matériau antiferromagnétique

Pour être utilisé dans des applications microélectronique, le matériau antiferromagnétique doit répondre à plusieurs sollicitations. Le champ d'échange qu'il procure doit être le plus grand possible, il doit présenter une bonne stabilité en température ainsi qu'une bonne résistance à la corrosion.

L'intensité du champ d'échange dépend de la température. Habituellement, il diminue de façon monotone lorsque la température augmente. A une température appelée température de blocage,  $T_B$ , il s'annule.  $T_B$  dépend de la nature du matériau antiferromagnétique. Elle doit être suffisamment importante pour assurer une bonne stabilité thermique.

L'apparition du champ d'échange s'accompagne d'une augmentation du champ coercitif de la couche FM. Du point de vue des applications, il est préférable d'avoir un champ coercitif le plus petit possible ou au moins plus faible que la valeur du champ d'échange.

Par ailleurs, le champ d'échange dépend de l'épaisseur de la couche AFM. La figure 1.8 montre la variation du champ d'échange avec l'épaisseur de l'AFM. Il faut noter que le champ d'échange chute brusquement lorsque cette épaisseur devient faible. Au même moment, le champ coercitif augmente.

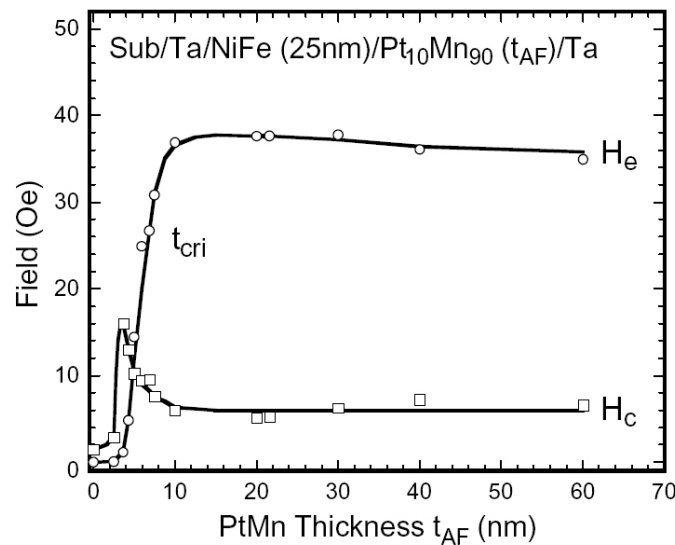


FIG. 1.8 – Variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM. L'épaisseur critique est définie comme l'épaisseur de la couche d'AFM à partir de laquelle le champ d'échange commence à décroître. Cette courbe est tirée de la référence [45].

Dans le cas présenté, le matériau antiferromagnétique utilisé est PtMn. Nous pouvons voir qu'une épaisseur critique de 15 nm est nécessaire pour stabiliser la valeur du champ d'échange. Le système FeMn/NiFe est de loin le plus étudié [46]. En effet, il fut le premier à être utilisé dans les têtes de lecture pour bloquer une couche FM [47]. Bien qu'il soit facile à élaborer et qu'il présente un champ d'échange sans nécessité de recuit, il possède plusieurs désavantages importants : une faible température de blocage, une faible résistance à la corrosion et un champ d'échange dépendant fortement de la texture de la couche [48].

La recherche d'un matériau AFM avec une température de blocage plus importante a conduit à de nombreuses études, notamment sur des alliages à base de Mn. Les propriétés de certains de ces alliages sont présentées dans le tableau 1.2.

	R	DR/R	$H_{EX}$	$J_{EX}$	$T_B$	Peak	FWMH
	$\Omega/\text{sq.}$	%	Oe	$\text{erg}/\text{cm}^2$	$^\circ\text{C}$	$^\circ\text{C}$	$^\circ\text{C}$
FeMn	8.5	9.5	250	0.11	170	144	44
IrMn	13	6.1	680	0.18	255	222	66
PtMn	9	6.5	690	0.18	310	283	130
NiMn	12	6.1	880	0.3	$\sim 400$	355	190
CrPdMn	7.5	6	620	...	275	191	267

TAB. 1.2 – Propriétés de magnéto-transport de vanes de spin utilisant différents matériaux antiferromagnétiques. Les valeurs sont tirées de la références [49].

Comme nous l’avons déjà mentionné, le FeMn possède une faible température de blocage et produit un couplage d’échange plus petit que les autres matériaux AFM présentés qui possèdent tous des températures de blocage supérieures à 250 °C et des couplages d’échange plus importants.

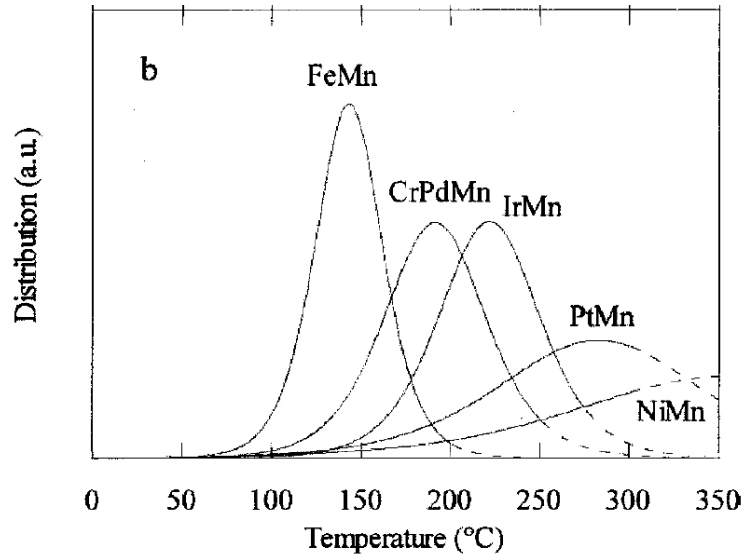


FIG. 1.9 – Distribution de la température de blocage des grains dans la couche AFM en fonction de la nature de la couche [49].

La figure 1.9 représente la distribution de la température de blocage des grains AFM en fonction de la nature de la couche AFM. Nous remarquons que seuls NiMn et PtMn montrent une très petite fraction de grains dont la température de blocage est inférieure à 150 °C. IrMn et CrPdMn montrent des comportements similaires avec 10 % à 20 % de grains dont la température de blocage est plus faible que 150 °C.

Les avantages de l'IrMn sont une faible épaisseur critique, de l'ordre de 5 nm et une faible augmentation du champ coercitif de la couche FM par rapport à NiMn et PtMn. Un champ d'échange peut être obtenu sans nécessité de recuit ce qui n'est pas le cas de NiMn. De plus, une étude récente sur la stabilité thermique des systèmes FM/AFM a montré que, malgré une température de blocage modeste par rapport à NiMn ou PtMn, l'IrMn est le plus stable des matériaux AFM connus [50].

Enfin, les principaux problèmes liés à l'utilisation de l'IrMn sont bien connus. Lorsqu'il est intégré dans une JTM, Cardoso et ses associés ont montré que le Mn diffusait lorsque la barrière isolante était suroxydée [51]. Ils ont réussi à limiter cette diffusion en intercalant une couche de Ta entre l'électrode et la barrière tunnel [52]. Il est également possible de la limiter en augmentant l'épaisseur de la couche FM entre l'IrMn et la barrière isolante [53].

### 1.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le cahier des charges fourni par la société SNR. Puis nous avons fait le point sur les différentes technologies de capteurs de champ magnétique pouvant être utilisées dans des applications automobiles. Nous avons discuté les avantages et inconvénients de chacun de ces capteurs. Cela nous a conduits à choisir les jonctions tunnel magnétiques pour développer le capteur souhaité par la société SNR. Les avantages provenant de cette technologie sont indéniables : une très faible consommation ainsi qu'une forte sensibilité due à la résistance élevée des JTM.

Nous avons ensuite présenté les différentes architectures de couches dures et de couches douces pouvant être utilisées pour réaliser un capteur de champ magnétique. Les couches dures que nous allons utiliser sont formées soit d'une couche de Co unique, soit d'un alliage CoPt. Le choix de ces couches est justifié dans le chapitre 5. Par ailleurs, la structure de la couche douce est composée d'une bicouche FM/AFM. Cette couche sensible originale n'a jamais été utilisée auparavant. Nous montrerons également dans le chapitre 5 que cette couche est parfaitement adaptée pour servir de couche de détection dans un capteur de champ magnétique.

Dans ce cas, il est nécessaire de choisir une couche AFM adaptée aux conditions de fonctionnement liées à l'application visée. Nous avons alors comparé les différents matériaux AFM existants et nous avons justifié le choix de l'IrMn<sub>3</sub>. Ce matériau a déjà fait l'objet de nombreux travaux et les principaux problèmes qui lui sont attribués sont bien connus. De plus, Carey et ses collaborateurs [50] ont étudié la stabilité thermique de différents matériaux AFM et ils en ont conclu que l'IrMn<sub>3</sub> est le plus stable. Ce résultat est très important sachant que la stabilité thermique est un des points clés dans la confection d'un capteur magnétique pour des applications dans le domaine de l'automobile.

---

Le chapitre suivant est consacré à l'étude des propriétés cristallographiques des couches à base d'IrMn<sub>3</sub>. Dans le chapitre 3 sont exposés certains modèles théoriques du champ d'échange qui nous serviront dans les chapitres 4 et 5 pour discuter et comprendre les propriétés magnétiques des multicouches comportant une couche d'IrMn<sub>3</sub>. Le chapitre 6 comporte deux parties. Dans la première, les principaux aspects théoriques du transport dans les jonctions tunnel magnétiques sont évoqués. La seconde partie est consacrée à la réalisation d'un capteur de champ magnétique utilisant une nouvelle couche sensible formée d'une bicouche FM/AFM. Enfin, le dernier chapitre présente les conclusions ainsi que les perspectives issues de ce travail de thèse et notamment l'extension des travaux effectués dans le domaine des capteurs magnétiques avec la présentation d'un second capteur utilisant une couche à aimantation perpendiculaire comme couche de référence.





# Chapitre 2

## Croissance et propriétés structurales des multicouches à base d'IrMn<sub>3</sub>

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons la technique de pulvérisation cathodique utilisée pour la fabrication de nos échantillons ainsi que les conditions de dépôt utilisées pour faire croître les différents matériaux. Dans la seconde partie, nous nous intéresserons aux propriétés structurales de nos multicouches à base d'IrMn<sub>3</sub>. Dans la suite du manuscrit, je simplifierai IrMn<sub>3</sub> par IrMn. Les résultats obtenus par diffraction de rayons X pour différentes multicouches à base d'IrMn seront exposés. Enfin, les études réalisées en microscopie électronique en transmission viendront appuyer les résultats issus de la diffraction de rayons X.

### 2.1 Conditions d'élaboration

#### 2.1.1 La pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique est une technique de préparation de couches minces sous vide secondaire. Elle permet de déposer tous types de matériaux, qu'ils soient bons ou mauvais conducteurs thermiques ou électriques, tant qu'ils résistent à un échauffement inférieur à une centaine de degrés et à une mise sous vide.

Cette technique consiste à déposer sur un substrat des atomes ou grappes d'atomes arrachés à une cible à l'aide d'un plasma (figure 2.1). Ce plasma est créé par une décharge obtenue en polarisant négativement la cible du matériau à déposer qui est placé dans une atmosphère gazeuse contrôlée. Les électrons émis par des filaments de tungstène sont accélérés jusqu'à atteindre une énergie suffisante pour ioniser le gaz. Chaque collision entre les électrons et les atomes du gaz va fournir un ion positif et un électron supplémentaire qui à son tour va provoquer des ionisations. Les ions positifs vont alors bombarder la cible du matériau à déposer. L'énergie de ces ions doit être supérieure à une valeur critique appelée seuil de pulvérisation sans quoi, aucune émission d'atome n'est possible. Lors d'une pulvérisation purement physique, par opposition à la pulvérisation réactive, les ions et les

atomes du gaz ne doivent pas réagir avec le film en croissance. Ceci limite donc les gaz de pulvérisation aux gaz rares. Dans notre cas, nous utilisons de l'argon. Deux modes de polarisation sont possibles et leur utilisation dépend de la nature du matériau à pulvériser. La polarisation en tension continue, dite DC, permet de pulvériser uniquement les matériaux conducteurs. Dans le cas de cibles non métalliques, une accumulation de charges positives peut apparaître à la surface de la cible ce qui diminue au fur et à mesure le taux de pulvérisation de la cible. On utilise alors la polarisation en mode RF (radiofréquence). L'alternance de la polarisation permet l'évacuation des charges positives accumulées sur la cible. Afin d'augmenter la vitesse de dépôt, les ions positifs du plasma sont confinés au voisinage de la cible à l'aide d'un champ magnétique créé par un aimant situé sous la cathode. L'ensemble aimant cylindrique-cathode est appelé magnétron.

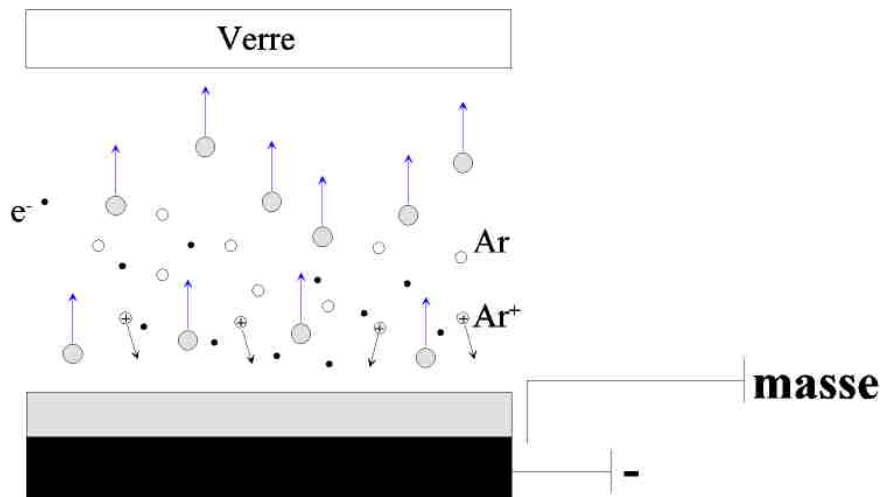


FIG. 2.1 – Principe de fonctionnement de la pulvérisation cathodique.

Le banc de pulvérisation du laboratoire est un banc Alcatel SCM 650 qui se compose d'une enceinte principale et d'un sas d'introduction. La pression de base à l'intérieur de l'enceinte est inférieure à  $5 \times 10^{-7}$  mbar. Elle est assurée par un groupe de pompe à deux étages : une pompe à palettes et une pompe turbomoléculaire.

Les substrats sont introduits dans l'enceinte par le sas d'introduction, dans lequel un vide secondaire est établi lors de l'introduction d'un échantillon dans la chambre de dépôt. Cela permet de diminuer le temps de pompage de l'enceinte en évitant sa contamination. Ce sas est également équipé d'une électrode en aluminium en forme de disque entourée d'une couronne en inox ainsi que d'une arrivée d'oxygène. Une différence de potentiel continue appliquée entre l'électrode et le disque en inox permet de créer un plasma d'oxygène afin d'oxyder une couche métallique pour confectionner les barrières des jonctions tunnel.

L'enceinte principale du bâti de pulvérisation cathodique est dotée de six cibles : trois cibles de 2 pouces (Co, Pt et  $IrMn_3$ ) et trois cibles de 4 pouces (Ta, Al et Py ( $Ni_{80}Fe_{20}$ )). Les cathodes des cibles de Pt et de Co sont convergentes, ce qui nous permet de réaliser des alliages  $Co_xPt_{1-x}$ . Avant chaque dépôt, un nettoyage préliminaire de la surface du substrat ainsi que de celle des différentes cibles est réalisé par bombardement ionique. Un cache rotatif placé entre le substrat et la cible permet de protéger le substrat pendant la prépulvérisation de la surface des différentes cibles. Pour assurer l'homogénéité de l'épaisseur déposée, le porte-substrat effectue des rotations alternées au-dessus de la cible durant la pulvérisation. La température du porte-substrat est maintenue à la température ambiante par un dispositif de refroidissement pendant les dépôts.

### 2.1.2 Paramètres de dépôt

Tous les échantillons étudiés durant cette thèse ont été réalisés au LPM par pulvérisation cathodique. Les multicouches sont déposées sur des substrats de verre nettoyés au préalable afin de dégraisser la surface et d'éliminer les poussières pouvant dégrader les propriétés des multicouches. Le détail des paramètres de dépôt pour chaque matériau est donné dans le tableau 2.1.

	Co	Pt	$IrMn_3$	Ta	Py	Al
Types de plasma	DC	RF	RF	RF	RF	DC
Puissance (W)	50	17	20	60	200	120
$P_{Ar}(mbar)$	$5.10^{-3}/$ $1.5.10^{-2}$	$5.10^{-3}$	$5.10^{-3}$	$5.10^{-3}/$ $1.5.10^{-2}$	$5.10^{-3}$	$5.10^{-3}$
Vitesse de dépôt (Å/balayage)	3/2.5	0.9	3.4	2.6 /4	2.6	1.5

TAB. 2.1 – Paramètres utilisés pour le dépôt des différents matériaux constituant nos échantillons.

## 2.2 Propriétés structurales des multicouches à base d'IrMn

### 2.2.1 Influence de la structure de la couche antiferromagnétique sur le couplage d'échange

De nombreuses recherches ont donc été menées afin de comprendre le phénomène de champ d'échange. Il a été montré que la composition des films [54, 45, 55], la texture et la qualité cristalline [56, 57], la taille des grains [58, 59, 60] et la nature de l'interface FM/AFM [56] sont autant de paramètres qui peuvent influencer le champ d'échange. La rugosité de l'interface FM/AFM semble aussi jouer un rôle [61, 62, 63, 56, 64, 65]. De plus, les propriétés structurales des films déposés peuvent être modifiées en fonction des paramètres utilisés pendant la réalisation des dépôts. Ainsi, la pression et la puissance appliquée aux cibles [66], la nature de la couche tampon [57, 58], l'intensité du champ magnétique utilisé pour réaliser le recuit sous champ [62, 67] sont des facteurs qui peuvent aussi modifier le champ d'échange. L'introduction d'impuretés dans la couche antiferromagnétique modifie également de façon significative les propriétés de champ d'échange [68, 69, 70]. Il en est de même lorsque les échantillons sont soumis à une irradiation [71, 72]. Tous ces paramètres rendent très compliquée la compréhension du phénomène.

Dans le cas de l'IrMn, Van Driel et al [73] et Anderson et al [57] ont rapporté que la texture (111) des couches d'IrMn était un facteur plus important que la taille des grains alors que Ro et al [58] ont conclu que la valeur du champ d'échange était due principalement à la taille des grains plutôt qu'à la texture. Aujourd'hui encore, il n'y a pas de certitude sur ce sujet et donc, le problème reste entier !

Afin de minimiser le nombre de paramètres pouvant évoluer d'un échantillon à l'autre, nous avons toujours conservé la même structure de base ainsi que les mêmes conditions d'élaboration. Comme nous venons de le voir, les propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn sont fortement corrélées aux propriétés cristallographiques de la couche d'IrMn. Afin d'obtenir une couche d'IrMn texturée [73], nous avons utilisé une couche tampon constituée d'une couche de Ta sur laquelle est déposée une couche magnétique de Py ou de Co. La couche de Ta sert dans un premier temps de couche d'accrochage sur le substrat de verre. Son caractère amorphe permet ensuite de faire croître la couche de Py ou celle de Co sous forme de plans denses, induisant ainsi une croissance texturée de la couche d'IrMn. Lors de la croissance de multicouches à base d'IrMn, nous avons utilisé le piège Meissner présent dans le bâti de pulvérisation. L'utilité et la description de cet outil est discutée dans le paragraphe 2.3.1.

Les deux structures de base utilisées pour notre étude sont les suivantes : les échantillons appelés bicouches, Verre/ Ta(5nm)/ X(10nm)/ IrMn( $t_{IrMn}$ )/ Ta(5nm) et ceux que nous appellerons tricouches Verre/ Ta(5nm)/ X(10nm)/ IrMn( $t_{IrMn}$ )/ Y (5nm)/ Ta(5nm) où X et Y peuvent être du Co et/ou du Py. Le détail des paramètres utilisés pour le dépôt des différentes couches est donné dans le paragraphe précédent. La présence de la couche

ferromagnétique dans le buffer nous permettra, en plus d'induire une bonne texture de la couche d'IrMn, d'étudier les propriétés du champ d'échange induit par l'IrMn aux interfaces FM/AFM et AFM/FM. Afin d'induire un axe d'anisotropie unidirectionnel, les multicouches à base d'IrMn sont recuites à 200°C sous un champ de 300 Oe pendant 30 minutes. Une bonne connaissance des propriétés cristallines de nos échantillons est nécessaire afin de comprendre le magnétisme car, comme nous l'avons vu précédemment, celles-ci jouent un rôle primordial dans le phénomène de couplage d'échange. Nous avons donc étudié la structure et la texture des échantillons par diffraction de rayons X et par Microscopie Electronique en Transmission (MET). Tous les diffractogrammes sont réalisés avec une anticathode de Co de longueur d'onde  $\lambda = 0.17889$  nm.

## 2.2.2 Diffraction de rayons X

Le principe de la diffraction de rayons X pour les différentes géométries utilisées est présenté dans l'annexe 2.

### 2.2.2.1 Réflectivité de rayons X

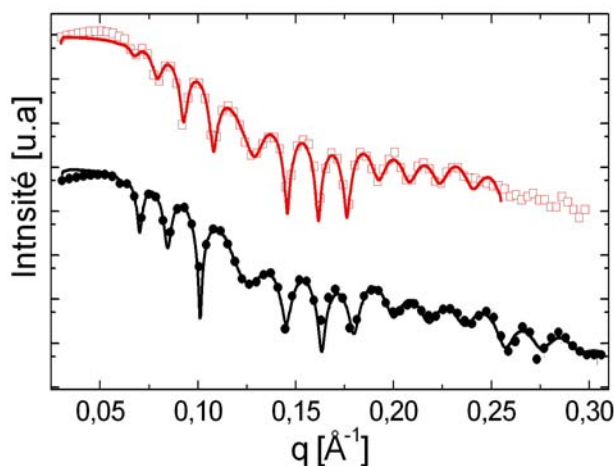


FIG. 2.2 – Courbes de réflectivité obtenues sur des multicouches verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(10nm)/ Py(5nm)/ Ta(5nm) (-●-) et verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(10nm)/ Ta(5nm) (-□-). Les courbes en trait plein représentent les ajustements obtenus à l'aide du logiciel REFLEX.

Dans un premier temps, les structures bicouches Py(10nm)/ IrMn( $t_{IrMn}$  nm) et tricouches Py(10nm)/ IrMn( $t_{IrMn}$  nm)/Py(5nm) ont été étudiées par diffraction de rayons X aux petit angles. Nous avons utilisé le logiciel REFLEX<sup>1</sup> afin d'ajuster nos courbes expérimentales. REFLEX est un programme qui permet d'analyser et de simuler des courbes de

<sup>1</sup>Ce logiciel a été développé par G. Vignaud et A. Gibaud de l'université du Mans. <http://pecdc.univ-lemans.fr/reflex/reflex.htm>

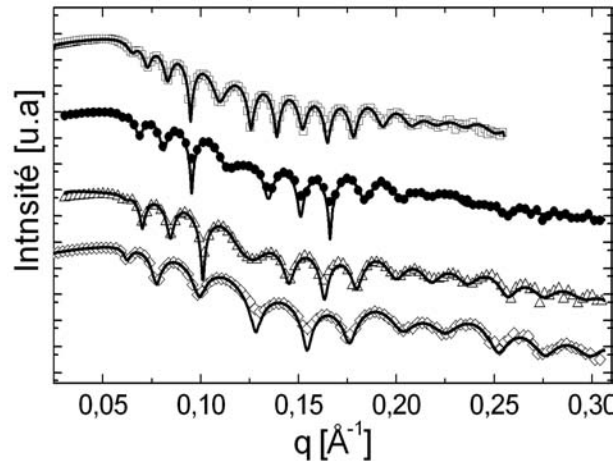


FIG. 2.3 – Courbes de réflectivité obtenues sur des multicouches verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn( $t_{AF}$ )/ Py(5nm)/ Ta(5nm) pour des épaisseurs d’IrMn de 2.5nm (-◇-), 10nm (-△-), 12.5nm (-●-) et 22nm (-□-). Les courbes en trait plein représentent les ajustements obtenus à l’aide du logiciel REFLEX.

diffraction de rayons X aux petits angles mesurées sur des multicouches en tenant compte de la rugosité interfaciale. Les épaisseurs des couches, la densité électronique ainsi que la rugosité d’interface peuvent être obtenues. Les ajustements reproduisent parfaitement nos mesures expérimentales, comme nous pouvons le constater sur la figure 2.2. Afin d’y parvenir, nous avons dû prendre en compte, en plus de la couche de Ta dans le buffer et de la couche de Ta de couverture, une couche supplémentaire de Ta oxydé en surface et cela pour tout les diffractogrammes réalisés. Ainsi, la couche de Ta de protection est composée d’une couche de Ta pure et d’une couche d’oxyde de Ta, chacune d’une épaisseur de 3 nm environ. Nous pouvons donc conclure que l’épaisseur initiale de la couche de Ta est suffisante pour protéger les autres couches de l’oxydation. Par ailleurs, la densité électronique des différents matériaux est un peu plus faible que celle correspondant aux éléments massifs. En effet, la densité des matériaux en couches minces est inférieure à celle des matériaux massifs en raison d’une porosité accrue par le dépôt en couche mince.

Nous avons ensuite étudié l’influence de l’épaisseur de la couche d’IrMn dans les tricouches Py(10nm)/ IrMn( $t_{AF}$ )/ Py(5nm). Les courbes de réflectivité effectuées sont présentées sur la figure 2.3. Un premier ajustement nous a permis d’extraire les paramètres de nos couches que nous avons conservés pour les diffractogrammes suivants. Les seuls paramètres variant d’un échantillon à l’autre sont l’épaisseur de la couche d’IrMn et la rugosité aux différentes interfaces.

Les ajustements reproduisent très bien les courbes expérimentales. Les résultats sont rapportés sur la figure 2.4. Nous remarquons que l’épaisseur de la couche d’IrMn varie linéairement en fonction de l’épaisseur provenant de l’étalonnage. La détermination de la

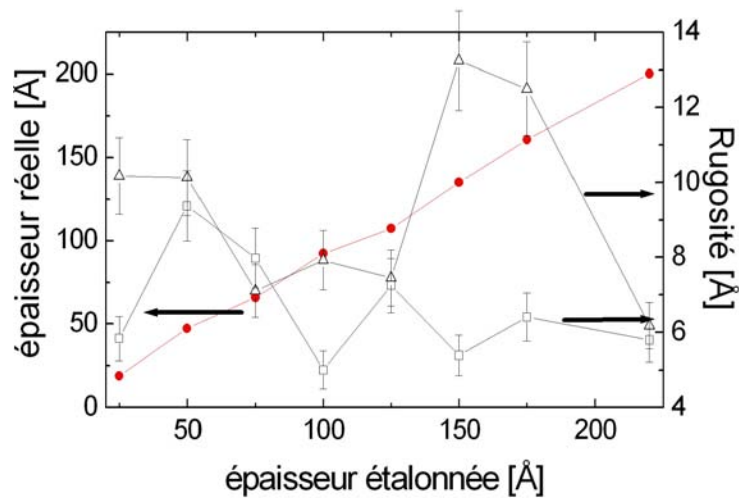


FIG. 2.4 – Variation de l'épaisseur d'IrMn (-●-), de la rugosité à l'interface inférieure (-△-) et de la rugosité à l'interface supérieure (-□-) en fonction de l'épaisseur étalonnée. Les résultats proviennent des ajustements effectués sur les multicouches.

rugosité des différentes interfaces a été plus compliquée du fait du nombre important de couches et de la faible différence entre la densité électronique du Py et celle de l'IrMn. Néanmoins, en modifiant les valeurs de départ pour les paramètres utilisés par le programme, nous sommes toujours parvenus aux mêmes résultats. La rugosité à l'interface inférieure Py/IrMn est de  $7 \pm 2$  Å et celle à l'interface supérieure IrMn/Py est de  $8 \pm 2$  Å et cela indépendamment de l'épaisseur de la couche d'IrMn. Malgré les erreurs liées aux ajustements et à l'acquisition des diffractogrammes eux-mêmes, nous pouvons conclure que la rugosité est identique aux deux interfaces Py/IrMn et IrMn/Py. Nous verrons par la suite que ce point est primordial pour la compréhension du comportement magnétique de ces multicouches.

### 2.2.2.2 Diffraction de rayons X aux grands angles : étude de la texture de la couche d'IrMn

La microstructure des mêmes multicouches a été étudiée en combinant les techniques de diffraction en mode spéculaire (ou  $\theta/2\theta$ ) et en incidence rasante. L'IrMn est connu pour avoir une structure cubique à faces centrées du type  $AuCu_3$  cfc et un paramètre de maille égal à 3.778 Å.

#### a) les multicouches Ta/Py/IrMn/Ta et Ta/Py/ IrMn/Py/Ta

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux propriétés cristallographiques des bicouches Ta<sub>5</sub>/Py<sub>10</sub>/IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/Py<sub>5</sub>/Ta<sub>5</sub>. Un diffractogramme typique enregistré en géométrie  $\theta/2\theta$  est présenté sur la figure 2.5. L'épaisseur d'IrMn est égale à 12.5



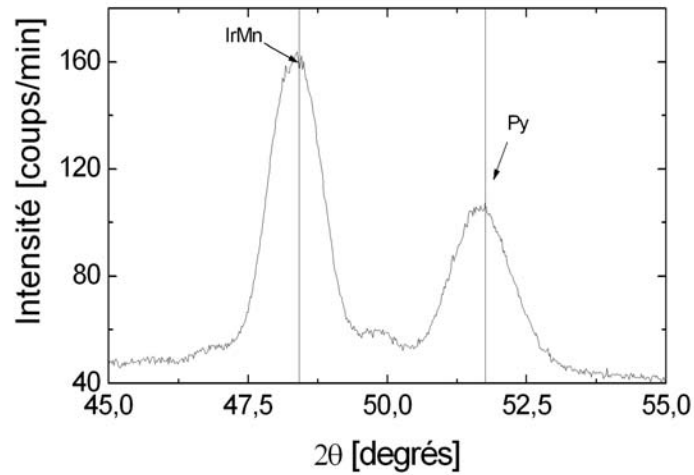


FIG. 2.5 – Diffractogramme obtenu en géométrie  $\theta/2\theta$  sur une bicouche verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(12.5nm)/ Ta(5nm). Les lignes en trait plein représentent les positions théoriques des pics de diffractions du Py (111) et de l'IrMn (111).

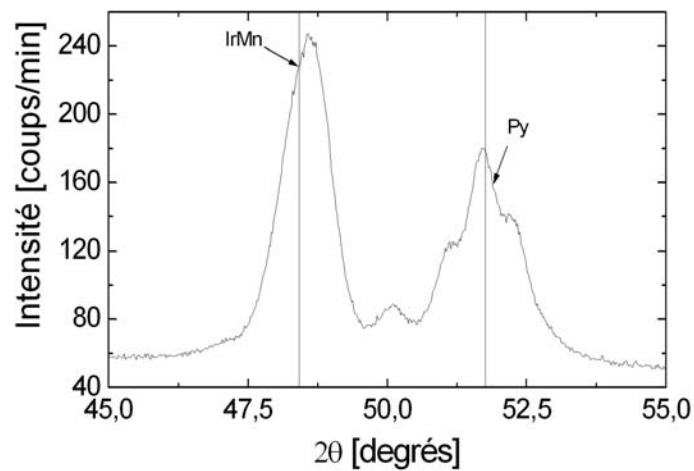


FIG. 2.6 – Diffractogramme obtenu en géométrie  $\theta/2\theta$  sur une tricouche verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(12.5nm)/ Py(5nm)/ Ta(5nm). Les lignes en trait plein indiquent les positions théoriques des pics de diffraction du Py (111) et de l'IrMn (111).

nm dans ce cas. La distance interréticulaire entre les plans (111) est égale à 2.049 Å pour le Py et 2.181 Å pour l'IrMn ce qui correspond respectivement à des angles de diffraction de 51.766° et 48.42°. Ces positions théoriques sont indiquées par les traits pleins. Nous remarquons que les couches de Py et d'IrMn sont bien cristallisées et que les pics correspondant aux plans (111) parallèles à la surface sont bien définis.

Ensuite, les mêmes diffractogrammes ont été réalisés sur nos tricouches. La figure 2.6 représente une courbe de diffraction obtenue pour une tricouche dont l'épaisseur d'IrMn est de 12.5 nm. Alors que nous nous attendions à observer deux pics de diffraction, comme dans le cas des bicouches, plusieurs pics de diffraction apparaissent autour de l'angle théorique correspondant aux plans (111) du Py.

Afin de rendre compte de ce phénomène, nous avons simulé les courbes de diffraction en considérant que la tricouche Py/IrMn/Py diffractait de façon cohérente. Cela revient à prendre en compte les multiples réflexions des rayons X sur chaque plan atomique de la tricouche. Nous avons alors calculé les diffractogrammes à partir du facteur de structure de la tricouche. Une représentation schématique de la tricouche utilisée pour ce calcul est présentée sur la figure 2.7.

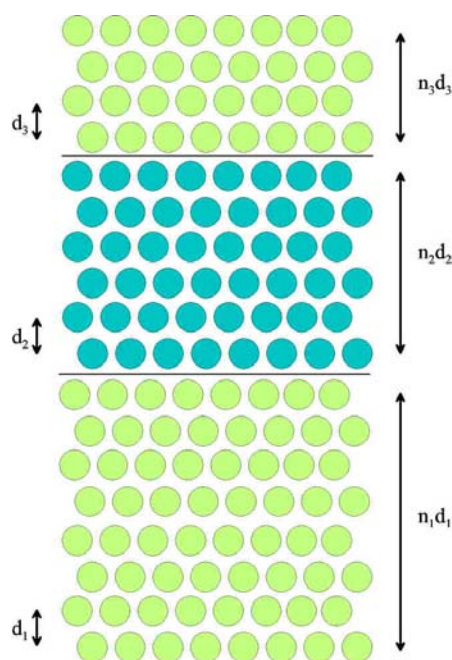


FIG. 2.7 – Représentation schématique de la tricouche utilisée pour calculer le facteur de structure.

$$\begin{aligned}
f(q) &= \sum_{n=0}^{n_1-1} f_1 \exp [inqd_1] \\
&+ f_2 \exp \left[ iq \left[ (n_1 - 1)d_1 + \frac{d_1 + d_2}{2} \right] \right] \sum_{n=0}^{n_2-1} \exp [inqd_2] \\
&+ f_3 \exp \left[ iq \left[ (n_1 - 1)d_1 + (n_2 - 1)d_2 + \frac{d_1 + d_2}{2} + \frac{d_2 + d_3}{2} \right] \right] * \sum_{n=0}^{n_3-1} \exp [inqd_3]
\end{aligned} \tag{2.1}$$

où  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  représentent respectivement les facteurs atomiques des couches 1, 2 et 3,  $n_1$ ,  $n_2$  et  $n_3$  le nombre de couches atomiques des éléments 1, 2 et 3 et  $d_1$ ,  $d_2$  et  $d_3$  les distances entre les plans atomiques dans les couches 1, 2 et 3 (figure 2.7).

Or,

$$\begin{aligned}
\sum_{n=0}^{n_i-1} \exp [inqd_i] &= \frac{1 - \exp [in_iqd_i]}{1 - \exp [iqd_i]} = \frac{\exp \left[ \frac{iqn_id_i}{2} \right] \sin \left[ \frac{qn_id_i}{2} \right]}{\exp \left[ \frac{iqd_i}{2} \right] \sin \left[ \frac{qd_i}{2} \right]} \\
&= \exp \left[ \frac{iq(n_i - 1)d_i}{2} \right] \frac{\sin \left[ \frac{qn_id_i}{2} \right]}{\sin \left[ \frac{qd_i}{2} \right]} \\
&= \exp \left[ \frac{iq(n_i - 1)d_i}{2} \right] F_i(q)
\end{aligned} \tag{2.2}$$

avec

$$F_i(q) = \frac{\sin \left[ \frac{qn_id_i}{2} \right]}{\sin \left[ \frac{qd_i}{2} \right]}$$

soit

$$\begin{aligned}
 f(q) &= f_1 \exp \left[ \frac{i(n_1 - 1)qd_1}{2} \right] F_1(q) \\
 &+ f_2 \exp \left[ iq \left[ (n_1 - 1)d_1 + \frac{d_1 + d_2}{2} + (n_2 - 1)\frac{d_2}{2} \right] \right] F_2(q) \\
 &+ f_3 \exp \left[ iq \left[ (n_1 - 1)d_1 + (n_2 - 1)d_2 + \frac{d_1 + d_2}{2} + \frac{d_2 + d_3}{2} + (n_3 - 1)\frac{d_3}{2} \right] \right] F_3(q) \\
 &= \exp \left[ iq \left[ (n_1 - 1)\frac{d_1}{2} \right] \right] \left[ F_1(q)f_1 + \exp [i\varphi_2]f_2F_2(q) + \exp [i\varphi_3]f_3F_3(q) \right] \quad (2.3)
 \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
 \varphi_2 &= \left[ (n_1 - 1)\frac{d_1}{2} + \frac{d_1 + d_2}{2} + (n_2 - 1)\frac{d_2}{2} \right] q \\
 &= \left[ \frac{n_1d_1 + n_2d_2}{2} \right] q
 \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 \varphi_3 &= \left[ (n_1 - 1)\frac{d_1}{2} + \frac{d_1 + d_2}{2} + \frac{d_2 + d_3}{2} + (n_2 - 1)d_2 + (n_3 - 1)\frac{d_3}{2} \right] q \\
 &= \left[ \frac{n_1d_1 + n_2d_2 + n_3d_3}{2} + \frac{n_2d_2}{2} \right] q
 \end{aligned}$$

On peut alors écrire le facteur de structure de la tricouche comme la somme d'une partie réelle et d'une partie imaginaire avec

$$Re[f(q)] = f_1F_1(q) + \cos[\varphi_2]f_2F_2(q) + \cos[\varphi_3]f_3F_3(q) \quad (2.4)$$

$$Im[f(q)] = \sin[\varphi_2]f_2F_2(q) + \sin[\varphi_3]f_3F_3(q) \quad (2.5)$$

L'intensité diffractée est alors donnée par

$$I = \sqrt{f(q)f^*(q)} = \sqrt{Re[f(q)]^2 + Im[f(q)]^2} \quad (2.6)$$

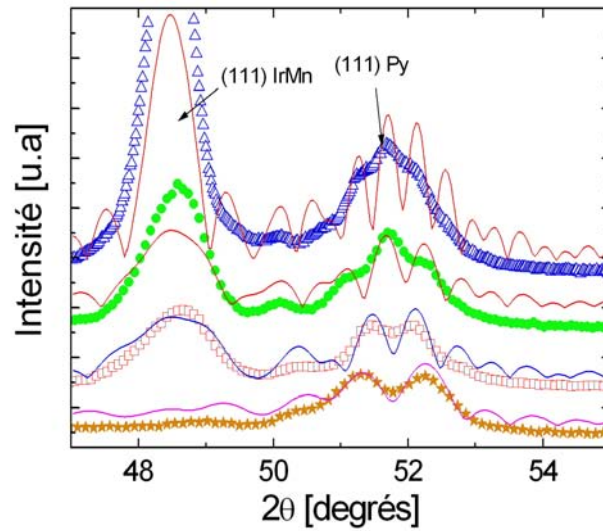


FIG. 2.8 – Diffractogrammes en géométrie  $\theta/2\theta$  sur des tricouches de composition verre/Ta(5nm)/Py(10nm)/IrMn( $t_{IrMn}$ )/Py(5nm)/Ta(5nm) avec  $t_{IrMn}$  valant 2.5 nm (-★-), 10 nm(-□-), 12.5 nm(-●-) et 20 nm(-△-).

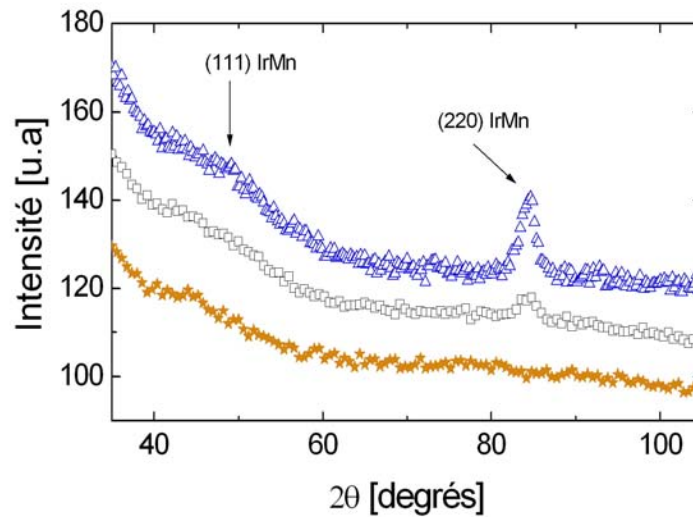


FIG. 2.9 – Diffractogrammes en incidence rasante sur des tricouches de composition verre/Ta(5nm)/Py(10nm)/IrMn( $t_{IrMn}$ )/Py(5nm)/Ta(5nm) avec  $t_{IrMn}$  valant 2.5 nm (-★-), 10 nm(-□-) et 20 nm(-△-).

La figure 2.8 représente les diffractogrammes calculés pour différentes épaisseurs de la couche d'IrMn. Nous observons l'apparition de plusieurs pics autour de la position du pic de diffraction du Py. Le nombre de pics évolue en fonction de l'épaisseur d'IrMn. Nous avons pu reproduire, grâce à nos simulations, ces différents pics observés expérimentalement en utilisant exactement les mêmes paramètres que ceux obtenus à partir des ajustements réalisés sur les spectres de réflectivité. Seule l'épaisseur de la couche d'IrMn a été modifiée. La présence de ces pics supplémentaires est due à un phénomène d'interférences des rayons X réfléchis sur les différents plans atomiques. Cela traduit une très bonne qualité cristallographique de nos multicouches. Nous pouvons donc assurer que dans nos échantillons, la structure cristallographique ainsi que le paramètre de maille de l'IrMn restent constants quelle que soit l'épaisseur de la couche d'IrMn. Ainsi, la taille des grains est indépendante de l'épaisseur d'IrMn et les grains s'étendent d'une interface à l'autre.

Par ailleurs, l'évolution de la position du pic de diffraction de l'IrMn vers des angles plus petits ainsi que la diminution de la largeur à mi-hauteur lorsque l'épaisseur d'IrMn augmente ne reflète en rien une évolution ou une amélioration de la qualité de la couche d'IrMn comme cela a été avancé dans des études précédentes [57, 74]. Cela provient simplement du phénomène d'interférences.

Nous avons complété la caractérisation de nos multicouches par des diffractogrammes sous incidence rasante. En examinant la figure 2.9, nous remarquons que seuls les pics correspondant aux plans (220) sont présents. Les plans (310) n'ont pu être observés à cause de la faible intensité des pics associés. A l'inverse, l'intensité des pics (220) augmente bien lorsque l'épaisseur de la couche d'IrMn augmente. De plus, les pics de diffraction des plans (111) n'apparaissent jamais. Cela nous donne encore une fois la preuve de la très bonne texture cristalline de nos couches.

Néanmoins, cela ne nous renseigne pas sur la structure dans le plan des couches. En considérant que le verre est un substrat amorphe, nous ne devrions pas avoir de direction privilégiée dans le plan de croissance, ce qui s'est avéré dans différents cas [75, 76].

b) les multicouches Ta/Py/IrMn/Pt/IrMn/Py/Ta

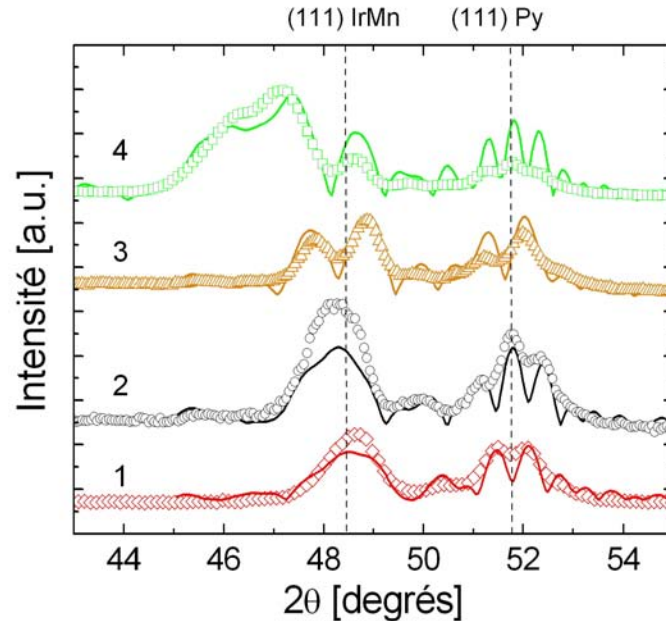


FIG. 2.10 – Diffractogrammes de rayons X obtenus en configuration  $\theta/2\theta$  sur des multicouches de composition : Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-◇-) Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-○-); Ta<sub>5nm</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>5</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-□-) et Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ Py<sub>5</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-△-) où les indices représentent l'épaisseur des couches en nm. Les courbes calculées sont représentées en trait plein. La position théorique des pics de diffraction correspondant aux plans (111) de la couche de Py et de la couche d'IrMn est indiquée par les lignes en pointillés.

Le phénomène d'interférences dû à la réflexion des rayons X sur chaque plan atomique dépend fortement de la nature des matériaux composant les différentes couches. En insérant une fine couche de Pt et en inversant la structure de nos échantillons, le diffractogramme résultant devait donc être significativement modifié. Ceci a été observé sur les échantillons Verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(5nm)/ Pt(1nm)/ IrMn(5nm)/ Py(5nm)/ Ta(5nm) et Verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(5nm)/ Pt(1nm)/ Py(5nm)/ IrMn(5nm)/ Ta(5nm). Ici encore, les diffractogrammes ont été simulés avec une très bonne précision en utilisant les paramètres obtenus par diffraction de rayons X aux petits angles sur les mêmes multicouches et en changeant uniquement l'ordre des différentes couches.

Si nous comparons les courbes de diffraction des multicouches Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(10nm)/ Py(5nm)/ Ta(5nm) (courbe 1) et Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(5nm)/ Pt(1nm)/ IrMn(5nm)/ Py(5nm)/ Ta(5nm) (courbe 2), nous remarquons que l'insertion de la couche de Pt a totalement modifié l'allure du diffractogramme. Un troisième pic de diffraction

apparaît autour de la position du pic du Py lorsque la couche de Pt est insérée. Lorsque les couches de Py et d'IrMn sont inversées au dessus de la couche de Pt (courbe 3), les modifications dans le diffractogramme sont encore plus importantes. Le pic de diffraction correspondant à l'IrMn est séparé en deux pics distincts.

C'est encore plus frappant lorsque l'épaisseur de la couche de Pt est augmentée à 5 nm (courbe 4). Nous voyons alors un pic très large apparaître vers 46° et les pics de diffraction correspondant aux positions théoriques des plans (111) de l'IrMn et de Py (111) ont quasiment disparu.

Cela montre sans aucune ambiguïté que les multiples pics de diffraction proviennent bien d'un phénomène d'interférences. De plus, nous constatons que l'insertion d'une fine couche de Pt ne modifie en rien la texture des échantillons.

c) *les multicouches Ta/Co/IrMn/Ta et Ta/Co/ IrMn/Co/Ta*

La même étude a été effectuée sur des échantillons dont les couches magnétiques sont composées de Co.

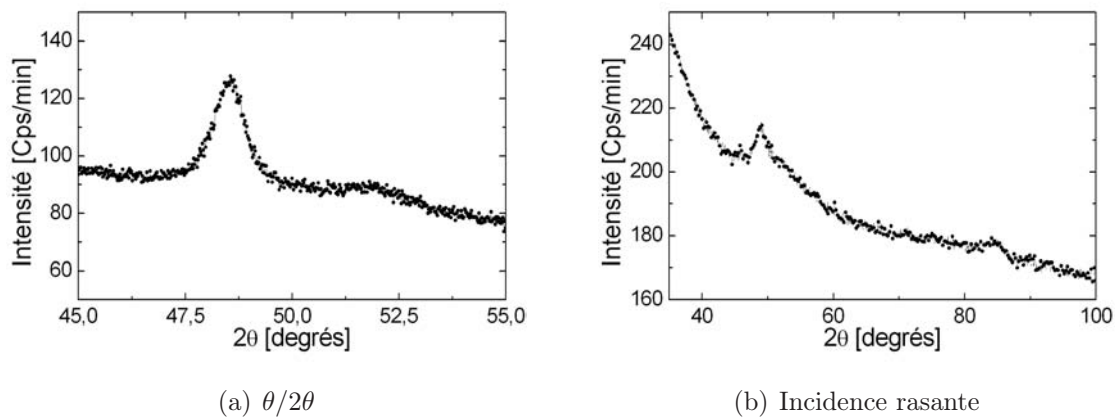


FIG. 2.11 – Diffractogrammes réalisés sur une tricouche verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(20nm)/ Co(5nm)/ Ta(5nm).

Sur la figure 2.11 (a), nous reconnaissons nettement le pic de diffraction correspondant aux plans (111) de l'IrMn. En revanche, le pic du Co est quasiment inexistant. Nous pouvons voir seulement une légère bosse traduisant le fait que la couche de Co est amorphe. Il n'y a plus d'interférences comme dans le cas précédent. Nous en concluons par conséquent que la tricouche Co/IrMn/Co est moins bien texturée que la tricouche Py/IrMn/Py. Par ailleurs, le pic de diffraction des plans (111) de l'IrMn est aussi présent sur le diffractogramme obtenu en incidence rasante et le pic (220) est quasiment inexistant. Ainsi, la



couche d'IrMn est toujours texturée mais les grains d'IrMn ne sont plus tous orientés avec la direction [111], suivant la direction de croissance.

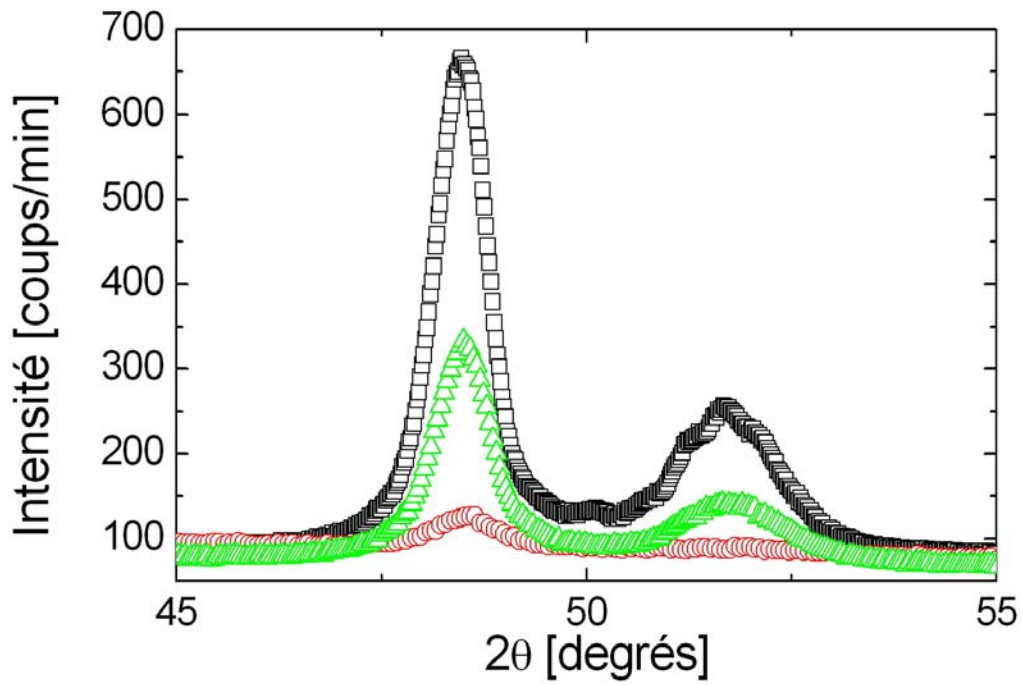
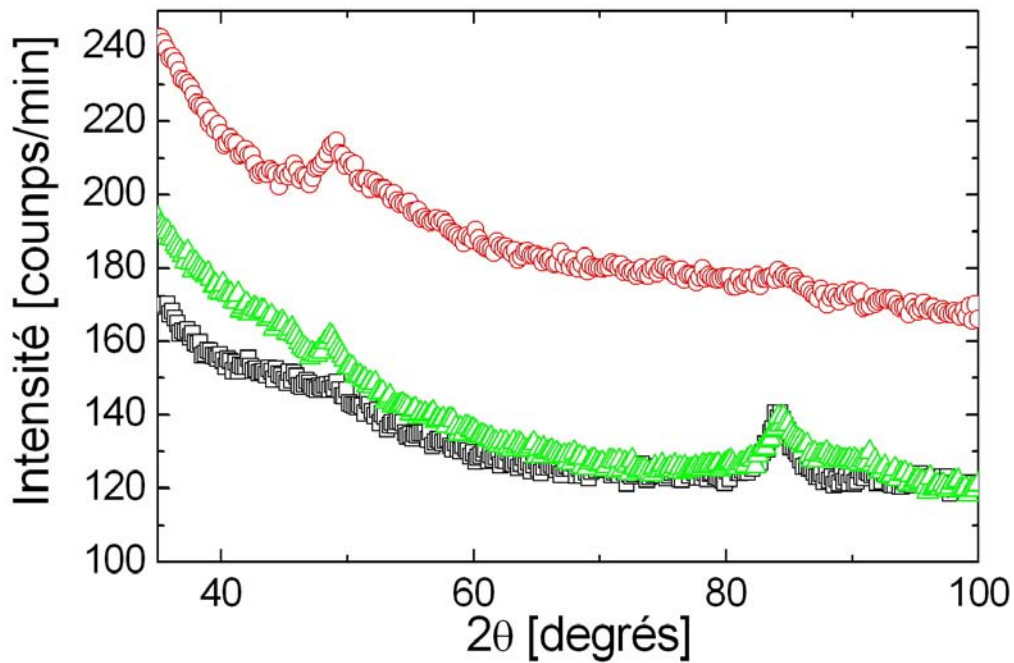
*d) Influence de la nature des couches ferromagnétiques en contact avec la couche d'IrMn sur ses propriétés cristallographiques*

Afin de mettre en évidence les changements des propriétés cristallographiques des couches d'IrMn lorsque la nature des couches ferromagnétiques qui lui sont accolées est modifiée, nous avons réalisé les échantillons suivants :

- verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(20 nm)/ Py(5nm)/ Ta(5nm)
- verre/ Ta(5nm)/ Py(10nm)/ IrMn(20 nm)/ Co(5nm)/ Ta(5nm)
- verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(20 nm)/ Co(5nm)/ Ta(5nm)

Les résultats sont présentés sur la figure 2.12. Comme nous l'avons vu précédemment, lorsque la couche d'IrMn se retrouve intercalée entre deux couches de Py, l'ensemble se comporte comme un système cohérent et des pics de diffraction supplémentaires dus à un phénomène d'interférences de rayons X apparaissent. De plus, seul le pic de diffraction correspondant aux plans (220) est présent sur le diffractogramme obtenu en incidence rasante. La couche d'IrMn est donc très bien texturée. Lorsque la couche de Py supérieure est remplacée par une couche de Co, les couches de Py et d'IrMn sont toujours bien cristallisées contrairement à la couche de Co. La présence de cette dernière détruit totalement les interférences observées précédemment. Sur le diffractogramme effectué en incidence rasante, même si le pic de diffraction correspondant aux plans (220) est toujours présent, celui correspondant aux plans (111) est aussi visible. La texture de la couche d'IrMn est donc aussi bonne que dans le cas où elle est recouverte par une couche de Py. Cependant, certains grains d'IrMn n'ont plus leurs plans (111) parallèles à la surface de croissance. En fait, la substitution de la couche de Py supérieure par la couche de Co modifie l'état de contrainte dans la couche d'IrMn à l'interface supérieure, ce qui détruit les interférences de rayons X. Lorsque les deux couches de Py sont remplacées par du Co, la couche d'IrMn est moins bien texturée car elle croît, cette fois-ci, sur une couche de Co amorphe. Cela se traduit par une très nette diminution de l'intensité du pic d'IrMn en mode spéculaire. Sur les courbes de diffraction réalisées en incidence rasante, seuls les plans (111) de la couche d'IrMn diffractent. La couche d'IrMn est donc toujours texturée mais la direction (111) des grains d'IrMn n'est plus orientée parallèlement à la direction de croissance.

En conclusion, la texture de la couche d'IrMn dépend de la nature des couches FM avec lesquelles elle est en contact. Ainsi, une différence des propriétés magnétiques devrait être observée entre les différentes tricouches.

(a)  $\theta/2\theta$ 

(b) Incidence rasante

FIG. 2.12 – Diffractogrammes de rayons X réalisés sur des tricouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>20</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-□-), Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Co<sub>10</sub>/ IrMn<sub>20</sub>/ Co<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-o-) et Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>20</sub>/ Co<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-Δ-).

## 2.3 Croissance des jonctions tunnel à base d'IrMn

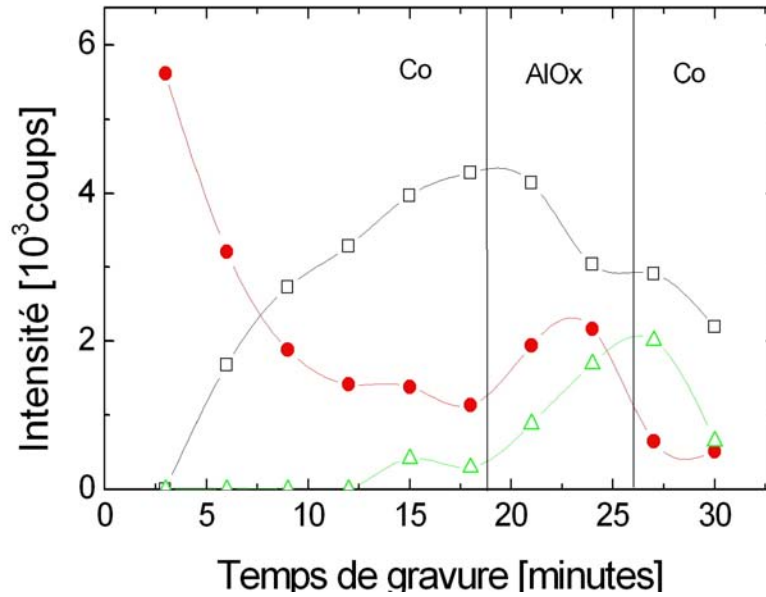
Les paramètres utilisés pour déposer les différentes couches composant une jonction tunnel ont été présentés dans le tableau 2.1 du paragraphe 2.1.2. Dans la suite de cette section, nous allons montrer que l'utilisation du piège Meissner est indispensable dans la confection de jonctions tunnel comportant une couche d'IrMn. Nous verrons ensuite comment est élaborée la barrière d'alumine dans nos jonctions tunnel.

### 2.3.1 Utilité du piège Meissner

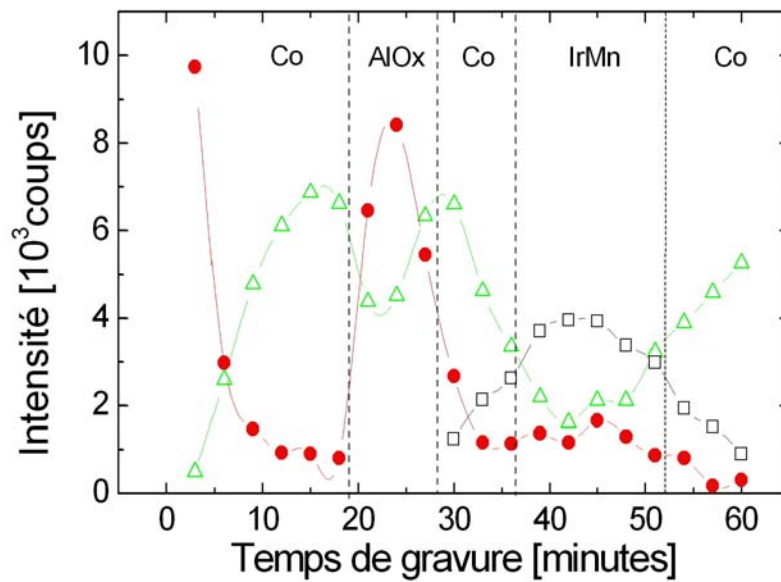
Pour induire un couplage d'échange à l'interface supérieure entre la couche d'IrMn et la couche FM qui lui est accolée, les multicouches doivent être recuites sous un champ magnétique appliqué. Cependant, de nombreux travaux [77, 52, 78, 53, 79, 80, 81] ont montré que le Mn avait tendance à diffuser vers la barrière lors des recuits. Cela est dû à la forte affinité qu'a le Mn avec l'oxygène. Dans l'élaboration d'une jonction tunnel, la diffusion du Mn peut entraîner une altération des propriétés électriques de la jonction notamment en créant des états localisés dans la barrière ou à l'interface. Nous avons donc étudié la stabilité thermique de nos jonctions tunnel à base d'IrMn en collaboration avec Stéphane Andrieu. Nous avons dans un premier temps réalisé une jonction tunnel de composition Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(5nm)/ AlOx/ Co(10nm)/ Ta(5nm). Nous avons ensuite gravé les différentes couches à l'aide d'un canon à ions  $Ar^+$  et nous avons effectué des spectres Auger à des intervalles de temps réguliers afin d'obtenir un profil de concentration des différents éléments dans la multicouche. Le résultat est présenté sur la figure 2.13 (a).

Nous remarquons que de l'oxygène est présent dans la totalité des couches ce qui rend la localisation de la barrière tunnel délicate. En revanche, la présence du Mn dans et même de l'autre côté de la barrière tunnel est indéniable. Nous avons alors déposé la même structure de couches mais cette fois-ci en utilisant le piège Meissner présent à l'intérieur de l'enceinte principale du bâti de pulvérisation. Ce piège est constitué d'un anneau métallique pouvant être rempli d'azote liquide. La faible température des parois du piège une fois rempli va permettre d'adsorber et de piéger les molécules résiduelles se trouvant à l'intérieur de l'enceinte. Cela nous permet d'améliorer le vide à l'intérieur de l'enceinte et ainsi de diminuer la quantité d'oxygène présent dans nos échantillons. Gravure et spectres Auger ont été réalisés et nous remarquons que le Mn est cette fois-ci cantonné au niveau de la couche d'IrMn (figure 2.13, b).

Par ailleurs, la localisation de la barrière tunnel est beaucoup mieux définie. La diffusion des atomes de Mn dépend aussi de l'épaisseur de la couche ferromagnétique qui sépare la couche d'IrMn de la barrière d'alumine. Lee et al [53] ont montré dans le cas du  $Co_{75}Fe_{25}$  que cette épaisseur était de 8.75 nm. Afin de contourner ces problèmes, nous avons décidé d'utiliser le piège Meissner pendant le dépôt de toutes les couches dans les échantillons à base d'IrMn. Dans les jonctions tunnel, l'épaisseur de la couche de Co sé-



(a) sans piège Meissner



(b) avec piège Meissner

FIG. 2.13 – Profil de concentration des différents éléments (Co -□-, O -●- et Mn -△-) en fonction du temps de gravure relatif à une jonction tunnel Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(5nm)/ AlOx/ Co(10nm)/ Ta(5nm) élaborée (a) sans le piège Meissner et (b) avec le piège Meissner. Les lignes sont des guides pour les yeux.

parant l'IrMn de la barrière a été fixée à 10 nm.

### 2.3.2 La barrière tunnel

La croissance d'une jonction tunnel se fait en trois étapes. Après une prépulvérisation de la surface du substrat de verre, une première électrode magnétique est déposée. La barrière isolante est ensuite réalisée. Enfin, une seconde électrode magnétique est déposée. L'échantillon est alors recouvert d'une couche de protection pour prévenir de l'oxydation.

La réalisation de la barrière tunnel est faite en deux étapes. Dans un premier temps, une fine couche d'aluminium est déposée dans l'enceinte du bâti de pulvérisation, puis l'échantillon est transféré dans le sas d'introduction, un flux d'oxygène pur est alors instauré. Lorsque la pression est stabilisée à  $10^{-1} mbar$ , un plasma réactif est créé grâce à une électrode en aluminium polarisée par un générateur DC qui fournit une puissance fixée à 300W.

La difficulté majeure de cette opération réside dans le contrôle du temps d'oxydation. Il est primordial d'oxyder la totalité de la couche d'aluminium sans toutefois oxyder l'électrode inférieure. En effet, si l'oxydation n'est pas optimale, la TMR ne sera pas maximale. Cette diminution de TMR s'interprète par une chute de la polarisation d'interface due soit à l'oxydation de l'électrode inférieure, on parle alors de suroxydation, soit à la présence d'atomes d'aluminium métalliques non oxydés qualifiée de sous-oxydation. De plus, comme nous venons de le voir, une suroxydation de la couche d'aluminium augmenterait le risque de diffusion des atomes de Mn vers la barrière.

## 2.4 Etude par Microscopie Electronique en Transmission (MET)

Afin d'analyser plus en détail la microstructure des échantillons, nous avons utilisé la Microscopie Électronique en Transmission. Ces études ont été menées au CEMES dans le cadre d'une collaboration avec Etienne Snoeck. Nous nous sommes intéressés dans un premier temps aux tricouches à base de Py puis nous avons fait des observations en coupe transverse sur l'ensemble des couches constituant une jonction tunnel.

### 2.4.1 Les multicouches Py/IrMn/Py

La figure 2.14 représente une image en section transverse d'une multicouche Verre/Ta(5nm)/Py(10nm)/IrMn(12.5nm)/Py(5nm)/Ta(5nm). Nous distinguons très bien les différents plans atomiques dans les couches d'IrMn et de Py confirmant la très bonne texture et la croissance quasi épitaxiale des couches de Py et d'IrMn [58]. Les plans d'atomes

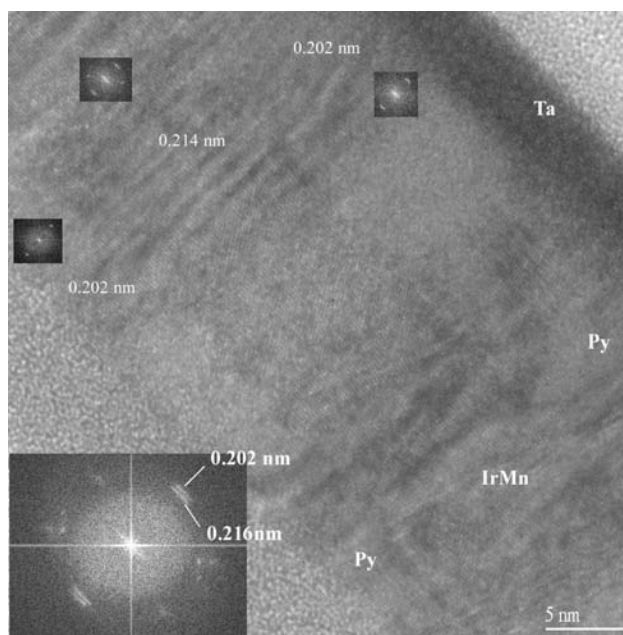


FIG. 2.14 – Image de microscopie MET en section transverse réalisée sur une tricouche possédant une couche d'IrMn de 12.5 nm d'épaisseur. La figure dans le coin inférieur gauche représente un cliché de diffraction électronique.

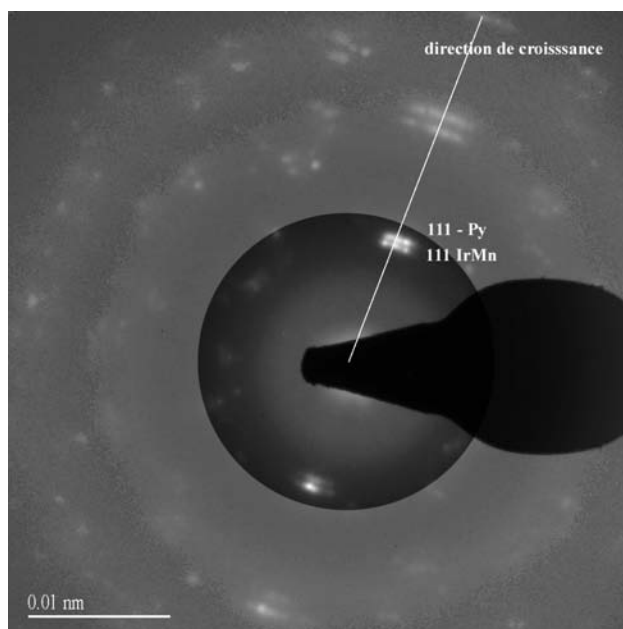


FIG. 2.15 – Cliché de diffraction électronique obtenu sur une tricouche possédant une couche d'IrMn de 12.5 nm d'épaisseur.

sont parfaitement empilés et les distances interréticulaires attendues sont respectées. L'hypothèse d'un système complètement cohérent utilisée pour le calcul des courbes de diffraction de rayons X est alors pleinement justifiée.

Le cliché de diffraction électronique 2.15 confirme également l'excellente texture des couches puisque seules les taches de diffraction correspondant aux plans (111) du Py et de l'IrMn apparaissent dans la direction de croissance. Ainsi, ces observations corroborent parfaitement les résultats obtenus en diffraction de rayons X.

### 2.4.2 Les jonctions tunnel à base d'IrMn

L'intégration d'une tricouche en tant qu'électrode inférieure dans une jonction tunnel n'est pas aisée. Comme notre tricouche est située sous la barrière tunnel afin d'obtenir des propriétés magnétiques optimales, il est primordial que son interface supérieure ne soit pas trop rugueuse afin de permettre la croissance d'une barrière tunnel suffisamment fine et continue.

La figure 2.16 représente une image en champ clair de microscopie électronique en section transverse d'une jonction tunnel Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(10nm)/ Pt(5nm). Nous pouvons aisément discerner les différentes couches constituant la jonction. La barrière d'alumine est caractérisée par la fine ligne blanche continue sur une centaine de nanomètres environ. Nous remarquons également que la tricouche Co/IrMn/Co croît sous forme de grains de 10 à 15 nm de large.

La figure 2.17 correspond à un agrandissement de l'image précédente. Les grains observés sur l'image 2.16 se caractérisent ici par des boules de Co d'un diamètre voisin de 10 nm. La barrière d'alumine épouse la forme de ces amas et présente une interface inférieure continue mais non plane. Si nous examinons les lignes en pointillés, nous remarquons que la rugosité aux deux interfaces est bien corrélée. Néanmoins, entre les boules de Co, nous observons la présence de joints de grains. Lorsque la couche d'aluminium est oxydée pour confectionner la barrière tunnel, l'oxygène diffuse dans ces joints de grains et oxyde une partie de la couche de Co. C'est ce que nous observons dans le cercle en pointillés. Toutefois, cela ne pose pas de problème pour le transport par effet tunnel : en effet, bien que la barrière au niveau des joints de grains oxydés possède une épaisseur supérieure, cela ne perturbera pas la conduction des électrons qui passeront préférentiellement par les zones d'épaisseur plus faible.

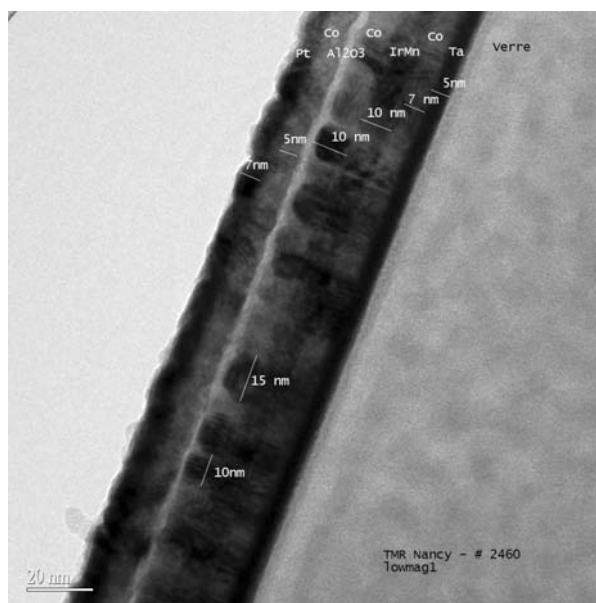


FIG. 2.16 – Image de microscopie MET en section transverse d’une jonction tunnel de structure Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(10nm) /AlOx(1.5nm)/ Co(10nm)/ Pt(5nm).

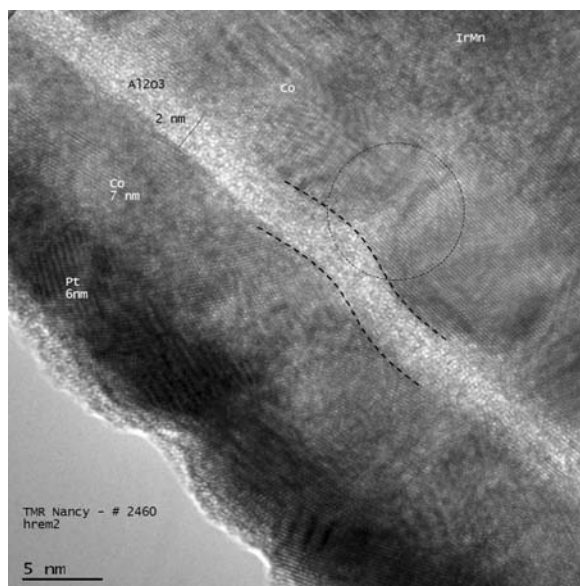


FIG. 2.17 – Image de microscopie MET en section transverse d’une jonction tunnel de structure Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(10nm)/ Pt(5nm). Les courbes en pointillés suivent les modulations de la barrière d’alumine. La zone comprise dans le cercle en pointillé indique la présence d’un joint de grain.



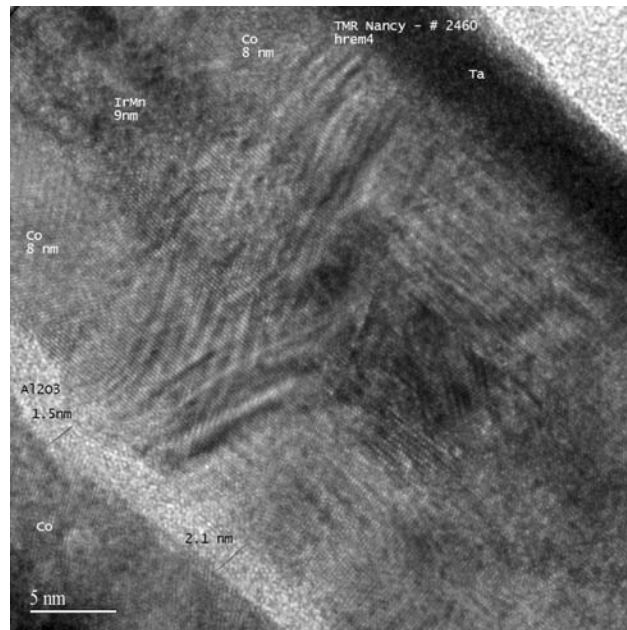


FIG. 2.18 – Image de microscopie MET en section transverse d’une jonction tunnel de structure Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(10nm)/ Pt(5nm).

Un second agrandissement de l’image 2.16 est présenté sur la figure 2.18, cette fois-ci, sur la tricouche Co/IrMn/Co. L’organisation des couches atomiques dans l’IrMn est beaucoup moins bonne que dans le cas des tricouches Py/IrMn/Py. La microscopie électronique en transmission nous donne ici une preuve formelle et visuelle de ce que nous avons mis en évidence par nos simulations en diffraction de rayons X, à savoir une plus grande cohérence et une meilleure organisation cristalline dans nos couches de Py/IrMn/Py par rapport à Co/IrMn/Co. Ainsi, le nombre de défauts dans la couche d’IrMn doit être beaucoup plus important dans les tricouches Co/IrMn/Co que dans celles réalisées avec du Py.

## 2.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la croissance et aux propriétés structurales des multicouches à base d'IrMn.

Dans une première partie, nous avons présenté la technique de pulvérisation cathodique utilisée pour réaliser nos multicouches ainsi que les paramètres retenus pour déposer les différents matériaux. L'élaboration de la barrière tunnel a aussi été évoquée.

Dans la seconde partie, les résultats concernant les propriétés structurales des multicouches à base d'IrMn ont été présentés.

A partir des informations obtenues grâce aux ajustements des courbes de diffraction en incidence rasante, nous avons montré que la rugosité aux deux interfaces de la couche d'IrMn est identique. Ce résultat est très important car la rugosité d'interface entre une couche ferromagnétique et une couche antiferromagnétique est un des facteurs qui influence fortement le couplage d'échange.

L'analyse des diffractogrammes aux grands angles nous a permis de montrer que, grâce à l'utilisation d'un buffer adapté composé des couches Ta/Py, la couche d'IrMn est très bien texturée. A partir de simulations numériques, nous avons pu reproduire les spectres expérimentaux en considérant que les multicouches Ta/Py/IrMn/Py/Ta se comportent comme un système cohérent. Cela se traduit par un phénomène d'interférences de rayons X donnant lieu à l'apparition de pics de diffraction supplémentaires sur nos tricouches. Ce phénomène certifie que la structure cristalline dans nos échantillons est vraiment de très bonne qualité. De plus, la structure cristalline, le paramètre de maille ainsi que la taille des grains de la couche d'IrMn sont constants et cela, quelle que soit l'épaisseur de la couche d'IrMn.

Nous avons également mis en évidence la dépendance de la structure de la couche d'IrMn dans les tricouches en fonction de la nature des matériaux qui lui sont accolés. Nous avons montré que la direction (111) des grains d'IrMn n'était plus aussi bien alignée avec la direction de croissance lorsque la couche de Py supérieure est remplacée par une couche de Co, et que cette désorientation est encore accentuée dans le cas où deux couches de Co sont substituées aux couches de Py.

La microscopie électronique en transmission nous a permis de confirmer les résultats de diffraction de rayons X sur nos tricouches Ta/Py/IrMn/Py/Ta. De plus, nous nous sommes assurés de la continuité de la barrière tunnel lorsqu'elle est déposée sur une tricouche Ta/Co/IrMn/Co. Cela nous permet d'utiliser cette structure pour élaborer notre capteur de champ magnétique.

Grâce à ces résultats, l'interaction d'échange aux deux interfaces Py/IrMn et IrMn/Py a pu être étudiée en excluant une influence des qualités cristallines de la couche d'IrMn sur

le couplage d'échange avec les couches de Py. Les propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn font l'objet des chapitres 4 et 5.





# Chapitre 3

## Modèles théoriques du champ d'échange

Depuis sa découverte en 1956, le phénomène de champ d'échange a suscité un vif intérêt aussi bien du point de vue théorique que du point de vue expérimental. Cet intérêt s'est accru ces dix dernières années avec la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) impliquant la nécessité de contrôler l'anisotropie et le comportement magnétique des électrodes ferromagnétiques. Malgré les nombreuses études réalisées, la multitude de paramètres pouvant influencer le champ d'échange rend très compliquée la compréhension du phénomène.

Dans ce chapitre, quelques-uns des principaux modèles théoriques sont exposés. La discussion commence par la découverte du champ d'échange et le premier modèle proposé par Meiklejohn et Bean. Ensuite, les modèles de Mauri et de Malozemoff sont présentés. Ces modèles analytiques plus sophistiqués font intervenir la présence de parois de domaines à l'interface ferromagnétique/antiferromagnétique. Enfin, un modèle numérique développé par Nowak et ses collaborateurs appelé "domain state model" sera exposé et une description succincte de la méthode numérique utilisée sera donnée. D'autres modèles sur le champ d'échange ont été proposés. Hormis le premier modèle de Meiklejohn et Bean qui nous sert ici de point de départ à la discussion, les trois autres modèles seront utilisés ultérieurement pour discuter les propriétés magnétiques des tricouches Py/IrMn/Py.

### 3.1 La découverte du champ d'échange et le premier modèle théorique

C'est en 1956 que Meiklejohn et Bean ont observé [36] pour la première fois le phénomène de champ d'échange sur des particules de Co, de diamètres compris entre 100 et 1000 Å, oxydées en surface. Les particules possèdent alors un coeur ferromagnétique en Co et une enveloppe antiferromagnétique en CoO dont la température de Néel est de 293 K à l'état massif. Ils remarquent alors que lorsqu'ils refroidissent leur échantillon sous un

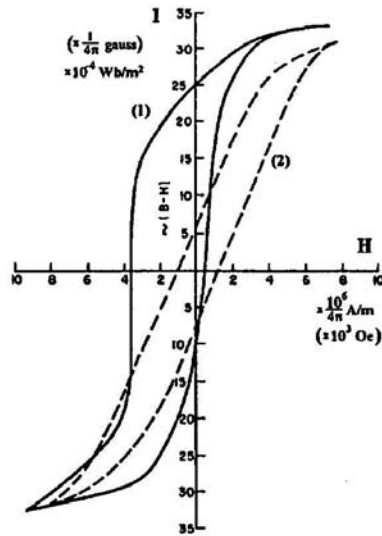


FIG. 3.1 – Cycles d’hystérésis mesurés à 77K sur des particules de Co/CoO après avoir refroidi le système sous un champ magnétique de 10 kOe (1) ou sous champ nul (2) [36].

champ magnétique de la température ambiante, où le CoO est paramagnétique, jusqu’à une température de 77K, où il se trouve dans sa phase antiferromagnétique, cela entraîne l’apparition d’une anisotropie magnétique unidirectionnelle. Lorsque le même traitement thermique est réalisé sur des particules de Co non oxydées, seule une anisotropie uniaxiale est observable [82]. Cette anisotropie unidirectionnelle a donc été attribuée à l’interaction d’échange se produisant entre la fine couche de CoO antiferromagnétique présente à la surface des particules et le coeur en Co ferromagnétique. Elle a été appelée anisotropie d’échange. La manifestation la plus probante de ce phénomène est le décalage par rapport au champ nul du cycle d’hystérésis des particules de Co (figure 3.1).

Depuis, ce phénomène a été observé dans de nombreux systèmes différents possédant une interface matériau ferromagnétique (FM) /matériau antiferromagnétique (AFM). Plusieurs revues présentent ces différents systèmes [37, 48, 83, 84].

Une image simple et intuitive de ce qui se passe à l’interface FM/AFM lors de la réalisation du cycle d’hystérésis et expliquant l’apparition du champ d’échange est la suivante :

si la couche AFM est considérée comme non compensée, l’aimantation moyenne du plan interfacial n’est pas nulle (figure 3.2 (a)). En fait, cette aimantation va agir comme un champ effectif  $H_{eff}$  sur la couche FM. Il est alors énergétiquement plus favorable que les moments de la couche FM s’alignent dans la direction de ce champ effectif. Pendant un cycle d’hystérésis, lorsque le champ magnétique est appliqué dans le sens opposé à ce champ effectif, la couche ferromagnétique va se retourner pour une valeur de champ

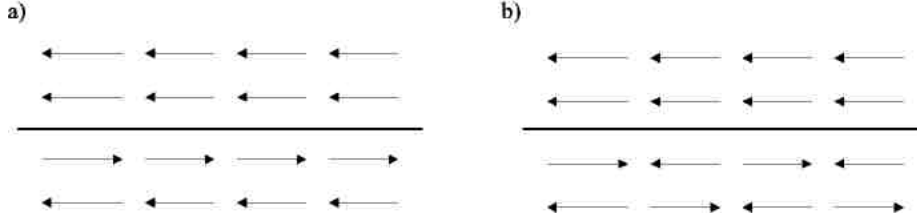


FIG. 3.2 – Représentation schématique d'une interface FM/AFM (a) non compensée et (b) compensée.

appliqué donnée par la somme de son champ coercitif  $H_c$  et du champ effectif  $H_{eff}$ . Le champ de retournement est alors :

$$H_{ret} = -H_c - H_{eff}$$

Inversement, lorsque le champ magnétique est appliqué dans le même sens que le champ effectif, la couche ferromagnétique va ressentir un champ total donné par la différence du champ coercitif de la couche FM et du champ effectif,

$$H_{ret} = H_c - H_{eff}$$

Ainsi, le cycle d'hystérésis de la couche ferromagnétique se retrouve décalé par rapport au champ nul d'une valeur correspondant au champ effectif et dans la direction qui lui est opposée.

D'un point de vue analytique, le comportement magnétique résultant de l'interaction d'échange à l'interface entre une couche FM et une couche AFM peut être reproduit à partir de la minimisation de l'énergie du système. Considérons une couche FM monodomaine d'épaisseur  $t_{FM}$ , d'aimantation à saturation  $M_{FM}$  et d'anisotropie uniaxiale  $K_{FM}$  en contact avec une couche AFM monodomaine d'épaisseur  $t_{AFM}$  et d'anisotropie uniaxiale  $K_{AFM}$ . Le plan d'interface dans la couche AFM est totalement non compensé (figure 3.2 (a)). L'énergie par unité de surface de ce système soumis à un champ  $H$  est donnée par

$$E = -HM_{FM}t_{FM} \cos \theta_{FM} + K_{FM}t_{FM} \sin^2 \theta_{FM} + K_{AFM}t_{AFM} \sin^2 \theta_{AFM} - J\vec{S}_{FM}\vec{S}_{AFM} \quad (3.1)$$

dans le cas où les axes d'anisotropie uniaxiale des couches FM et AFM sont choisis parallèles et que le champ est appliqué suivant la direction de ces axes.  $J$  représente la constante d'échange interfaciale due à l'interaction entre les moments d'interface  $\vec{S}_{FM}$  et  $\vec{S}_{AFM}$  des couches FM et AFM. Les angles  $\theta_{FM}$  et  $\theta_{AFM}$  sont les angles que font les aimantations des couches FM et AFM avec leurs axes d'anisotropie respectifs. Dans le cas



présent, la couche antiferromagnétique est considérée comme parfaite, son aimantation moyenne est donc prise nulle. Le premier terme de l'équation 3.1 est le terme d'énergie Zeeman provenant de l'interaction entre le champ appliqué et l'aimantation de la couche FM. Les deuxième et troisième termes représentent l'énergie d'anisotropie des couches FM et AFM. Enfin, le dernier terme correspond à l'énergie d'interaction entre les deux couches. Meiklejohn et Bean ont alors supposé que l'énergie d'anisotropie de la couche AFM est très grande devant l'énergie d'échange interfaciale [36, 82]. Les moments de la couche antiferromagnétique sont alors bloqués suivant la direction de l'axe d'anisotropie et  $||\vec{S}_{AFM}||=1$ . Comme la couche FM est monodomaine, nous avons également  $||\vec{S}_{FM}||=1$ . L'équation 3.1 se simplifie en

$$E = -HM_{FM}t_{FM} \cos \theta_{FM} + K_{FM}t_{FM} \sin^2 \theta_{FM} - J \cos \theta_{FM} \quad (3.2)$$

En minimisant l'énergie une première fois par rapport à  $\theta_{FM}$  nous obtenons :

$$\frac{\partial E}{\partial \theta_{FM}} = HM_{FM}t_{FM} \sin \theta_{FM} + 2K_{FM}t_{FM} \sin \theta_{FM} \cos \theta_{FM} + J \sin \theta_{FM} \quad (3.3)$$

L'énergie présente des extrema pour des directions de l'aimantation de la couche FM correspondant aux angles  $\theta_{FM} = 0$  et  $\theta_{FM} = \pi$  mais également pour  $\cos \theta_{FM} = -(J + HM_{FM}t_{FM}/2K_{FM})$ . En dérivant une seconde fois l'équation 3.2, on montre alors que  $\theta_{FM} = 0$  est un minimum si  $J/t_{FM} + HM_{FM} + 2K_{FM} > 0$ . Il en est de même pour  $\theta_{FM} = \pi$  si  $J/t_{FM} - HM_{FM} - 2K_{FM} > 0$  [84]. L'autre solution n'est pas une solution stable. A partir de là, nous obtenons la valeur des champs coercitifs :

$$H_{c1}|_{\theta=0} = -\frac{2K_{FM}t_{FM} + J}{M_{FM}t_{FM}} \quad (3.4)$$

et

$$H_{c2}|_{\theta=\pi} = \frac{2K_{FM}t_{FM} - J}{M_{FM}t_{FM}} \quad (3.5)$$

Comme les deux champs coercitifs n'ont pas la même amplitude, le cycle d'hystérésis est alors décalé par rapport au champ nul et la valeur du champ d'échange est donnée par

$$H_{EX} = \frac{J}{M_{FM}t_{FM}} \quad (3.6)$$

Ce résultat provient de la compétition entre l'énergie Zeeman et l'énergie d'échange d'interface. Ce modèle permet d'expliquer le décalage du cycle d'hystérésis de la couche

ferromagnétique en tenant compte du couplage interfacial existant entre les couches FM et AFM. La dépendance du champ d'échange en  $1/t_{FM}$  souligne le fait que celui-ci est principalement un phénomène interfacial. Néanmoins, les champs d'échange estimés à partir de l'équation 3.6 sont de deux ordres de grandeurs supérieurs aux valeurs expérimentales.

En fait, la principale restriction de ce modèle est de considérer que les couches ferromagnétique et antiferromagnétique sont monodomaines. Ainsi, ce modèle permet d'expliquer l'existence d'un champ d'échange lorsque le plan des moments d'interface de la couche AFM est considéré parfaitement non compensé mais il ne le permet pas lorsque il est totalement compensé (figure 3.2 (b)), c'est-à-dire lorsque les deux sous-réseaux de moments AFM sont présents à l'interface dans les mêmes proportions induisant ainsi une aimantation moyenne nulle du plan d'interface.

Les deux modèles présentés dans les paragraphes suivants ont passé outre cette restriction en autorisant la création d'une paroi dans une des deux couches magnétiques.

## 3.2 Le modèle de Mauri

Afin d'expliquer la différence entre les valeurs de champ d'échange prévues par la théorie de Meiklejohn et Bean et les résultats expérimentaux, Mauri et ses collaborateurs [85] ont proposé une solution alternative en autorisant une paroi de domaines à se développer parallèlement à l'interface dans la couche FM ou dans la couche AFM (figure 3.3).

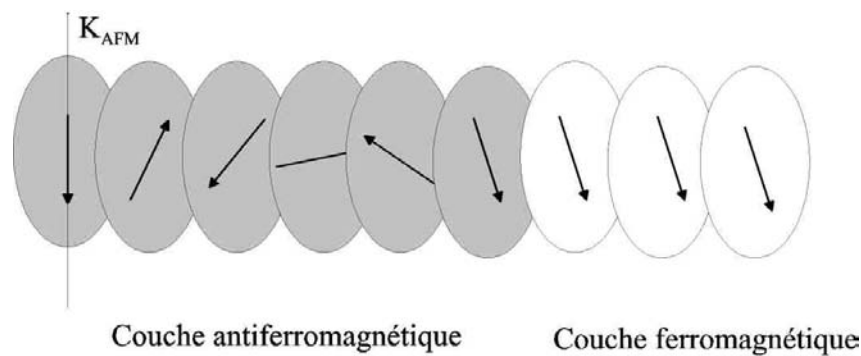


FIG. 3.3 – Vision schématique de la paroi de domaines dans le modèle de Mauri. Ici la paroi se développe dans la couche AFM. L'axe  $K_{AFM}$  représente la direction de l'axe d'anisotropie de la couche AFM. Les moments de la couche FM sont alignés suivant la direction du champ appliqué.

La présence d'une telle paroi induit une diminution de la variation de l'énergie d'interface lors du retournement de la couche ferromagnétique provoquant ainsi la baisse apparente de l'intensité du champ de décalage : c'est le blocage dans l'AFM qui est réduit, d'où un décalage moindre. Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- le couplage à l'interface entre les moments FM et AFM est considéré comme ferromagnétique
- les moments d'interface des couches FM et AFM sont parallèles en l'absence de champ magnétique extérieur
- l'épaisseur de la couche FM est plus petite que la taille d'une paroi dans la couche FM, donc cette couche est considérée monodomaine
- la couche AFM est considérée comme infinie et une paroi de domaines parallèle à l'interface peut se développer à l'intérieur de celle-ci lorsque la couche FM se retourne

L'apparition d'une paroi ne se fera que si elle permet de diminuer l'énergie du système. Ainsi, pour qu'il y ait création d'une paroi lors du retournement de la couche FM, il est nécessaire que l'énergie de la paroi  $\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}$  soit plus faible que l'énergie de couplage d'interface  $J$ . Si cette condition n'est pas remplie, nous retombons alors sur le modèle de Meiklejohn et Bean.

Néanmoins, la condition  $J < K_{AFM}t_{AFM}$  doit être remplie pour avoir un décalage dû à l'échange sinon, toute la structure magnétique de l'AFM se retourne lorsque la couche FM se retourne. Dans le cas présent, cela ne pose pas de problème car la couche AFM est considérée comme infinie.

Comme dans le modèle de Meiklejohn et Bean, le champ de décalage est obtenu en égalisant l'énergie Zeeman nécessaire au retournement de la couche FM et l'énergie d'interface qui est alors donnée par l'énergie de paroi. Le champ de décalage est alors donné par :

$$H_{EX} = \frac{2\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{M_{FM}t_{FM}} \quad (3.7)$$

Dans ce cas, la barrière d'énergie à franchir pour retourner l'aimantation de la couche FM est réduite d'un facteur  $J/2\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}$  donnant des valeurs de champ d'échange du même ordre de grandeur que celles mesurées expérimentalement. Ce modèle permet d'obtenir une limite supérieure de la valeur du champ de décalage qui correspond à une rotation de  $180^\circ$  des moments de la couche AFM à l'interface par rapport à la direction de l'axe d'anisotropie.

Néanmoins, ce calcul n'est valable que pour une interface plane et non compensée et l'énergie de couplage d'interface doit être suffisamment grande devant l'énergie de la paroi  $\sqrt{K_{AFM}t_{AFM}}$  afin que les moments de la couche AFM à l'interface puissent suivre ceux

de la couche FM lorsque celle-ci se renverse. Par ailleurs, ce calcul est réalisé dans le cas d'une couche FM monodomaine et d'une couche AFM d'épaisseur infinie afin que la paroi puisse se développer dans la couche AFM. De plus, l'énergie de paroi de la couche AFM doit être plus faible que celle de la couche FM pour que la paroi se développe dans la couche AFM.

En fait, il a été montré en utilisant des systèmes avec des épaisseurs de couche AFM plus petites que l'extension d'une paroi qu'on observait cependant un champ de décalage réduit. Dans ce cas, une telle paroi ne peut pas exister et un autre mécanisme doit être pris en compte.

### 3.3 Le modèle de Malozemoff

Dans les deux modèles considérés précédemment, l'interface FM/AFM est considérée comme non compensée. Par contre, lorsque la couche AFM est compensée, c'est-à-dire pour une configuration des moments de la couche AFM telle que la moyenne de l'aimantation réalisée sur un plan atomique est nulle (figure 3.2, (b)), ces modèles prédisent un champ d'échange nul. Pourtant, des études réalisées sur des AFM compensés montrent qu'il est possible d'obtenir un champ d'échange non nul [37].

En rejetant l'hypothèse d'une interface plane, Malozemoff a proposé un modèle de champ aléatoire (random field model en anglais) [86] permettant d'expliquer l'apparition du champ d'échange quelle que soit la configuration magnétique de l'interface. Ce champ aléatoire provient de la rugosité ou de la présence de défauts répartis aléatoirement à l'interface. Considérons une interface FM/AFM compensée avec une rugosité schématisée par l'incursion d'un moment AFM dans la couche FM (figure 3.4, (a)) et que l'énergie d'échange  $J$  entre un atome FM et un atome AFM est identique à celle entre deux atomes AFM. L'énergie d'échange d'interface dans ce cas est de  $-6J$  où  $J$  correspond à l'énergie d'échange entre deux moments FM et AFM et en considérant que le couplage d'interface est ferromagnétique ( $J > 0$ ). Lorsque l'aimantation de la couche FM est renversée, l'énergie d'échange interfaciale est alors de  $+6J$  (figure 3.4, (b)). Ainsi la différence d'énergie d'échange interfaciale entre ces deux configurations est de  $12J$ . Il est alors possible de diminuer cette différence d'énergie d'interface ( $\Delta\sigma$ ) en autorisant le retournement du moment localisé dans le défaut (figure 3.4, (c)). Dans ce cas, la différence d'énergie est seulement de  $2J$ .

A un défaut présent à l'interface correspond un champ aléatoire qui induit une anisotropie unidirectionnelle. Celui-ci est responsable de la différence d'énergies obtenues pour les deux configurations de l'aimantation de la couche FM. Le signe et l'intensité de

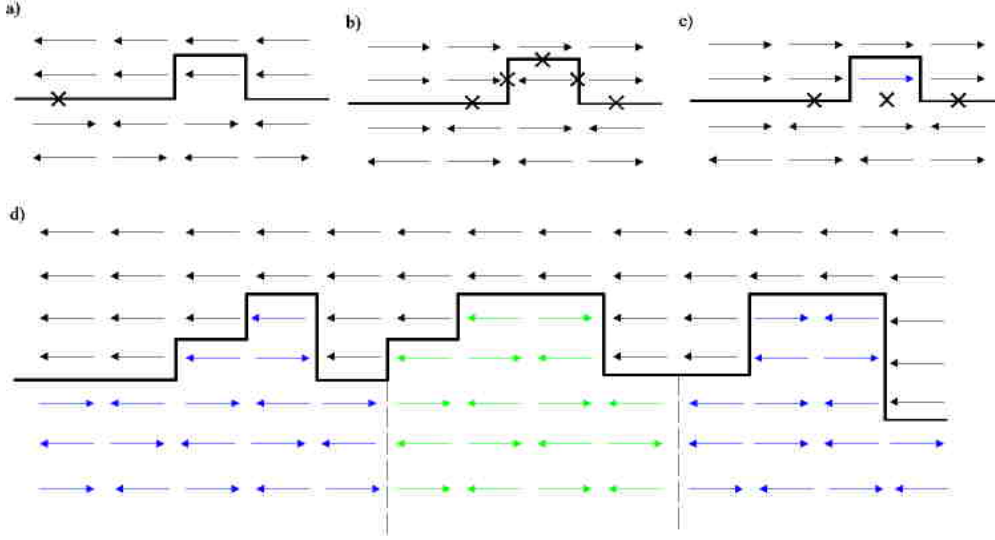


FIG. 3.4 – Représentation schématique de l'interface FM/AFM dans le cas où l'interface est rugueuse. Dans les configurations (a), (b) et (c), la rugosité est schématisée par l'incursion d'un moment de la couche AFM dans la couche FM. Les croix représentent les interactions d'échange défavorables. La configuration (a) correspond à un champ appliqué nul. Lorsque la couche FM est retournée (b), les moments qui étaient dans une configuration favorable se retrouvent dans une situation défavorable et vice versa. En autorisant le retournement du moment AFM situé dans l'inclusion (c), le système diminue son énergie. Le schéma (d) représente la configuration en domaines de la couche AFM due à l'action du champ d'échange aléatoire.

cette différence d'énergie dépend de l'emplacement du défaut, d'où le qualificatif aléatoire. L'énergie d'échange d'interface<sup>1</sup> pour un moment AFM par unité de surface peut s'écrire :

$$\sigma_l = \pm \frac{f_i J}{a^2} \quad (3.8)$$

où  $J$  est la constante d'échange atomique,  $a$  est la distance séparant deux moments et  $f_i$  est une constante de l'ordre de l'unité proportionnelle à l'intensité du champ aléatoire. En considérant une région de surface  $L^2$ , l'énergie d'échange surfacique est moyennée :

$$\sigma \sim \frac{\sigma_l}{\sqrt{N}} \quad \text{avec} \quad N = \frac{L^2}{a^2}$$

où  $N$  représente le nombre de moments sur le plan de l'interface dans la région de surface  $L^2$ .

<sup>1</sup> $\sigma$  est l'énergie d'échange d'interface qui correspond à  $J$  des modèles précédents.

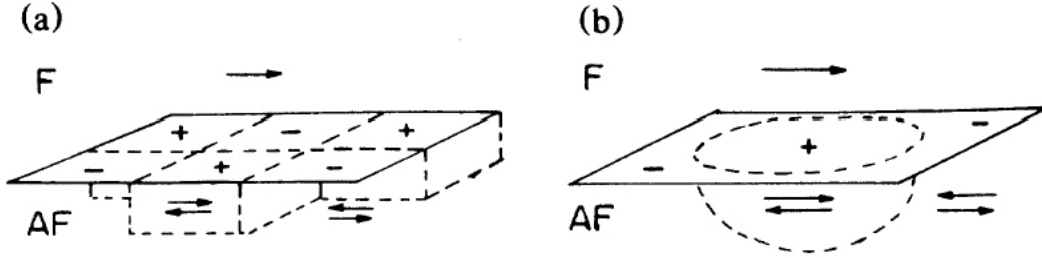


FIG. 3.5 – Représentation schématique en perspective des domaines dans la couche antiferromagnétique (lignes en pointillés) dans le cas où l'anisotropie est nulle (a) et dans le cas où une anisotropie  $K_{AFM}$  pour la couche antiferromagnétique est considérée (b).

L'énergie d'échange surfacique s'écrit alors :

$$\sigma \sim \pm \frac{f_i J}{aL} \quad (3.9)$$

En faisant l'hypothèse que la couche ferromagnétique est monodomaine, sous l'effet du champ aléatoire, la couche antiferromagnétique va se scinder en plusieurs domaines magnétiques afin de minimiser son énergie [87] (figure 3.4, (d)). Les domaines sont alors séparés par des parois perpendiculaires à l'interface et apparaissent lorsque la couche AFM est refroidie en dessous de sa température de Néel.

La configuration en domaines magnétiques de la couche AFM résulte de la compétition entre l'énergie d'échange à l'interface et l'énergie due aux parois dans la couche antiferromagnétique. En considérant que les moments de la couche AFM sont fixes, que la proportion de domaines dont le champ d'échange d'interface pointe dans l'une ou l'autre direction est approximativement la même et que l'épaisseur de la couche AFM est infinie, il est possible d'utiliser un modèle dans lequel les domaines sont de forme carrée avec une dimension latérale  $L$  et une hauteur  $h$  (figure 3.5 (a)). En minimisant l'énergie totale du système, Malozemoff montre que la hauteur des domaines est égale à la moitié de la largeur  $L$ . En incluant ce résultat dans l'expression de l'énergie totale par unité de surface, il obtient :

$$\sigma_{totale} = C \frac{J}{\pi aL} \quad \text{avec} \quad C > 0 \quad (3.10)$$

Ainsi, il est favorable pour le système d'augmenter la taille  $L$  des domaines magnétiques afin de minimiser son énergie. En réalité, la taille des domaines magnétiques ne peut pas augmenter infiniment. L'introduction d'une anisotropie uniaxiale  $K_{AFM}$  dans la couche antiferromagnétique limite la taille des domaines magnétiques et la taille des parois est

alors confinée à la valeur  $\pi\sqrt{A_{AFM}/K_{AFM}}$  où  $A_{AFM}$  est la constante d'échange par unité de longueur de la couche AFM. Dans ce cas, les domaines vont prendre la forme de bulles en considérant que la paroi est perpendiculaire à l'interface FM/AFM (figure 3.5, (b)). En supposant que ces bulles sont figées, l'énergie totale d'une bulle est à nouveau donnée par la somme de l'énergie d'échange d'interface ( $\simeq -f_i JL/a$ ) et de l'énergie de surface de l'hémisphère ( $2\pi\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}L^2$ ). Avec de telles bulles recouvrant la moitié de la surface, l'énergie par unité de surface (divisée par  $L^2$ ) est donnée par :

$$\sigma_{totale} = -\frac{f_i J}{aL} + 2\pi\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}} \quad (3.11)$$

Ainsi, le domaine se contracte jusqu'à atteindre une taille égale à la largeur de paroi  $\pi\sqrt{A_{AFM}/K_{AFM}}$ . En réduisant davantage la taille du domaine, l'énergie d'échange devient supérieure à l'énergie d'anisotropie. La condition  $L \simeq \pi\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}$  donne la taille d'équilibre du domaine.

Lors d'un cycle d'hystérésis, l'aimantation de la couche ferromagnétique est renversée et l'énergie Zeeman par unité de surface nécessaire à ce retournement est  $2HM_{FM}t_{FM}$ . En supposant que l'anisotropie de la couche AFM est suffisamment grande pour que les parois de domaines restent figées, les domaines qui dans un premier temps étaient alignés favorablement vont se retrouver dans un état défavorable lorsque l'aimantation de la couche FM est retournée, entraînant une différence dans l'énergie d'échange d'interface  $\Delta\sigma$ . Le champ d'échange se déduit en égalisant ces deux termes :

$$H_{EX} = \frac{\Delta\sigma}{2M_{FM}t_{FM}} \quad (3.12)$$

$$H_{EX} = \frac{f_i J}{aLM_{FM}t_{FM}} = \frac{f_i\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{M_{FM}t_{FM}} \quad (3.13)$$

Le champ d'échange varie en fonction de l'inverse de la taille des domaines magnétiques. L'expression du champ d'échange obtenue est très semblable à celle du modèle de Mauri. Elle permet donc d'obtenir des valeurs de champ de décalage en accord avec les résultats expérimentaux.

Malozemoff a ensuite étendu son modèle en incluant dans ses calculs l'influence de la taille du domaine magnétique par rapport à celle d'une paroi [88]. Dans le cas où la taille du domaine est très grande devant celle de la paroi ( $L > \sqrt{A_{AFM}/K_{AFM}}$ ), les moments de la couche AFM sont colinéaires à la direction de l'axe d'anisotropie et l'épaisseur de la paroi peut être considérée nulle devant la taille du domaine. Cet état correspond à la limite de type Ising car les moments de la couche AFM sont tous alignés le long de l'axe d'échange et une énergie  $\sqrt{A_{AFM}/K_{AFM}}$  est attribuée à la paroi. Par contre, lorsque la

taille du domaine est plus petite que celle de la paroi ( $L < \sqrt{A_{AFM}/K_{AFM}}$ ), les moments de la couche AFM ne sont plus alignés le long de l'axe d'échange. L'angle entre deux moments consécutifs sera d'autant plus grand que la paroi est très compressée. Dans ce cas, l'énergie d'échange domine l'énergie d'anisotropie. Comme il n'y a pas de champ démagnétisant à l'intérieur d'une couche AFM, les moments dans la paroi ne sont pas restreints à rester dans un plan déterminé. La couche AFM est alors décrite par le modèle d'Heisenberg. Ce cas limite sera donc appelé limite Heisenberg.

Cette fois-ci, les domaines magnétiques sont de forme cylindrique et la couche antiferromagnétique possède une épaisseur  $t_{AFM}$ . La minimisation de l'énergie du système permet d'obtenir deux épaisseurs critiques  $t_{crit1}$  et  $t_{crit2}$  données par :

$$\begin{aligned} t_{crit1} &= f_i \frac{\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{4\pi^{1/2}} \\ t_{crit2} &= f_i \frac{\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{8\pi^{1/2}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Pour une épaisseur supérieure à  $t_{crit1}$ , une configuration antiferromagnétique presque totalement ordonnée est favorisée. Lorsque l'épaisseur diminue ( $t < t_{crit1}$ ), le système passe par un état de transition dans lequel la taille d'un domaine magnétique est quasiment identique à l'extension d'une paroi. En dessous de l'épaisseur  $t_{crit2}$ , la taille des domaines magnétiques est inférieure à la taille d'une paroi. On se retrouve dans la limite Heisenberg. La valeur du champ d'échange peut être déterminée dans ces différents cas.

$$\begin{aligned} H_{EX} &= 2f_i \frac{\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{\pi^{3/2}M_{FM}t_{FM}} \quad \text{pour} \quad t_{crit2} < t_{AFM} < t_{crit1} \\ H_{EX} &= f_i^2 \frac{A_{AFM}}{4\pi^2M_{FM}t_{FM}t_{AFM}} \quad \text{pour} \quad t_{AFM} < t_{crit2} \end{aligned} \quad (3.15)$$

La variation théorique du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche antiferromagnétique est présentée sur la figure 3.6. C'est la première théorie qui propose une variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM. Dans de nombreux systèmes expérimentaux, la dépendance du champ d'échange avec l'épaisseur de la couche AFM suit la variation obtenue par Malozemoff [73, 89, 54].

Ce modèle prédit la disparition du champ d'échange au-dessus de l'épaisseur critique ( $t_{crit1}$ ). Néanmoins, cette limite n'a jamais été observée. En fait, la couche AFM n'est jamais parfaitement ordonnée et des domaines magnétiques sont toujours présents. L'existence de l'épaisseur minimum ( $t_{crit2}$ ) est plus facile à comprendre. Comme nous l'avons vu jusqu'à présent, le phénomène de champ d'échange résulte de la compétition entre l'énergie d'échange à l'interface et l'énergie de paroi. Lorsque les moments de la couche FM se retournent sous l'action d'un champ magnétique extérieur, ils vont entraîner avec



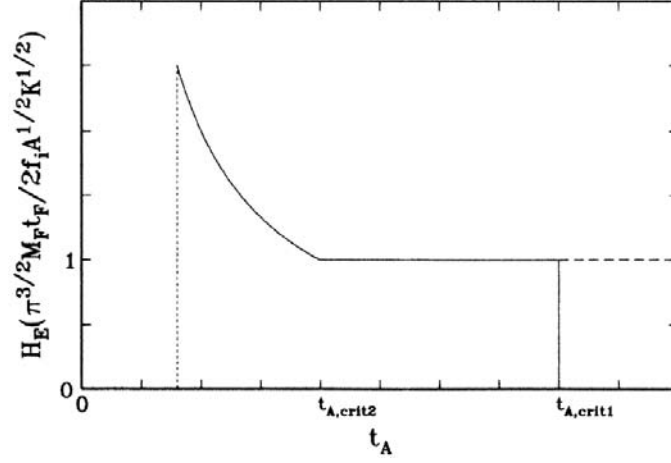


FIG. 3.6 – Variation théorique du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM.

eux, par couplage d'échange, les moments de la couche AFM situés à l'interface. L'anisotropie  $K_{AFM}$  de la couche AFM s'y oppose en maintenant les moments dans la direction de l'anisotropie. L'énergie d'anisotropie de la couche AFM est un terme volumique qui dépend de l'épaisseur de la couche AFM alors que l'énergie d'échange est un terme surfacique. Ainsi, la limite  $J = K_{AFM}t_{AFM}$  détermine l'épaisseur de la couche AFM nécessaire pour bloquer les parois de domaines lorsque l'aimantation de la couche FM est renversée. Le modèle de Malozemoff prédit une transition abrupte mais, dans la réalité, on observe une décroissance continue du champ d'échange en dessous de cette épaisseur critique  $t_{crit2}$ .

En plus de la rugosité, la chiralité des parois de domaines peut influencer le champ d'échange [90]. Chaque configuration de paroi est définie par un nombre  $S$  qui représente sa chiralité (figure 3.7). Malozemoff a alors calculé la taille du domaine magnétique normalisée  $l$  ( $L/a$ ) en fonction de  $S$  et du champ aléatoire dans le cas où la taille du domaine est plus grande que celle d'une paroi (Ising). La figure 3.8 représente la taille des domaines en fonction du champ d'échange avec  $\eta \propto f_i/t_{AFM}$ .

Nous voyons que la taille des domaines dépend de la chiralité des parois. Pour une valeur de  $\eta$  fixée inférieure à  $\eta_0$ , elle augmente lorsque  $S$  augmente. Lorsque  $\eta$  augmente, seuls les domaines avec  $S=1$  peuvent devenir plus petits que ceux possédant un  $S=0$  pour  $\eta > \eta_0$ . Comme le champ d'échange est inversement proportionnel à la taille des domaines de la couche antiferromagnétique, différentes chiralités vont induire des valeurs de champ d'échange différentes. De plus, nous pouvons voir que la courbe correspondant à  $S=1$  s'arrête à  $\eta=2$ . Pour prolonger cette courbe à des valeurs du coefficient  $\eta$  plus élevées, il est nécessaire d'étendre le calcul à la limite Heisenberg, c'est-à-dire lorsque la taille des

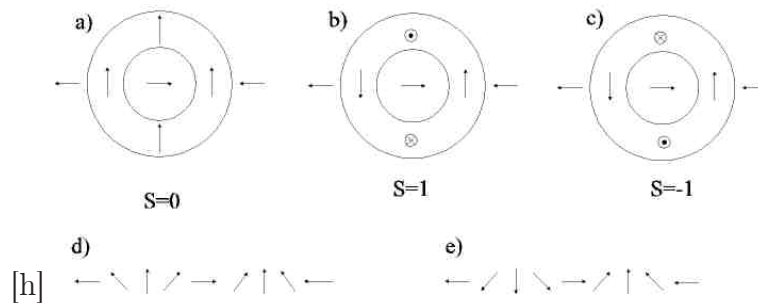


FIG. 3.7 – Vue schématique de la configuration des domaines dans la couche antiferromagnétique pour différentes chiralités (a,b et c). Représentation à une dimension de la configuration d'une pseudo-paroi à  $360^\circ$  équivalente à deux parois à  $180^\circ$  accolées (d) et d'une paroi à  $360^\circ$  (e). Dans tous les cas, un seul réseau de moments est présenté.

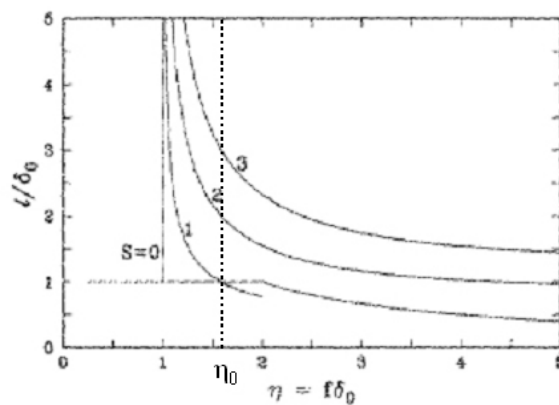


FIG. 3.8 – Taille des domaines en fonction de l'intensité du champ aléatoire pour différentes chiralités de paroi.

domaines est plus petites que celle d'une paroi.

En fait, la stabilité d'une paroi va dépendre de sa chiralité. Dans le cas  $S=0$  (figure 3.7 (a) et (d)), les parois de domaines correspondent à des pseudo-parois à  $360^\circ$  constituées de deux parois à  $180^\circ$  accolées. Sous l'application d'un champ magnétique, les deux parois à  $180^\circ$  peuvent se dérouler et s'annihiler. Nous pouvons alors associer à la paroi une "coercivité", comme dans le cas d'une couche FM, qui va caractériser sa stabilité. Une paroi de chiralité  $S=0$  possède une coercivité que nous qualifierons de faible car il est possible de la détruire en la déroulant. Dans le cas  $S=1$  (figure 3.7 (b) et (e)), les parois de domaines correspondent à de vraies parois à  $360^\circ$ . Ces parois sont beaucoup plus stables car sous l'action d'un champ magnétique, elles vont se comprimer et leur énergie va augmenter très rapidement. Dans ce cas, nous pouvons dire que ces parois de domaines possèdent

une forte coercivité car il est plus difficile de les dérouler. Seul un passage hors du plan des moments magnétiques permet se retournement.

Ainsi, les domaines dont les parois ont une chiralité  $S=1$  sont beaucoup plus stables que ceux dont la chiralité est  $S=0$ . Expérimentalement, l'épaisseur à partir de laquelle le champ d'échange apparaît dans une bicouche FM/AFM sera plus faible dans le cas où les parois de domaines sont principalement des parois de chiralité  $S=1$  par rapport au cas où les parois de domaines sont principalement des parois de chiralité  $S=0$ .

D'après Malozemoff, différentes chiralités de parois à l'interface entre une couche FM et une couche AFM peuvent provenir de la façon dont est inscrit le champ d'échange. Il existe deux moyens pour initialiser le champ d'échange dans une bicouche FM/AFM. Le premier consiste à chauffer le système au-dessus de la température de Néel  $T_N$  de la couche AFM sous un champ magnétique appliqué afin de saturer la couche FM puis de baisser la température en dessous de  $T_N$ . Le second consiste à déposer la couche AFM directement sur une couche FM saturée. Même s'il est concevable que ces deux procédés conduisent à une prédominance de l'une ou l'autre des chiralités, il est difficile de dire dans quel cas une chiralité de paroi sera plus présente que l'autre à l'interface FM/AFM.

D'après la figure 3.8, si nous comparons les chiralités  $S=0$  et  $S=1$ , nous remarquons que lorsque le paramètre  $\eta$  est égal à  $\eta_0$ , la taille des domaines est identique dans les deux cas. Le champ d'échange induit est le même pour les deux chiralités de paroi. Dans le cas où  $\eta < \eta_0$ , les domaines séparés par des parois de chiralités  $S=0$  vont fournir le plus grand champ d'échange et inversement, pour  $\eta > \eta_0$ , ils fourniront le champ d'échange le plus faible. En considérant que le paramètre  $f_i$  provenant de la rugosité d'interface est fixe,  $\eta$  ne peut varier que par l'intermédiaire de l'épaisseur de la couche AFM. Dans ce cas, c'est l'épaisseur de la couche AFM qui détermine laquelle des deux chiralités de parois va induire le plus fort champ d'échange.

Dans son modèle, Malozemoff suppose que les domaines dans la couche antiferromagnétique sont figés lorsque l'aimantation de la couche ferromagnétique est renversée. Zhanjie Li et ses associés ont effectué [91] des simulations micromagnétiques sur un système FM/AFM dans lequel le système FM/AFM est découpé en mailles de  $n \times n$  spins. Ils ont tout d'abord montré que la couche AFM se scindait bien en domaines magnétiques sous l'action de l'interaction d'interface avec les moments de la couche FM. Par contre, en considérant un maillage identique pour toutes leurs simulations, et en faisant varier le couplage entre les mailles, la stabilité des domaines est modifiée de façon très significative. Ainsi pour une couche AFM monocristalline, l'interaction d'échange entre les mailles est donnée par  $J_{AFM}/D^2$  où  $D$  est la taille d'une maille et  $J_{AFM}$  est le couplage entre les moments de la couche AFM. Dans ce cas, le retournement d'une maille va entraîner par couplage les mailles voisines et donc le retournement des domaines magnétiques. Dans le cas d'une couche polycristalline ou texturée, le couplage entre les mailles est considéré comme nul. Ainsi, chaque domaine va réagir indépendamment et séparément lors du

retournement de la couche FM. Certains vont se retourner et d'autres pas. Ce sont ces derniers qui vont contribuer au décalage du cycle d'hystérésis. Ainsi, si la rugosité d'interface induit une structure en domaines dans la couche AFM, il est nécessaire de prendre en compte autre chose afin d'expliquer la stabilité de ces parois lorsque l'aimantation de la couche FM est retournée, les joints de grains par exemple. C'est ce qui a été fait par Nowak et ses associés en incluant des défauts dans le volume de la couche AFM. Leur modèle est présenté dans le paragraphe suivant.

Même si les modèles présentés jusqu'à présent possèdent certains défauts dus aux hypothèses de calcul, ils ont l'avantage d'avoir des solutions analytiques. Dans le paragraphe suivant, le modèle présenté utilise la simulation numérique afin d'essayer de rendre compte plus fidèlement des phénomènes liés au champ d'échange. Comme nous allons le voir, la stabilité des parois est obtenue grâce à la présence de défauts dans la couche AFM.

### 3.4 Le "domain state model"

L'insertion d'impuretés non magnétiques dans une couche antiferromagnétique en contact avec une couche ferromagnétique est responsable d'une modification de la valeur du champ d'échange [68, 69]. La présence d'atomes non magnétiques (appelée dilution par la suite) favorise la formation de domaines dans le volume de la couche AFM en raison du fait que lorsqu'une paroi peut passer par un défaut, elle réduit considérablement son énergie. Ainsi, contrairement au modèle de Malozemoff dans lequel le champ d'échange est principalement dû aux impuretés localisées à l'interface, le champ d'échange est lié à la configuration de domaines magnétiques dans le volume de la couche AFM. Cette configuration de domaines induit une certaine configuration des moments de la couche AFM à l'interface qui régit donc l'interaction entre les moments des couches FM et AFM. Lorsque le système est refroidi à partir d'une température supérieure à la température de Néel de la couche AFM, sous champ magnétique, les domaines magnétiques dans la couches AFM vont se geler et vont porter une aimantation moyenne non nulle. C'est cette aimantation qui est responsable du champ d'échange. Afin de rendre compte de ce phénomène, Nowak et Usadel ont réalisé des calculs numériques par simulations Monte Carlo [68, 92, 93, 94]. Le système utilisé pour les calculs consiste en une monocouche FM en contact avec une couche AFM diluée d'une épaisseur de  $t$  monocouches. La couche FM est décrite par un modèle Heisenberg classique et en supposant que la couche AFM peut être décrite par un Hamiltonien de type Ising à cause de sa forte anisotropie, l'Hamiltonien du système s'écrit :

$$\begin{aligned}
 H = & -J_{FM} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \vec{S}_j - \sum_i (d_z S_{iz}^2 + d_x S_{ix}^2 + \vec{S}_i \cdot \vec{B}) \\
 & - J_{AFM} \sum_{\langle i,j \rangle} \epsilon_i \epsilon_j \sigma_i \sigma_j - \sum_i (k_z \epsilon_i \sigma_{iz}^2 + B \epsilon_i \sigma_i) - J_{int} \sum_{\langle i,j \rangle} \epsilon_i \sigma_i S_{jz} \quad (3.16)
 \end{aligned}$$

Le premier terme décrit l'interaction d'échange entre les moments de la couche ferromagnétique et les vecteurs  $\vec{S}_i$  représentent les moments de la couche FM. Le deuxième terme est la somme, dans l'ordre d'apparition de : (i) l'énergie d'anisotropie uniaxiale de la couche FM avec une constante d'anisotropie  $d_z > 0$  suivie de (ii) l'énergie dipolaire approximée par une énergie d'anisotropie, dont la constante d'anisotropie est  $d_x < 0$  et qui force les moments à se mettre dans le plan yz et (iii) un terme d'énergie Zeeman. Le troisième terme représente l'interaction entre les moments  $\sigma_i$  dans la couche AFM. Les constantes  $\epsilon_i$  représentent la proportion de moments i remplacés par une impureté. Le quatrième terme représente l'anisotropie de la couche AFM, dont la constante d'anisotropie est  $k_z$  et l'action du champ magnétique sur l'aimantation de la couche AFM. Enfin, le dernier terme représente l'interaction d'échange à l'interface entre les spins de la couche AFM et ceux de la couche FM. L'effet de la température est intégré grâce à la méthode Monte Carlo utilisée pour faire ces simulations.

Avec ces simulations, Nowak et ses associés ont pu rendre compte d'une grande partie des phénomènes physiques liés au champ d'échange comme sa variation en fonction de l'épaisseur de la couche AFM, les effets de relaxation de l'aimantation nette de la couche AFM au cours de multiples cyclages (training effects), l'existence du champ d'échange positif, l'influence du champ appliqué pendant le recuit ou encore l'influence de la température. De plus, en variant la dilution de la couche AFM, ils ont montré que cela entraînait un changement de la structure des domaines et donc du champ d'échange. Plus la dilution est faible, plus la taille des domaines est importante. Comme la dilution favorise la formation de domaines, une forte dilution génère une augmentation du champ d'échange. En revanche, pour des dilutions trop importantes, les moments de la couche AFM sont trop déconnectés ce qui induit une chute de la température de Néel de la couche AFM et donc du champ d'échange. Pour de faibles dilutions, le champ d'échange est très faible car les domaines présents dans la couche AFM ne sont pas stables et se retournent avec la couche FM.

L'utilisation des simulations numériques permet donc d'obtenir de nombreuses informations sur le couplage d'échange entre une couche AFM et une couche FM. Ce modèle souligne l'importance des domaines présents dans le volume de la couche AFM et montre qu'ils jouent un rôle fondamental dans le comportement magnétique de l'interface AFM/FM. Une des limites de ce modèle est la nécessité d'utiliser une dilution de l'ordre de 40 à 50 % afin d'obtenir les grandes valeurs de champ d'échange. Nous pouvons nous demander si une telle dilution a bien une réalité physique. De plus, dans les expériences de dilution réalisées sur du Co/CoO [68, 69], même sans dilution de la couche AFM, un champ d'échange est observé. Dans ce cas, d'autres imperfections doivent être évoquées comme la présence de joints de grains dans la couche AFM qui vont permettre de réduire l'énergie des parois de domaine et de les bloquer lors du retournement de la couche FM.

## 3.5 Conclusion

Chacun de ces modèles a trouvé des confirmations expérimentales. Une structure magnétique en spirale a bien été observée dans le cas d'une couche de FeMn prise en sandwich entre une couche de Py et une couche de Co [95], prouvant ainsi la validité du modèle de Mauri. Ali et ses collaborateurs [96, 97] ont travaillé sur des bicouches Co/IrMn et la présence de parois perpendiculaires à l'interface de type Malozemoff a été évoquée pour expliquer les résultats obtenus. Le modèle de Nowak a été appuyé par de nombreux résultats expérimentaux [97, 68, 69]. Cependant, aujourd'hui encore, il n'existe pas de modèle permettant de décrire la totalité des phénomènes observés expérimentalement. Cela est dû au fait que le champ d'échange est un phénomène complexe dépendant à la fois des propriétés cristallines de la couche AFM et de la configuration magnétique de l'interface FM/AFM.



# Chapitre 4

## Propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn : les fortes épaisseurs d'IrMn

Nous avons vu dans le chapitre d'introduction de cette thèse que la réalisation d'un capteur magnétique nécessite l'utilisation d'électrodes de la jonction tunnel dont les propriétés magnétiques sont très bien contrôlées. Afin de pouvoir contrôler le comportement magnétique d'une bicouche FM/AFM, il est primordial de bien comprendre comment agit la couche antiferromagnétique sur la couche ferromagnétique et de connaître quels sont les paramètres qui vont influencer le couplage d'échange. Ce chapitre est entièrement consacré aux propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn.

Dans un premier temps, nous examinerons l'influence de l'épaisseur de la couche FM en contact avec celle d'IrMn ainsi que les effets dus à l'insertion d'une fine couche non magnétique entre ces deux couches. Ensuite, nous nous intéresserons aux multicouches X/IrMn/Y où X et Y sont des couches de Co et/ou de Py. Nous montrerons que le champ d'échange induit par la couche d'IrMn dépend de la texture de cette dernière. Nous reviendrons alors sur le fait que, quel que soit le système étudié, l'énergie d'échange à l'interface supérieure est toujours plus importante que celle évaluée à l'interface inférieure. Nous nous attacherons à expliquer cette différence de comportement des deux interfaces de la couche d'IrMn.

### 4.1 Le champ d'échange : un phénomène d'interface

Depuis la découverte du champ d'échange et dès le premier modèle proposé par Meiklejohn et Bean, il a été montré que le champ d'échange est un phénomène dont l'origine provient de l'interaction entre les moments de la couche FM et de la couche AFM à travers l'interface. Le caractère interfacial du couplage d'échange est démontré en étudiant tout



d'abord l'influence de l'épaisseur de la couche FM puis les effets de l'inclusion d'atomes de Pt à l'interface FM/AFM.

A partir de la mesure du champ d'échange, l'énergie d'échange d'interface  $J_{EX}$  est évaluée à partir de l'équation obtenue par Meiklejohn et Bean :

$$J_{EX} = H_{EX} M_S t_{FM} \quad (4.1)$$

où  $H_{EX}$  correspond au champ d'échange et  $M_S$  et  $t_{FM}$  représentent l'aimantation à saturation et l'épaisseur de la couche ferromagnétique.

### 4.1.1 Influence de l'épaisseur de la couche ferromagnétique

Nous avons examiné l'influence de l'épaisseur de la couche FM au travers des bicouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>t<sub>Py</sub></sub>/ IrMn<sub>10</sub>/ Ta<sub>5</sub> dans lesquelles nous avons fait varier l'épaisseur de Py,  $t_{Py}$ , de 3.7 à 100 nm. Les épaisseurs données en indice sont en nanomètres. Cette notation est conservée dans la suite de ce chapitre. Un cycle d'hystérésis correspondant à une épaisseur de Py de 10 nm est présenté sur la figure 4.1.

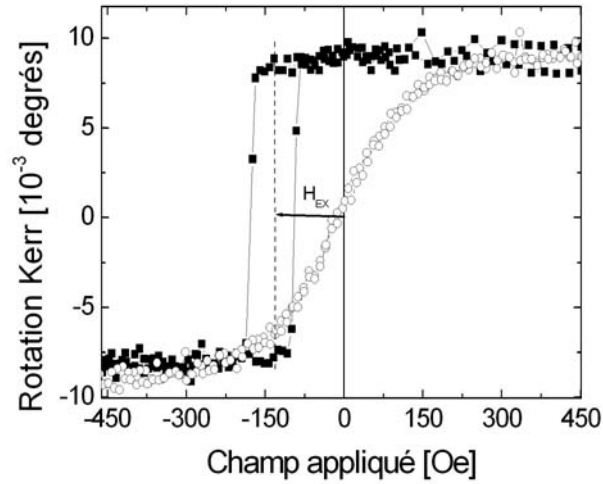


FIG. 4.1 – Cycle de rotation Kerr mesuré sur un échantillon Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>10</sub>/ Ta<sub>5</sub> lorsque le champ est appliqué suivant la direction (-■-) et perpendiculairement (-○-) à l'axe d'échange.

Lorsque le champ magnétique est appliqué suivant la direction de l'axe d'échange, le cycle d'hystérésis mesuré est carré et décalé par rapport au champ nul. Le champ d'échange est alors défini par le décalage du cycle par rapport au champ nul. En plus du décalage du cycle d'hystérésis, le champ coercitif de la couche de Py est fortement augmenté. Dans

le cas présent, il est de 40 Oe alors que la même couche de Py seule possède un champ coercitif de 5 Oe. Le décalage du cycle d'hystérésis et l'augmentation du champ coercitif de la couche FM dans une bicouche FM/AFM sont les deux caractéristiques principales du couplage d'échange. Lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe d'échange, le cycle d'aimantation est totalement réversible avec un champ coercitif nul. Cela prouve que le renversement de la couche de Py se fait par rotation cohérente des moments magnétiques et non plus par nucléation et propagation de domaines magnétiques. Ce comportement est tout à fait prometteur pour la réalisation d'un capteur d'intensité de champ magnétique. Ce point sera largement développé dans le chapitre 6.

Nous avons alors fait varier l'épaisseur de la couche de Py. Les valeurs du champ d'échange pour différentes épaisseurs de cette couche sont présentées sur la courbe 4.2.

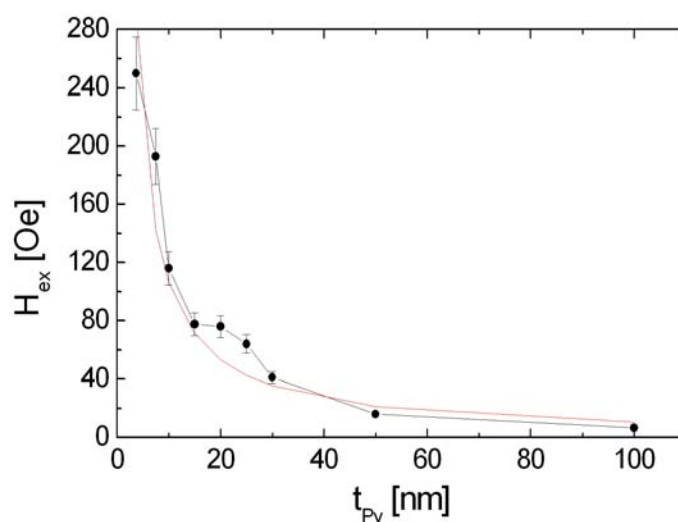


FIG. 4.2 – Variation du champ de décalage en fonction de l'épaisseur de la couche de Py mesuré sur des échantillons de structure Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py <sub>$t_{Py}$</sub> / IrMn<sub>10</sub>/ Ta<sub>5</sub>.

Nous remarquons que le champ de décalage présente une variation inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche de Py. Cette dépendance est bien connue et a été expliquée théoriquement dès le premier modèle donné par Meiklejohn et Bean. Elle met en évidence le caractère interfacial du phénomène de champ d'échange.

### 4.1.2 Influence de l'insertion de Pt à l'interface FM/AFM

Une information supplémentaire sur la nature du couplage d'échange, et plus particulièrement sur la distance sur laquelle s'étendent les interactions, peut être obtenue en insérant des atomes non magnétiques à l'interface FM/AFM. Nous avons mené cette étude sur des tricouches en insérant des atomes de Pt soit à l'interface inférieure Py/IrMn, soit à l'interface supérieure IrMn/Py.

Dans tous les travaux réalisés sur des multicouches FM/NM/AFM où NM représente la couche de matériau non magnétique, l'épaisseur de cette dernière est très fine, habituellement moins de 2 nm. Pour de telles épaisseurs, il est fort probable que ces couches ne soient pas continues et qu'elles permettent un contact direct entre la couche FM et la couche AFM. Le couplage d'échange entre ces deux couches dépend alors de la surface totale de ces contacts. En considérant que les atomes sont des sphères rigides, et en calculant la surface des contacts entre les couches FM et AFM en fonction de l'épaisseur de la couche NM, il est possible d'exprimer la valeur du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche NM [98] sous la forme suivante :

$$H_{EX} = H_0 \exp\left[-\frac{t_{Pt}}{\lambda}\right] \quad (4.2)$$

où  $t_{Pt}$  est l'épaisseur de Pt inséré,  $\lambda$  est un paramètre caractéristique de la décroissance du champ d'échange et  $H_0$  une constante qui correspond au champ d'échange mesuré sans insertion de Pt.

Un exemple de cycle d'hystérésis mesuré sur une tricouche sans insertion de Pt est présenté sur la figure 4.3 pour une épaisseur de 7.5 nm d'IrMn. Nous remarquons que la couche de Py<sub>10</sub> inférieure présente un cycle d'hystérésis bien carré alors que le retournement de la couche de Py<sub>5</sub> supérieure se fait de façon beaucoup moins abrupte. Les épaisseurs des deux couches de Py ont été choisies de telle sorte que chacune présente un cycle d'hystérésis distinct. Ainsi, nous pouvons déterminer le champ d'échange correspondant aux deux couches de Py sans aucune ambiguïté.

Nous avons alors élaboré la même tricouche en insérant une fine couche de Pt d'épaisseur variable à l'une ou l'autre interface entre l'IrMn et le Py. La figure 4.4 représente la variation du champ d'échange mesurée pour la couche de Py inférieure dans les multicouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ Pt <sub>$t_{Pt}$</sub> / IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> et pour la couche de Py supérieure dans les multicouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Pt <sub>$t_{Pt}$</sub> / Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> en fonction de l'épaisseur de la couche de Pt insérée.

Nous remarquons que le champ d'échange décroît exponentiellement lorsque l'épaisseur de la couche de Pt augmente, et cela pour les deux interfaces, comme le prévoit l'équation 4.2. Cette décroissance suggère que le couplage entre la couche de Py et la couche d'IrMn se fait par contact direct au travers des trous présents dans la couche de

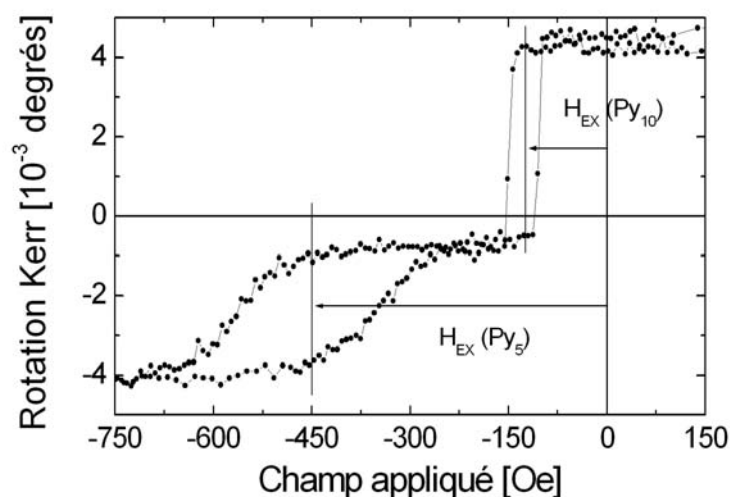


FIG. 4.3 – Cycle de rotation Kerr mesuré en géométrie longitudinale sur un échantillon Verre/Ta<sub>5</sub>/Py<sub>10</sub>/IrMn<sub>7.5</sub>/Py<sub>5</sub>/Ta<sub>5</sub>.

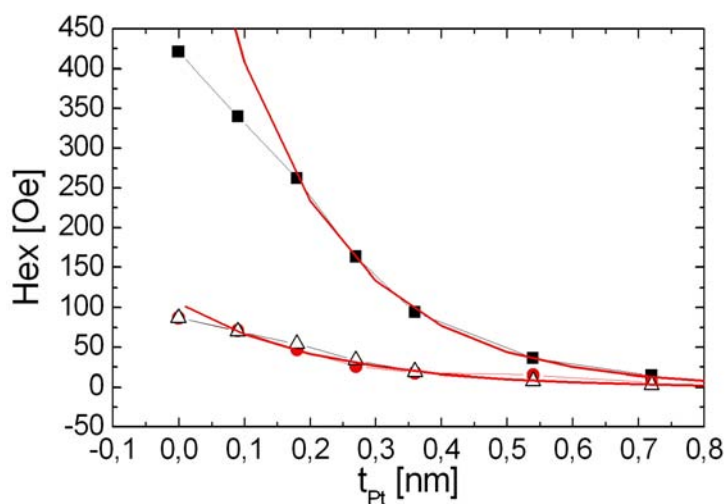


FIG. 4.4 – Variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche de Pt évalué pour la couche supérieure de Py dans une tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ Pt<sub>t<sub>Pt</sub></sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-■-) et pour la couche inférieure de Py dans une tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Pt<sub>t<sub>Pt</sub></sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-●-). La courbe (-▲-) représente une normalisation de la courbe (-■-) par rapport à la courbe (-●-). Les courbes en trait plein sont des ajustements réalisés à partir de l'équation 4.2 pour les deux interfaces.

Pt. Plus l'épaisseur de la couche de Pt est importante, plus la surface de contact est faible, réduisant ainsi le couplage d'échange. Cette décroissance a déjà été rapportée dans le cas de l'association IrMn/X en insérant d'autres matériaux non magnétiques [99, 98].

Les valeurs de  $\lambda$  obtenues sont respectivement de  $1.85 \pm 0.1 \text{ \AA}$  et de  $2.1 \pm 0.2 \text{ \AA}$  pour les interfaces supérieure et inférieure. En considérant les erreurs réalisées sur les ajustements, nous pouvons affirmer que le coefficient  $\lambda$  est le même pour les deux interfaces. De plus, en normalisant la variation du champ d'échange obtenue pour la couche de Py supérieure de telle sorte que  $H_{EX}(t_{Pt}=0)$  pour les deux couches soient égaux, nous remarquons que la superposition des deux courbes est quasiment parfaite. Ainsi, la diminution du couplage d'échange aux deux interfaces lorsque l'épaisseur de la couche de Pt augmente est identique. Or, Thomas et ses collaborateurs [99] ont montré que la valeur de  $\lambda$  dépendait de la rugosité à l'interface FM/AFM. Ainsi, ce résultat vient confirmer ceux obtenus par diffraction de rayons X qui montraient que les rugosités aux deux interfaces étaient identiques.

Comme dans les études effectuées avec d'autres matériaux non magnétiques, une déviation au régime exponentiel est observée pour des épaisseurs de Pt inférieures à  $2 \text{ \AA}$ . Elle peut s'expliquer de la manière suivante : le modèle utilisé pour obtenir l'équation 4.2 ne prend pas en compte les énergies de liaison entre les différents atomes. Le comportement observé dépend des énergies de liaison Pt-Pt, Ir-Pt et Mn-Pt. Dans le cas où les liaisons Pt-Pt sont favorisées, le Pt va croître sous forme d'îlots et la décroissance du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de Pt déposée sera plus lente que la décroissance exponentielle. Au contraire, si les liaisons Ir-Pt et Mn-Pt sont moins énergétiques, le Pt va s'étendre et recouvrira plus facilement la surface, la décroissance du champ d'échange sera alors bien décrite par l'équation 4.2. De plus, la rugosité de l'interface sur laquelle est déposée la couche de Pt peut aussi modifier l'allure de la décroissance du champ d'échange.

Par ailleurs, nous pouvons voir que, pour une épaisseur de  $7.2 \text{ \AA}$  de Pt, le champ d'échange est quasiment nul pour les deux couches de Py. Lorsque l'épaisseur de Pt est augmentée à  $1 \text{ nm}$ , le champ d'échange peut être considéré comme négligeable devant la valeur évaluée dans le cas où elle est absente. Ainsi, l'insertion d'une couche de Pt de  $1 \text{ nm}$  d'épaisseur dans une multicouche découple totalement la partie supérieure de la partie inférieure d'une multicouche par rapport à la couche de Pt. Cette information est très importante car elle va nous permettre par la suite d'utiliser une couche de Pt de  $1 \text{ nm}$  d'épaisseur pour découpler différentes couches dans nos échantillons. De plus, la décroissance du champ d'échange lorsque l'épaisseur de la couche de Pt augmente est monotone. Nous pouvons donc exclure l'existence d'un couplage de type RKKY entre la couche FM et la couche d'IrMn au travers de la couche de Pt.

En conclusion, ces résultats permettent d'exclure la possibilité qu'il existe un couplage à longue distance entre la couche de Py et celle d'IrMn au travers de la couche de Pt, attestant de la nature interfaciale du couplage d'échange. De plus, le même comportement

est observé pour les deux interfaces de la couches d'IrMn, ce qui renforce les conclusions tirées de l'étude par diffraction de rayons X quant à la similitude des deux interfaces.

## 4.2 Propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn

Afin d'explorer le comportement magnétique des multicouches à base d'IrMn et l'influence de l'épaisseur de cette couche sur le couplage d'échange, deux types d'échantillons ont été étudiés : les bicouches dont la composition est Verre/Ta<sub>5</sub>/ X<sub>10</sub>/ IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/ Ta<sub>5</sub> et les tricouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ X<sub>10</sub>/ IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/ Y<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> où les couches X et Y sont composées de Co et/ou de Py dans lesquelles nous avons fait varier l'épaisseur de la couche d'IrMn de 2.5 nm à 20 nm.

Dans la suite de ce manuscrit, l'énergie d'échange d'interface obtenue pour l'interface inférieure X<sub>10</sub>/IrMn d'une tricouche sera appelée  $J_{EX}^{inf}$  et celle obtenue pour l'interface supérieure IrMn/X<sub>5</sub> sera appelée  $J_{EX}^{sup}$ . De la même façon, nous utiliserons les termes  $H_{EX}^{inf}$  et  $H_{EX}^{sup}$  lorsque nous parlerons du champ d'échange.

### 4.2.1 Influence de l'épaisseur de la couche d'IrMn

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux propriétés magnétiques des bicouches et des tricouches dont les couches FM sont composées de Py uniquement. Les cycles d'hystérésis ont été mesurés par effet Kerr magnéto-optique (MOKE) en géométrie longitudinale et le champ d'échange a été évalué pour chaque interface des tricouches et des bicouches. L'énergie d'échange d'interface  $J_{EX}$  a été calculée à partir de l'équation 4.1 pour différentes épaisseurs de la couche d'IrMn. Le résultat est rapporté sur la figure 4.5.

Les valeurs de l'énergie d'échange d'interface obtenues sont comparables aux plus grandes valeurs rapportées dans la littérature [73, 65, 37] et l'évolution de cette énergie en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn est également semblable à celle rapportée dans la littérature [100, 89, 101, 102, 73, 45].

Nous pouvons distinguer deux parties sur la figure 4.5 délimitées par le trait plein. En dessous d'une épaisseur critique de la couche d'IrMn évaluée à 5 nm, le champ d'échange diminue nettement pour s'annuler à une épaisseur de 2.5 nm d'IrMn. A cette épaisseur, la couche AFM possède une faible énergie d'anisotropie. Nous sommes dans le cas où  $J_{EX} > K_{IrMn} t_{IrMn}$  et le retournement de la couche de Py entraîne celui de la couche d'IrMn. Les propriétés des tricouches dont l'épaisseur de la couche d'IrMn est inférieure à cette épaisseur critique seront discutées plus en détail dans le chapitre suivant. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons principalement aux épaisseurs d'IrMn supérieures à cette épaisseur critique.

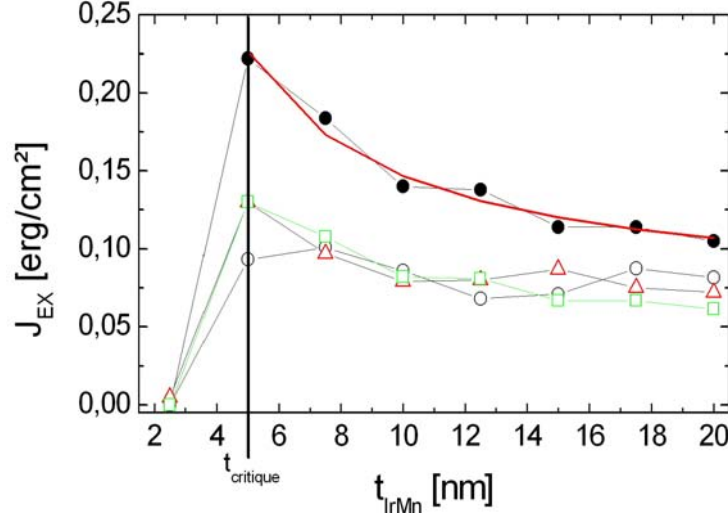


FIG. 4.5 – Energie d’échange d’interface évaluée à partir de l’équation 4.1 pour la bicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/ Ta<sub>5</sub> (-△-) et la tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> pour l’interface Py<sub>10</sub>/IrMn (-○-) et pour l’interface IrMn/Py<sub>5</sub> (-●-) en fonction de l’épaisseur de la couche d’IrMn. La courbe -□- est une normalisation de la courbe -●- à la moyenne des courbes -△- et -○-. La courbe en trait plein représente un ajustement de la courbe -●- en supposant une variation proportionnelle à l’inverse de l’épaisseur d’IrMn.

Lorsque l’épaisseur de la couche d’IrMn atteint l’épaisseur critique de 5 nm,  $J_{EX}$  présente un pic maximum. Si l’épaisseur augmente davantage, une décroissance inversement proportionnelle à  $t_{IrMn}$  est observée. Cette variation de l’énergie d’échange en fonction de l’épaisseur de la couche d’IrMn ne peut pas s’expliquer à partir du modèle de Meiklejohn et Bean. Pour rendre compte de cette variation, un changement cristallographique de la couche antiferromagnétique lorsque son épaisseur varie a souvent été évoqué [73, 101]. Cependant, nous avons montré dans le chapitre 2 que la qualité cristallographique de la couche d’IrMn dans nos échantillons est indépendante de son épaisseur donc cette hypothèse ne peut pas s’appliquer à notre cas. Un autre phénomène doit être pris en compte pour expliquer cette variation.

De plus, si nous comparons les énergies d’échange  $J_{EX}^{inf}$  et  $J_{EX}^{sup}$  évaluées pour les deux interfaces de la tricouche, nous remarquons que quelle que soit l’épaisseur de la couche d’IrMn,  $J_{EX}^{sup}$  est toujours supérieure à  $J_{EX}^{inf}$ . Cette constatation est indépendante de l’épaisseur des couches de Py. Cela a aussi été observé par d’autres équipes de recherche [98, 57, 74, 73, 65]. De plus, la variation de  $J_{EX}^{sup}$  avec l’épaisseur de la couche d’IrMn semble être plus importante que celle de  $J_{EX}^{inf}$ . En fait, cette impression est seulement due à la plus forte valeur de  $J_{EX}^{sup}$ . En effet, après avoir normalisé la courbe obtenue pour  $J_{EX}^{sup}$  en fonction de l’épaisseur de la couche d’IrMn par rapport à celle de  $J_{EX}^{inf}$ , nous remarquons que les deux courbes se superposent parfaitement. Par ailleurs, la variation de

$J_{EX}^{inf}$  en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn obtenue dans le cas de la tricouche est identique à celle obtenue dans le cas de la bicouche. Nous pouvons donc en conclure que les énergies d'échange d'interface  $J_{EX}^{inf}$  et  $J_{EX}^{sup}$  présentent les mêmes variations relatives par rapport à l'épaisseur de la couche d'IrMn même si  $J_{EX}^{sup}$  est toujours supérieure à  $J_{EX}^{inf}$ .

Comme les deux interfaces sont équivalentes et que la texture ainsi que les propriétés cristallographiques de la couche d'IrMn ne dépendent pas de son épaisseur, le comportement magnétique observé ne peut provenir d'une différence structurale. Ces résultats sont confirmés par la dépendance en température du champ d'échange présentée dans le paragraphe suivant.

### 4.2.2 Influence de la température sur l'intensité du champ d'échange

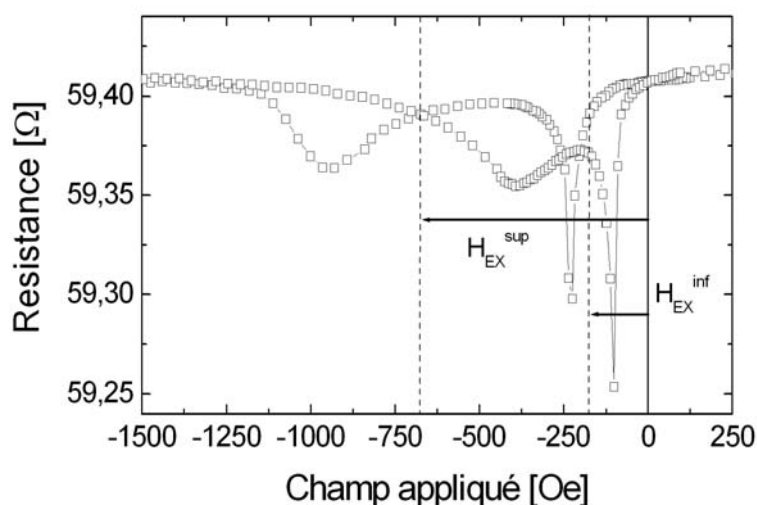


FIG. 4.6 – Variation de la résistance en fonction du champ magnétique appliqué mesurée sur une tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> pour un courant de 1 mA. Le champ magnétique, le champ d'échange et le courant sont tous alignés dans la même direction.

La variation du champ d'échange avec la température dépend fortement de la rugosité d'interface [103] ainsi que de la taille des grains de la couche AFM [104]. Nous avons réalisé des mesures d'Anisotropie de MagnétoRésistance (AMR) en fonction de la température entre 300 K et 550 K sur une tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub>. Cette épaisseur de la couche d'IrMn a été choisie car elle permet d'obtenir des champs d'échange suffisamment différents pour les deux couches de Py. De plus, elle est supérieure à l'épaisseur critique en dessous de laquelle le champ d'échange décroît rapidement. Les



motifs nécessaires à la mesure de l'AMR ont été réalisés par lithographie optique et par gravure ionique, ces méthodes sont décrites dans l'annexe A. Dans la géométrie choisie, le courant, l'axe d'échange et le champ appliqué sont colinéaires. La figure 4.6 représente une mesure de résistance en fonction du champ appliqué réalisée sur cette tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> à une température de 300 K.

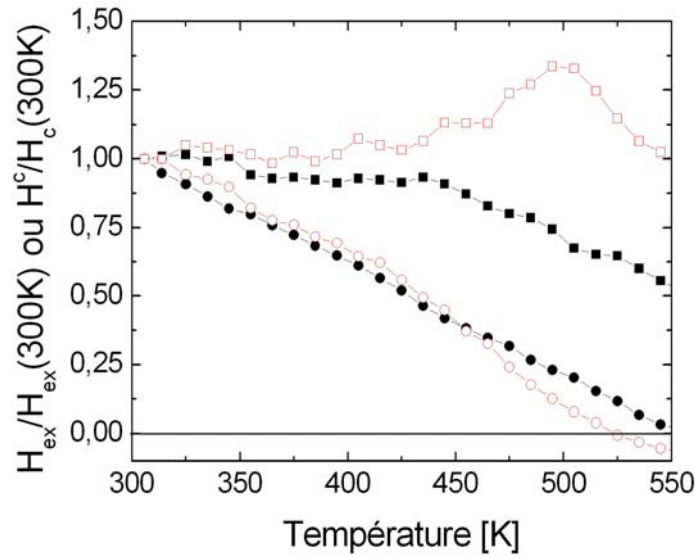


FIG. 4.7 – Evolution du champ d'échange normalisé mesurée pour la couche supérieure (-●-) et pour la couche inférieure (-○-) d'une tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub>. La variation du champ coercitif normalisé pour l'interface supérieure (-■-) et l'interface inférieure (-□-) est également présentée. Ces valeurs ont été extraites des mesures d'AMR.

Le retournement des couches de Py correspond aux pics présents sur la courbe d'AMR. Nous avons alors mesuré le champ d'échange  $H_{EX}^{sup}$  et  $H_{EX}^{inf}$  ainsi que les champs coercitifs  $H_C^{sup}$  et  $H_C^{inf}$  correspondant respectivement aux deux couches de Py de 5 et 10 nm, et cela pour différentes températures variant de 300 K à 550 K par pas de 10K. Les résultats sont présentés sur la figure 4.7.

Comme nous pouvons le voir, les champs d'échange normalisés  $H_{EX}^{sup}$  et  $H_{EX}^{inf}$  diminuent de façon strictement identique. Il en est de même pour les champs coercitifs  $H_C^{sup}$  et  $H_C^{inf}$  jusqu'à 450 K. Cette observation confirme les conclusions tirées à partir des résultats de diffraction de rayons X affirmant que les grains dans la couche d'IrMn sont cohérents dans toute l'épaisseur de la couche et que la rugosité est identique aux deux interfaces. Néanmoins, nous pouvons remarquer que la température de blocage, c'est-à-dire la température pour laquelle le champ d'échange s'annule, est légèrement plus importante pour l'interface supérieure que pour l'interface inférieure. Cela implique une différence de stabilité

dans la configuration en domaines magnétiques aux deux interfaces. Ainsi, la structure en domaines doit être plus stable à l'interface supérieure qu'à l'interface inférieure. Si nous nous intéressons à la variation des champs coercitifs obtenue pour les deux couches de Py au-dessus de 450 K, nous remarquons que  $H_C^{sup}$  décroît continûment alors que  $H_C^{inf}$  augmente jusqu'à 500 K avant de diminuer. Cette différence de comportement n'a pas pu être expliquée.

Etant donné que les interfaces Py/IrMn et IrMn/Py sont quasi identiques du point de vue structural et qu'elles possèdent la même dépendance de  $J_{EX}$  en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn et de la température, nous avons supposé que l'origine de la différence entre les valeurs de  $J_{EX}^{inf}$  et  $J_{EX}^{sup}$  ne peut être que magnétique.

Afin de rendre compte de la variation de l'énergie d'échange d'interface en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn ainsi que de la différence observée entre les deux interfaces de la couche d'IrMn, il est nécessaire de considérer différents mécanismes magnétiques. Ces mécanismes font intervenir des parois de domaines perpendiculaires ou parallèles au plan des couches.

## 4.3 Parois de domaines parallèles à l'interface

Considérons dans un premier temps l'énergie d'échange d'interface observée pour l'interface inférieure de la couche d'IrMn dans les tricouches  $\text{Py}_{10}/\text{IrMn}_{t_{\text{IrMn}}}/\text{Py}_5$  qui est présentée sur la figure 4.5. Des résultats similaires ont été rapportés dans la littérature [45, 105] et la présence d'une paroi parallèle à l'interface, identique à celle décrite dans le modèle de Mauri (cf. § 3.2), a été évoquée afin de rendre compte de l'évolution de l'énergie d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM. Dans les paragraphes suivants, nous allons considérer une telle paroi de domaines et tenter d'expliquer le comportement magnétique de nos tricouches.

### 4.3.1 Dans la couche d'IrMn

Supposons que le renversement de chaque couche de Py fasse apparaître une paroi à l'interface dans la couche d'IrMn. Nous avons montré au paragraphe 4.2.1 que la couche de  $\text{Py}_{10}$  inférieure se retourne toujours avant la couche de  $\text{Py}_5$  supérieure et cela, quelle que soit l'épaisseur de la couche d'IrMn. Ainsi, le retournement de la couche de  $\text{Py}_{10}$  inférieure entraîne la création d'une paroi de domaines dans la couche d'IrMn. Suivant l'extension de cette paroi, la nucléation d'une seconde paroi lorsque la couche de  $\text{Py}_5$  supérieure se retourne peut être gênée à cause du manque de place dans la couche d'IrMn. Le retournement de la couche de  $\text{Py}_5$  supérieure coûte alors plus d'énergie et nous comprenons aisément que  $J_{EX}^{sup} > J_{EX}^{inf}$ . Ainsi, lorsque l'épaisseur de la couche d'IrMn augmente, l'interaction entre les deux parois de domaines devient de plus en plus faible et  $J_{EX}^{sup}$  et

$J_{EX}^{inf}$  tendent vers la même valeur.

Nous allons tester cette hypothèse dans la suite de ce paragraphe. Comme nous l'avons montré au chapitre 2, l'insertion d'une couche de Pt d'un nanomètre d'épaisseur dans nos tricouches à base de Py n'altère pas la structure cristallographique des couches d'IrMn. De plus, deux couches magnétiques séparées par une couche de Pt de cette épaisseur sont totalement découplées (cf. § 4.1.2).

#### 4.3.1.1 Une couche de Pt pour découpler les couches de Py et d'IrMn

Dans un premier temps, pour vérifier ou infirmer cette hypothèse, nous avons inséré une couche de Pt soit à l'interface supérieure, soit à l'interface inférieure pour découpler la couche d'IrMn d'une des deux couches de Py.

La figure 4.8 représente deux cycles d'hystérésis mesurés par VSM (Vibrating Sample Magnetometer) sur des multicouches de composition Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> et Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub>. Le champ est appliqué parallèlement à la direction de l'axe d'échange.

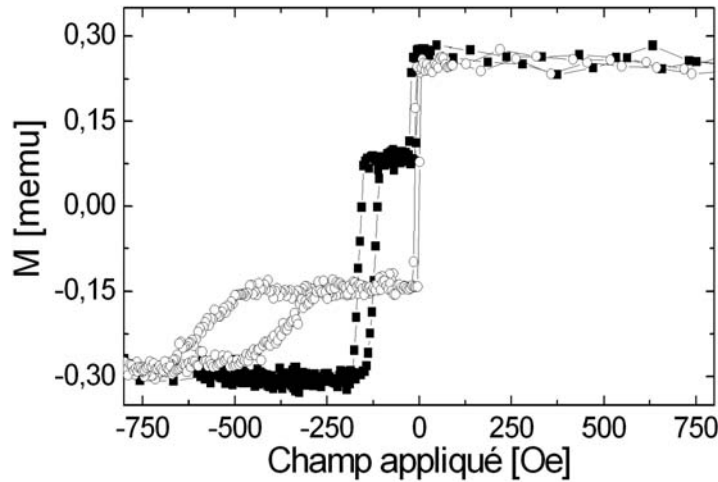


FIG. 4.8 – Cycles d'hystérésis mesurés par VSM sur des tricouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (○-○) et Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>7.5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (■-■) pour un champ magnétique appliqué parallèlement à l'axe d'échange.

Dans ces deux échantillons, si une paroi de domaines parallèle se développe dans la couche d'IrMn, elle ne peut le faire qu'à partir de l'interface où les couches de Py et d'IrMn ne sont pas découplées. Ainsi, une seule paroi peut se développer dans la couche d'IrMn.

Nous devrions alors obtenir le même couplage d'échange pour les deux interfaces. Or, pour l'interface supérieure, nous obtenons  $J_{EX}^{sup}=0.2$  erg/cm<sup>2</sup> et pour l'interface inférieure, nous obtenons  $J_{EX}^{inf}=0.12$  erg/cm<sup>2</sup>. Ces valeurs sont identiques à celles obtenues pour les deux interfaces des tricouches à base de Py étudiées au paragraphe 4.2.1. Ces résultats montrent que la différence de couplage d'échange entre les deux interfaces de la couche d'IrMn ne peut pas provenir de l'interaction des parois se développant aux deux interfaces de la couches d'IrMn.

### 4.3.1.2 Influence de l'épaisseur des couches de Py en contact avec la couche d'IrMn

Nous avons complété cette étude en réalisant des tricouches  $\text{Py}_{t_{Py1}}/\text{IrMn}_{t_{IrMn}}/\text{Py}_{t_{Py2}}$  avec des épaisseurs  $t_{Py1}$  et  $t_{Py2}$  de 5, 10 et 15 nm. Le cycle d'hystérésis mesuré pour la tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ IrMn<sub>10</sub>/ Py<sub>15</sub>/ Ta<sub>5</sub> est présenté sur la figure 4.9.

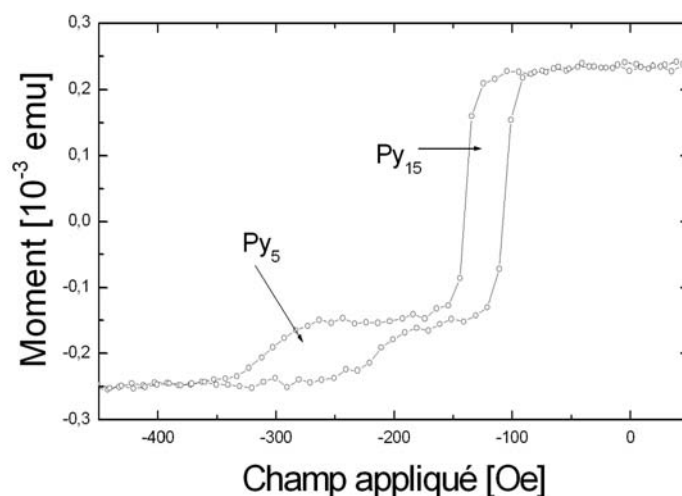


FIG. 4.9 – Cycle de rotation Kerr mesuré en configuration longitudinale sur une multicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ IrMn<sub>10</sub>/ Py<sub>15</sub>/ Ta<sub>5</sub>.

Les énergies d'échange évaluées sont  $J_{EX}^{sup}=0.15$  erg/cm<sup>2</sup> pour l'interface supérieure et  $J_{EX}^{inf}=0.1$  erg/cm<sup>2</sup> pour l'interface inférieure. Ces valeurs correspondent à celles que nous avons obtenues pour les deux interfaces des tricouches  $\text{Py}_{10}/\text{IrMn}_{10}/\text{Py}_5$ . Le même constat a été fait pour d'autres épaisseurs  $t_{Py1}$  et  $t_{Py2}$ . Ces résultats prouvent que, indépendamment de l'ordre dans lequel se retournent les deux couches de Py et indépendamment de l'épaisseur de la couche de Py, l'énergie d'échange d'interface est toujours plus faible à

l'interface inférieure qu'à l'interface supérieure. Cela est clairement en contradiction avec la tentative d'explication donnée au début de cette section pour expliquer la différence d'énergie d'échange observée pour les deux interfaces.

#### 4.3.1.3 Une couche de Pt dans la couche d'IrMn

L'hypothèse d'une paroi parallèle à l'interface pour expliquer la différence d'énergie d'échange aux deux interfaces a été complètement rejetée en comparant les propriétés magnétiques des multicouches de structure Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> et Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>15</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> à celles d'une tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub>. Nous avons montré au chapitre 2 que l'insertion de la couche de Pt ne modifiait aucunement les propriétés cristallographiques de nos couches d'IrMn.

Les énergies d'échange d'interface évaluées pour l'interface supérieure IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub> dans les trois multicouches précédentes sont de 0.24 erg/cm<sup>2</sup> pour les deux premières et de 0.22 erg/cm<sup>2</sup> dans la tricouche classique. Elles sont donc identiques. Encore une fois, cela prouve bien que les deux couches d'IrMn sont découplées par la couche de Pt. En effet, si ce n'était pas le cas, l'énergie d'échange mesurée pour l'interface supérieure des multicouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> et Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>15</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> serait identique à celle obtenue dans les tricouches sans Pt dans lesquelles l'épaisseur de la couche d'IrMn serait de 10 nm et 20 nm. Nous en concluons que l'augmentation de  $J_{EX}^{sup}$  ne peut être liée à un couplage entre les deux couches de Py au travers de la couche d'IrMn.

De plus, ces observations montrent que seule la région dans la couche d'IrMn proche de l'interface participe au champ d'échange. En effet, le champ d'échange est identique pour les deux couches de Py lorsqu'elles sont accolées à une couche d'IrMn<sub>5</sub> unique ou à une multicouche IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>. Ainsi, si des parois de domaines parallèles à l'interface sont présentes dans nos échantillons, leur taille ne doit pas dépasser 2 nm. Quoi qu'il en soit, elles ne permettent pas d'expliquer la différence d'énergie d'échange observée pour les deux interfaces.

Par ailleurs, Ali et ses collaborateurs [96, 97] ont également étudié la variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn. Ils ont montré qu'un champ d'échange non nul et stable par rapport au nombre de cycles d'hystérésis réalisés, était mesurable pour une épaisseur d'IrMn de seulement 1.4 nm. Dans ce cas, l'épaisseur de cette couche est bien trop petite pour permettre le développement d'une paroi parallèle à l'interface. Ainsi, une structure en domaines magnétiques dans le plan des couches dont les parois sont perpendiculaires à l'interface semble être favorisée. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la suite de ce chapitre.

### 4.3.2 Dans la couche de Py

Le développement d'une paroi parallèle à l'interface dans la couche de Py lors du retournement de son aimantation pourrait également être un mécanisme responsable de la différence d'énergie d'échange entre les deux interfaces. Cette hypothèse a été contrôlée avec les bicouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>t<sub>Py</sub></sub>/ IrMn<sub>10</sub>/ Ta<sub>5</sub> dans lesquelles nous avons fait varier l'épaisseur de la couche de Py de 5 à 100 nm.

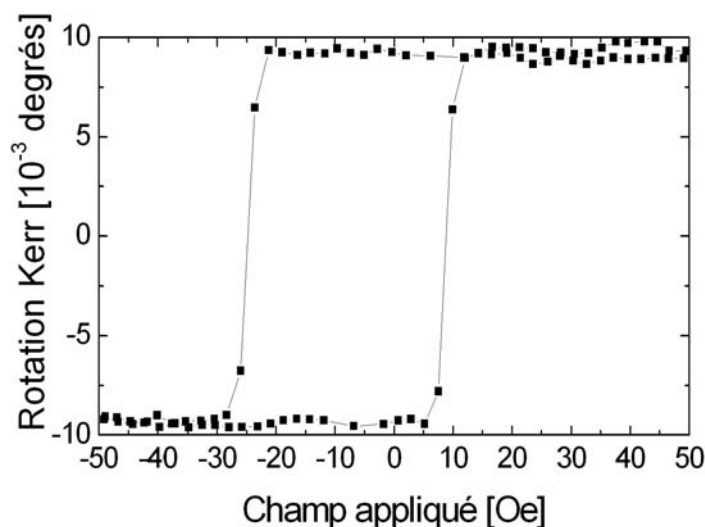


FIG. 4.10 – Cycle de rotation Kerr mesuré en configuration longitudinale sur une multicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>100</sub>/ IrMn<sub>10</sub>/ Ta<sub>5</sub>.

Plus l'épaisseur de la couche FM est importante, plus il est facile pour une paroi de se développer. Le cycle d'hystérésis rapporté sur la figure 4.10 a été mesuré pour une épaisseur de Py de 100 nm, la plus importante que nous ayons testée. Nous remarquons que le cycle est bien carré et qu'aucun signe de compression de paroi n'est observé.

De plus, dans le paragraphe 4.1.1, nous avons montré que le champ d'échange suivait la loi  $H_{EX} = (t_{Py})^{-1}$ . Si une paroi de domaines se développait dans la couche de Py lors du retournement de son aimantation, le champ d'échange aurait diminué plus rapidement qu'en  $(t_{Py})^{-1}$ .

Ainsi, l'existence d'une paroi de domaines parallèle à l'interface dans la couche FM ne peut pas être évoquée pour expliquer la différence d'énergie d'échange observée aux deux interfaces.

## 4.4 Parois de domaines perpendiculaires à l'interface

Nous venons de montrer qu'une paroi de domaines parallèle à l'interface, dans la couche d'IrMn ou dans la couche de Py, ne permet pas d'expliquer la différence d'énergie d'échange d'interface observée pour les deux interfaces de la couche d'IrMn. Ainsi, il ne reste que l'existence des parois de domaines perpendiculaires à l'interface pour l'expliquer. De telles parois sont créées lors de "l'écriture" du champ d'échange dans la bicouche FM/AFM et associées à la rugosité de l'interface ou à la présence de défauts dans la couche AFM.

Les informations sur la localisation des domaines et des parois de domaines perpendiculaires ont été obtenues en utilisant une série d'échantillon Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>20-x</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>x</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> où x varie de 2.5 nm à 17.5 nm, ce qui revient à déplacer la couche de Pt dans une couche d'IrMn de 20 nm d'épaisseur. Dans ces échantillons, quelle que soit la position de la couche de Pt, la structure cristallographique de la couche d'IrMn ainsi que les rugosités à ces deux interfaces restent constantes.

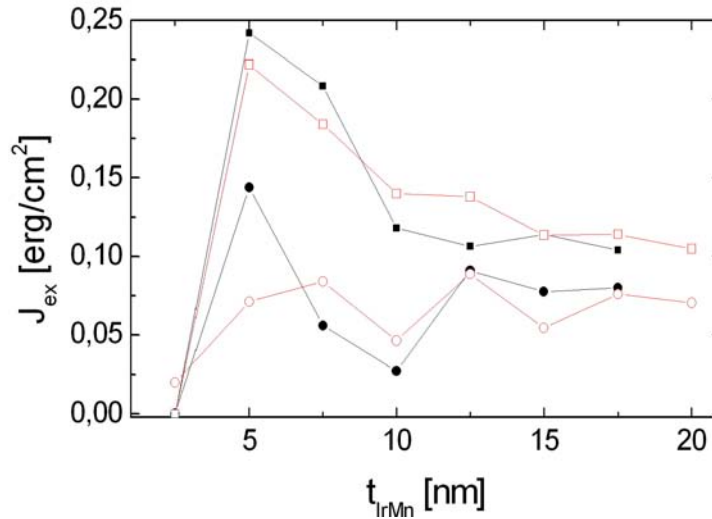


FIG. 4.11 – Variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn évaluée pour les deux couches de Py dans les tricouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{IrMn}$</sub> / Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> pour les interfaces Py<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{IrMn}$</sub>  (-○-) et IrMn <sub>$t_{IrMn}$</sub> / Py<sub>5</sub> (-□-) et dans les multicouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>20-x</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>x</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> [Py<sub>10</sub> (-●-) et Py<sub>5</sub> (-■-)].

Sur la figure 4.11 est exposée la variation de l'énergie d'échange d'interface mesurée pour les deux couches de Py dans les tricouches classiques Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{IrMn}$</sub> / Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> et dans les couches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>20-x</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>x</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> dé-

couplées par la couche de Pt. L'énergie d'échange  $J_{EX}^{sup}$  mesurée à l'interface IrMn<sub>x</sub>/Py en fonction de x suit la courbe -□- évaluée pour l'interface supérieure dans une tricouche classique. De la même manière,  $J_{EX}^{inf}$  obtenue pour l'interface Py<sub>10</sub>/IrMn<sub>20-x</sub> suit la courbe -o-, évaluée pour l'interface inférieure dans une tricouche classique. Ces informations impliquent que les structures en domaines aux interfaces inférieure et supérieure de la couche d'IrMn, ainsi que la différence entre les deux sont identiques dans les deux séries d'échantillons. Par ailleurs, ces résultats excluent une extension des domaines et des parois de domaines dans la totalité de la couche d'IrMn vu que le comportement des tricouches Py/IrMn/Py est identique à celui observé lorsqu'une couche de Pt est insérée pour découpler les deux interfaces.

Ainsi, nous pouvons considérer que les domaines et les parois de domaines sont confinés aux deux interfaces de telle sorte qu'il n'y a pas d'interaction entre les domaines présents à l'interface inférieure et ceux présents à l'interface supérieure.

En considérant les travaux réalisés par Malozemoff, présentés dans le chapitre 3 (cf. § 3.3), il est possible d'expliquer la variation d'énergie d'échange, rapportée sur la figure 4.11 (-□-), observée pour l'interface supérieure de la couche d'IrMn. Pour réaliser ces calculs, Malozemoff a rejeté l'hypothèse d'une interface plane en introduisant une certaine rugosité à l'interface entre la couche FM et la couche AFM. Cette rugosité induit un champ aléatoire dans la couche AFM qui se scinde alors en plusieurs domaines magnétiques afin de minimiser son énergie. Malozemoff a montré que la taille des domaines magnétiques dans la couche AFM dépend de son épaisseur et que la variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM présente trois régimes distincts :

1. Pour des épaisseurs de la couche d'AFM telles que l'inégalité  $J_{EX} > K_{AFM}t_{AFM}$  n'est pas satisfaite, les domaines magnétiques dans la couche d'IrMn ne sont pas stables lorsque l'aimantation de la couche FM se retourne. Le champ d'échange est alors nul.
2. Pour une épaisseur telle que  $J_{EX} = K_{AFM}t_{AFM}$ , à partir de laquelle la structure en domaines magnétiques est stable durant le retournement de l'aimantation de la couche FM, les domaines magnétiques ont une taille semblable à celle d'une paroi. Dans ce cas, le champ d'échange est non nul. Lorsque l'épaisseur augmente, les domaines s'étendent ce qui induit une diminution de l'énergie d'échange d'interface proportionnelle à  $1/t_{AFM}$ .
3. Au-dessus d'une certaine épaisseur, correspondant à l'épaisseur  $t_{crit2}$  dans le modèle, la taille des domaines magnétiques est grande devant la taille d'une paroi et n'évolue plus. Dans ce cas, l'énergie d'échange d'interface reste constante.

Dans notre cas, le premier et le deuxième régime correspondraient respectivement à une épaisseur d'IrMn inférieure et supérieure à 5 nm. Comme notre but était de réaliser des couches minces, nous nous sommes limités à une épaisseur d'IrMn de 20 nm. Dans ce cas, on ne rentre pas dans le régime  $t_{IrMn} > t_{crit2}$ . C'est pourquoi le plateau correspondant



à une énergie d'échange constante n'est pas observable sur la figure 4.11.

Néanmoins, une question subsiste. Comme nous pouvons le voir dans nos échantillons Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>20-x</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>x</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub>, l'insertion de la couche de Pt peut légèrement modifier la rugosité de l'interface IrMn<sub>x</sub>/Py. Cependant, elle n'influence pas de façon significative la valeur du couplage d'échange  $J_{EX}^{sup}$ . Cela montre bien que la faible différence de rugosité entre les deux interfaces dans les tricouches Py/IrMn/Py, à savoir respectivement  $7 \pm 2 \text{ \AA}$  et  $8 \pm 2 \text{ \AA}$  pour les interfaces inférieure et supérieure, ne peut être responsable de la grande différence dans l'énergie d'échange d'interface.

Dans le modèle de Malozemoff, la décroissance de l'énergie d'échange d'interface avec l'épaisseur de la couche AFM, au-dessus de l'épaisseur nécessaire pour stabiliser les domaines magnétiques, est donnée par l'équation :

$$J_{EX} = f_i^2 \frac{A_{AFM}}{4\pi^2 t_{AFM}} \quad (4.3)$$

où  $f_i$  est une constante, de l'ordre de l'unité, proportionnelle à l'intensité du champ aléatoire et  $A_{AFM}$  et  $t_{AFM}$  sont la constante d'échange par unité de longueur et l'épaisseur de la couche AFM.

Dans le modèle de Malozemoff, la valeur de  $f_i$  est fixée par la rugosité de l'interface FM/AFM. Dans notre cas, cette valeur doit être identique pour les deux interfaces de la couche d'IrMn. Donc, la différence entre les coefficients  $f_i$  pour les deux interfaces doit être trouvée ailleurs que dans la rugosité d'interface. Nous reviendrons en détail sur ce point dans la section 4.6.

Par ailleurs, Nowak et ses associés ont effectué des simulations numériques basées sur le "domain state model" (cf. § 3.4). Dans ce modèle, la couche AFM est diluée, c'est-à-dire qu'une certaine proportion d'atomes dans cette couche est laissée sans moment magnétique. Lorsque le système est refroidi sous champ depuis une température supérieure à la température de Néel de la couche AFM, la dilution permet la formation de domaines magnétiques porteurs d'une aimantation non nulle.

Pour de faibles dilutions de la couche AFM, l'allure de la variation de l'énergie d'échange est très semblable à celle que nous obtenons [92, 106]. L'explication donnée est la même que celle présentée précédemment.

Par ailleurs, ils ont montré que l'allure de la variation de l'énergie d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'AFM dépend de sa dilution, c'est-à-dire du nombre de défauts magnétiques présents dans cette dernière. En admettant que les défauts structuraux dans la couche d'IrMn puissent induire des défauts d'aimantation aux joints de grains par exemple, nous avons testé cet effet en étudiant tout d'abord les tricouches Co/IrMn/Co

puis Py/IrMn/Co. Les résultats obtenus sur ces systèmes font l'objet du paragraphe suivant.

## 4.5 Influence des défauts dans la couche d'IrMn

### 4.5.1 Les multicouches Ta/Co/IrMn/Ta et Ta/Co/IrMn/Co/Ta

La variation d'énergie d'échange mesurée pour les deux couches de Co est rapportée sur la figure 4.12.

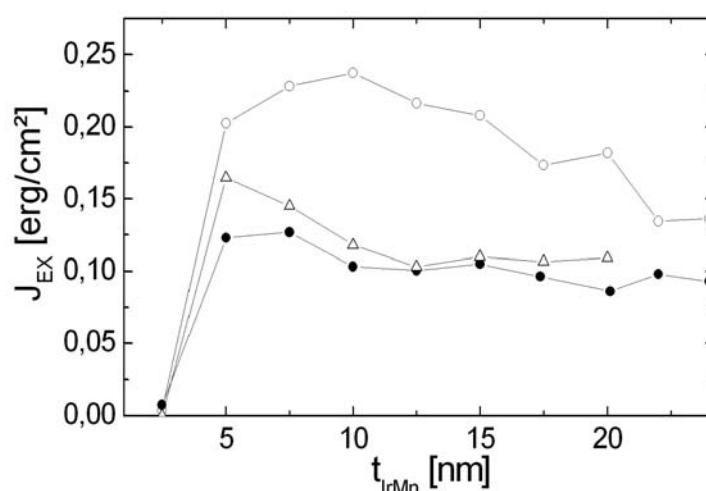


FIG. 4.12 – Energie d'échange d'interface évaluée à partir de l'équation 4.1 pour la bicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Co<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{\text{IrMn}}$</sub> / Ta<sub>5</sub> (- $\triangle$ -) et la tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Co<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{\text{IrMn}}$</sub> / Co<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> [Co<sub>10</sub> (- $\circ$ -) et Co<sub>5</sub> (- $\bullet$ -)] en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn.

Comme dans le cas des tricouches réalisées avec des couches de Py, nous remarquons que l'énergie d'échange d'interface est toujours plus importante pour l'interface supérieure que pour l'interface inférieure. De plus, les variations de  $J_{EX}^{inf}$  évaluées pour la tricouche et la bicouche sont semblables et les valeurs d'énergie d'échange interfaciale rapportées sont proches de celles obtenues avec du Py. Le changement le plus marquant par rapport aux tricouches avec du Py réside dans l'évolution de l'énergie d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn.

L'énergie  $J_{EX}^{sup}$  est nulle pour une épaisseur d'IrMn de 2.5 nm. Puis, lorsque l'épaisseur d'IrMn augmente, elle croît jusqu'à atteindre un maximum de 0.24 erg/cm<sup>2</sup> pour une épaisseur d'IrMn de 10 nm. Cette épaisseur est deux fois plus importante que dans le cas des tricouches à base de Py. La courbe est plus arrondie et le maximum est décalé.

Des résultats identiques ont été obtenus sur des multicouches  $\text{Co}/\text{Co}_{1-y}\text{O}$  et  $\text{Co}/\text{Co}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$  déposées par épitaxie par jet moléculaire dans lesquelles la quantité de défauts a été modifiée en déposant les couches de Co sous différentes pressions d'oxygène ou en variant la quantité de Mg [68, 107, 69, 92]. Ces résultats ont été reproduits numériquement à l'aide du modèle développé par Nowak et Usadel (cf. § 3.4). Comme nous l'avons vu précédemment, pour des faibles dilutions de la couche AFM, ils obtiennent une variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM similaire à celle que nous obtenons pour la tricouche à base de Py. En augmentant la quantité de défauts dans la couche AFM, la variation du champ d'échange avec l'épaisseur de la couche AFM est alors semblable à celle que nous obtenons avec la tricouche à base de Co. Par conséquent, pour simuler la variation de l'énergie d'échange d'interface en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn pour des tricouches  $\text{Co}/\text{IrMn}/\text{Co}$ , il est nécessaire d'inclure un plus grand nombre de défauts "numériques" que dans le cas des tricouches  $\text{Py}/\text{IrMn}/\text{Py}$ .

Ces résultats sont en parfait accord avec ce que nous avons montré dans le chapitre 2 si nous admettons que les défauts structuraux induisent des défauts d'aimantation. Les tricouches à base de Py sont beaucoup mieux texturées et ordonnées que celles à base de Co. Elles présentent donc un nombre de défauts plus faible. Ainsi, les propriétés cristallographiques de la couche d'IrMn déterminent la variation de l'énergie d'échange d'interface en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn.

Afin de nous en assurer, des mesures magnétiques ont été faites sur des tricouches  $\text{Verre}/\text{Ta}_5/\text{Py}_{10}/\text{IrMn}_{t_{\text{IrMn}}}/\text{Co}_5/\text{Ta}_5$ . Elles sont présentées dans le paragraphe qui suit.

#### 4.5.2 Les multicouches $\text{Ta}/\text{Py}/\text{IrMn}/\text{Co}/\text{Ta}$

Nous avons vu dans le chapitre 2 (cf. § d)) que dans les tricouches  $\text{Verre}/\text{Ta}_5/\text{Py}_{10}/\text{IrMn}_{t_{\text{IrMn}}}/\text{Co}_5/\text{Ta}_5$ , la couche d'IrMn possède une structure cristalline de qualité intermédiaire entre les tricouches  $\text{Verre}/\text{Ta}_5/\text{Py}_{10}/\text{IrMn}_{t_{\text{IrMn}}}/\text{Py}_5/\text{Ta}_5$  et  $\text{Verre}/\text{Ta}_5/\text{Co}_{10}/\text{IrMn}_{t_{\text{IrMn}}}/\text{Co}_5/\text{Ta}_5$ . Elle est texturée et la désorientation des plans (111) est moins importante que dans le cas des tricouches déposées sur couche tampon de  $\text{Ta}/\text{Co}$ .

La variation de l'énergie d'échange d'interface pour l'interface supérieure  $J_{EX}^{\text{sup}}$  en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn dans les trois séries de tricouches est rapportée sur la figure 4.13. Nous remarquons que  $J_{EX}^{\text{sup}}$  évolue différemment pour les trois tricouches. Dans le cas de la tricouche  $\text{Verre}/\text{Ta}_5/\text{Py}_{10}/\text{IrMn}_{t_{\text{IrMn}}}/\text{Co}_5/\text{Ta}_5$ , la variation de  $J_{EX}^{\text{sup}}$  en fonction de l'épaisseur d'IrMn présente une évolution proche de celle obtenue sur les tricouches  $\text{Py}/\text{IrMn}/\text{Py}$ . Néanmoins,  $J_{EX}^{\text{sup}}$  décroît moins rapidement que dans le cas des tricouches  $\text{Co}/\text{IrMn}/\text{Co}$ .

Dans le cadre du "domain state model", Nowak et ses collaborateurs ont évalué la dépendance du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM pour des dilutions de 30% , 40% et 60%. Le résultat de leur calcul est rapporté sur la figure 4.14.

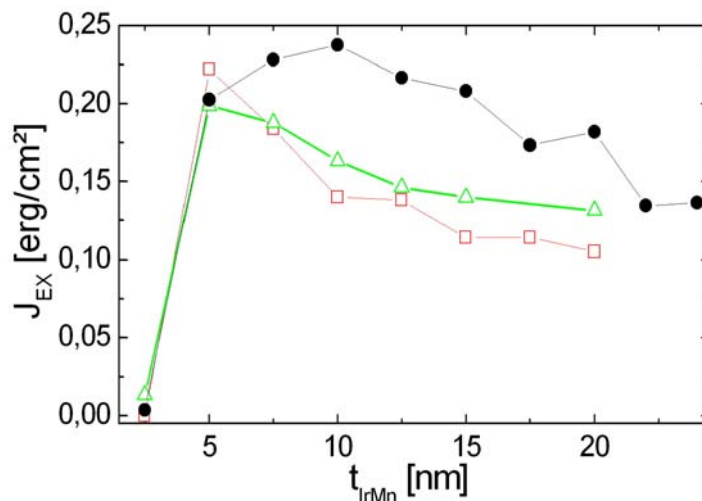


FIG. 4.13 – Energie d'échange d'interface évaluée à partir de l'équation 4.1 pour les interfaces supérieures des tricouches Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{\text{IrMn}}$</sub> / Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-□-), Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Co<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{\text{IrMn}}$</sub> / Co<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-●-) et Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn <sub>$t_{\text{IrMn}}$</sub> / Co<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-△-) en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn.

Nous pouvons voir que leurs courbes et nos résultats sont très similaires si nous associons :

- la tricouche Py/IrMn/Py à la dilution de 30%
- la tricouche Py/IrMn/Co à la dilution de 40%
- la tricouche Co/IrMn/Co à la dilution de 60%

Encore une fois, ces résultats corroborent parfaitement les conclusions issues de l'étude cristallographique menée au chapitre 2 en considérant que les défauts structuraux induisent des défauts d'aimantation.

Nous avons vu précédemment que Nowak explique la variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM à partir du changement de la taille des domaines magnétiques. Il a également montré que la taille des domaines magnétiques dans la couche AFM dépend de la dilution. Plus la dilution est importante, plus la taille des domaines est faible. Ainsi, pour des dilutions plus fortes, ce qui correspond à nos tricouches Co/IrMn/Co, les domaines magnétiques sont plus petits et l'épaisseur de la couche AFM nécessaire pour que ces domaines deviennent stables est plus importante. Par ailleurs, plus les domaines sont petits, plus l'énergie d'échange d'interface est grande. C'est exactement ce que nous observons dans le cas des tricouches Co/IrMn/Co.

Ces résultats confirment que la qualité cristallographique de la couche d'IrMn conditionne la variation de l'énergie d'échange d'interface en fonction de l'épaisseur de la couche

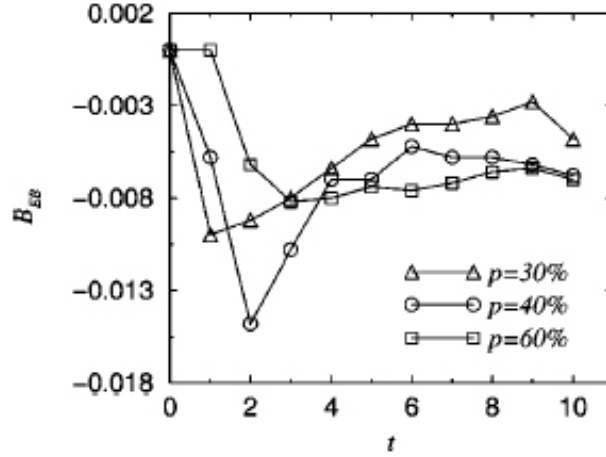


FIG. 4.14 – Variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AFM calculée par simulations numériques basées sur le "domain state model" pour différentes dilutions de la couche AFM. Courbe tirée de la référence [92].

d'IrMn.

### 4.5.3 Influence de la température sur la variation du couplage d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn

Tout comme la texture des couches, la température modifie le couplage d'échange à l'interface entre deux couches FM et AFM. C'est pourquoi nous avons analysé l'influence de la température sur la variation de l'énergie d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn. La figure 4.15 rapporte la variation de l'énergie d'échange évaluée pour l'interface supérieure de la tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Co<sub>10</sub>/ IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/ Co<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn et pour différentes températures.

Nous remarquons tout d'abord que quelle que soit l'épaisseur de la couche d'IrMn, le couplage d'échange d'interface augmente lorsque la température diminue. De plus, le maximum de  $J_{EX}$  se décale vers les faibles épaisseurs d'IrMn et l'allure de la courbe de  $J_{EX}$  en fonction de l'épaisseur d'IrMn se rapproche de celle obtenue pour les tricouches à base de Py. Ainsi, nous pouvons faire un parallèle entre la structure cristallographique de la couche d'IrMn, plus particulièrement, la présence de défauts dans cette dernière et la température. Plus la température est faible, plus le système se comporte comme une couche d'IrMn avec peu de défauts.

Ali et ses collaborateurs ont rapporté des résultats identiques sur des bicouches Ta<sub>7.5</sub>/ Co<sub>4</sub>/ Cu<sub>2.3</sub>/ Co<sub>2.6</sub>/ IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/ Ta<sub>2.5</sub> [96, 97]. Encore une fois, ils ont été appuyés par des

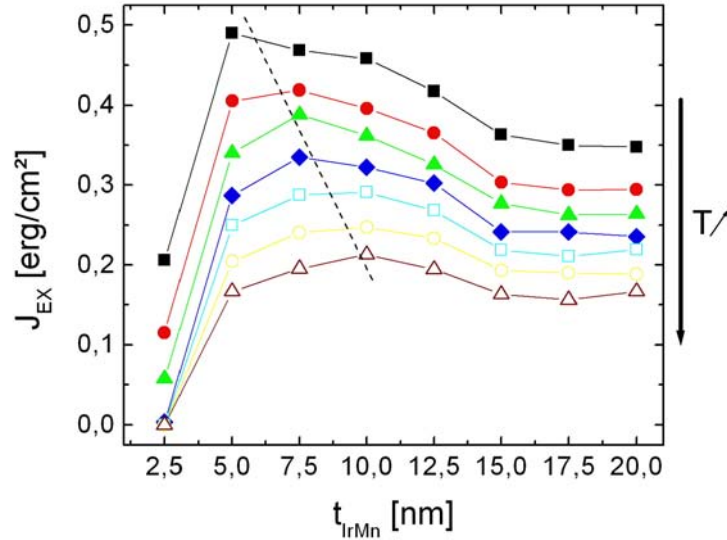


FIG. 4.15 – Énergie d'échange d'interface évaluée à partir de l'équation 4.1 pour la tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Co<sub>10</sub>/ IrMn<sub>t<sub>IrMn</sub></sub>/ Co<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn à une température T=5 K (-■-), T=50 K (-●-), T=100 K (-▲-), T=150 K (-◆-), T=200 K (-□-), T=250 K (-○-) et T=300 K (-△-). La ligne en pointillés montre l'évolution du maximum de l'énergie d'échange d'interface avec la température.

simulations numériques réalisées en utilisant le "domain state model" (cf. § 3.4).

Lorsque la température augmente, la structure en domaines à l'interface devient de moins en moins stable à cause des fluctuations thermiques. Qualitativement, nous comprenons qu'il faille augmenter  $K_{AFM}t_{AFM}$  pour combattre les fluctuations thermiques. C'est pourquoi nous observons un décalage du pic dans la variation de l'énergie d'échange d'interface vers les plus fortes épaisseurs lorsque la température augmente.

#### 4.5.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré que la structure cristallographique de la couche d'IrMn et les propriétés magnétiques des tricouches sont étroitement liées. Néanmoins, quelle que soit la structure de la tricouche, le couplage d'échange est toujours plus important à l'interface supérieure qu'à l'interface inférieure de la couche d'IrMn. Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous attacher à démontrer que cette différence possède une origine magnétique.

## 4.6 Origine de la différence de couplage d'échange aux deux interfaces

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.4, les rugosités aux deux interfaces sont similaires et dans le modèle de Malozemoff, cela se traduit par une énergie d'échange d'interface identique. Or, quelle que soit la structure de la tricouche, l'énergie d'échange est toujours plus grande à l'interface supérieure de la couche d'IrMn qu'à l'interface inférieure. Il est donc nécessaire de prendre en compte un autre phénomène que la rugosité.

### 4.6.1 L'ordre de dépôt

Une information sur l'origine de la différence entre les deux interfaces a été obtenue en mesurant le cycle d'hystérésis d'une multicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ Py<sub>5</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> dans laquelle les couches Py/IrMn situées au-dessus de la couche de Pt ont été inversées par rapport à la structure Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> étudiée dans le paragraphe 4.3.1. Les deux cycles d'hystérésis sont présentés sur la figure 4.16.

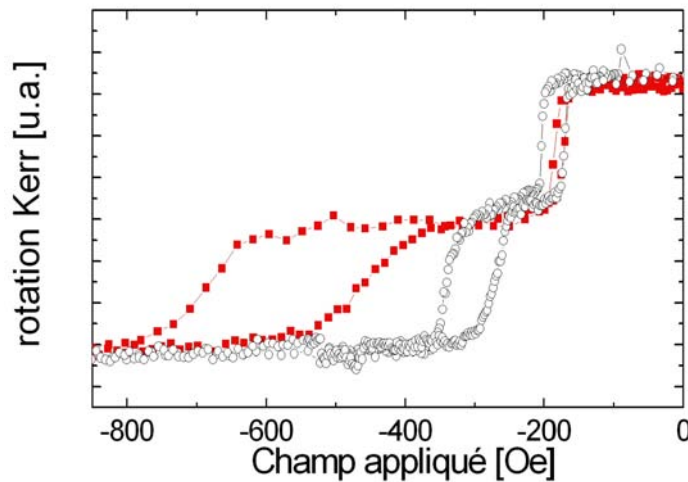


FIG. 4.16 – Cycles de rotation Kerr mesurés en configuration longitudinale sur une multicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-■-) et sur une multicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Pt<sub>1</sub>/ Py<sub>5</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> (-○-).

Celui correspondant à la couche de Py<sub>10</sub> inférieure est identique pour les deux multicouches. A l'inverse, le champ d'échange mesuré pour la couche de Py<sub>5</sub> dans la configuration ...Pt<sub>1</sub>/ Py<sub>5</sub>/ IrMn<sub>5</sub> est deux fois plus petit que dans la configuration "classique" ...Pt<sub>1</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>. L'énergie d'échange évaluée pour l'interface Pt<sub>1</sub>/ Py<sub>5</sub>/ IrMn<sub>5</sub> est de 0.12 erg/cm<sup>2</sup>. Elle est égale à celle mesurée pour l'interface inférieure Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>. Ainsi, c'est l'ordre dans lequel les différentes couches sont déposées qui influence le couplage

d'échange aux deux interfaces. Plus particulièrement, la façon dont le champ d'échange est inscrit à l'interface joue un rôle déterminant dans la différence de comportement magnétique des deux interfaces d'IrMn.

#### 4.6.2 Vers une origine magnétique de la différence entre les interfaces X/IrMn et IrMn/X

Un élément de réponse concernant cette différence d'énergie d'échange pour les deux interfaces de la couche d'IrMn a été obtenu en étudiant les propriétés magnétiques des multicouches avant que le recuit sous champ magnétique n'ait été effectué. Dans ce cas, nous qualifierons de vierge l'état magnétique des couches de Py. Les cycles d'hystérésis mesurés sur une multicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> avec le champ magnétique appliqué parallèlement et perpendiculairement à l'axe de facile aimantation sont présentés sur la figure 4.17.

Si nous considérons l'interface inférieure Py/IrMn, nous remarquons qu'un champ d'échange apparaît même dans l'état vierge et lorsque le champ magnétique est appliqué suivant la direction de l'axe d'anisotropie de la couche de Py (figure 4.17 (a), -●-). Un cycle carré est observé avec des valeurs de champ de retournement de -200 et -50 Oe. La raison de la présence d'un champ d'échange à l'interface inférieure avant recuit s'explique par le fait que, comme la couche de Py possède un champ coercitif très faible, elle est saturée durant le dépôt par le champ magnétique issu du magnétron. Ainsi, les moments de la couche d'IrMn sur la surface vont s'orienter suivant les moments du Py. C'est pourquoi nous observons un champ d'échange non nul même avant recuit. Lorsque le champ est appliqué perpendiculairement à l'axe d'échange, il est difficile d'extraire le cycle d'hystérésis de la couche de Py inférieure. Néanmoins, il doit être identique à celui décrit sur la figure 4.1.

Le renversement de l'aimantation de la couche de Py<sub>5</sub> supérieure est totalement différent. Le cycle semble être incliné en comparaison au cycle carré obtenu pour la couche de Py<sub>5</sub> inférieure.

La contribution de la couche de Py<sub>5</sub> a été extraite de la courbe totale en soustrayant le cycle carré de la couche de Py<sub>10</sub> pour un champ magnétique appliqué dans la direction de l'axe d'anisotropie de cette dernière (figure 4.17 (b), -▲-). En plus d'être incliné, le cycle n'est pas décalé par rapport au champ nul, il présente un large champ de saturation, autour de 650 Oe, et une faible rémanence. Ces caractéristiques montrent que la structure à l'interface supérieure de la couche d'IrMn est désordonnée.

Ces résultats ont été confirmés par le cycle d'hystérésis mesuré avec le champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe d'anisotropie de la couche de Py<sub>10</sub> (figure 4.17 (a), -○-). Comme nous l'attendions pour cette configuration, le cycle d'hystérésis



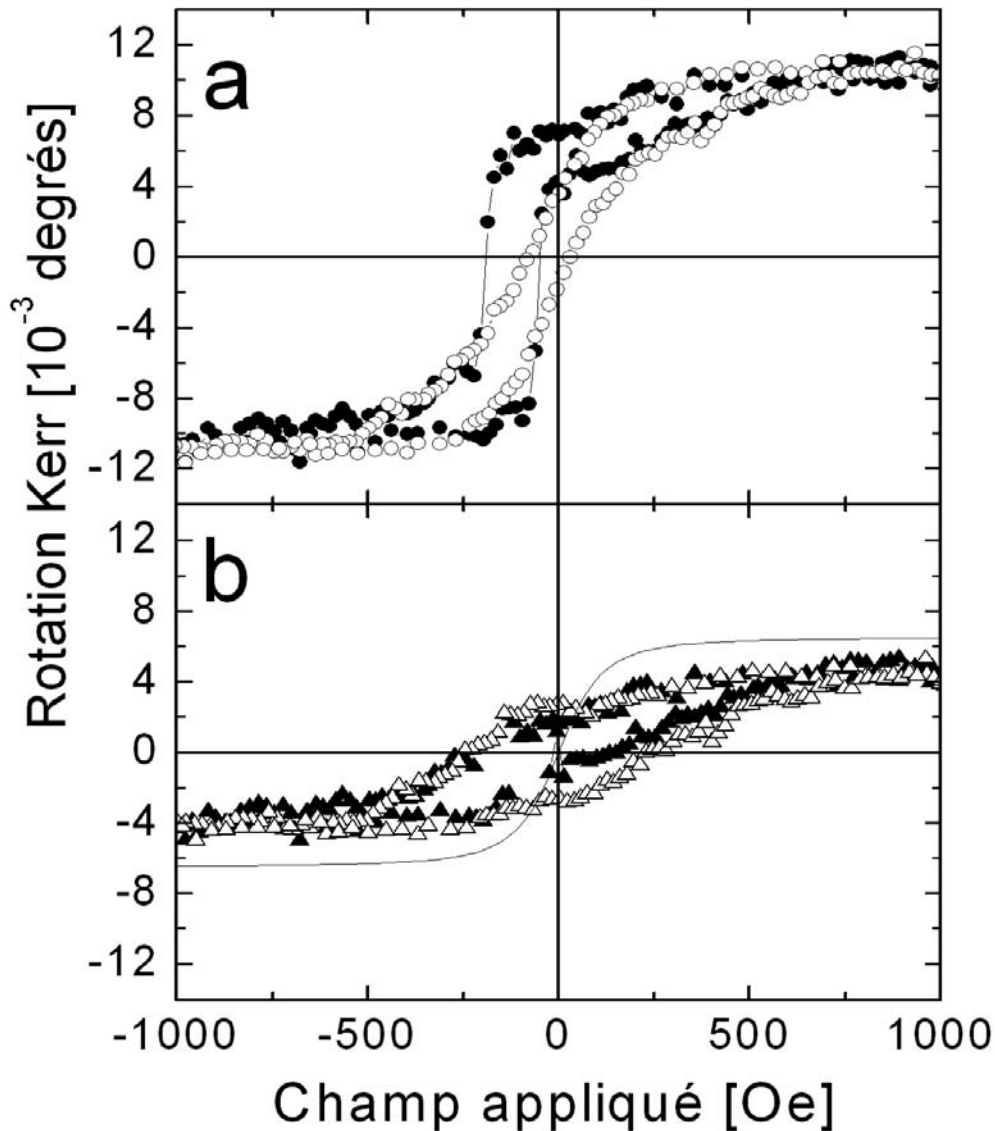


FIG. 4.17 – (a) Cycles de rotation Kerr mesurés en géométrie longitudinale sur une tri-couche Verre/  $\text{Ta}_5$ /  $\text{Py}_{10}$ /  $\text{IrMn}_5$ /  $\text{Py}_5$ /  $\text{Ta}_5$  avec le champ appliqué longitudinalement ( $\bullet$ ) et perpendiculairement ( $\circ$ ) à l'axe de facile aimantation induit du  $\text{Py}$  lors du dépôt. (b) Cycles d'hystérésis de la couche de  $\text{Py}_5$  supérieure mesurés avec le champ magnétique appliqué parallèlement ( $\blacktriangle$ ) et perpendiculairement ( $\triangle$ ) à l'axe de facile aimantation induit du  $\text{Py}$  lors du dépôt après soustraction de la contribution de la couche de  $\text{Py}_{10}$  inférieure. La courbe en trait plein correspond à une modélisation de la réponse de la couche de  $\text{Py}_{10}$  lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement à son axe d'anisotropie. Ces mesures ont été faites avant le traitement magnétothermique.

n'est pas décalé par rapport au champ nul. Il est arrondi lorsque le champ magnétique s'approche du champ de saturation et linéaire pour un champ appliqué proche du champ nul. Nous avons vu au début du chapitre que le cycle d'hystérésis d'une bicouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>10</sub>/ Ta<sub>5</sub>, lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe d'échange, est totalement réversible avec un champ coercitif nul. Nous verrons dans le chapitre 6 qu'il est possible de le modéliser. Cette modélisation correspond à la courbe en trait plein présentée sur la figure 4.17 (b). Une fois que cette contribution de la couche de Py<sub>10</sub> est soustraite du cycle total, le cycle d'hystérésis de la couche de Py<sub>5</sub> (figure 4.17 (b), -△-) est centré en champ nul et présente un fort champ de saturation comme lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe de facile aimantation de la couche de Py<sub>10</sub>. En fait, pour les deux directions du champ magnétique appliqué, les deux cycles se superposent très bien. Un grand champ de saturation, une rémanence de 0.5 environ, et l'invariance de l'allure du cycle d'hystérésis suivant la direction du champ magnétique appliqué sont les caractéristiques d'une anisotropie aléatoire. Ainsi, avant le traitement magnétothermique, la structure en domaines à l'interface supérieure de la couche d'IrMn est désordonnée et isotrope. Ainsi, elle n'entraîne pas de décalage du cycle d'hystérésis de la couche de Py supérieure.

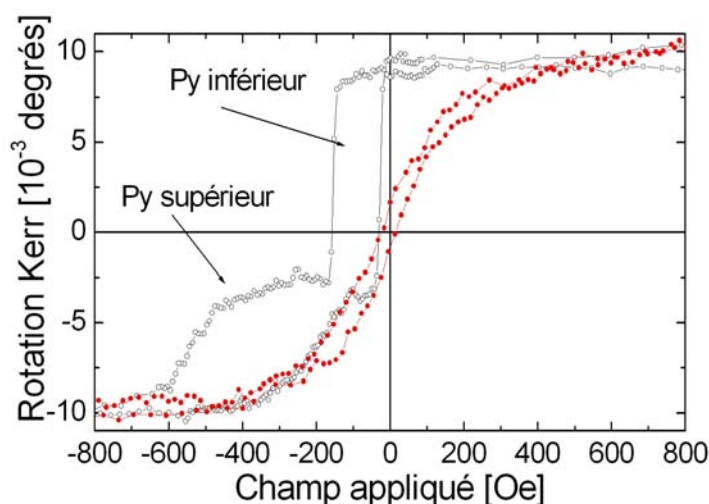


FIG. 4.18 – Cycles de rotation Kerr mesurés par effet Kerr en géométrie longitudinale sur une tricouche Verre/ Ta<sub>5</sub>/ Py<sub>10</sub>/ IrMn<sub>5</sub>/ Py<sub>5</sub>/ Ta<sub>5</sub> avec le champ appliqué parallèlement (-o-) et perpendiculairement (-●-) à l'axe de facile aimantation induit dans le Py lors du dépôt.

Les cycles d'hystérésis rapportés sur la figure 4.18 ont été mesurés sur la même tricouche après qu'elle ait été recuite sous un champ magnétique appliqué parallèlement à l'axe d'anisotropie de la couche de Py inférieure induit lors du dépôt. En ce qui concerne cette dernière, nous remarquons que le champ d'échange n'est pas modifié par rapport

à celui mesuré avant recuit. L'énergie d'échange d'interface évaluée est de  $0.1 \text{ erg/cm}^2$ . La forme du cycle est légèrement changée et les renversements de l'aimantation sont plus abrupts. En revanche, en partant d'une configuration désorientée et d'un champ d'échange nul, l'interface supérieure acquiert une énergie d'échange d'interface de  $0.17 \text{ erg/cm}^2$ , beaucoup plus importante qu'à l'interface inférieure.

Pour nous assurer que c'est bien la couche FM inférieure qui présente de l'échange avant recuit et que la couche supérieure est telle que nous l'avons décrite, nous avons intégré une tricouche dans une structure GMR. Les mesures de résistance en fonction du champ appliqué sur des multicouches Verre/  $\text{Ta}_5$ /  $\text{Co}_{10}$ /  $\text{IrMn}_{7.5}$ /  $\text{Co}_5$ /  $\text{Cu}_{3.5}$ /  $\text{Co}_7$ /  $\text{Pt}_{2.5}$  sont présentées sur la figure 4.19. Dans cette structure, tout comme dans une jonction tunnel magnétique, la résistance dépend de l'orientation relative des aimantations des couches en contact avec la couche de Cu. Lorsque les deux aimantations sont parallèles, la résistance est faible et inversement, lorsque les deux aimantations sont antiparallèles, la résistance est forte. Ainsi, comme le signal de GMR n'est sensible qu'aux couches en contact avec la couche de Cu, nous avons directement accès aux propriétés magnétiques de la couche de Co située au-dessus de la couche d'IrMn. Les deux couches de Co de part et d'autre de la couche d'IrMn ainsi que celle située au-dessus de la couche d'IrMn ont des axes d'anisotropie orientés dans la même direction car, pendant le dépôt, elles sont soumises au champ magnétique issu du magnétron situé sous la couche de Co. Dans la suite de la discussion, la couche de Co située au-dessus de la barrière sera qualifiée de libre.

Intéressons-nous tout d'abord aux mesures effectuées avant recuit. Considérons le cas où le champ magnétique est appliqué suivant l'axe de facile aimantation de la couche de Co libre (-o-) et décrivons le cycle en partant du champ magnétique appliqué positif. Lorsque l'intensité du champ appliqué est importante, les deux couches de Co sont alignées et la résistance est faible. Quand l'intensité du champ diminue, mais reste dans le sens positif, la résistance commence à augmenter doucement à partir de 600 Oe environ. Cette augmentation est due au retournement de la couche de Co couplée avec la couche d'IrMn. Puis, plus le champ diminue, plus la résistance augmente jusqu'à ce que le champ se retourne et atteigne la valeur du champ coercitif de la couche de Co libre, environ -50 Oe. A ce moment-là, la résistance augmente brusquement. Lorsque l'intensité du champ appliqué augmente, dans le sens opposé cette fois-ci, la couche de Co continue à se retourner doucement et sature pour un champ appliqué de 600 Oe environ. Dans ce cas, le taux de GMR est relativement faible car les aimantations des deux couches de Co en contact avec la couche de Cu ne sont jamais antiparallèles. En parcourant le cycle dans l'autre sens, nous pouvons voir exactement la même variation de la résistance en fonction du champ appliqué. Qui plus est, le cycle est totalement symétrique par rapport au champ nul. Ces mesures nous permettent d'affirmer que la couche qui présente de l'échange avant recuit dans les tricouches Py/IrMn/Py et Co/IrMn/Co est la couche inférieure. Lorsque le champ est appliqué perpendiculairement à l'axe d'anisotropie de la couche de Co libre (-●-), celle-ci présente un retournement plus progressif caractéristique d'un axe de difficile aimantation. En revanche, le cycle décrit par la couche de Co couplée à la couche

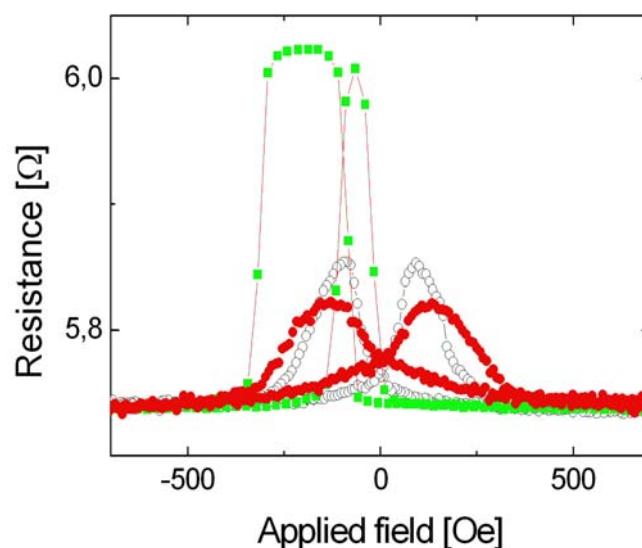


FIG. 4.19 – Cycles de magnétorésistance géante mesurés sur une tricouche  $\text{Ta}_5/\text{Co}_{10}/\text{IrMn}_{7.5}/\text{Co}_5/\text{Cu}_{3.5}/\text{Co}_7/\text{Pt}_{2.5}$  avant recuit pour un champ appliqué parallèlement (-○-) et perpendiculairement (-●-) à l'axe de facile aimantation de la couche de Co libre située au-dessus de la couche de Cu et après recuit pour un champ appliqué le long (-■-) de l'axe de facile aimantation de la couche de Co libre. Le courant injecté lors des mesures est de 100 mA.

d'IrMn est quasiment identique à celui obtenu précédemment. Ainsi, ces mesures prouvent sans aucune ambiguïté que la structure en domaines à l'interface supérieure de la couche d'IrMn est désordonnée, isotrope, et que de ce fait, elle n'induit pas de décalage du cycle d'hystérésis de la couche de Co supérieure avant traitement magnétothermique.

Après recuit (-■-), nous remarquons que le cycle de GMR est totalement différent. La bicouche IrMn/Co présente de l'échange et le taux de GMR est augmenté car cette fois-ci, l'état antiparallèle des aimantations est atteint.

Le comportement magnétique des tricouches avant et après recuit peut être expliqué en considérant la structure granulaire de la couche d'IrMn. La couche de Ta utilisée dans le buffer est amorphe. Si elle permet une croissance texturée de la couche d'IrMn suivant la direction de croissance, aucune direction cristallographique n'est privilégiée dans le plan des couches. Les axes cristallographiques des différents grains sont orientés de façon aléatoire. Lorsque les atomes d'IrMn sont déposés sur une couche ferromagnétique saturée, leurs moments sont contraints par couplage d'échange de s'aligner avec les moments de cette dernière. Une représentation schématique de cette structure est présentée sur la figure 4.20 (gauche). Elle correspond à ce qui se passe à l'interface inférieure et elle permet de comprendre pourquoi nous observons un champ d'échange même avant recuit.

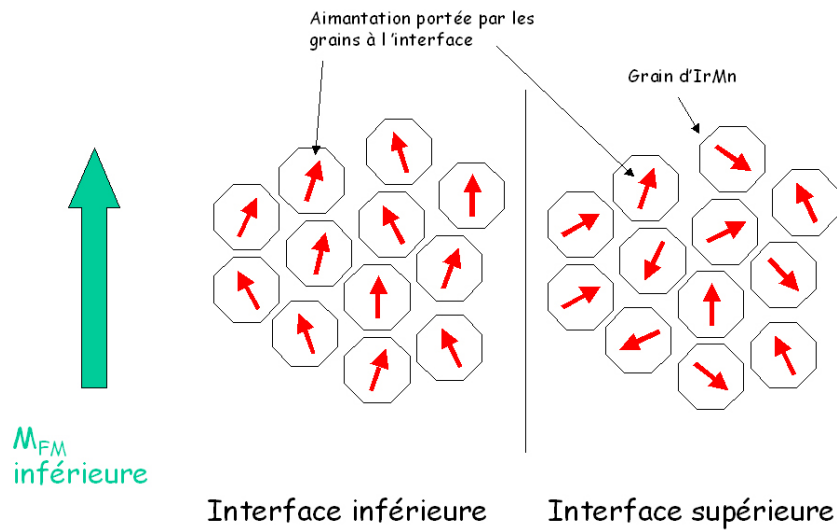


FIG. 4.20 – Configuration magnétique de la couche d'IrMn à l'interface inférieure (gauche) et à l'interface supérieure (droite) avant recuit sous champ. La flèche à gauche représente la direction de l'aimantation de la couche FM sur laquelle est déposée la couche d'IrMn. Les flèches rouges correspondent à la direction de l'aimantation rémanente à l'interface portée par chaque grain d'IrMn.

Comme nous l'avons montré à plusieurs reprises, en insérant une fine couche de Pt dans la couche d'IrMn, la cohérence magnétique à l'interface inférieure de la couche d'IrMn ne s'étend pas jusqu'à l'interface supérieure. Ainsi, pendant la croissance, les moments de la couche d'IrMn à l'interface supérieure ne sont plus soumis à un couplage d'échange avec les moments de la couche FM. Ils s'orientent alors suivant l'axe d'anisotropie local du grain dans lequel ils se trouvent. Dans cette situation, il n'est pas possible d'obtenir un champ d'échange pour l'interface supérieure avant un traitement magnétothermique. Cette configuration est représentée sur la figure 4.20 (droite).

Lorsqu'un traitement magnétothermique est effectué, il permet de réorienter les moments aux interfaces de la couche d'IrMn suivant la direction des moments des couches FM qui lui sont accolées. Les moments à l'interface inférieure étant déjà orientés, le recuit sous champ ne modifie que faiblement leur orientation (figure 4.21 (gauche)). En revanche, ceux à l'interface supérieure vont s'orienter suivant les moments de la couche FM (figure 4.21 (droite)). Il reste à comprendre pourquoi l'interface supérieure acquiert une polarisation plus forte après recuit que l'interface inférieure.

De fait, la structure en domaine aléatoire induite à l'interface supérieure durant le dépôt apparaît plus flexible et acquiert une meilleure orientation après recuit sous champ. Cette différence d'énergie d'échange peut être comprise en se basant sur les travaux menés par Malozemoff [90] sur l'influence de la chiralité d'une paroi de domaine sur le champ

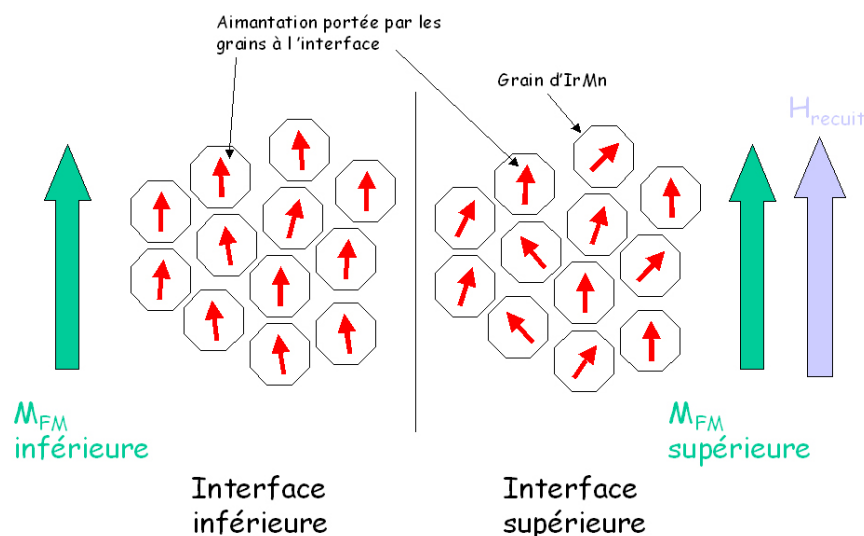


FIG. 4.21 – Configuration magnétique de la couche d'IrMn à l'interface inférieure (gauche) et à l'interface supérieure (droite) après traitement magnétothermique. La flèche à gauche représente la direction de l'axe d'anisotropie de la couche FM sur laquelle est déposée la couche d'IrMn. Les flèches rouges correspondent à la direction de l'aimantation rémanente à l'interface portée par chaque grain d'IrMn.

d'échange. Ces travaux sont présentés dans le paragraphe 3.3 du chapitre 3. Ils montrent que la taille des domaines magnétiques est liée à la chiralité des parois. Ainsi, l'énergie d'échange d'interface  $J_{EX}$  dépend également de la chiralité des parois.

De plus, Malozemoff montre que cette chiralité est déterminée par la façon dont le champ d'échange est inscrit à l'interface FM/AFM. Comme nous venons de le montrer, le processus d' "écriture" du champ d'échange est totalement différent pour les deux interfaces de la couche d'IrMn. Ainsi, la proportion de parois de chaque chiralité doit être différente pour les deux interfaces, induisant deux énergies d'échange distinctes.

Dans notre système, après avoir appliqué le traitement magnétothermique sur nos échantillons, un plus grand nombre de parois à  $360^\circ$  doit être présent à l'interface supérieure par rapport à l'interface inférieure. Ces parois très stables vont bloquer l'aimantation rémanente des grains de la couche d'IrMn pour des valeurs de champ magnétique appliqué plus fortes. Cela explique pourquoi l'énergie d'échange est toujours plus importante pour l'interface supérieure que pour l'interface inférieure. Par ailleurs, le fait que la température de blocage de l'interface supérieure soit légèrement plus importante que celle de l'interface inférieure renforce cette affirmation.

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux propriétés magnétiques des multicouches X/IrMn/Y où les couches X et Y sont composées de Co et/ou de Py.

La première partie de ce chapitre concerne l'origine du couplage d'échange. Nous avons montré en étudiant la variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche FM et l'influence de l'insertion d'atomes de Pt aux deux interfaces entre les couches de Py et d'IrMn que le champ d'échange est un phénomène interfacial.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, la variation du champ d'échange dans les multicouches Py/IrMn/Py en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn a été évoquée pour des épaisseurs de la couche d'IrMn variant de 2.5 à 20 nm. Le point le plus marquant de cette étude est la grande différence d'énergie d'échange d'interface évaluée pour les deux interfaces de la couche d'IrMn et cela, quelle que soit la nature des couches FM qui sont en contact avec cette dernière. Nous avons ensuite discuté l'influence de la température sur l'intensité du champ d'échange. Les deux interfaces présentent le même comportement vis-à-vis de la température. Encore un fois, cela prouve qu'elles sont identiques. Par ailleurs, la température de blocage est plus importante pour l'interface supérieure. Ce résultat fut la première preuve de l'existence d'une structure en domaines plus stable à l'interface supérieure qu'à l'interface inférieure.

Tous les résultats acquis jusque là, qu'ils proviennent de l'étude des propriétés cristallographique ou des propriétés magnétiques, prouvent que les deux interfaces de la couche d'IrMn sont identiques du point de vue morphologique.

Afin d'expliquer le comportement magnétique de nos multicouches, nous avons été amenés à considérer la présence de parois de domaines dans la couche d'IrMn. Dans un premier temps, nous avons supposé que cette paroi était parallèle à l'interface. Nous avons montré qu'une telle paroi ne peut expliquer la différence d'énergie d'échange d'interface observée pour les deux interfaces de la couche d'IrMn. De plus, elle ne permet pas de rendre compte des différentes allures de la variation de l'énergie d'échange d'interface en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn observée pour les deux interfaces. Nous avons ensuite éliminé la possibilité d'une paroi dans la couche ferromagnétique. Ainsi, il ne restait que des parois de domaines perpendiculaires à l'interface pour rendre compte de la différence de comportement magnétique des deux interfaces de la couche d'IrMn.

Nous avons mis en évidence qu'il n'existe aucune interaction entre les parois perpendiculaires présentes aux deux interfaces de la couche d'IrMn, impliquant donc que ces parois sont localisées aux interfaces et qu'elles ne s'étendent pas dans le volume de la couche.

En considérant les modèles de Malozemoff et de Nowak, dans lesquels des parois perpendiculaires aux interfaces sont considérées, nous avons pu rendre compte de l'évolution

de la variation de l'énergie d'échange d'interface en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn. Le modèle de Nowak nous a également permis de montrer que cette variation dépend de la structure cristallographique de la couche d'IrMn, en admettant que les défauts structuraux induisent des défauts d'aimantation. Les résultats obtenus sont alors en parfait accord avec les conclusions tirées de l'étude des propriétés structurales présentée au chapitre 2.

Dans la dernière partie, nous nous sommes attachés à expliquer la différence de couplage d'échange observée pour les deux interfaces de la couches d'IrMn. Dans un premier temps, l'importance de l'ordre dans lequel les couches sont déposées a été mise en évidence. Dans un second temps, nous avons montré que cette différence ne peut provenir que de la manière dont le champ d'échange est initié aux deux interfaces. Ce processus est totalement différent lorsque la couche AFM est déposée sur une couche FM saturée et lorsque la couche FM est déposée sur la couche AFM et qu'un traitement magnétothermique est ensuite appliqué.

De plus, nous avons montré que la structure magnétique désordonnée à l'interface supérieure de la couche d'IrMn permet une meilleure orientation de l'aimantation des domaines après recuit qu'à l'interface inférieure dont l'aimantation rémanente des domaines est principalement orientée lors du dépôt sur la couche FM saturée.

Les travaux réalisés par Malozemoff, considérant différentes chiralités de parois de domaines dans la couche AFM, fournissent une bonne base pour comprendre la forte différence entre les couplages d'échanges observés aux deux interfaces.

La difficulté majeure dans l'étude du phénomène de champ d'échange réside dans le fait qu'en moyenne, la couche AFM porte une aimantation nulle. L'aimantation portée par les domaines magnétiques, à l'interface avec la couche FM, est vraiment très faible. Bien que des techniques expérimentales commencent à permettre son observation [108, 109], leur résolution n'est pas suffisante pour visualiser les parois de domaines.

Afin de mieux comprendre ce qu'il se passe aux deux interfaces de la couches d'IrMn, nous avons analysé plus finement le comportement magnétique des multicouches lorsque l'épaisseur des couches d'IrMn, de Co et de Py sont réduites. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.





# Chapitre 5

## Propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn : les faibles épaisseurs

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que l'ensemble des résultats, et notamment la différence de constante d'échange interfaciale aux interfaces supérieure et inférieure de la couche antiferromagnétique, pouvait être interprété logiquement à l'aide du modèle de Malozemoff et de parois de chiralités différentes. Une simple observation de la structure de ces domaines et de ces parois permettrait alors de confirmer nos hypothèses. Malheureusement, les seules techniques capables de déterminer les fluctuations d'aimantations dans des matériaux antiferromagnétiques n'ont pas une résolution latérale suffisante pour permettre une observation directe de cette chiralité [108, 109, 110].

Dans ce chapitre, nous allons être amenés à compléter les mesures du chapitre précédent pour montrer que d'une part les parois présentes à l'interface supérieure de la couche antiferromagnétique sont plus stables. Cette stabilité accrue sera interprétée par la topologie de la paroi. D'autre part, nous montrerons sans ambiguïté que la constante d'échange interfaciale à l'interface inférieure Substrat/FM/AFM peut être amenée à des valeurs proches de celle de l'interface supérieure Substrat/AFM/FM en partant d'un état non saturé de la couche FM.

### 5.1 Faibles épaisseurs de la couche antiferromagnétique en contact avec la couche ferromagnétique

#### 5.1.1 Insertion d'impuretés de Pt dans la couche d'IrMn

Nowak et ses collaborateurs [106] ont montré dans leurs calculs du "domain state model" que la configuration en domaines dans la couche antiferromagnétique, et notamment la taille des domaines, dépend fortement de la densité de défauts. Cependant, dans

l'étude de Nowak, la chiralité des parois n'a pas été prise en compte et aucune information n'est disponible sur l'influence du nombre de défauts sur la chiralité. Etant donné que l'alliage PtIrMn est mal connu, nous avons dans un premier temps entrepris une étude du couplage d'échange en insérant une fine couche de Pt non continue à l'intérieur de la couche antiferromagnétique et en faisant varier sa position. Les échantillons dans cette étude sont donc composés d'une multicouche Verre/Ta(5 nm)/Py(10 nm)/IrMn( $t_{IrMn}$  nm)/Pt(0.9 Å)/IrMn(7.5- $t_{IrMn}$  nm)/Py(5 nm)/ Ta(5 nm) où, en déplaçant la couche de Pt dans IrMn,  $t_{IrMn}$  varie de 0 à 7.5 nm.

Avec cette fine couche de Pt, nous espérons ainsi modifier la structure des parois et des domaines et notamment leur taille. Avec la structure des échantillons étudiés, nous verrons l'influence de cette couche de défauts à la fois sur l'échange à l'interface FM/AFM et à l'interface AFM/FM.

### 5.1.1.1 Résultats expérimentaux

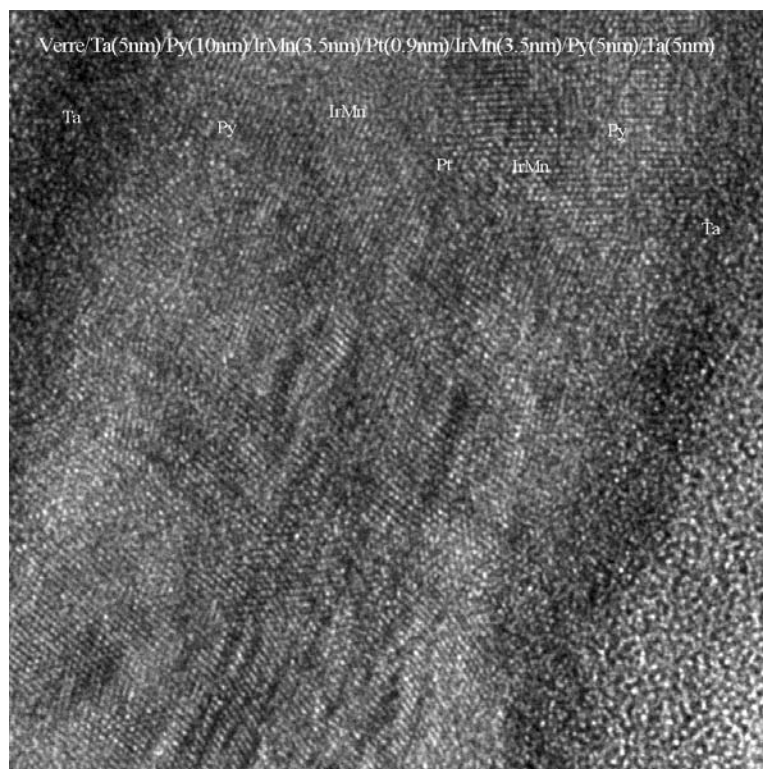


FIG. 5.1 – Vue en coupe transverse d'un échantillon Verre/Ta(5 nm)/Py(10 nm)/IrMn(3.5 nm)/Pt(0.9 Å)/IrMn(3.5 nm)/Py(5 nm)/Ta(5 nm)

Cette nouvelle série d'échantillons a été réalisée dans les mêmes conditions de croissance que tous les autres échantillons de cette thèse. Implicitement, la texture est indé-

pendante de la position de la couche de Pt dans la structure. Cela a été confirmé à l'aide d'une analyse par microscopie électronique en transmission. Nous voyons apparaître dans la figure 5.1 qu'effectivement la texture de l'échantillon est de bonne qualité mais également et surtout que le Pt ne forme pas de boules. Cela montre bien que nous avons une couche monoatomique de défauts magnétiques insérée dans une couche d'IrMn de 7.5 nm d'épaisseur.

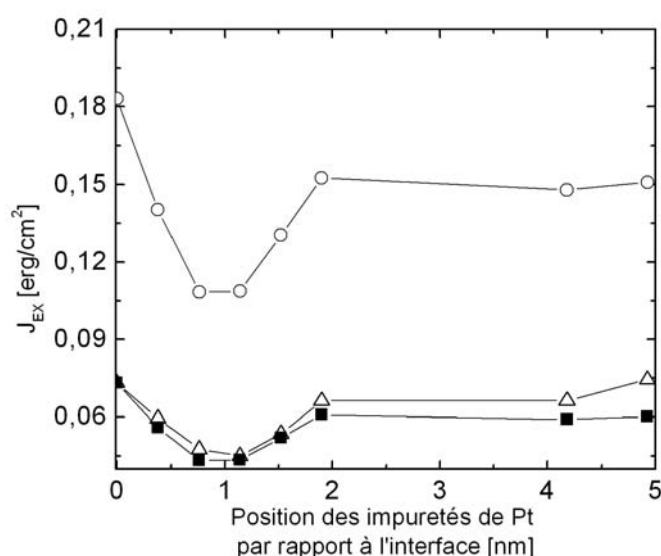


FIG. 5.2 – Variation de la constante d'échange d'interface à l'interface Substrat/AFM/FM (o) et à l'interface Substrat/FM/AFM ( $\Delta$ ) en fonction de la position de la couche de Pt par rapport à l'interface dans le cas d'une couche d'IrMn de 7.5 nm d'épaisseur. La position '0' correspond à une multicouche sans Pt. La courbe ( $\blacksquare$ ) est une courbe normalisée de la courbe (o) de telle sorte que  $J_{EX}^{sup} = J_{EX}^{inf}$  lorsque la multicouche est dépouvue de Pt. A une constante multiplicative près,  $J_{EX}^{sup}$  et  $J_{EX}^{inf}$  présentent la même dépendance.

La constante d'échange d'interface a donc été étudiée en fonction de la position de la couche d'impuretés de Pt par rapport à l'interface AFM/FM (o) et FM/AFM ( $\Delta$ ). Tout d'abord nous observons dans la figure 5.2 que l'introduction de cette couche diminue  $J_{EX}$ . Cela correspond au passage de la position '0', une multicouche sans Pt, à la position '1' qui signifie que la couche de Pt est en contact avec la couche FM. Cela ne peut pas être expliqué de manière simple en considérant que la surface en contact entre FM et AFM est diminuée. En effet, étant donné que la distance interréticulaire du Pt dans la direction dense (111) est de 2.27 Å et que l'épaisseur de la couche déposée est de 0.9 Å, cela correspond à un recouvrement de surface de 40%. Or, la variation de  $J_{EX}$  n'est que de 23%. Ensuite, en éloignant la couche de Pt de l'interface,  $J_{EX}$  diminue dans un premier temps puis augmente pour se stabiliser à une valeur inférieure à celle mesurée sans Pt. La courbe ( $\blacksquare$ ) est une courbe normalisée de la courbe  $J_{EX}^{sup}$  (o) de telle sorte que  $J_{EX}^{sup} = J_{EX}^{inf}$

lorsque la multicouche est dépourvue de Pt. A une constante multiplicative près,  $J_{EX}^{sup}$  et  $J_{EX}^{inf}$  présentent la même dépendance.

Une interprétation de l'évolution de  $J_{EX}$  peut être faite en se basant sur les calculs de Nowak. Ce dernier montre que les parois passent par les points de défauts qui d'ailleurs bloquent leur propagation (coercivité de paroi). Dans notre cas, nous pouvons espérer que le même phénomène s'opère. Nous savons que les parois se trouvent près de l'interface et en déplaçant la couche d'impuretés de Pt, nous pouvons penser ramener la paroi vers le volume. Ainsi, la taille du domaine augmente et le couplage d'échange interfacial diminue. C'est ce que nous observons dans la première partie de la courbe. Il arrive un moment où le gain en énergie de la paroi qui passe par les défauts ne compense plus l'énergie dépensée dans une paroi de plus en plus étendue. La paroi se débloque alors de la couche de Pt et se rapproche à nouveau de l'interface, la taille des domaines diminue et le couplage d'échange interfacial augmente. C'est ce que nous observons dans la seconde partie de la courbe.

La distance critique entre l'interface et la couche d'impuretés à partir de laquelle le changement de comportement s'opère doit alors dépendre de la distance d'équilibre entre l'interface et le sommet des domaines sans couche d'impuretés. Cette dernière doit être différente pour des parois de chiralités différentes.

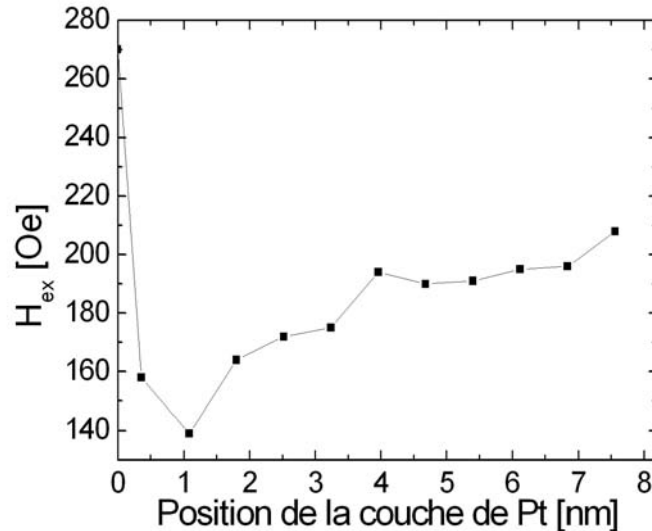


FIG. 5.3 – Variation de la constante d'échange d'interface à l'interface Substrat/AFM/FM en fonction de la position de la couche de Pt par rapport à l'interface et une couche d'IrMn de 20 nm d'épaisseur. La position '0' correspond à une multicouche sans Pt.

Pour tester cette explication, il faut se rappeler que la distance d'équilibre entre l'interface et le sommet des domaines sans couche d'impuretés dépend également de l'épaisseur de la couche antiferromagnétique étant donné que la taille des domaines augmente avec l'épaisseur de la couche antiferromagnétique. Une seconde série d'échantillons a été élaborée Verre/Ta(5 nm)/Py(10 nm)/IrMn( $t_{IrMn}$  nm) /Pt(0.9 Å)/IrMn(20- $t_{IrMn}$  nm)/Py(5 nm) /Ta(5 nm) où, en déplaçant la couche de Pt dans IrMn,  $t_{IrMn}$  varie de 0 à 20 nm.

Nous voyons sur cette dernière figure (5.3) que le comportement est semblable à la série d'échantillons précédente. De plus, le minimum de la courbe est obtenu pour la même séparation entre interface et couche d'impuretés. Or, en augmentant l'épaisseur de la couche d'IrMn de 7.5 nm à 20 nm, la taille latérale et la distance entre paroi et interface doivent augmenter. Ainsi, l'effet que nous voyons ne peut être attribué à la déformation des parois via l'interaction avec les défauts de Pt.

### 5.1.1.2 Modélisation

Afin de permettre la compréhension des mesures présentées dans le paragraphe précédent, nous avons modélisé les multicouches FM/AFM et AFM/FM à l'aide d'une tricoche :

$$\text{FM}(t_{FM})/\text{AFM}_1(t_1)/\text{AFM}_2(t_2)$$

où  $t_i$  représente l'épaisseur de la couche  $i$ . La couche AFM a été scindée en deux sous-couches pour introduire le fait qu'au niveau de la couche de Pt, la constante d'échange dans la couche AFM est modifiée. Nous n'avons pas donné d'anisotropie à la couche FM donc tout cycle d'hystérésis qui apparaît indique une rotation avec irréversibilité dans AFM<sub>1</sub>. AFM<sub>2</sub> est totalement bloqué par  $t_2 \times K_2$  où  $K_2$  est l'anisotropie de la couche antiferromagnétique AFM<sub>2</sub>. Nous n'avons pas donné d'aimantation ni à AFM<sub>1</sub>, ni à AFM<sub>2</sub>. Donner ou non une petite aimantation à AFM<sub>1</sub> pour l'instant n'a pas d'influence notable. En effet, le terme Zeeman sur AFM<sub>1</sub> est négligeable à 40 emu par rapport à celui sur FM à 1400 emu. Un programme de minimisation d'énergie nous permet de trouver les configurations d'aimantation les plus stables pour un champ magnétique donné en considérant que toutes les couches sont monodomains [111]. Ce modèle couple ceux de Stoner et Wohlfarth et de Meiklejohn et Bean dans lequel nous avons affecté des constantes d'échange interfaciales effectives. Il ne préjuge en rien du mécanisme fin de l'échange. Toutefois, il montre, au moins partiellement, que les épaisseurs critiques ne sont pas forcément liées à des tailles de domaines. En fait, l'échelle principale d'épaisseur reste toujours le rapport de la constante d'échange  $J_{FM_1,AFM_1}$  et de l'anisotropie  $K_1$  de la couche AFM<sub>1</sub>.

#### a) Cas des faibles anisotropies pour la couche AFM<sub>1</sub>

Si l'anisotropie de AFM<sub>1</sub> ( $t_1 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ) est faible par rapport à la constante d'échange interfaciale ( $0.2 \text{ erg/cm}^2$ ), c'est essentiellement un cycle d'hystérésis qui apparaît puis se développe lorsque  $t_1$  augmente (figure 5.4) : AFM<sub>1</sub> tourne et se présente comme une paroi simplifiée entre FM et AFM<sub>2</sub>. Le champ d'échange décroît notablement quand  $t_1$  croît. Il est cependant très légèrement croissant entre 0 et 1 nm avant que le

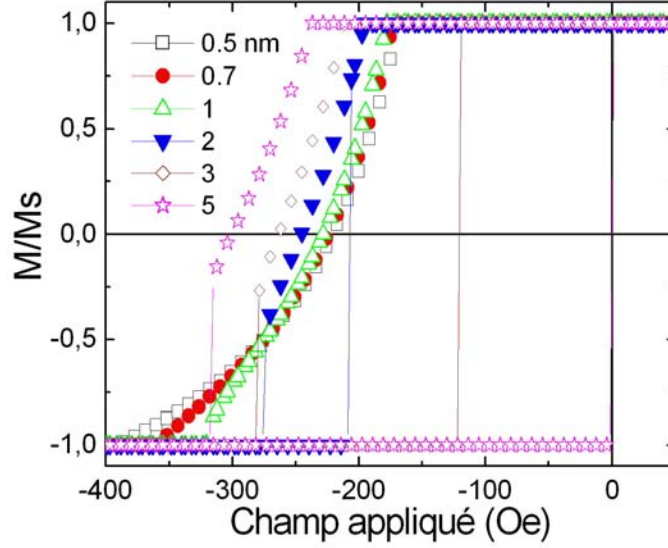


FIG. 5.4 – Cycles d'aimantation calculés pour une tricouche Substrat/FM(3nm)/AFM<sub>1</sub>(t<sub>1</sub>)/AFM<sub>2</sub>(10nm) en fonction de t<sub>1</sub>. Le calcul est réalisé avec  $m_{FM} = 1400 \text{ emu}$ ,  $K_{FM} = 0$ ;  $m_{AFM_1} = 0$ ,  $K_1 = 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $J_{FM,AFM_1} = 0.2 \text{ erg/cm}^2$ ,  $m_{AFM_1} = 0$ ,  $K_2 = 10^7 \text{ erg/cm}^3$  (bloqué),  $J_{AFM_1,AFM_2} = 0.1 \text{ erg/cm}^2$ .

cycle n'apparaît, c'est-à-dire lorsque AFM<sub>1</sub> est totalement entraîné par FM. La forme des cycles change et le champ coercitif croît énormément avec t<sub>1</sub> ce qui est normal puisque l'énergie d'anisotropie de AFM<sub>1</sub> est proportionnelle à t<sub>1</sub>.

b) *Cas des fortes anisotropies pour la couche AFM<sub>1</sub>*

Si l'anisotropie de AFM<sub>1</sub> ( $t_1 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ) est supérieure ou comparable à la constante d'échange interfaciale ( $0.06 \text{ erg/cm}^2$ ), le champ d'échange diminue lorsque t<sub>1</sub> diminue autour du nanomètre (figure 5.5). Il n'y a pas d'hystérésis : les rotations partielles de AFM<sub>1</sub> sont réversibles.

c) *Situation intermédiaire*

Les valeurs des différents paramètres de notre multicouche ont été déterminées d'un point de vue expérimental et en se basant sur les résultats de la littérature : l'expérience montre que  $J_{FM,AFM_1} = 0.1 \text{ erg/cm}^2$ . A partir des mesures faites en insérant du Pt à l'interface FM/AFM, nous pouvons déterminer  $J_{AFM_1,AFM_2} = 0.07 \text{ erg/cm}^2$ . D'après la littérature [98],  $K_1 = K_2 = 3 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ . L'épaisseur de la couche ferromagnétique a été prise égale à 10nm et l'aimantation à saturation égale à  $M_{s_{FM}} = 1400 \text{ emu/cm}^3$ . Enfin, l'épaisseur t<sub>2</sub> est prise égale à 10nm - t<sub>1</sub>, avec t<sub>1</sub> variant entre 0 et 10nm.

Avec ces paramètres, nous nous trouvons dans une situation intermédiaire dans laquelle, en faisant varier t<sub>1</sub>, nous passons du régime faible anisotropie à forte anisotropie.

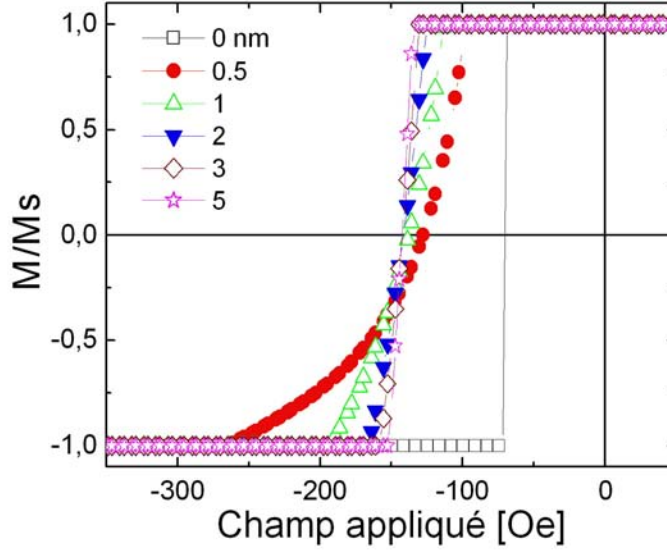


FIG. 5.5 – Cycles d'aimantation calculés pour une tricouche Substrat/FM(3nm)/AFM<sub>1</sub>( $t_1$ )/AFM<sub>2</sub>(10nm) en fonction de  $t_1$ . Le calcul est réalisé avec  $m_{FM} = 1400 \text{ emu}$ ,  $K_{FM} = 0$ ;  $m_{AFM_1} = 0$ ,  $K_1 = 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ,  $J_{FM,AFM_1} = 0.06 \text{ erg/cm}^2$ ,  $m_{AFM_1} = 0$ ,  $K_2 = 10^7 \text{ erg/cm}^3$  (bloqué),  $J_{AFM_1,AFM_2} = 0.03 \text{ erg/cm}^2$ .

Ainsi, nous retrouvons les deux comportements déterminés auparavant dans la gamme d'épaisseur 0-10 nm. Il faut noter que pour la position  $t_1=0$ , la couche de Pt est insérée directement à l'interface. Cependant, une différence par rapport aux résultats expérimentaux doit être notée. Lorsque  $t_1$  devient très important, le champ d'échange remonte vers la valeur obtenue en l'absence de Pt, ce qui n'est pas le cas expérimentalement. En fait le paramètre prépondérant est bien sûr  $J_{FM,AFM_1}/K_1$ . C'est lui qui détermine l'épaisseur critique en dessous (au-dessus) de laquelle les choses changent. A l'ordre 0, si  $J_{FM,AFM_1}/(t_1 \times K_1) > 1$ , AFM<sub>1</sub> est entraîné au-delà de sa barrière d'anisotropie : le champ d'échange est faible et le champ coercitif est fort. A l'inverse, si  $J_{FM,AFM_1}/(t_1 \times K_1) < 1$ , AFM<sub>1</sub> subit des rotations faibles et réversibles : le champ d'échange est fort et le champ coercitif est nul.

### 5.1.1.3 Conclusion

L'insertion d'une couche de Pt non continue dans une couche antiferromagnétique modifie le champ d'échange de la même manière à l'interface FM/AFM et à l'interface AFM/FM. L'évolution de la constante de couplage interfaciale avec la position de la couche d'impuretés non magnétiques est décrite de manière satisfaisante à l'aide de simulations micromagnétiques avec des couches monodomaines. En fonction de la position de la couche de Pt, la couche antiferromagnétique prise en sandwich entre les couches FM et Pt possède



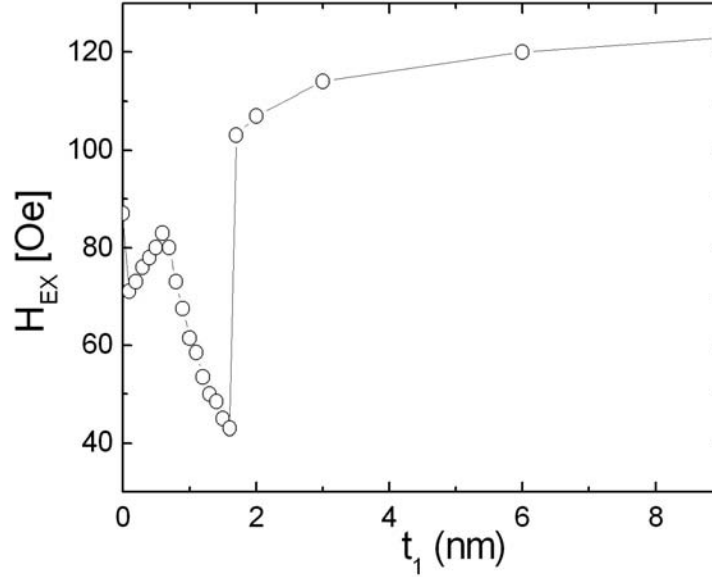


FIG. 5.6 – Variation du champ d'échange calculée pour une tricouche Substrat/FM(10nm)/AFM<sub>1</sub>( $t_1$ )/AFM<sub>2</sub>(10 -  $t_1$ ) en fonction de  $t_1$ . Le calcul est réalisé avec  $M_{SFM} = 1400 \text{ emu/cm}^3$ ,  $K_{FM} = 0$ ;  $m_{AFM_1} = 0$ ,  $K_1 = 3 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $J_{FM,AFM_1} = 0.1 \text{ erg/cm}^2$ ,  $m_{AFM_2} = 0$ ,  $K_2 = 3 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $J_{AFM_1,AFM_2} = 0.07 \text{ erg/cm}^2$ .

un renversement par rotation réversible ou irréversible et le passage d'un type de rotation à l'autre explique les résultats des mesures.

### 5.1.2 Faibles épaisseurs de la couche d'IrMn

Une méthode pour étudier la chiralité des parois est de tester leur stabilité. En effet, analysons la configuration micromagnétique des parois de domaines pour les deux chiralités.

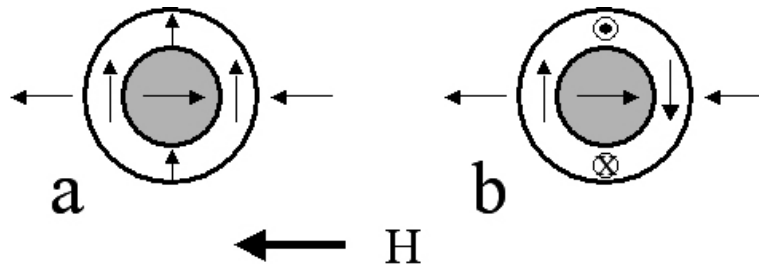


FIG. 5.7 – (a) paroi de domaines de type 2 fois 180° et (b) paroi de domaines de type 360°.

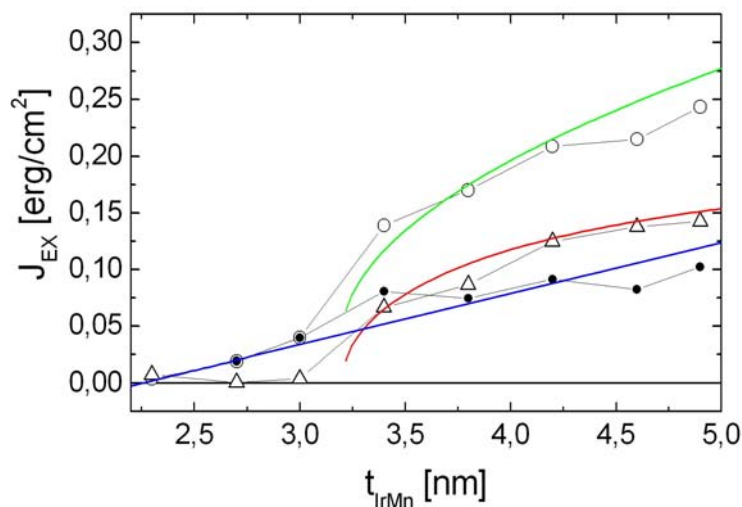


FIG. 5.8 – Variation de la constante d'échange d'interface à l'interface IrMn/Py (o) et à l'interface Py/IrMn ( $\Delta$ ) en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn dans la série d'échantillons Verre/Ta(5 nm)/Py(10 nm)/IrMn( $t_{IrMn}$  nm)/Pt(1 nm)/IrMn( $t_{IrMn}$  nm)/Py(5 nm)/Ta(5 nm).

Dans le cas (a) de la figure 5.7, nous sommes en présence d'une pseudo-paroi à  $360^\circ$  composée en fait de deux parois à  $180^\circ$  de chiralité opposée. Lorsqu'un champ est appliqué dans le sens inverse de l'aimantation du domaine gris, il n'y a pas de difficulté majeure à faire disparaître ce domaine par rotation de son aimantation. Le facteur limitant est la coercivité intrinsèque des parois, bloquées par exemple sur des défauts non magnétiques. La situation est beaucoup plus complexe dans le cas (b) de la figure 5.7. Nous sommes alors en présence d'une vraie paroi à  $360^\circ$  composée en fait de deux parois à  $180^\circ$  de même chiralité. Lorsqu'un champ est appliqué dans le sens inverse de l'aimantation du domaine gris, ce dernier ne peut a priori disparaître qu'en cassant l'échange, ce qui nécessite des champs magnétiques prohibitifs. Nous nous trouvons en face d'un problème topologique dans lequel il faut trouver un chemin continu à l'aimantation pour que celle-ci puisse s'inverser. Deux solutions sont alors possibles : une rotation perpendiculaire au plan de la multicouche ou la création de paires de lignes de Bloch comme cela a été montré dans les travaux de Labrune et Miltat [112]. Dans tous les cas, il faut ajouter à la coercivité intrinsèque des parois de la situation (a) une coercivité liée à la topologie de la paroi de la situation (b). Ainsi, vis-à-vis du même champ appliqué, la paroi de la situation (b) est beaucoup plus stable.

La stabilité des parois aux deux interfaces a été étudiée en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn vers les fines épaisseurs. Nous avons montré dans le chapitre précédent que pour des épaisseurs d'IrMn inférieure à 5 nm,  $J_{EX}$  chute brutalement à zéro. Cette

décroissance intervient théoriquement lorsque l'épaisseur de la couche antiferromagnétique est inférieure à  $t_{AFM}^{crit}$  défini par

$$J_{EX} = K_{AFM} \times t_{AFM}^{crit} \quad (5.1)$$

Lorsque  $t_{AFM} < t_{AFM}^{crit}$ , nous observons sur la figure 5.8 que  $J_{EX}$  décroît de manière continue et s'annule pour  $t_{AFM} = 3 \text{ nm}$  pour  $J_{EX}^{inf}$  et pour  $t_{AFM} = 2.3 \text{ nm}$  pour  $J_{EX}^{sup}$ . Ainsi, étant donné que le maintien d'un champ d'échange est conditionné par la coercivité des domaines dans la couche antiferromagnétique, il est indéniable que, pour  $t_{AFM}$  fixée, la coercivité des parois à l'interface IrMn( $t_{IrMn}$  nm)/Py(5 nm) est supérieure à celle de l'interface Py(10 nm)/IrMn( $t_{IrMn}$  nm). Or, les deux interfaces sont identiques et ainsi seule une coercivité "topologique" permet d'expliquer cette différence. Nous montrons par ce travail qu'il y a plus de vraies parois à  $360^\circ$  à l'interface IrMn( $t_{IrMn}$  nm)/Py(5 nm). Dans la suite, nous avons tenté d'identifier le comportement de la composante d'échange additionnelle de  $J_{EX}^{sup}$ .

Il a été montré par des effets de taille finie [113, 114, 115] ou tout simplement en tenant compte des différentes lois de variation de l'énergie d'échange interfaciale [98], de l'anisotropie et de l'aimantation résultante dans la couche antiferromagnétique que la température de blocage  $T_B$  varie avec l'épaisseur  $t_{AFM}$  de la couche AFM selon l'équation

$$T_B(t_{AFM}) = T_B(\infty) \left(1 - \left(\frac{\xi_0}{t_{AFM}}\right)^\delta\right) \quad (5.2)$$

où  $\xi_0$  est une longueur caractéristique de valeur proche de 2 à 3 nm.

Pour modéliser le comportement de  $J_{EX}^{inf}$ , nous allons supposer en première approximation que la température de blocage,  $T_B$ , est égale à la température de Néel,  $T_N$ . Ainsi, nous obtenons la loi de variation de  $T_N$  avec  $t_{AFM}$

$$T_N(t_{AFM}) = T_N(\infty) \left(1 - \left(\frac{\xi_0}{t_{AFM}}\right)^\delta\right) \quad (5.3)$$

Etant donné que la constante d'échange interfaciale est proportionnelle à l'énergie de la paroi, elle-même proportionnelle à  $\sqrt{A_{AFM} \times K_{AFM}}$ , et que la constante d'échange du matériau antiferromagnétique  $A_{AFM}$  est proportionnelle à  $T_N$  [116], il vient :

$$J_{EX} \propto \sqrt{T_N} \propto J_{EX}^{max} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{\xi_0}{t_{AFM}}\right)^\delta\right)} \quad (5.4)$$

La variation de  $J_{EX}^{inf}$  a été ajustée de manière satisfaisante à l'aide de l'équation 5.4 avec  $\xi_0 = 3.2 \text{ nm}$ . Cette valeur est en accord avec les données expérimentales disponibles dans la littérature [98]. Ensuite, cette contribution a été soustraite de  $J_{EX}^{sup}$  et nous montrons que la contribution additionnelle, attribuée à l'existence des parois à  $360^\circ$ , varie linéairement avec  $t_{AFM}$ . Cependant, aucun modèle théorique ne permet à l'heure actuelle d'expliquer ce comportement. Des développements théoriques doivent être entrepris.

## 5.2 Faibles épaisseurs de la couche ferromagnétique en contact avec la couche antiferromagnétique

### 5.2.1 Moment magnétique en champ nul d'une couche ferromagnétique polycristalline

Les modèles de renversement de l'aimantation dans les systèmes polycristallins sont basés sur la formation de configurations d'aimantation de type "rides magnétiques", traduit de l'anglais "ripple". Ces modèles ont été développés et perfectionnés depuis les années 60 par différents auteurs [117, 118, 119, 120, 121, 122]. Dans tous les cas, ils considèrent un film mince polycristallin constitué de petits grains magnétiques couplés entre eux par des interactions d'échange dont l'intensité fluctue spatialement. A une échelle macroscopique, les couches épaisses sont magnétiquement isotropes car l'orientation des axes faciles d'aimantation de chaque grain est complètement aléatoire. Pourtant, à une échelle microscopique et locale, on peut définir une anisotropie locale effective ainsi qu'une longueur de corrélation d'échange,  $l_{ex}$ , distance sur laquelle l'aimantation s'inverse. Cette dernière est souvent plus grande que la taille des grains et très sensible aux variations spatiales de l'anisotropie cristalline, aux fluctuations thermiques, au moment magnétique et au couplage entre les grains. Nous pouvons alors nous attendre à une distribution spatiale des longueurs de corrélation ainsi que de l'anisotropie locale effective. L'anisotropie locale effective varie lorsqu'on se déplace d'une distance supérieure à  $l_{ex}$  et il est possible alors de définir un angle de déviation maximum,  $\Lambda_{max}$ , de l'aimantation locale par rapport à l'aimantation moyenne dans la couche mince. Plus  $\Lambda_{max}$  est grand, plus l'aimantation rémanente de la couche mince sera petite.

L'anisotropie cristalline macroscopique et donc l'aimantation rémanente résultent d'une moyenne sur la surface du film mince des anisotropies locales effectives. Cependant, dans un film polycristallin, l'intensité du couplage d'échange intergrains dépend également de l'épaisseur du film magnétique [118, 122]. Des calculs de micromagnétisme montrent que pour des films de faibles épaisseurs, constitués de grains faiblement couplés, le retournement de l'aimantation s'effectue par rotation des moments magnétiques individuels de chaque grain. Une structure caractéristique de type "rides magnétiques" apparaît lorsque soit le couplage entre les grains, soit l'épaisseur du film magnétique augmente [122]. Ainsi, il est possible de modifier  $\Lambda_{max}$  en jouant sur l'épaisseur du film magnétique. K. D. Leaver [118] a notamment montré que

$$\Lambda_{max} \propto \frac{K}{M_S^{1/2} t_{FM}^{1/4}} \quad (5.5)$$

où  $M_S$  est l'aimantation à saturation du film mince ferromagnétique,  $t_{FM}$  est l'épaisseur du film mince ferromagnétique et  $K$  est l'anisotropie locale responsable de la formation des "ripple".

Ainsi, en diminuant  $t_{FM}$ , la rémanence du film décroît et les fluctuations locales de l'aimantation augmentent. De plus, la diminution de  $t_{FM}$  doit avoir un impact sur  $l_{ex}$  via la variation de la constante de couplage intergrains.

## 5.2.2 Mise en évidence de la perte de rémanence en fonction de l'épaisseur $t_{FM}$

### 5.2.2.1 Couche magnétique sur une couche métallique

Dans un premier temps, nous avons fait une étude sommaire de la variation de la rémanence et du champ coercitif avec l'épaisseur  $t_{FM}$  dans le cas d'une couche unique. Nous montrons bien que nous avons une chute de rémanence  $M_r$  lorsque  $t_{FM}$  diminue, accompagnée d'une augmentation du champ coercitif  $H_C$  (figure 5.9). Cependant, dans la gamme de  $t_{FM}$  sondée, nous conservons d'une part une valeur de  $M_r$  élevée, signe d'une faible valeur de  $\Lambda_{max}$ , et d'autre part un  $H_C$  petit. Cette observation est encore plus flagrante lorsque le matériau composant la couche ferromagnétique passe du cobalt au permalloy. Dans ce cas, une valeur de  $M_r$  unitaire est conservée pour  $t_{FM} > 3 \text{ nm}$ . Cela peut être compris à partir de l'équation 5.5 : comme l'anisotropie locale du permalloy,  $K_{Py}$ , est très inférieure à celle du cobalt,  $K_{Co}$ , et qu'il n'y a qu'un facteur 3 dans les aimantations à saturation,  $\Lambda_{max}^{Py}$  est inférieur à  $\Lambda_{max}^{Co}$  et à  $t_{FM}$  fixe,  $M_r^{Py}$  est supérieur à  $M_r^{Co}$ . De plus, sous l'action du champ magnétique issu du magnétron de la cible d'IrMn, les couches magnétiques de cobalt et de permalloy utilisées lors de cette étude apparaissent comme saturées ou quasi saturées lors du dépôt de la couche d'IrMn.

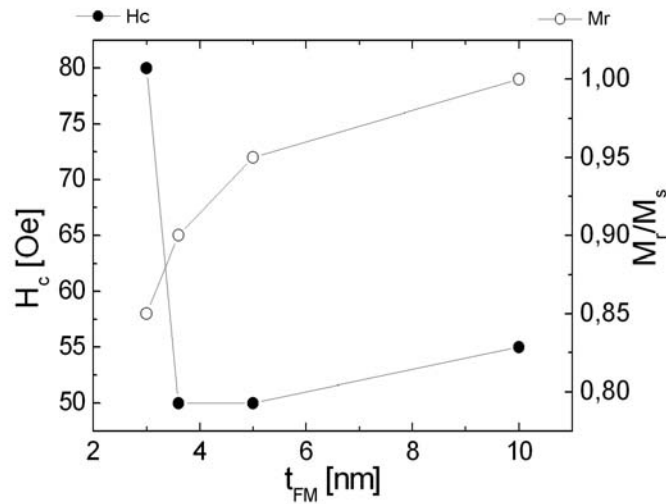


FIG. 5.9 – Variation de  $M_r$  (o) et de  $H_C$  (●) en fonction de  $t_{FM}$  dans une multicouche Pt/Co( $t_{FM}$ ).

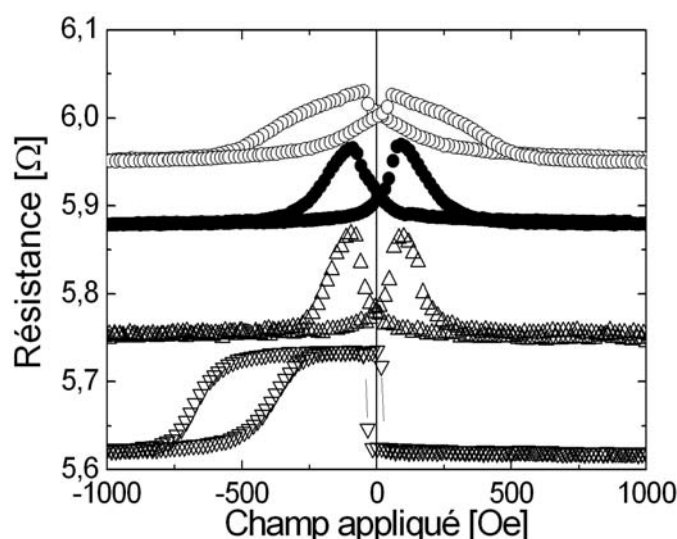


FIG. 5.10 – Variation de résistance avec le champ magnétique appliqué dans une spin valve Verre/Ta/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Co( $t_{FM}$  nm)/Cu(3.5 nm)/Co(7 nm)/Pt avant recuit avec  $t_{FM}=2$  nm (o),  $t_{FM}=4$  nm (●) et  $t_{FM}=5$  nm ( $\Delta$ ). Variation de résistance avec le champ magnétique appliqué dans une spin valve Verre/Ta/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Co(5 nm)/Cu(3.5 nm)/Co(7 nm)/Pt après recuit ( $\nabla$ ).

### 5.2.2.2 Couche magnétique sur une couche antiferromagnétique

Dans un second temps, nous avons fait une étude de la variation de la rémanence et du champ de saturation avec l'épaisseur  $t_{FM}$  dans le cas d'une couche déposée à l'interface supérieure d'une couche antiferromagnétique n'ayant pas subi de recuit sous champ. Toujours dans le souci de conserver la texture de la couche d'IrMn, l'ensemble est déposé sur une couche tampon Ta/Co sous la forme d'une multicouche Verre/Ta/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Co( $t_{FM}$  nm). Afin de mesurer uniquement les propriétés magnétiques de la couche Co( $t_{FM}$  nm), l'ensemble est recouvert d'une tricouche Cu(3.5 nm)/Co(7 nm)/Pt. En mesurant la magnétorésistance géante et en considérant que le renversement de la couche Co(7 nm) se fait à bas champ, de manière abrupte, nous déterminons le magnétisme de la couche de Co( $t_{FM}$  nm).

Nous montrons dans la figure 5.11, déterminée à partir de la figure 5.10, que l'amplitude du saut de résistance observé lors du retournement de Co(7 nm) diminue lorsque  $t_{FM}$  diminue, cette diminution s'accompagnant d'une augmentation du champ de saturation de la couche Co( $t_{FM}$  nm). Nous allons interpréter cet effet en montrant que  $\Lambda_{max}$  est plus grand que dans le cas d'une couche ferromagnétique simple, à  $t_{FM}$  fixe.

Lorsque  $t_{FM} = 5$  nm, l'amplitude totale du signal de GMR est égale à celle mesurée après recuit sous champ magnétique (figure 5.10, ( $\Delta$ ) et ( $\nabla$ )). Après recuit sous champ, nous voyons clairement sur la courbe 5.10 ( $\nabla$ ) que les renversements de IrMn(10 nm)/

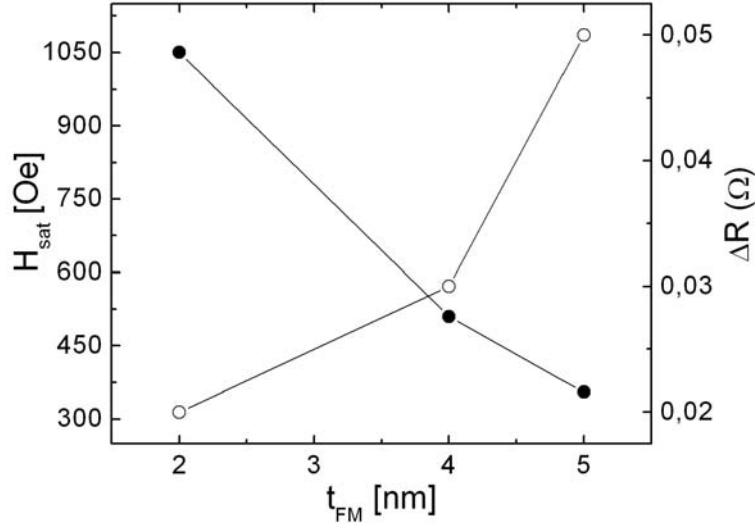


FIG. 5.11 – Variation du champ de saturation (●) et de l’amplitude du saut de résistance lorsque l’aimantation de Co(7 nm) s’inverse (○) en fonction de  $t_{FM}$  dans une spin valve Verre/Ta/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Co( $t_{FM}$  nm)/Cu(3.5 nm)/Co(7 nm)/Pt.

Co(5 nm) et Co(7 nm) se font dans des plages de champs différentes et que lors du renversement de Co(7 nm), la rémanence de IrMn(10 nm)/Co(5 nm) est unitaire. Ainsi, avant un recuit sous champ, la rémanence de IrMn(10 nm)/Co(5 nm) à l’interface avec le Cu doit également être quasi unitaire. Pour une épaisseur de couche  $t_{FM} = 5$  nm,  $\Lambda_{max}$  à l’interface Co/Cu ne semble pas être affectée par la présence de l’IrMn. Nous insistons sur le fait que la mesure de GMR est essentiellement sensible à l’aimantation d’interface avec la couche métallique séparatrice de la structure spin valve. Cette mesure ne permet pas d’accéder à la configuration magnétique à l’interface entre IrMn(10 nm) et Co(5 nm). Il y a fort à parier que l’interface IrMn/Co est beaucoup plus désordonnée que l’interface Co/Cu. En effet, comme  $t_{FM} = 5$  nm  $\sim l_{ex}$ , les aimantations aux deux interfaces peuvent être très différentes. Lorsque  $t_{FM}$  diminue, l’amplitude du saut de résistance observé lors du retournement de Co(7 nm) diminue. Cette mesure montre qu’à l’interface Co( $t_{FM}$  nm)/Cu(3.5 nm), l’aimantation rémanente chute. Par rapport à une couche simple Co( $t_{FM}$  nm), l’équation (5.5) doit être modifiée pour tenir compte de la couche d’IrMn

$$\Lambda_{max}^* \propto \frac{K_{FM} + K_{AFM}}{M_S^{1/2} t_{FM}^{1/4}} \quad (5.6)$$

L’amplitude des fluctuations d’aimantation augmente avec  $K_{AFM}$  et la rémanence diminue. Cette diminution de rémanence est accompagnée d’une augmentation du champ de saturation. Comme dans le cas de la couche unique, plus  $t_{FM}$  est fine, moins  $K_{FM} + K_{AFM}$  est moyenné dans l’épaisseur et plus le champ de saturation est grand.

### 5.2.3 Variation de la constante d'échange avec l'épaisseur $t_{FM}$

Dans ce dernier paragraphe, toutes les pièces du puzzle vont être mises bout à bout pour montrer que lorsque l'on part d'une bicouche IrMn/Co ou Co/IrMn dans laquelle la couche de Co est désaimantée, la constante d'énergie interfaciale est supérieure à celle d'une bicouche Co/IrMn dont la couche de Co est saturée lors du dépôt de la couche d'IrMn. Comme nous l'avons montré, une couche de Co désaimantée n'est pas facile à obtenir tout d'abord à cause de la rémanence proche de 1 des couches ferromagnétiques. C'est pour cela que cette étude a été réalisée avec des couches de Co dont la rémanence chute un peu lorsque  $t_{FM}$  diminue. Ensuite, l'état magnétique d'une couche peut être modifié de façon significative par les champs locaux issus des magnétrons du bâti de pulvérisation cathodique. Cependant, comme nous venons de le voir, des états de faible rémanence peuvent être stabilisés par association d'une couche FM avec une couche AFM si la couche FM est suffisamment fine.

Regardons tout d'abord les propriétés des deux types de multicouches les plus étudiées au cours de ce travail lorsque  $t_{FM}$  est inférieure à 5 nm.

#### 5.2.3.1 Cas de la multicouche Ta/Co/IrMn/Cot<sub>FM</sub>

Nous voyons clairement sur la figure 5.12 pour deux séries d'échantillons que  $J_{EX}^{sup}$  est indépendante de  $t_{FM}$ . Sa valeur est proche de  $0.15 \text{ erg/cm}^2$ . L'invariance par rapport à  $t_{FM}$  s'explique par le fait que la rémanence à l'interface IrMn/Cot<sub>FM</sub> est indépendante de  $t_{FM}$ .

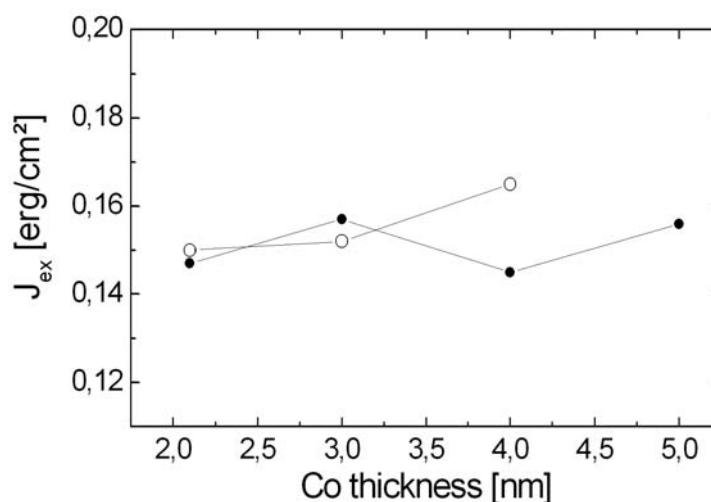


FIG. 5.12 – Variation de  $J_{EX}^{sup}$  pour deux séries d'échantillons en fonction de  $t_{FM}$  dans des multicouches Ta(5 nm)/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/ Cot<sub>FM</sub>/Pt.



### 5.2.3.2 Cas de la multicouche Ta/Co/IrMn/Pt/Cot<sub>FM</sub>/IrMn

Comme précédemment, nous voyons clairement sur la figure 5.13 pour deux séries d'échantillons que  $J_{EX}^{sup}$  est indépendante de  $t_{FM}$ . Sa valeur est proche de  $0.11 \text{ erg/cm}^2$ . L'invariance par rapport à  $t_{FM}$  s'explique par le fait que la rémanence à l'interface Cot<sub>FM</sub>/IrMn est indépendante de  $t_{FM}$ .

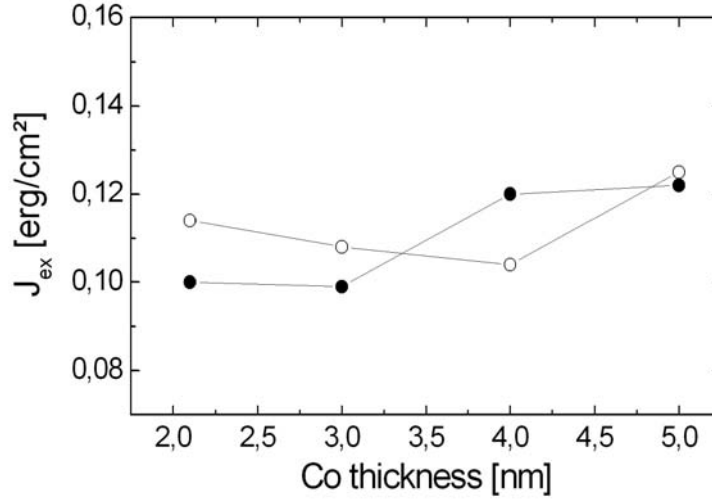


FIG. 5.13 – Variation de  $J_{EX}^{sup}$  pour deux séries d'échantillons en fonction de  $t_{FM}$  dans des multicouches Ta(5 nm)/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Pt(1 nm)/Cot<sub>FM</sub>/IrMn(10 nm)/Pt.

### 5.2.3.3 Cas de la multicouche Ta/Co/IrMn/Cot<sub>FM</sub>/IrMn

Nous voici confrontés au cas le plus intéressant. Nous avons montré à l'aide des mesures de GMR que la rémanence à l'interface supérieure de la couche de Co placée au-dessus d'une couche d'IrMn pouvait être réduite en diminuant l'épaisseur  $t_{FM}$  de cette couche de Co. Nous avons alors étudié le couplage d'échange interfacial dans une multicouche Ta(5 nm)/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Cot<sub>FM</sub>/IrMn(10 nm)/Pt en fonction de  $t_{FM}$ . La résultante du couplage provient de la superposition du couplage des deux interfaces. Il vient alors que

$$J_{EX}^{eff}(t_{FM}) = J_{EX}^{inf}(t_{FM}) + J_{EX}^{sup}(t_{FM}) \quad (5.7)$$

Si la rémanence de l'interface IrMn(10 nm)/Cot<sub>FM</sub> est faible et que celle de l'interface Cot<sub>FM</sub>/IrMn(10 nm) est forte, nous devons nous trouver dans le cas où nous associons au sein d'un seul échantillon les cas Ta/Co/IrMn/Pt/Cot<sub>FM</sub>/IrMn et Ta/Co/IrMn/Cot<sub>FM</sub>.  $J_{EX}^{eff}(t_{FM})$  doit alors être égale à  $J_{EX}^{eff}(t_{FM}) = 0.115 + 0.155 = 0.27 \text{ erg/cm}^2$ . C'est bien ce

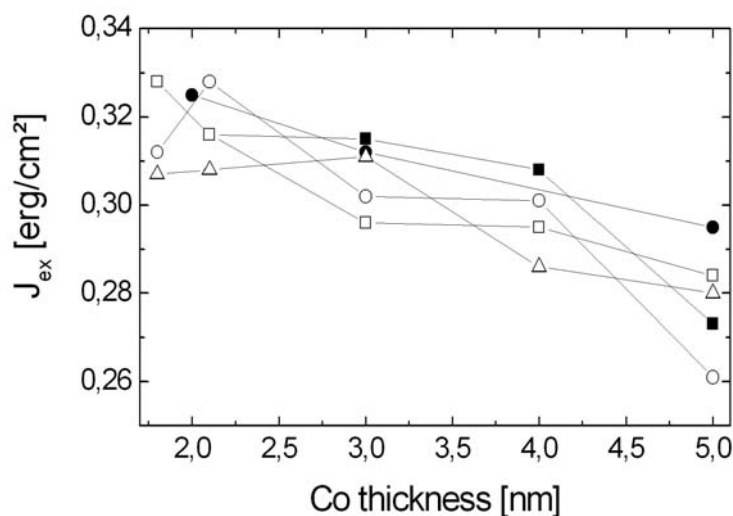


FIG. 5.14 – Variation de  $J_{EX}^{sup}$  pour cinq séries d'échantillons en fonction de  $t_{FM}$  dans des multicouches Ta(5 nm)/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Co $t_{FM}$ /IrMn(10 nm)/Pt.

que nous observons à  $t_{FM} = 5 \text{ nm}$ . Si l'état de rémanence de l'interface Co $t_{FM}$ /IrMn(10 nm) était indépendant de  $t_{FM}$ ,  $J_{EX}^{eff}(t_{FM})$  devrait être indépendante de  $t_{FM}$ . Ce n'est pas ce que nous observons expérimentalement sur la figure 5.14.

Nous avons montré que plus  $t_{FM}$  est fine, plus la rémanence de l'interface supérieure de la bicouche IrMn(10 nm)/Co $t_{FM}$  est réduite. La couche d'IrMn supérieure est alors déposée sur une couche magnétique dont la direction des moments magnétiques d'interface fluctuent spatialement. Les moments d'interface de la couche d'IrMn adoptent alors cette distribution. Plus la rémanence de la couche magnétique est faible, plus les moments d'interface de la couche d'IrMn adoptent une distribution aléatoire. A la limite d'une rémanence nulle, on doit retrouver la configuration magnétique stabilisée lorsque le Co est déposé sur la couche d'IrMn. Ainsi, plus  $t_{FM}$  est fine, plus  $J_{EX}^{inf}$  doit se rapprocher de la valeur de  $J_{EX}^{sup}$ . Par conséquent,  $J_{EX}^{eff}$  doit passer d'une valeur égale à  $0.115 + 0.155 = 0.27 \text{ erg/cm}^2$  à une valeur proche de  $0.155 + 0.155 = 0.31 \text{ erg/cm}^2$ . C'est bien ce que nous observons expérimentalement.

#### 5.2.3.4 Conclusion

Dans ce paragraphe, nous avons montré sans ambiguïté que la différence observée entre  $J_{EX}^{inf}$  et  $J_{EX}^{sup}$  provient de l'état magnétique avant recuit de la couche ferromagnétique. Lorsque la couche d'IrMn est déposée sur une couche de Co saturée, la constante d'échange interfaciale est inférieure à celle obtenue après recuit sous champ, lorsque la couche d'IrMn est déposée sur une couche de Co de rémanence inférieure à 1.

### 5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord montré que l'insertion d'une couche de Pt non continue dans une couche antiferromagnétique modifie le champ d'échange de la même manière à l'interface FM/AFM et à l'interface AFM/FM. Lorsque cette couche de Pt est déplacée dans la couche d'IrMn au voisinage de l'interface avec la couche FM, le champ d'échange diminue dans un premier temps puis augmente pour se stabiliser à une valeur inférieure à celle obtenue sans Pt inséré. Nous avons pu reproduire ce comportement par des simulations micromagnétiques avec des couches monodomaines. En fonction de la position de la couche de Pt, la couche antiferromagnétique prise en sandwich entre la couche FM et celle de Pt possède un renversement par rotation réversible ou irréversible et le passage d'un type de rotation à l'autre explique la variation de champ d'échange observée.

Ensuite, nous avons montré sans ambiguïté que la constante d'échange interfaciale dépend fortement de l'état magnétique de la couche ferromagnétique lors du dépôt de la couche antiferromagnétique et donc que l'histoire magnétique de la multicouche pouvait avoir une grande incidence sur  $J_{EX}$ . De toute évidence, plus la couche magnétique est désaimantée avant recuit, plus  $J_{EX}$  est grande après recuit.

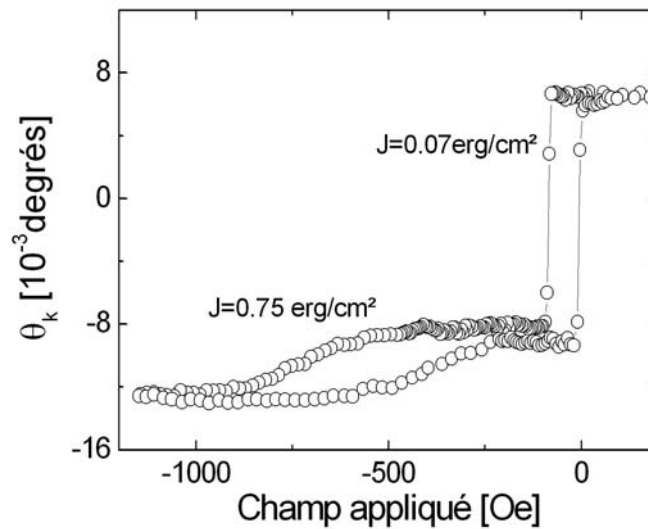


FIG. 5.15 – Cycle de rotation Kerr mesuré sur une tricouche Ta(5 nm)/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Co(10 nm)/Ta (5 nm). Le champ magnétique est appliqué parallèlement à la direction de l'axe d'échange.

Lors du recuit d'un échantillon Ta(5 nm)/Co(10 nm)/IrMn(10 nm)/Co(10 nm)/Ta (5 nm), le champ appliqué pour orienter l'axe d'échange a été cyclé de façon non contrôlée. En fait, des étudiants, alors en stage au laboratoire, ont fait varier le champ pensant faire

des mesures dans un autre électroaimant. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 5.15 et il est plutôt surprenant !

Nous voyons que le couplage d'échange évalué à l'interface inférieure correspond à une valeur habituelle de  $0.07 \text{ erg/cm}^2$ . En revanche, celui mesuré à l'interface supérieure atteint une valeur de  $0.75 \text{ erg/cm}^2$  ce qui est 5 fois plus important que celle obtenue habituellement. Ainsi, l'histoire magnétique ne modifie rien au couplage d'échange à l'interface inférieure FM/AFM car la couche FM est saturée lorsque la couche AFM est déposée. Par contre, comme nous pouvons le voir, il en est tout à fait autrement pour l'interface supérieure. Malheureusement, nous n'avons pas pu reproduire ce résultat mais celui-ci montre bien que le fait de partir d'une interface désordonnée permet d'obtenir des valeurs de couplage d'échange beaucoup plus importantes.



# Chapitre 6

## Transport et capteur de champ magnétique

Dans les deux chapitres précédents, nous nous sommes intéressés aux propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn. L'objet de ce chapitre est de présenter le fonctionnement d'un capteur magnétique dont la couche sensible est réalisée à l'aide d'une bicouche ferromagnétique/antiferromagnétique. Dans un premier temps, les principales caractéristiques du transport dans les jonctions tunnel polarisées en spin sont rappelées. Le principe de fonctionnement du capteur de champ magnétique développé pour l'application SNR ainsi que les résultats obtenus sur une jonction tunnel unique sont ensuite exposés. Nous décrirons alors une façon de réaliser un capteur de champ magnétique haute résolution en utilisant une architecture originale composée de plusieurs jonctions tunnel en série. Enfin, l'électronique de traitement du signal sera abordée et nous présenterons les premiers résultats obtenus sur un capteur architecturé.

### 6.1 Rappel sur le transport tunnel

C'est en 1975 que Jullière [4] met en évidence pour la première fois le phénomène de transport tunnel polarisé en spin dans une jonction Fe/Ge/Co. Cette structure présentait une variation de la résistance de 14% à 4.2 K. Depuis 1995, ce domaine de recherche connaît un regain d'intérêt avec la mise en évidence de ce phénomène à température ambiante par Moodera [6] ce qui permet l'utilisation des jonctions tunnel magnétiques pour la réalisation d'applications. Dans ces nouvelles structures, la différence de conduction des électrons dans l'un ou l'autre état de spin est la clé d'une nouvelle discipline appelée *Electronique de Spin* [123]. Les nombreuses applications industrielles pour le stockage de l'information et pour la réalisation de capteurs de champ magnétique ont fortement motivé l'étude de ce phénomène.

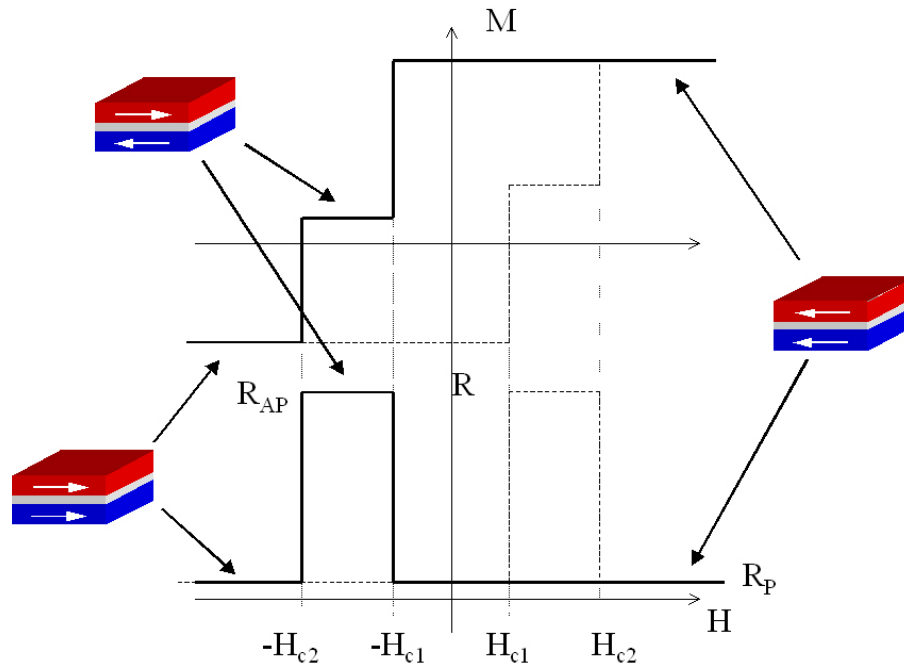


FIG. 6.1 – Représentation schématique du cycle d'aimantation d'une jonction tunnel (haut) dans le cas où les axes d'anisotropie des deux électrodes ferromagnétiques sont colinéaires. A partir du cycle d'aimantation, l'allure du cycle de magnétorésistance (bas) peut être estimé.

### 6.1.1 La jonction tunnel magnétique

Dans le cas le plus simple, une jonction tunnel magnétique (JTM) est constituée de deux électrodes magnétiques séparées par une fine couche isolante dont l'épaisseur est de l'ordre du nanomètre. Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre les deux électrodes magnétiques, un courant tunnel circule perpendiculairement au plan des couches. La valeur de la résistance d'une telle jonction dépend de l'orientation relative des aimantations des électrodes magnétiques et les valeurs extrêmes sont obtenues pour les configurations parallèle et antiparallèle des aimantations.

La figure 6.1 expose la réponse d'une jonction tunnel magnétique dans le cas où les deux électrodes possèdent des axes de facile aimantation parallèles et des champs coercitifs  $H_{C1}$  et  $H_{C2}$  différents avec une barrière tunnel élaborée en  $Al_2O_3$ . Lorsqu'un champ magnétique  $H > H_{C2}$  est appliqué dans le plan des couches et suivant la direction des axes d'anisotropie des couches ferromagnétiques, les aimantations des deux électrodes ferromagnétiques sont alignées dans la même direction, donnant lieu à un état de basse résistance  $R_P$ . Lorsque le champ magnétique diminue et devient négatif jusqu'à atteindre la valeur  $-H_{C1}$ , l'aimantation de la couche la plus douce se retourne et les deux aimantations sont antiparallèles, entraînant un état de forte résistance  $R_{AP}$ . Lorsque le champ magnétique appliqué est plus faible que  $-H_{C2}$ , l'aimantation de la deuxième électrode magnétique

se retourne et la résistance de la jonction tunnel reprend alors la même valeur  $R_P$  que précédemment. A partir de là, si le champ magnétique appliqué augmente, le même comportement de la résistance est obtenu mais cette fois-ci pour des valeurs de champ appliqué positives. Le cycle total de magnétorésistance est alors symétrique par rapport au champ nul. Afin de pouvoir réaliser des mesures électriques sur de telles jonctions, dans lesquelles le courant d'électrons est perpendiculaire au plan des couches, il faut pouvoir prendre des contacts sur les deux électrodes ferromagnétiques, ce qui nécessite une mise en forme de la jonction tunnel. Deux techniques différentes permettent de structurer la jonction. La première consiste à utiliser un jeu de masques *ex situ* ou *in situ* qui permet de réaliser successivement les différentes couches de telle sorte que la prise de contact sur les deux électrodes soit possible. La seconde utilise les procédés classiques de la microélectronique, c'est-à-dire la lithographie optique ainsi que la gravure ionique sèche ou chimique. Ces différentes techniques sont présentées plus en détail dans l'annexe 1.

## 6.1.2 La résistance tunnel

### 6.1.2.1 Dépendance de la résistance en tension : la caractéristique courant / tension

Le transport électronique dans les jonctions tunnel magnétiques se situe à la frontière de domaines aussi divers que la science de l'élaboration des matériaux en couches ultra-minces et des problèmes de mécanique quantique. En effet, la transmission d'électrons doit se faire par effet tunnel à travers une couche isolante de quelques angströms d'épaisseur qui représente pour l'électron une barrière de potentiel de hauteur  $\Phi$  et de largeur  $d$ . Ce problème ne peut se traiter qu'à l'aide de la mécanique quantique. Lorsqu'une tension est appliquée aux bornes de la jonction tunnel, la barrière se déforme et des états occupés de l'électrode émettrice correspondent à des états libres de l'électrodes réceptrice (figure 6.2). Un courant tunnel peut alors s'établir.

En 1962, dans le cadre de l'étude des jonctions tunnel, Brinkman et ses collaborateurs [124] ont calculé la conductance dynamique d'une jonction tunnel dans l'approximation WKB en considérant une barrière trapézoïdale de hauteur moyenne  $\bar{\phi}$  et de différence de hauteur  $\Delta\bar{\Phi}$ . Pour de faibles tensions appliquées (typiquement  $\bar{\phi}/10$ ), la conductance différentielle est donnée par

$$\frac{G_d(V)}{G_d(0)} = 1 - \left(\frac{A_0\Delta\bar{\Phi}}{16\bar{\phi}^{3/2}}\right)eV + \left(\frac{9A_0^2}{128\bar{\phi}}\right)(eV)^2 \quad (6.1)$$

où  $G_d(V)$  est la conductance dynamique ( $dI/dV$ ),  $d$  est l'épaisseur de la barrière tunnel,  $\Delta\bar{\Phi}$  représente l'asymétrie de la hauteur de la barrière et  $\bar{\phi}$  la hauteur moyenne de la barrière,  $e$  et  $m$  sont respectivement la charge et la masse de l'électron et  $A_0 =$



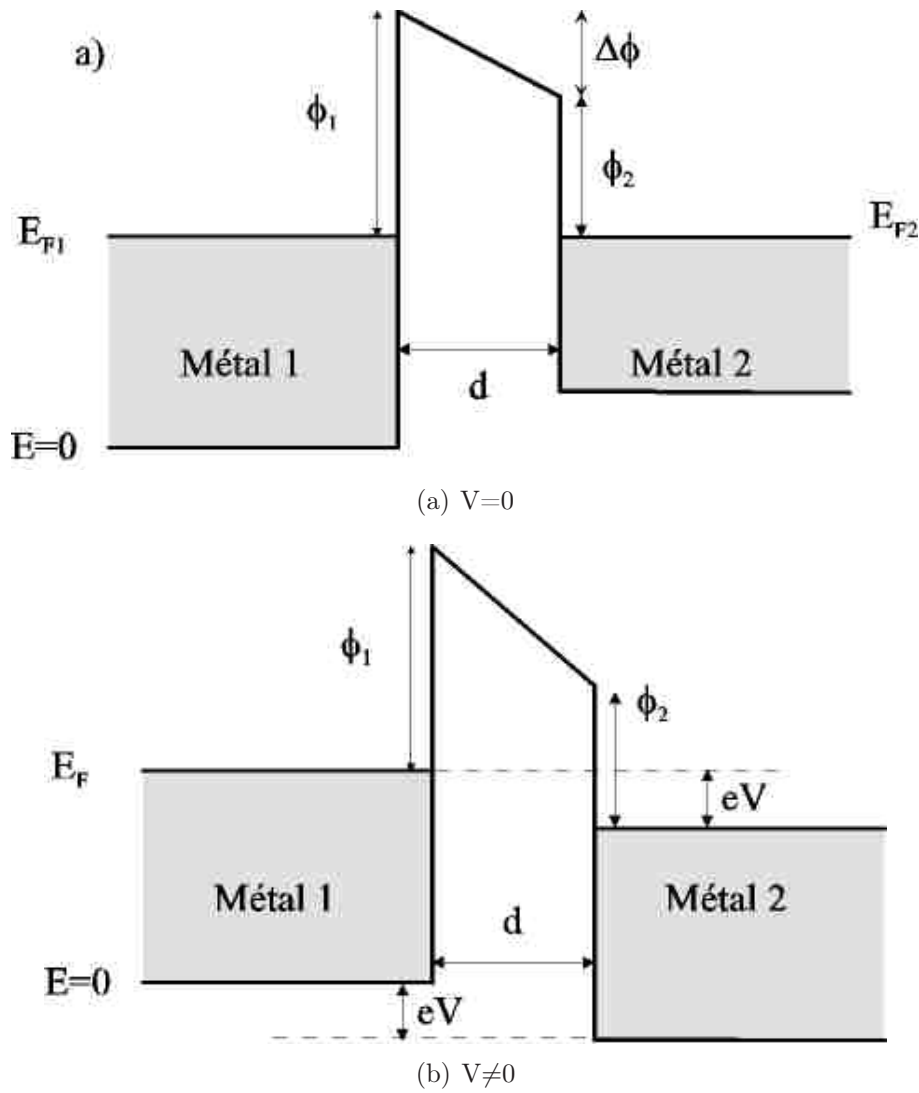


FIG. 6.2 – Diagramme d'énergie d'une jonction métal-isolant-métal asymétrique avec et sans polarisation des électrodes. Les travaux de sortie des électrons dans les deux électrodes sont différents ce qui entraîne l'apparition d'une barrière asymétrique même en tension nulle

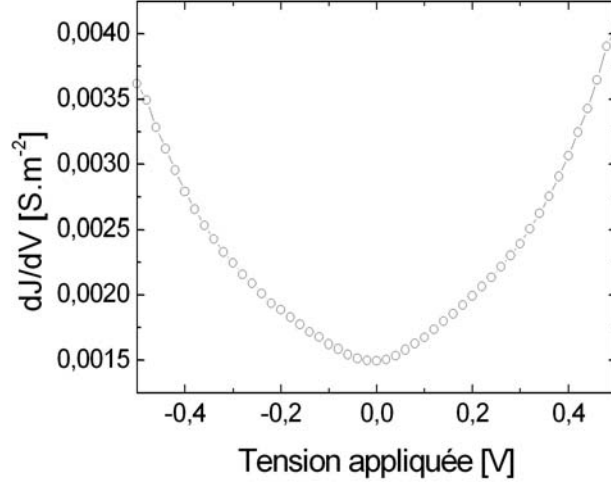


FIG. 6.3 – Variation de la conductance différentielle d'une jonction Verre/Ta (5 nm)/Co (10 nm)/IrMn (10 nm)/Co (10 nm)/AlO<sub>x</sub>(17 Å, t<sub>ox</sub>=30s)/Co (2 nm)/ Co<sub>80</sub>Pt<sub>20</sub>(5 nm)/Pt (4 nm)

$4d(2m)^{1/2}/3\hbar$ .  $G_d(0)$  qui représente la conductance dynamique à tension nulle est donnée par

$$G_d(0) = 3.16.10^{10} \frac{\bar{\Phi}^{1/2}}{d} \exp(-1.25d\bar{\Phi}^{1/2}) \quad (6.2)$$

$G_d(0)$  dépend fortement de la hauteur et de l'épaisseur de la barrière tunnel donc, il en est de même pour la résistance de la jonction tunnel. Ainsi, il est primordial de bien contrôler ces deux paramètres.

Une variation type de la conduction différentielle en fonction de la tension appliquée est présentée sur la figure 6.3. Sa variation parabolique est en accord avec l'expression 6.1 obtenue par Brinkman.

La caractéristique courant/tension  $I(V)$  est alors obtenue en intégrant une première fois l'équation 6.1 sur la surface  $S$  de la jonction puis une seconde fois par rapport à la tension  $V$ .

$$I = G_d(0)(V - 0.0213 \frac{\Delta\bar{\Phi}}{\bar{\Phi}^{3/2}} V^2 + 0.0109 \frac{d^2}{\bar{\Phi}} V^3)S \quad (6.3)$$

Ce modèle prévoit donc que l'intensité du courant tunnel varie selon un polynôme d'ordre trois en tension. Ainsi, l'ajustement d'une courbe  $I(V)$  obtenue expérimentalement permet d'estimer l'épaisseur, la hauteur et l'asymétrie d'une jonction tunnel.

Ce calcul est réalisé pour des jonctions dont les électrodes métalliques sont non magnétiques. Ainsi, dans le cas de jonctions tunnel magnétiques, dont les électrodes sont constituées de matériaux ferromagnétiques, il est nécessaire de prendre en compte la structure de bandes électroniques des électrodes aux interfaces avec la barrière tunnel afin de rendre compte du phénomène de magnétorésistance tunnel.

### 6.1.2.2 Influence de la température sur la résistance tunnel

En 1962, Stratton [125] a étudié la dépendance en tension du courant tunnel dans les structures métal/isolant/métal en considérant une barrière d'épaisseur  $d$  et de hauteur  $\bar{\Phi}$  en tenant compte de l'effet de la température. Il utilise le fait que dans le modèle des électrons libres, l'effet de la température n'influence que le peuplement des états électroniques autour du niveau de Fermi. Lorsque la température augmente, cela résulte dans l'élargissement de la fonction de Fermi. Il obtient une expression donnant la dépendance en température de la résistance tunnel à tension nulle :

$$\frac{R(T)}{R(0)} = \frac{\sin(CT)}{CT} \quad \text{avec} \quad C = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \frac{d}{\sqrt{\bar{\Phi}}} = 4.1 \frac{d}{\sqrt{\bar{\Phi}}} \quad (6.4)$$

$R$  est la résistance de la jonction tunnel,  $T$  la température,  $d$  l'épaisseur de la barrière tunnel en Å et  $\bar{\Phi}$  sa hauteur moyenne en eV.

Lorsque  $CT \ll 1$  l'équation précédente se simplifie en :

$$R(T) = R(0) \left(1 - \frac{(CT)^2}{6}\right) = R(0) \left(1 - \frac{d^2}{6\bar{\Phi}} (CT)^2\right) \quad (6.5)$$

Cette équation prédit bien une décroissance de la résistance tunnel lorsque la température augmente. La variation en température de la résistance tunnel dépend également de la tension  $V$  appliquée à ses bornes, ce qui n'est pas montré ici. Cela peut être introduit d'une manière simple en considérant que la hauteur moyenne effective de la barrière de potentiel n'est alors plus égale à  $\bar{\Phi}$  mais à  $\bar{\Phi} - |e|V$  où  $e$  représente la charge de l'électron. Ainsi, lorsque la tension  $V$  augmente, cela réduit la hauteur effective de la barrière. Dans l'équation 6.5, le terme  $d^2/6\bar{\Phi}$  augmente, ce qui entraîne une plus forte dépendance de la résistance tunnel avec la température.

Pour des paramètres de barrière typiques de l'oxyde d'aluminium ( $d=20$  Å et  $\bar{\Phi} = 1.5$  eV) et une température de 300K, la résistance est seulement inférieure de quelques % à celle obtenue pour  $T=0$ . Cette variation est beaucoup plus faible que celles observées expérimentalement, pouvant varier de 15% à 30% pour une barrière d'alumine [84, 126].

## 6.1.3 La magnétorésistance tunnel, TMR

### 6.1.3.1 Le modèle de Jullière

Pour comprendre les mécanismes de conduction dépendant du spin dans une jonction tunnel magnétique (JTM), il faut considérer que les électrons se trouvent dans des bandes

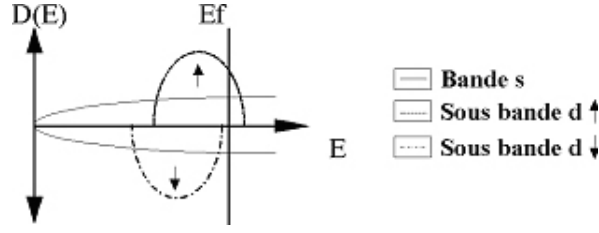


FIG. 6.4 – Structure de bandes simplifiée d'un métal ferromagnétique fort. La sous-bande d est totalement remplie pour la direction de spin  $\downarrow$

avec des densités d'états dépendant du spin. Dans un métal ferromagnétique, il existe une asymétrie dans la structure de bandes due à la présence de l'interaction d'échange.

On définit alors le taux de polarisation en spin des électrons dans l'électrode  $i$  par la différence des densités d'états normalisée par la somme des densités d'états au niveau de Fermi pour les deux bandes de spin.

$$P_i = \frac{D_i^\uparrow(E_F) - D_i^\downarrow(E_F)}{D_i^\uparrow(E_F) + D_i^\downarrow(E_F)} \quad (6.6)$$

où  $D_i^x$  est la densité d'états pour l'électrode  $i$  et la direction de spin  $x$ .

Jullière a été le premier à proposer un modèle de magnétorésistance basé sur la notion de polarisation. L'hypothèse de base est de considérer que la conduction électronique s'effectue par deux canaux de spin indépendants et que le spin de l'électron est conservé durant la traversée de la barrière. Ainsi, les électrons provenant de l'électrode magnétique émettrice et possédant un état de spin donné ne sont acceptés que par les états libres de même état de spin de l'électrode réceptrice. D'après la règle d'or de Fermi, la conductance pour un canal de spin donné est proportionnelle au produit des densités d'états libres et occupés au niveau de Fermi ( $E_F$ ) de chaque côté de la barrière. Lorsque les aimantations sont dans une configuration antiparallèle, une importante densité d'états dans une électrode correspond à une faible densité d'états dans l'autre électrode (figure 6.5). Le courant tunnel est alors limité par la densité d'états la plus faible. En revanche, dans la configuration parallèle des aimantations, une importante densité d'états est disponible pour les spins  $\uparrow$  dans les deux électrodes ce qui induit un fort courant tunnel.

La magnétorésistance (Tunneling MagnetoResistance soit TMR en anglais) est définie par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} TMR &= \frac{R_{ap} - R_p}{R_{ap}} = \frac{G_p - G_{ap}}{G_p} = \frac{(D_1^\uparrow D_2^\uparrow + D_1^\downarrow D_2^\downarrow) - (D_1^\uparrow D_2^\downarrow + D_1^\downarrow D_2^\uparrow)}{(D_1^\uparrow D_2^\uparrow + D_1^\downarrow D_2^\downarrow)} \\ &= \frac{2P_1 P_2}{1 + P_1 P_2} \end{aligned} \quad (6.7)$$

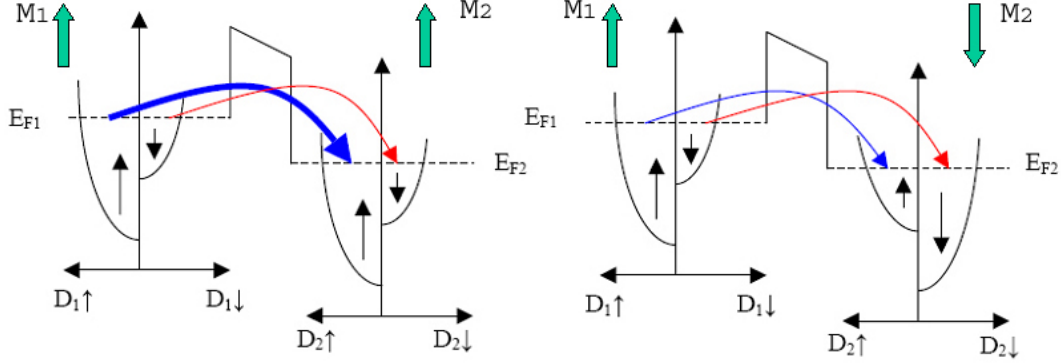


FIG. 6.5 – Effet tunnel entre deux métaux ferromagnétiques séparés par une barrière isolante rectangulaire, déformée par une tension électrique appliquée  $V$ . Les densités d'états dans ce modèle sont représentées par des bandes paraboliques. L'interaction d'échange entraîne un décalage des bandes  $\uparrow$  et  $\downarrow$ . La figure de droite représente le cas où les aimantations des deux électrodes sont parallèles et celle de gauche le cas où les aimantations des deux électrodes sont antiparallèles.

où  $R_p$  (respectivement  $R_{ap}$ ) est la résistance dans l'état parallèle (respectivement antiparallèle) des aimantations et  $G_p$  (respectivement  $G_{ap}$ ) est la conductance dans l'état parallèle (respectivement antiparallèle) des aimantations.

Le tableau 6.1 donne la valeur des polarisations mesurées sur les matériaux magnétiques utilisés couramment pour élaborer des jonctions tunnel magnétiques ainsi que les valeurs de magnétorésistance prédites par le modèle de Jullière.

Le modèle de Jullière a prédit des valeurs correctes de TMR dans les premières années de travaux sur les jonctions tunnel. Cependant, dans son modèle, l'effet de magnétorésistance apparaît comme étant une propriété intrinsèque de la polarisation des électrodes magnétiques sans tenir compte de la probabilité de transmission par effet tunnel pour les

	$\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$	$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	Fe	Co	Ni	Gd
Polarisation (%)	52	45	40	35	23	14
TMR %	$\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$	74.1				
	$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	61.1	50.1			
	Fe	52.5	43.9	38.1		
	Co	44.5	37.3	32.6	27.9	
	Ni	27.1	23.1	20.3	17.5	11.2
	Gd	15.7	13.4	11.9	6.7	6.7

TAB. 6.1 – Polarisations mesurées pour différents matériaux ferromagnétiques [127, 126, 128] et TMR calculées pour la combinaison de ces matériaux.

électrons de chaque direction de spin. En fait, il néglige l'influence du matériau composant la barrière tunnel et l'épaisseur ou la hauteur de cette dernière. Ces dernières années, les effets dus à la barrière ont été mis en évidence et notamment lorsque l'épaisseur de la barrière devient de l'ordre de 1 à 2 nm [129, 130].

### 6.1.3.2 Le modèle de Slonczewski

En 1989, Slonczewski [131] a proposé un modèle afin de calculer la conductance d'une jonction tunnel en y incluant le spin de l'électron. En se plaçant dans le modèle des électrons libres, il a considéré un système formé de deux électrodes ferromagnétiques identiques, séparées par une barrière de potentiel rectangulaire, en supposant que les électrodes ferromagnétiques étaient décrites par le modèle de bandes paraboliques décalées présenté sur la figure 6.6 (a).

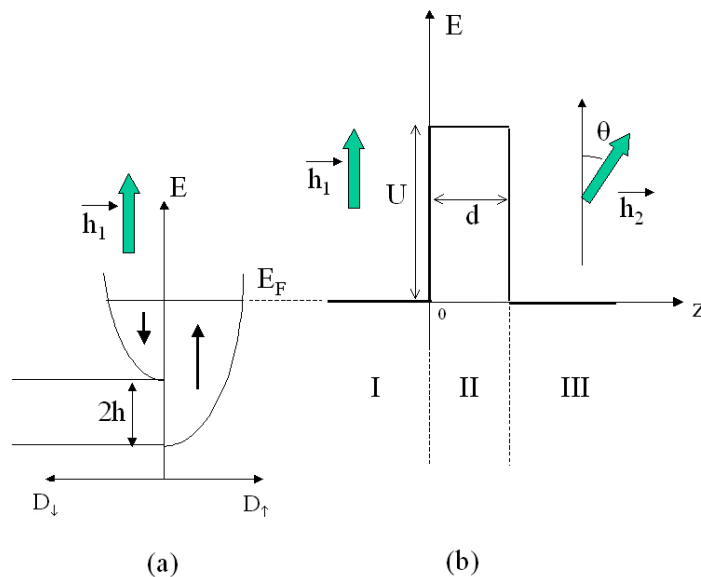


FIG. 6.6 – (a) Densités d'états électroniques de spin  $\uparrow$  et de spin  $\downarrow$  pour un matériau ferromagnétique dans le modèle des électrons libres. A chaque direction de spin est associée une bande d'énergie parabolique. (b) Profil de potentiel unidimensionnel pour la structure FM1/I/FM2 dans une configuration où les aimantations des deux électrodes ferromagnétiques forment un angle  $\theta$ . La hauteur de la barrière tunnel est  $U$  et sa largeur est  $d$ .

Le profil de potentiel unidimensionnel vu par les électrons dans les métaux ferromagnétiques est différent pour les deux directions de spin. Cette différence provient de l'interaction d'échange  $h$  qui décale les deux bandes associées à chaque direction de spin.

La partie longitudinale de l'Hamiltonien effectif pour les électrons de conduction s'écrit :

$$H_z = -\frac{1}{2}(d^2/dz^2) + U(z) - h(z)\sigma \quad (6.8)$$

Dans ce système, le rapport  $\hbar/m$  est égal à 1 où  $\hbar$  et  $m$  sont respectivement la constante de Planck et la masse de l'électron. Les électrons se propagent suivant la direction  $z$  qui est perpendiculaire à la barrière de potentiel et l'origine se situe à la limite entre les régions I et II (figure 6.6 (b)). Le premier terme de l'Hamiltonien correspond à l'énergie cinétique des électrons. Le deuxième est un terme d'énergie potentielle et le dernier est un terme d'énergie d'échange provenant de l'interaction du spin de l'électron avec le champ moléculaire  $h(z)$ .  $\sigma$  est l'opérateur de Pauli et il peut prendre les valeurs  $\pm 1$  suivant le spin de l'électron. Les valeurs du potentiel  $U(z)$  et du champ moléculaire dépendent de la région de l'espace dans laquelle se trouve l'électron :

$$U_z = \begin{cases} 0 & \text{pour } z < 0 \text{ et } z > d \\ U & \text{pour } 0 < z < d \end{cases}$$

et

$$h_z = \begin{cases} h_1 & \text{pour } z < 0 \\ h_2 & \text{pour } z > d \\ 0 & \text{pour } 0 < z < d \end{cases}$$

avec  $\vec{h}_1 \vec{h}_2 = h^2 \cos \theta$  ce qui traduit le fait que les deux électrodes sont considérées identiques et que les aimantations des deux électrodes magnétiques forment un angle  $\theta$ .

L'énergie d'un l'électron dépend de la région de l'espace dans laquelle il se trouve

$$E_z = \begin{cases} \frac{1}{2}k_\sigma^2 - \sigma h & \text{pour } z < 0 \text{ et } z > d \\ -\frac{1}{2}\kappa^2 + U & \text{pour } 0 < z < d \end{cases}$$

où  $k_\sigma$  est le vecteur d'onde de l'électron et  $\kappa$  représente le facteur d'atténuation de la fonction d'onde de l'électron dans la barrière. On peut donc les exprimer sous la forme :

$$k_\sigma = \sqrt{2(E_z + \sigma h)} \quad (6.9)$$

et

$$\kappa = \sqrt{2(U - E_z)} \quad (6.10)$$

En considérant une onde plane incidente de spin  $\uparrow$  dans la région I (figure 6.6 (b)), la solution de l'équation de Schrödinger est :

$$\psi_{\uparrow,I} = e^{ik_{\uparrow}z} + R_{\uparrow}e^{-ik_{\uparrow}z}, \quad \psi_{\downarrow,I} = R_{\downarrow}e^{-ik_{\downarrow}z} \quad (6.11)$$

où  $R_{\uparrow}$  et  $R_{\downarrow}$  sont des coefficients à déterminer qui caractérisent la réflexion de la fonction d'onde sur la barrière de potentiel. Dans la région II, correspondant à la barrière de potentiel, la solution s'écrit comme la somme de deux ondes évanescentes :

$$\psi_{\sigma,II} = A_{\sigma}e^{-\kappa z} + B_{\sigma}e^{\kappa z}, \quad \sigma = \uparrow, \downarrow \quad (6.12)$$

où  $A_{\sigma}$  et  $B_{\sigma}$  sont des inconnues.

Enfin, dans la région III, seule une onde transmise est présente :

$$\psi_{\sigma,III} = C_{\sigma}e^{ik_{\sigma}(z-d)}, \quad \sigma = \uparrow, \downarrow \quad (6.13)$$

où  $C_{\sigma}$  est une constante à déterminer.

Pour résoudre l'équation de Schrödinger, il faut déterminer les huit inconnues suivantes :  $R_{\sigma}$ ,  $A_{\sigma}$ ,  $B_{\sigma}$  et  $C_{\sigma}$  avec  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ . Cela se fait en utilisant la condition de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée à la frontière entre les différentes régions ainsi que le spinner de Pauli afin de rendre compte de l'angle  $\theta$  entre les deux aimantations. Le coefficient de transmission est donné par

$$T = \text{Im} \sum_{\sigma} \psi_{\sigma}^* \frac{d\psi_{\sigma}}{dz} = T_{\uparrow} + T_{\downarrow} \quad (6.14)$$

Pour une température nulle, une tension appliquée proche de zéro et dans le cas où  $e^{-2\kappa d} \ll 1$  ce qui est le cas pour des fortes épaisseurs de barrière, la majorité du courant est portée par les électrons dont l'énergie est proche du niveau de Fermi. Ainsi, la conductance au travers de la barrière tunnel, lorsque seuls les électrons incidents de spin  $\uparrow$  sont pris en compte s'écrit :

$$G = \frac{e^2}{8\pi^2\hbar} \frac{\kappa T_{\uparrow}}{d} \quad (6.15)$$

où  $T$  est le facteur de transmission de la barrière tunnel pour la direction de spin  $\uparrow$  donné par

$$T_{\uparrow} = \frac{8\kappa^2 k_{\uparrow}^2 (1 + \cos \theta)}{(\kappa^2 k_{\uparrow}^2)^2} e^{-2\kappa d} \quad (6.16)$$



Dans ce cas, la barrière tunnel est un filtre à spin parfait car  $G=0$  pour  $\theta = \pi$ .

Dans le cas où les électrons incidents présentent les deux états de spin, la conductance prend la forme

$$G(\theta) = G_0(1 + P^2 \cos \theta) \quad (6.17)$$

où la polarisation effective en spin du couple électrode ferromagnétique / barrière est donnée par

$$P = \frac{k^\uparrow - k^\downarrow}{k^\uparrow + k^\downarrow} \frac{\kappa^2 - k^\uparrow k^\downarrow}{\kappa^2 + k^\uparrow k^\downarrow} \quad (6.18)$$

et

$$G_0 = \frac{\kappa}{\hbar d} \left[ \frac{e\kappa(\kappa^2 - k^\uparrow k^\downarrow)(k^\uparrow + k^\downarrow)}{\pi(\kappa^2 + k_\uparrow^2)(\kappa^2 + k_\downarrow^2)} \right]^2 e^{-2\kappa d} \quad (6.19)$$

A partir de l'équation 6.17, il est possible d'exprimer la résistance d'une jonction tunnel sous la forme :

$$R(\theta) = R_0 \frac{1}{1 + \frac{MR}{2} \cos \theta} \quad (6.20)$$

où  $R_0=1/G_0=(R_{AP}+R_P)/2$  et  $MR=2(R_{AP}-R_P)/(R_{AP}+R_P)$  ce qui correspond à la différence des résistances entre les états antiparallèle ( $\theta = \pi$ ) et parallèle ( $\theta = 0$ ) des aimantations normalisée par la résistance moyenne. Pour des faibles valeurs de MR, l'expression se simplifie en

$$R(\theta) = \frac{1}{2} \left[ R_{AP} + R_P - (R_{AP} - R_P) \cos \theta \right] \quad (6.21)$$

La même expression de la magnétorésistance tunnel que dans le modèle de Jullière (equation 6.7) peut être utilisée mais en utilisant l'expression de la polarisation 6.18 obtenue par Slonczewski. Ainsi, la magnétorésistance dépend de la hauteur de la barrière tunnel par l'intermédiaire de la polarisation. Dans le cas où la hauteur de barrière est grande, ce qui correspond à  $\kappa$  grand, les valeurs de polarisation obtenues par le modèle de Slonczewski tendent vers celles obtenues par le modèle de Jullière.

### 6.1.3.3 Calcul numérique

Récemment, des calculs numériques ont été menés au laboratoire afin de rendre compte de l'influence des caractéristiques de la barrière tunnel et de sa forme. Le calcul se base sur

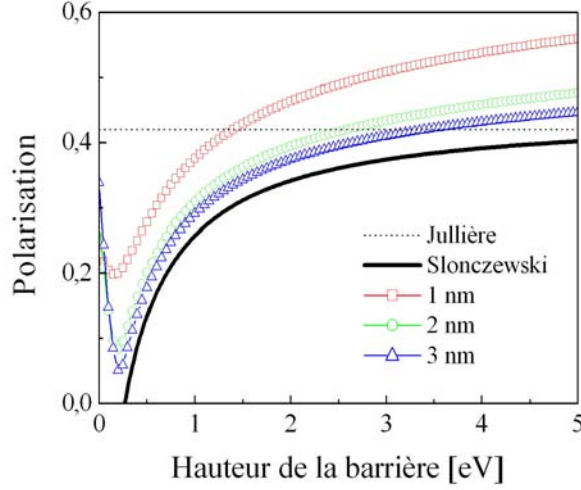


FIG. 6.7 – Polarisation évaluée dans le modèle de Jullière (ligne en pointillés), dans le modèle de Slonczewski (ligne en trait plein), et calculée dans le modèle des électrons libres en considérant deux électrodes ferromagnétiques identiques pour une épaisseur de barrière tunnel de 1 nm ( $-\square-$ ), 2 nm ( $-\circ-$ ) et 3 nm ( $-\triangle-$ ).

l'utilisation des bandes paraboliques décalées dans le modèle des électrons libres [132, 133]. Comme dans le modèle de Slonczewski, les électrodes sont considérées identiques et les solutions de l'équation de Schrödinger sont obtenues par continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée à la frontière entre les trois régions de l'espace (figure 6.6 (b)). Si les électrons les plus énergétiques contribuent le plus au courant tunnel, leur polarisation en spin est aussi la plus faible dans le modèle des bandes paraboliques. Dans ce calcul, les électrons dont la probabilité de transmission est plus faible sont aussi pris en compte car ils possèdent une plus forte polarisation en spin. La polarisation effective est obtenue à partir de l'équation de Jullière qui donne

$$P = \left(1 + \frac{2}{TMR}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.22)$$

Tout comme dans le modèle de Slonczewski, ces calculs montrent que la polarisation n'est pas une caractéristique intrinsèque au matériau magnétique formant l'électrode mais qu'elle dépend non seulement de la hauteur mais également de l'épaisseur de la barrière tunnel. C'est pourquoi, dans le cas de barrières de faible épaisseur, elle peut être supérieure à celle prévue par le modèle de Jullière, expliquant ainsi des magnétorésistances tunnel bien plus importantes que celles prévues initialement par Jullière (figure 6.7).

Ainsi, dans le modèle des électrons libres, la magnétorésistance ne provient pas seulement des densités d'états dans les électrodes magnétiques mais elle dépend aussi de la hauteur et de l'épaisseur de la barrière tunnel. C'est donc la continuité de la fonction

d'onde et de sa dérivée aux interfaces barrière/électrodes qui détermine la magnétorésistance. Cela signifie que, dans le cas des faibles épaisseurs de la barrière tunnel, la magnétorésistance résulte de toute la structure de la jonction tunnel et que les électrodes magnétiques ne peuvent pas être considérées de manières indépendantes.

#### 6.1.3.4 Influence de la température sur la magnétorésistance tunnel

Pour aller plus loin que les travaux réalisés par Stratton (cf. § 6.1.2.2), l'équipe de Moodera a proposé un modèle dans lequel, en plus de la conductance directe due au transport tunnel élastique au travers de la barrière, une seconde conductance  $G_{SI}$  a été ajoutée afin d'introduire les effets liés au transport tunnel inélastique et une dépendance en spin de la conductance totale. Cette conductance  $G_{SI}$  est indépendante de l'aimantation des couches magnétiques. La conductance totale s'écrit :

$$G(\theta, T) = G_T(T) \left( 1 + P_1(T)P_2(T) \cos \theta \right) + G_{SI}(T) \quad (6.23)$$

- Le premier terme provient du transport tunnel élastique à travers la barrière tunnel. Il est obtenu en combinant les calculs de Stratton et ceux de Slonczewski avec

$$G_T(T) = \frac{CT}{\sin(CT)} \quad (6.24)$$

Dans le cas des alliages, la polarisation est proportionnelle au moment magnétique lorsque leur composition varie [127]. Ainsi, par extension, la polarisation doit varier de la même façon que l'aimantation en fonction de la température. La variation de l'aimantation en fonction de la température a été largement étudiée et décrite comme résultant de l'excitation des ondes de spin lorsque la température est faible devant la température de Curie. Une variation de l'aimantation en  $T^{3/2}$  a été obtenue et confirmée expérimentalement. On peut donc supposer que la variation de la polarisation en température suit celle de l'aimantation. Ainsi, la polarisation peut s'écrire :

$$P = P_0(1 - \alpha T^{3/2}) \quad (6.25)$$

$P_0$  et  $\alpha$  sont des constantes qui dépendent de la nature du matériau magnétique, de la barrière tunnel ainsi que de la qualité de l'interface entre les électrodes et la barrière.  $\alpha$  dépend aussi de l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Sa valeur est généralement plus importante pour une surface que pour le matériau massif. Les valeurs obtenues par Moodera sont de  $\alpha_{Co} = 1 - 6.10^{-6} K^{-3/2}$  et  $\alpha_{Py} = 3 - 5.10^{-5} K^{-3/2}$ . Donc, le facteur  $\alpha$  est approximativement un ordre de grandeur plus grand pour le Py. Ce résultat coïncide avec le fait que les excitations d'ondes de spin influencent moins l'aimantation des matériaux ferromagnétiques qui ont une température de Curie plus élevée ( $T_C = 1360K$  pour le Co et  $850K$  pour le Py).

- La deuxième contribution est donnée par la conductance  $G_{SI}$ . Cette contribution est associée au transport tunnel inélastique. Moodera a pu montrer que pour une jonction de bonne qualité,  $G_{SI}$  est donnée par la loi de puissance :

$$G_{SI}(T) \propto T^\gamma \quad \text{avec} \quad \gamma = 1.33 \quad (6.26)$$

Ainsi,  $G_{SI}$  augmente plus rapidement avec la température que la conductance tunnel élastique. L'ajout de cette contribution à la conductance totale permet d'expliquer la forte réduction de résistance et de TMR dans les jonctions tunnel magnétiques par rapport à celle permise par le modèle de Stratton.

Dans ce modèle, la conduction inélastique est due à des défauts présents dans la barrière tunnel qui introduisent des états localisés. Dans ce cas, ce sont des sauts d'électrons par effet tunnel qui assurent la conduction.

### 6.1.3.5 Influence de la tension sur la magnétorésistance tunnel

Tout comme la résistance tunnel, la magnétorésistance tunnel est une fonction de la tension appliquée. Dans le cas classique des barrières d'alumine amorphe, le taux de TMR décroît lorsque la tension appliquée aux bornes de la jonction tunnel augmente. Une manière simple d'expliquer ce phénomène repose sur le modèle de Jullière qui, comme nous l'avons évoqué au paragraphe 6.1.3.1, ne tient pas compte de la présence de la barrière. Dans ce modèle, la TMR à tension nulle s'écrit

$$TMR(V = 0) = \frac{2P_G(E_F)P_D(E_F)}{1 + P_G(E_F)P_D(E_F)} \quad (6.27)$$

où  $P_G(E_F)$  et  $P_D(E_F)$  représentent respectivement les polarisations au niveau de Fermi de l'électrode gauche et droite de la barrière tunnel.

Sous une tension  $V$  appliquée aux bornes de l'électrode de droite, un courant tunnel circule de la gauche vers la droite. La polarisation des électrons émis est égale à  $P_G(E_F)$  et celle des états accepteurs dans l'électrode de droite est égale à  $P_D(E_F + |e|V)$ . Ainsi, l'expression de la TMR sous tension devient

$$TMR(V) = \frac{2P_G(E_F)P_D(E_F + |e|V)}{1 + P_G(E_F)P_D(E_F + |e|V)} \quad (6.28)$$

où  $e$  correspond à la charge de l'électron et  $V$  à la tension appliquée.

Lorsque la tension  $V$  augmente, les électrons injectés à partir de l'électrode de gauche sondent des états dans l'électrode de droite de moins en moins polarisés. On peut le constater dans le diagramme 6.5 dans le cas des bandes paraboliques décalées en énergie. Ainsi, la TMR diminue lorsque la tension appliquée aux bornes de la JTM augmente.

Néanmoins, même si la diminution de la polarisation effective de l'électrode réceptrice permet d'expliquer la chute de la TMR avec la tension appliquée, ce n'est pas le seul

phénomène à prendre en compte. La déformation de la barrière tunnel, qui n'est pas prise en compte dans le modèle de Jullière, va également influencer la TMR. Les calculs numériques réalisés par Montaigne et ses collaborateurs [132] montrent que plus la hauteur de barrière est petite, plus la TMR est faible. Or, lorsqu'une tension  $V$  est appliquée à la jonction tunnel, la hauteur moyenne de la barrière n'est plus  $\bar{\Phi}$  mais  $\bar{\Phi} - \frac{|e|}{2}V$ . Ainsi, plus la tension augmente, plus la hauteur moyenne de la barrière devient faible ce qui induit une diminution de la TMR. Dans le modèle des électrons libres, la chute de la polarisation et la déformation de la barrière lorsqu'une tension est appliquée à la jonction tunnel sont toutes deux responsables de la chute de TMR.

En réalité, en plus du transport tunnel direct, le transport tunnel inélastique dépendant du spin participe à la variation de la magnéto-résistance avec la tension appliquée [134]. Il est essentiellement régi par l'interaction électrons - magnons et ne présente pas de variation simple avec la tension. Il peut cependant être modélisé comme l'a montré Dimopoulos dans le cadre de son travail de thèse [135].

#### 6.1.4 Conclusion

Dans ce paragraphe, nous venons de présenter la dépendance de la résistance tunnel et de la TMR en fonction des caractéristiques intrinsèques de la barrière tunnel. L'influence de la tension et de la température sur le transport dans les jonctions tunnel a été discutée. Ainsi, la connaissance de tous ces phénomènes est indispensable afin de pouvoir adapter la réponse de la jonction tunnel en fonction de l'application visée.

## 6.2 Une bicouche antiferromagnétique/ ferromagnétique comme couche sensible

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, il est difficile lors d'une croissance par pulvérisation cathodique d'induire de manière contrôlée des axes d'anisotropie et d'obtenir une variation linéaire et réversible de l'aimantation d'une couche mince en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué. Ces critères sont pourtant primordiaux dans la réalisation d'un capteur de champ magnétique. Nous avons pour cela développé une nouvelle couche sensible associant une couche antiferromagnétique d'anisotropie  $K_{AFM}$ , à une couche ferromagnétique d'anisotropie  $K_{FM}$  (figure 6.8).

### 6.2.1 Principe de fonctionnement

La figure 6.8 présente la configuration magnétique de la bicouche sensible. Les axes d'anisotropie de la couche ferromagnétique et de la couche antiferromagnétique sont supposés parallèles et alignés suivant la direction de l'axe d'échange. Le champ magnétique à mesurer est appliqué perpendiculairement à cet axe. En considérant que l'aimantation de la couche ferromagnétique se comporte comme un macrospin et que les moments dans la couche antiferromagnétique sont figés, l'énergie par unité de surface de ce système est

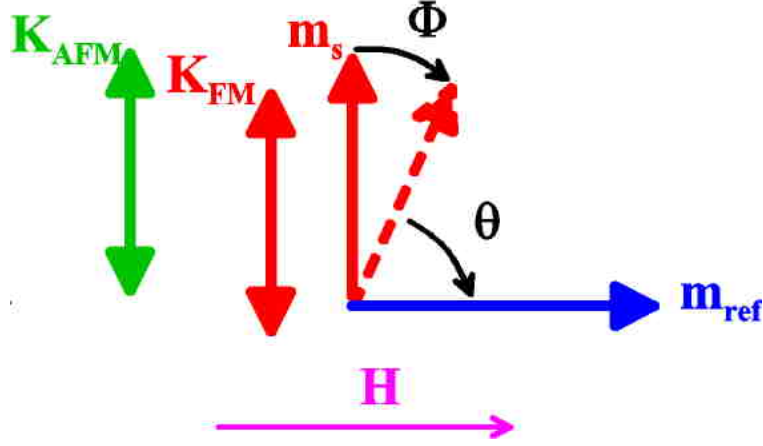


FIG. 6.8 – Configuration des aimantations d’une jonction tunnel pour la réalisation d’un capteur de champ magnétique linéaire.  $K_{FM}$  et  $K_{AFM}$  représentent les axes d’anisotropie des couches ferromagnétique et antiferromagnétique,  $m_s$  et  $m_{ref}$  sont respectivement les aimantations de la couche sensible et de la couche de référence et  $H$  est le champ appliqué.

alors donnée par l’équation :

$$E = -M_s t_{FM} H \sin(\Phi) - J \cos(\Phi) + K_{FM} t_{FM} \sin^2(\Phi) \quad (6.29)$$

où  $M_s$  est l’aimantation à saturation de la couche ferromagnétique,  $t_{FM}$  est l’épaisseur de la couche ferromagnétique,  $K_{FM}$  est la constante d’anisotropie de la couche ferromagnétique et  $J$  est le couplage interfacial existant entre la couche ferromagnétique et la couche antiferromagnétique. La pente de la variation de la projection de l’aimantation dans la direction du champ avec l’intensité du champ appliqué est donnée par

$$\left. \frac{\partial M}{\partial H} \right|_{H=0} = \left( 2 \frac{K_{FM}}{M_s} + \frac{J}{t_{FM} M_s} \right)^{-1} = \alpha(FM, AFM) \quad (6.30)$$

Cette pente en champ nul va par la suite correspondre à la sensibilité magnétique du capteur. Elle peut être ajustée en modifiant les propriétés magnétiques de la bicouche sensible par l’intermédiaire de l’épaisseur, de l’anisotropie et de l’aimantation à saturation de la couche FM ou encore en variant le couplage d’interface  $J$  en changeant de matériau AFM ou en jouant sur son épaisseur (voir chapitre 3).

En minimisant l'énergie par rapport à l'angle  $\Phi$  et en négligeant l'anisotropie de la couche ferromagnétique devant celle de la couche antiferromagnétique, on obtient :

$$\Phi = \arctan\left(\frac{H}{H_{EX}}\right) \quad (6.31)$$

avec  $H_{EX} = J/(M_S t_{FM})$  qui représente le champ d'échange.

Il est alors possible d'obtenir une expression analytique donnant la variation de la projection de l'aimantation suivant la direction du champ lorsque le champ appliqué est perpendiculaire à l'axe d'échange :

$$m_{//} = M_S \sin \Phi = M_S \cos \theta = M_S \sin \left[ \arctan\left(\frac{H}{H_{EX}}\right) \right] \quad (6.32)$$

Cette variation est représentée sur le graphique 6.9

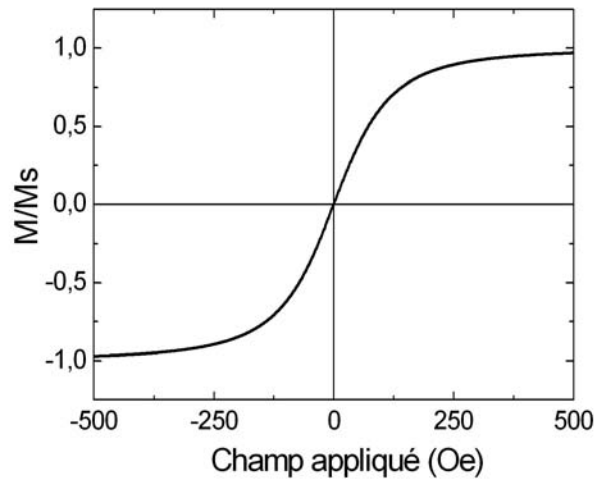


FIG. 6.9 – Variation de la projection de l'aimantation de la couche ferromagnétique le long du champ magnétique appliqué lorsque la couche FM est associée à une couche AFM. Le champ est appliqué perpendiculairement à l'axe d'échange. Calcul réalisé pour une couche ferromagnétique de Py d'épaisseur  $t_{FM} = 10$  nm, d'aimantation à saturation  $M_S = 850$  emu.cm<sup>-3</sup> et dont le couplage avec la couche AFM vaut  $J = 0.10$  erg.cm<sup>-2</sup>.

Finalement, la variation de la résistance d'une jonction tunnel avec le champ appliqué dont la configuration magnétique est celle décrite sur la figure 6.8 est donnée par l'expression 6.21 obtenue dans le modèle de Slonczewski (cf § 6.1.3.2)

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{2} \left[ R_{AP} + R_P - (R_{AP} - R_P) \cos \theta \right] \\ &= \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \sin \left[ \arctan \left( \frac{H}{H_{EX}} \right) \right] \end{aligned} \quad (6.33)$$

où  $R_P$  et  $R_{AP}$  sont respectivement les résistances de la jonction tunnel dans les états parallèle et antiparallèle des aimantations. La variation de  $R$  en fonction du champ appliqué est présentée sur la figure 6.10. Dans ce cas, le champ coercitif de la couche de référence, symbolisée par  $m_{ref}$  sur la figure 6.8, a été choisi arbitrairement et vaut 100 Oe.

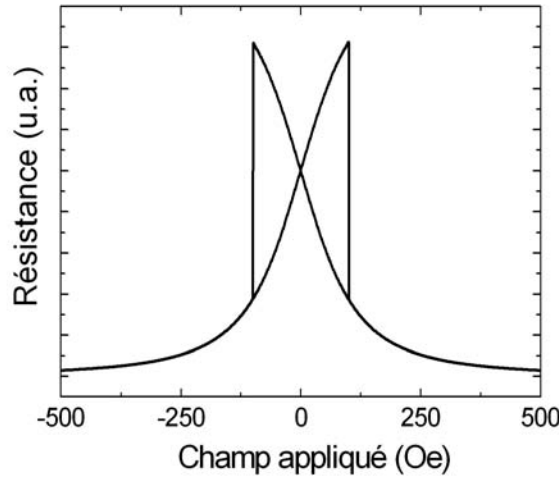


FIG. 6.10 – Variation théorique de la résistance de la jonction tunnel en fonction du champ appliqué pour une configuration perpendiculaire des aimantations des électrodes magnétiques utilisant une bicouche sensible FM/AFM.

Lorsque le champ appliqué est faible devant le champ d'échange  $H_{EX}$ , l'expression 6.33 se simplifie en

$$R = \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \left( \frac{H}{H_{EX}} \right) \quad (6.34)$$



Dans ce cas, la résistance de la jonction dépend linéairement du champ magnétique appliqué. On définit alors la sensibilité électrique par  $S_e = \frac{R_P - R_{AP}}{2}$ . Elle dépend des caractéristiques intrinsèques de la jonction tunnel, à savoir, de son épaisseur et de sa hauteur, de sa surface et de sa TMR. Elle dépend également des conditions d'utilisation, c'est-à-dire de la tension de travail et de la température.  $S_e$  peut donc être ajustée en modifiant la nature de la barrière ou celle des électrodes. On définit également la sensibilité magnétique qui est donnée par  $S_m = \frac{1}{H_{EX}}$ . Elle dépend des caractéristiques de la bicouche FM/AFM et donc de l'épaisseur de la couche ferromagnétique et de la couche antiferromagnétique, de la constante d'échange à l'interface dépendant de la nature du matériau antiferromagnétique et de l'aimantation à saturation de la couche ferromagnétique. Finalement, la sensibilité totale du capteur est donnée par  $S = S_e * S_m$ .

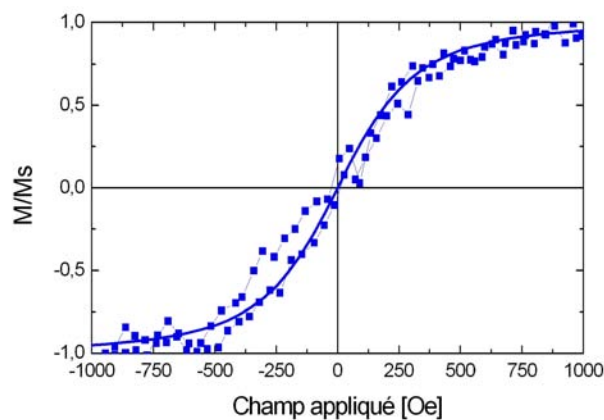
### 6.2.2 Sensibilité magnétique en fonction des paramètres de la bicouche FM/AFM

Comme nous l'avons vu précédemment, il est possible de modéliser le comportement de la bicouche sensible FM/AFM. Afin de nous assurer de la validité de notre modèle, nous avons réalisé des mesures magnétiques par Effet Kerr Magnéto-Optique (MOKE) sur des bicouches dont la composition est Verre/ Ta(5nm)/ Py(xnm)/ IrMn(10nm)/ Ta(5nm).

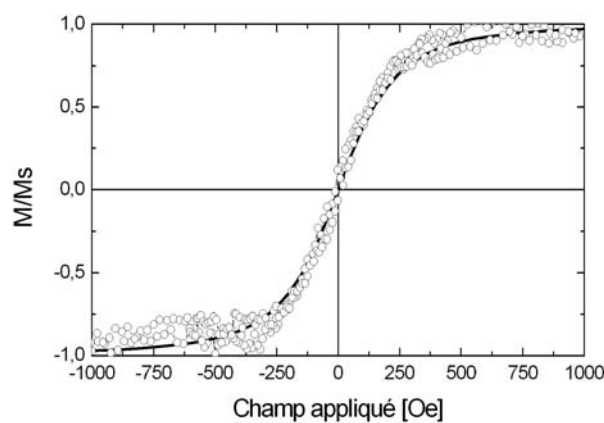
Nous pouvons voir sur la figure 6.11 la variation de la projection de l'aimantation de la couche sensible suivant la direction du champ appliqué. Les résultats obtenus par simulation sont en très bon accord avec les mesures expérimentales. Cela est dû au fait que lorsque le champ est appliqué perpendiculairement à l'axe d'échange de la bicouche FM/AFM, même si la couche FM n'est pas monodomaine, le retournement de son aimantation se fait par rotation des moments magnétiques comme nous l'avons montré dans le chapitre 4 (cf § 4.1.1). Les simulations ont été réalisées sans aucun paramètre ajustable. L'énergie d'échange  $J$  est obtenue pour chaque épaisseur de la couche de Py à partir de la mesure du champ d'échange réalisée sur le même échantillon en appliquant le champ magnétique suivant la direction de l'axe d'échange. Nous remarquons que la variation de la projection de l'aimantation de la couche ferromagnétique suivant la direction du champ est réversible sur toute la gamme de champ et ce, quelle que soit l'épaisseur de la couche ferromagnétique.

La pente en champ nul, qui correspond à la sensibilité du futur capteur, peut être ajustée en modifiant les paramètres de la bicouche FM/AFM. Nous le montrons ici en faisant varier l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Néanmoins, il est possible de la changer en modifiant l'épaisseur de la couche antiferromagnétique, en utilisant un autre matériau antiferromagnétique, ce qui modifierait la valeur de la constante d'échange ou encore en changeant de matériau ferromagnétique, ce qui modifierait la valeur de l'aimantation à saturation.

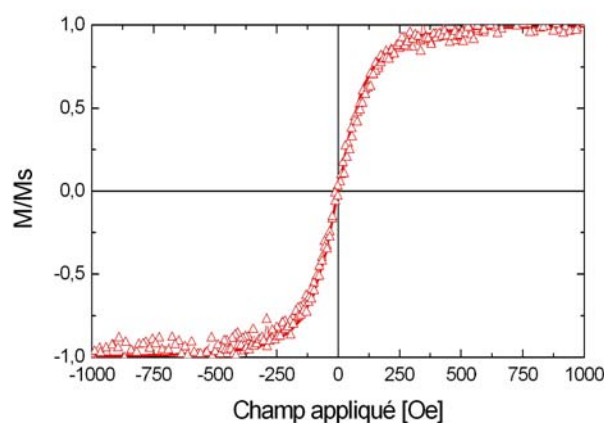
Par ailleurs, nous obtenons bien une variation linéaire de la projection de l'aimantation de la couche ferromagnétique suivant la direction du champ appliqué dans une certaine



(a) 3.7 nm



(b) 5 nm



(c) 10 nm

FIG. 6.11 – Cycles de rotation Kerr mesurés perpendiculairement à l'axe d'échange induit par la couche antiferromagnétique pour des échantillons Verre/ Ta(5nm)/ Py(x nm)/ IrMn(10nm)/ Ta(5nm) avec  $x=3.7$  nm (a),  $x=5$  nm (b) et  $x=10$  nm (c). Les courbes en trait plein sont le résultat de simulations réalisées à partir de l'équation 6.32.

gamme de champ. Cette gamme dépend du champ d'échange existant entre les couche FM et AFM. Plus le champ d'échange est important, plus la plage linéaire est grande. Cependant, l'augmentation de la plage de champ dans laquelle la projection de l'aimantation de la couche ferromagnétique suivant la direction du champ appliqué varie linéairement entraîne une diminution de la pente à l'origine et donc de la sensibilité magnétique du capteur.

L'obtention de cycles d'aimantation centrés en champ nul a nécessité le développement d'un four de recuit original. En général, le champ magnétique est produit dans un four de recuit. Dans notre cas, nous effectuons le contraire : le champ magnétique entoure le four de recuit. Cela nous permet d'avoir un champ magnétique homogène. Le recuit est effectué à l'aide d'une lampe qui chauffe un support en cuivre sur lequel est fixé notre échantillon. Par ailleurs, ce four nous permet de recuire nos échantillons sous vide ce qui limite la contamination de nos échantillons par l'oxygène.

Habituellement, l'association d'une couche antiferromagnétique et d'une couche ferromagnétique est utilisée pour la réalisation de couches magnétiques de référence. Ici, nous utilisons le fait que, lorsque le champ est appliqué perpendiculairement à l'axe d'échange induit par la couche antiferromagnétique, la réponse magnétique est réversible et même linéaire dans une gamme de champ adaptable. Cela est dû au fait que dans ce cas, le retournement de l'aimantation se fait essentiellement par rotation locale des moments magnétiques avec éventuellement formation de parois à  $360^\circ$ . Linéarité, réversibilité et absence d'hystérèse sont les principaux critères dans la réalisation d'un capteur de champ magnétique. Nous avons montré que cette couche sensible présente des caractéristiques idéales pour la réalisation d'une telle application.

### 6.2.3 La couche de référence

Comme nous l'avons vu, la TMR varie en fonction de l'angle entre l'aimantation de la couche de référence et celle de la couche sensible. Ainsi, pour obtenir le maximum de variation de la résistance tunnel, il est nécessaire que la couche de référence soit saturée et le reste pendant le fonctionnement du capteur. La stabilité magnétique de la couche de référence est un paramètre très important déterminant la durée de vie d'un capteur de champ magnétique. Il existe différentes architectures de couche de référence dont les propriétés et la stabilité magnétique ont été discutées dans le chapitre 1 (cf §). Les deux prochains paragraphes présentent les couches de référence que nous avons utilisées pour réaliser notre capteur ainsi que les motivations qui nous ont poussés à les choisir.

#### 6.2.3.1 Une couche de Co unique

Dans un premier temps, nous avons choisi de réaliser notre capteur en agençant les TMR en pont de Wheatstone (figure 6.12) afin de nous affranchir de la dérive en température de la résistance des jonctions tunnel magnétiques [16, 136, 137]. Pour générer une tension différentielle à la sortie du pont, il est nécessaire que les aimantations des

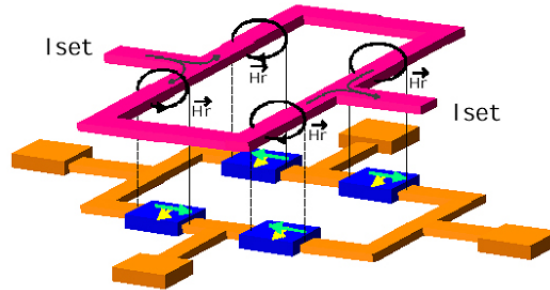


FIG. 6.12 – Schéma d'une structure en pont de Wheatstone comportant quatre JTM.  $I_{set}$  représente le courant qui passe dans la piste conductrice située au-dessus des jonctions. Le passage du courant dans la piste métallique génère un champ magnétique  $H_r$  qui oriente l'aimantation des couches de référence (flèche foncée) dans la direction adéquate. La flèche la plus claire représente la direction de l'aimantation de la couche sensible.

couches de référence dans deux branches adjacentes du pont soient orientées dans des sens opposés.

L'orientation de l'aimantation des couches dures se fait à l'aide d'une piste métallique située au-dessus du pont de JTM. Le passage d'un courant  $I_{set}$  dans cette piste génère un champ magnétique  $H_r$  qui oriente l'aimantation de la couche dure. L'architecture du pont est telle qu'elle permet d'orienter les aimantations des couches de référence de deux JTM adjacentes dans des sens opposés. Pour réaliser ce type de pont, la couche de référence doit posséder un champ coercitif suffisamment faible afin que son aimantation puisse être orientée par le champ  $H_r$ . L'utilisation de cette piste métallique permettrait aussi de réinitialiser l'aimantation de la couche dure à des intervalles de temps réguliers lors du fonctionnement du capteur.

Nous avons donc réalisé une jonction tunnel magnétique dont la couche de référence est composée d'une couche de Co unique. La figure 6.13 représente la variation de la résistance d'une jonction tunnel de structure Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(20nm)/ Pt(5nm) lorsque le champ magnétique est appliqué suivant la direction de facile aimantation de la couche dure de Co.

Comme nous l'attendions, nous obtenons bien une variation linéaire de la résistance pour des champs appliqués inférieurs au champ coercitif de la couche dure, c'est-à-dire 60 Oe. La courbe a pu être simulée à partir de l'équation 6.33 avec les paramètres suivants :  $J = 0.23 \text{ erg.cm}^2$ ,  $M_S = 1420 \text{ emu.cm}^{-3}$ ,  $t_{FM} = 10\text{nm}$ ,  $R_{AP} = 89750 \text{ } \Omega$  et  $R_P = 74900 \text{ } \Omega$ . Néanmoins, nous avons dû introduire un décalage de -25 Oe afin de rendre compte de l'asymétrie de la courbe. Ce décalage peut s'expliquer par la façon dont avaient été recuits les échantillons. Nous utilisons alors une plaque de cuivre sur laquelle étaient fixés deux aimants permanents. Les échantillons étaient placés entre ces deux aimants et le recuit se faisait dans une étuve. Le champ magnétique n'était pas homogène dans toute la zone située entre les deux aimants. Ainsi, il est possible que l'axe d'anisotropie de la

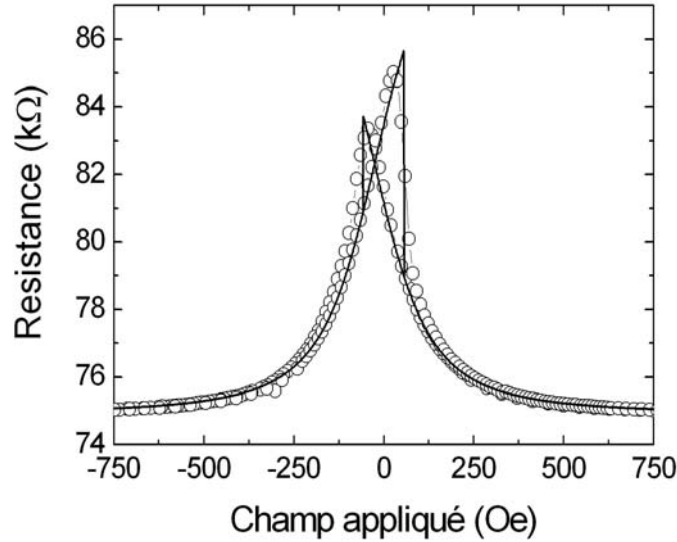


FIG. 6.13 – Cycle de magnétorésistance en fonction du champ appliqué réalisé sur une jonction Verre/ Ta(5 nm)/ Co(10 nm)/ IrMn(10 nm)/ Co(10 nm)/  $\text{AlO}_x$ (1.5 nm,  $t_{ox}=30\text{s}$ )/ Co(20 nm)/ Pt(5 nm) (-o-). Le champ est appliqué suivant la direction de facile aimantation de la couche dure de Co et la tension appliquée est de 10 mV. La courbe a pu être simulée (courbe en trait plein) à partir de l'équation 6.33 et en utilisant les paramètres  $J = 0.23 \text{ erg.cm}^2$ ,  $M_S = 1420 \text{ emu.cm}^{-3}$ ,  $t_{FM} = 10\text{nm}$ ,  $R_{AP} = 89750 \Omega$  et  $R_P = 74900 \Omega$  et en introduisant un champ coercitif de 60 Oe pour la couche de Co.

couche de référence ne soit pas tout à fait perpendiculaire à l'axe d'échange de la couche sensible. Comme nous l'avons vu précédemment, ce problème a été résolu en développant un nouveau four (cf. § 6.2.2).

Ces résultats prouvent que le concept de bicouche ferromagnétique-antiferromagnétique comme couche sensible fonctionne. Néanmoins, dans l'optique d'une intégration complète du capteur sur un ASIC, l'initialisation de la couche de référence pose un sérieux problème. En effet, un courant de l'ordre de l'ampère doit être appliqué dans la piste métallique afin de produire un champ magnétique suffisant et un ASIC ne peut pas générer un tel courant.

Afin de pallier ce problème, nous avons développé une nouvelle technique de traitement du signal. Cette partie étant confidentielle, elle ne sera pas détaillée. Cependant, en utilisant cette technique, nous n'avons plus besoin de limiter le champ coercitif de la couche de référence.

Nous avons donc cherché à développer une nouvelle couche dure. Les différentes couches dures pouvant être réalisées ont été présentées au paragraphe 1.2 du chapitre 1. Nous avons vu que les couches dures formées par une bicouche FM/AFM ainsi que par un antiferromagnétique artificiel (AAF) bloqué ou non par une couche AFM sont plus adaptées pour la confection d'une couche de référence qu'une couche ferromagnétique unique. Dans notre

cas, il n'est pas possible d'utiliser l'IrMn pour réaliser cette couche dure car pour induire une configuration perpendiculaire des axes d'anisotropie des électrodes dans nos JTM en utilisant deux électrodes biaisées, il est nécessaire d'avoir deux couches AFM ayant des températures de blocage différentes. Malheureusement, l'IrMn est le seul matériau AFM dont nous disposons dans notre bâti de dépôt et le nombre de cibles dans notre bâti ne nous permettait pas d'introduire de nouveau matériau.

Les alliages  $Co_xPt_{1-x}$  sont bien connus pour posséder des champs coercitifs très importants dépendant de la concentration de chacun des composants. Ainsi, nous avons réalisé une couche dure formée par un alliage  $Co_{80}Pt_{20}$ .

### 6.2.3.2 Utilisation d'un alliage CoPt comme couche de référence

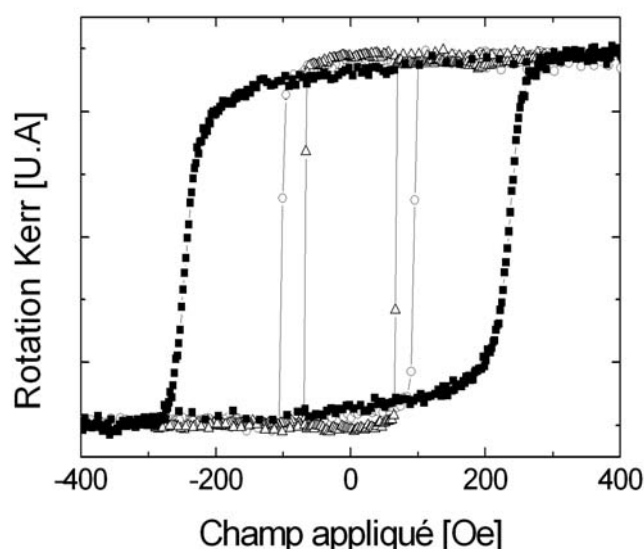


FIG. 6.14 – Cycles de rotation Kerr mesurés sur des échantillons de structure Verre/ Ta(10 nm)/  $Co_{80}Pt_{20}$ (10 nm)/ Co(x nm)/ Al(5nm) pour des épaisseurs de Co de 2.5 nm (-o-), 3.2 nm (-Δ-) et sans couche de Co (-■-).

Afin d'augmenter la polarisation à l'interface entre le  $Co_{80}Pt_{20}$  et la barrière d'alumine pour obtenir des valeurs de TMR plus importantes, nous avons inséré une fine couche de Co. Dans un premier temps, nous avons étudié les propriétés magnétiques de ces couches en fonction de l'épaisseur de la couche de Co. La figure 6.14 montre des cycles d'hystérésis mesurés sur des multicouches Verre/ Ta(10 nm)/  $Co_{80}Pt_{20}$ (10 nm)/ Co(x nm)/ Al(5nm) pour différentes épaisseurs de la couche de Co. Nous remarquons qu'en l'absence de Co, le champ coercitif de la couche de  $Co_{80}Pt_{20}$  est de 250 Oe et le retournement de son aimantation se fait progressivement et débute en champ positif après une saturation en champ positif. La rémanence, c'est-à-dire l'aimantation de la couche en champ nul par rapport à

son aimantation à saturation, est de 0.8. Comme nous l'avons vu, une rémanence de 1 est nécessaire pour la réalisation d'applications afin d'éviter une désaimantation de la couche de référence. Lorsque l'épaisseur de la couche de Co est de 2.5 nm, le champ coercitif diminue et passe à 100 Oe mais le renversement est bien plus abrupt et la rémanence est bien meilleure (0.92). En augmentant davantage l'épaisseur de Co, ces deux faits sont encore amplifiés. Finalement, lorsque l'épaisseur de la couche de Co en contact avec la couche de  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  augmente, cela réduit son champ coercitif mais la rémanence est augmentée. Nous avons donc dû choisir entre un fort champ coercitif et une bonne rémanence et nous avons opté pour une couche de Co de 2 nm afin de conserver un coercitif suffisamment important ainsi qu'une forte rémanence.

Nous avons inséré cette couche de référence dans nos jonctions tunnel de structure Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm) / Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(2nm)/  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  (5nm)/ Pt(4nm). Afin de renforcer l'anisotropie de cette couche, nous lui avons ajouté une anisotropie de forme en utilisant un masque de lithographie permettant de structurer l'électrode supérieure sous la forme d'un rectangle de dimensions  $100 * 10 \mu\text{m}^2$ . Les propriétés de transport de ces jonctions tunnel font l'objet du prochain paragraphe.

## 6.2.4 Propriétés de transport d'une jonction unique

### 6.2.4.1 Influence de la tension

Afin de caractériser nos jonctions, nous avons dans un premier temps réalisé des caractéristiques courant / tension (figure 6.15).

La courbe  $I(V)$  est non-linéaire comme le prévoit la théorie. En utilisant la formule de Brinkman (cf § 6.1.2.1), nous obtenons une épaisseur de 2,8 nm, une hauteur de 1.3 eV et une asymétrie de 0.3 eV. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par d'autres équipes de recherche sur des barrières d'alumine [139, 140, 141].

Nous avons ensuite réalisé des mesures de résistance de la jonction tunnel en fonction du champ appliqué sur une gamme de champ importante. De la saturation positive à la saturation négative, les jonctions tunnel présentent bien les caractéristiques attendues (figure 6.16). Le champ coercitif de la couche de Co(2nm)/  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ (5nm) est de 1000 Oe, ce qui est bien plus grand que celui observé précédemment sur la couche Verre/ Ta(10nm)/  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ (10nm)/ Co(2nm)/ Al(5nm). Même si l'épaisseur de la couche de  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  a été modifiée, cette augmentation est principalement due au fait que cette fois-ci, cette bicouche est déposée sur la barrière tunnel et non plus sur le buffer de Ta. Le retournement de cette couche dure est très progressif et la rémanence est loin d'être unitaire. Néanmoins, nous remarquons que l'augmentation du champ coercitif de la couche dure permet d'obtenir une variation linéaire de la résistance tunnel dans une plage de champ appliqué comprise entre  $\pm 175$  Oe.

Nous remarquons également que la TMR est relativement faible. Sur des jonctions identiques mais avec des électrodes possédant des axes d'anisotropie parallèles, nous obtenons des variations de résistance d'environ 17%. Cette différence s'explique par le fait que dans le cas présent, les axes d'anisotropie des deux électrodes sont perpendiculaires mais

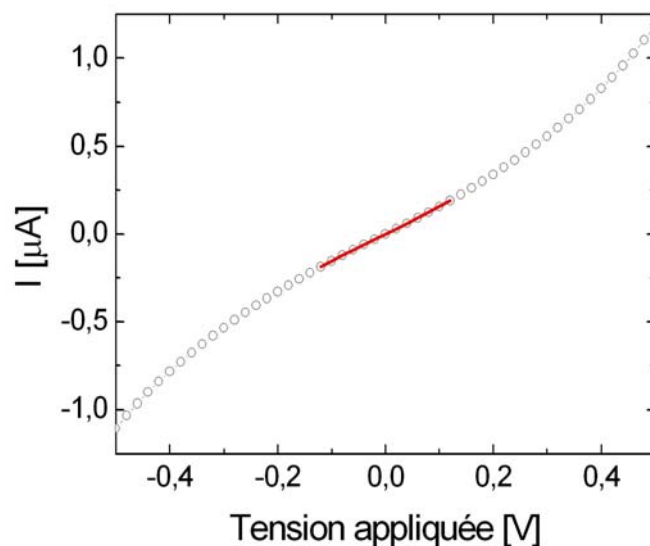


FIG. 6.15 – Caractéristique  $I(V)$  réalisée sur une jonction Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(10nm)/  $\text{AlO}_x$ (1.5 nm,  $t_{ox}=30\text{s}$ )/ Co(2nm)/  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ (5nm)/ Pt(4nm). La courbe en trait plein représente un ajustement réalisé à partir du modèle de Brinkman.

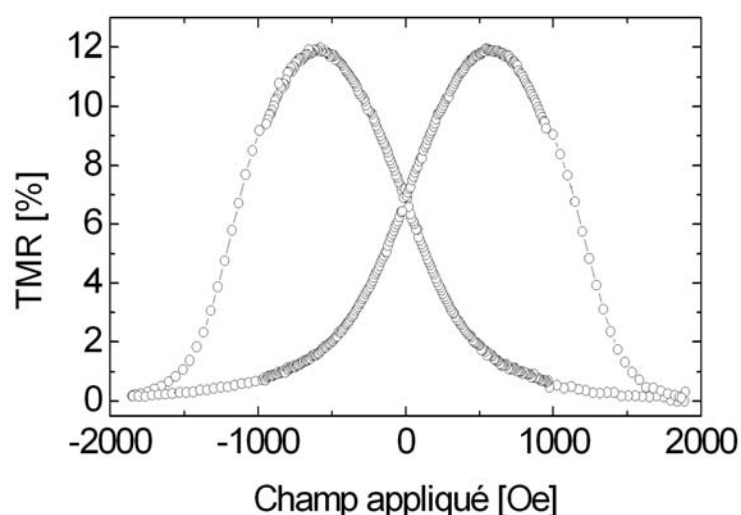


FIG. 6.16 – Cycle de magnétorésistance mesuré sur une jonction tunnel Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm) / Co(10nm)/  $\text{AlO}_x$ (1.5nm)/ Co(2nm)/  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ (5nm)/ Pt(4nm) pour une tension appliquée de 100 mV. Le champ magnétique est appliqué suivant l'axe d'anisotropie de la couche de Co/ $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$



aussi par le fait que les aimantations des deux électrodes ne se retrouvent jamais complètement antiparallèles à cause du retournement précoce de l'aimantation de la couche de référence.

#### 6.2.4.2 Linéarité et réversibilité

Afin d'étudier la réversibilité et la linéarité du signal résistif, points cruciaux dans la mise au point d'un capteur, nous avons dans un premier temps réalisé des cycles mineurs entre  $\pm 50$  Oe (figure 6.17, (a)). La variation de résistance dans cette gamme de champ est bien réversible et linéaire. L'écart à la linéarité calculée à partir de la différence entre les cycles mineurs successifs et un ajustement linéaire de la courbe est constant et inférieur à 0.05% sur cette gamme de champ.

Lorsque la gamme de champ est augmentée à  $\pm 100$  Oe (figure 6.17, (b)), une non-linéarité supérieure à 0.25% est clairement observée ainsi qu'une évolution temporelle du signal. Cette non-linéarité provient de la forme de la variation de la projection de l'aimantation de la couche ferromagnétique suivant la direction du champ en  $\text{Arctan}(H/\text{Hex})$  (voir equation 6.33). Toutefois, cela n'est pas un problème majeur dans la réalisation d'un capteur. Tant que le signal varie suffisamment et de façon monotone, cette non-linéarité peut être corrigée par l'électronique du traitement du signal. Nous remarquons aussi l'apparition d'une hystérèse dans cette gamme de champ appliqué (figure 6.17, insert(b)). Comme nous l'avons vu au paragraphe 6.2.2, le renversement de l'aimantation de la bicouche sensible est totalement réversible pour des valeurs de champ appliqué bien plus importantes. En fait, cette hystérèse provient du retournement prématuré de la couche de  $\text{Co}/\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ . De plus, cela entraîne une augmentation de la résistance de la jonction tunnel lorsque le nombre de cycles mineurs réalisés augmente.

La sensibilité du capteur est de  $160 \Omega/\text{Oe}$ . Cependant, elle dépend fortement de la résistance de la jonction tunnel. Nous avons pu mesurer des sensibilités pouvant varier de 50 à  $1000 \Omega/\text{Oe}$ . Pour pouvoir comparer ces résultats à ceux obtenus sur d'autres capteurs, il serait nécessaire de mesurer le rapport signal sur bruit de ces jonctions. Tondra et ses associés ont montré que le rapport signal sur bruit diminuait en fonction de la racine carrée de la résistance de la jonction tunnel [19]. Ainsi, il doit exister une valeur de résistance pour laquelle la sensibilité est maximale avec un bruit acceptable.

Afin d'améliorer encore les propriétés magnétiques de notre capteur, il serait nécessaire de remplacer la couche dure par une couche magnétiquement plus stable. Comme nous l'avons déjà mentionné, une bicouche FM/AFM ou un antiferromagnétique artificiel dont l'axe d'anisotropie serait aligné dans la direction du champ à mesurer serait plus approprié pour ce genre d'application.

#### 6.2.4.3 Sensibilité du capteur en fonction de la température

Ce capteur étant destiné à une application pour l'automobile, le cahier des charges stipule un fonctionnement dans une gamme de température allant de  $-50$  à  $+150^\circ\text{C}$ . Le comportement résistif des jonctions tunnel magnétiques pour des températures supérieures à la température ambiante est rarement rapporté dans la littérature. Bien que la variation

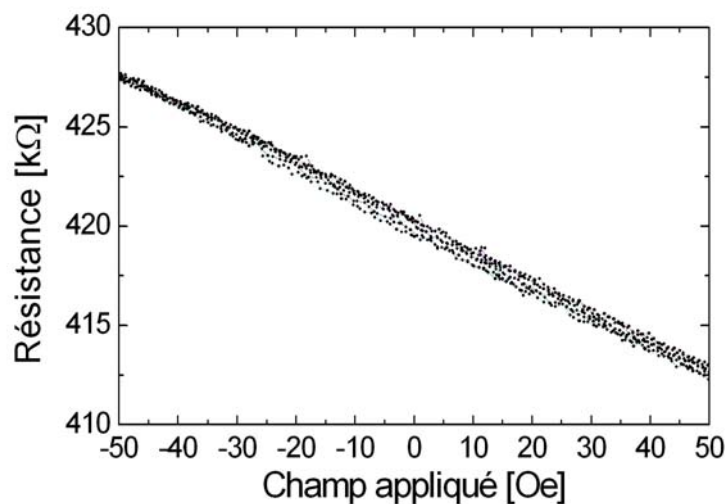
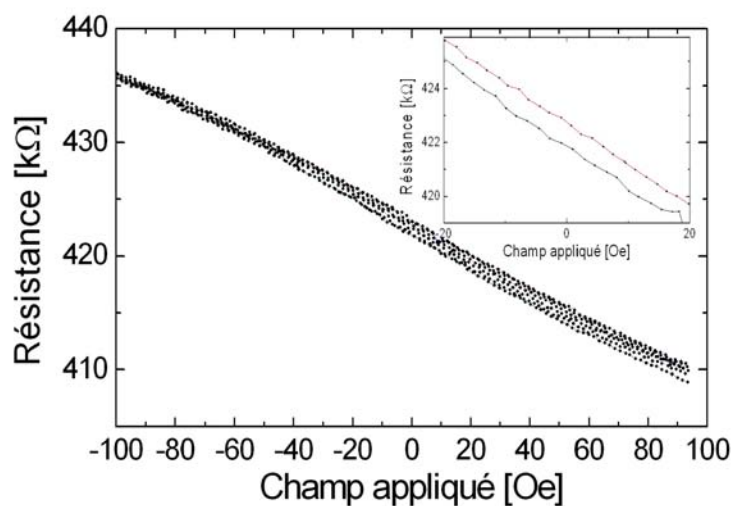
(a)  $\pm 50$  Oe(b)  $\pm 100$  Oe

FIG. 6.17 – Courbes de magnétorésistance obtenues pour une jonction tunnel Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm) / Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(2nm)/ Co<sub>80</sub>Pt<sub>20</sub>(5nm)/ Pt(4nm) sous une tension appliquée de 100 mV. Six cycles mineurs consécutifs sont présentés pour deux plages de champ appliqué différentes,  $\pm 50$  Oe (a) et  $\pm 100$  Oe (b). L'insert (b) représente un agrandissement du premier cycle mineur.

de la résistance d'une jonction tunnel en fonction de la température soit beaucoup plus faible que dans le cas d'une valve de spin [brevet US 6452204], elle reste néanmoins suffisamment importante pour nécessiter dans la majorité des cas une correction par un traitement électronique. Nous avons donc réalisé une étude du comportement du capteur en fonction de la température.

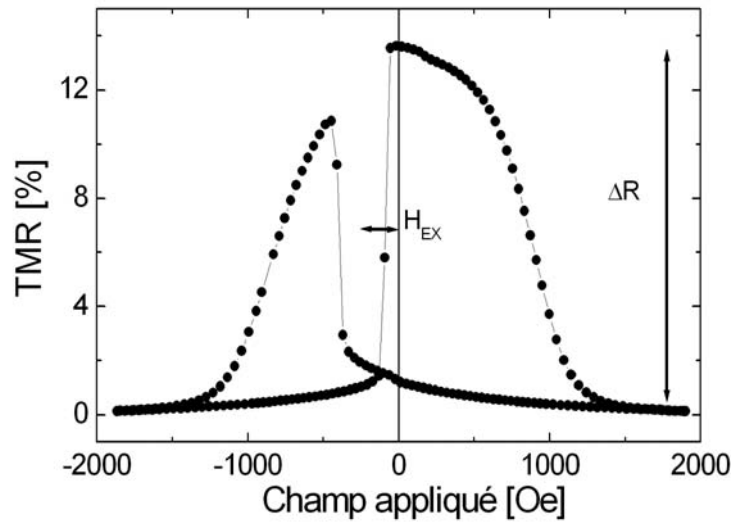
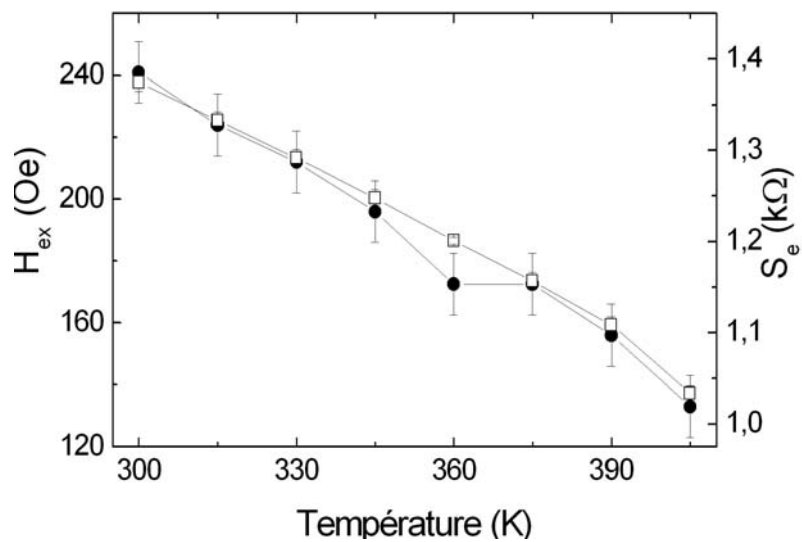
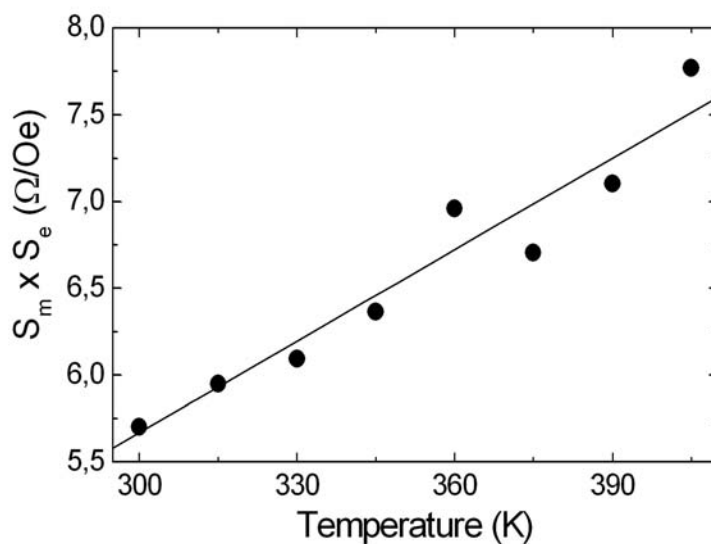


FIG. 6.18 – Variation de la résistance d'une jonction tunnel Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm) / Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(2nm)/ Co<sub>80</sub>Pt<sub>20</sub>(5nm)/ Pt(4nm) alimentée par une tension de 100 mV. Le champ magnétique est appliqué suivant la direction de l'axe d'anisotropie induit par le champ d'échange.

En appliquant le champ suivant la direction de l'axe d'anisotropie induit par le champ d'échange, il est possible d'obtenir indépendamment la sensibilité électrique, en mesurant directement la variation de résistance  $\Delta R$ , et la sensibilité magnétique par mesure du champ d'échange  $H_{EX}$  sur la figure 6.18.

Le champ d'échange diminue linéairement lorsque la température augmente, ce qui correspond donc à une augmentation de la sensibilité magnétique du capteur. Le taux de variation du champ d'échange avec la température est de  $\alpha_m = -0.3\%/K$ . Plus intéressant, la sensibilité électrique présente quasiment la même variation linéaire avec un taux de variation  $\alpha_e = 0.6\%/K$  (Figure 6.19, (a)). En définitive, la sensibilité totale de ce capteur augmente de façon linéaire avec la température avec un taux de variation de  $\alpha_t = 0.3\%/K$  (figure 6.19, (b)).

(a) Champ de décalage  $\square$  et sensibilité électrique  $\bullet$ 

(b) Sensibilité totale

FIG. 6.19 – Variations des différentes sensibilités en fonction de la température mesurées sur une jonction tunnel Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm) / Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(2nm)/ Co<sub>80</sub>Pt<sub>20</sub>(5nm)/ Pt(4nm) pour une tension appliquée de 100 mV.

Si l'on examine de plus près la figure 6.19 (gauche), nous remarquons que la variation de la résistance avec la température est similaire à celle prévue théoriquement par Stratton [125].

$$R(T) = R(0) \left( 1 - C^2 \frac{d^2}{\bar{\Phi}} T^2 \right) \quad (6.35)$$

où  $C=4.1eV^{-1/2}\text{\AA}^{-1}$  en considérant une masse effective égale à 1 pour l'électron,  $d$  est l'épaisseur de la barrière en  $\text{\AA}$  et  $\bar{\Phi}$  est la hauteur de la barrière en eV.

De cette équation, nous remarquons qu'il est possible d'ajuster la variation de la résistance de la jonction tunnel en fonction de la température en modifiant les paramètres de la barrière tunnel, son épaisseur  $d$  et/ou sa hauteur  $\bar{\Phi}$ . Comme l'oxyde d'aluminium semble être le candidat idéal pour la réalisation de tels dispositifs, nous avons donc décidé de modifier son épaisseur.

Sur la figure 6.19 (droite) la sensibilité totale du capteur augmente avec la température. Nous avons donc augmenté l'épaisseur de la barrière tunnel afin que la résistance de la jonction diminue plus rapidement lorsque la température augmente. Ainsi, la variation de la sensibilité électrique avec la température compense exactement celle de la sensibilité magnétique.

Nous avons donc mesuré la sensibilité totale du capteur en fonction de la température pour une jonction possédant une résistance plus élevée. Cette fois-ci, elle a été obtenue en réalisant un ajustement linéaire à la courbe de magnétorésistance entre  $\pm 50$  Oe. Sa variation avec la température a été fortement réduite avec un taux de variation inférieur à 0.01%, ce qui correspond à une diminution d'un facteur 30 par rapport aux résultats précédents (figure 6.20).

Ainsi, nous donnons pour la première fois un moyen de contourner la variation intrinsèque de la sensibilité d'un capteur à base de jonctions tunnel avec la température et cela sans aucun traitement numérique ou électronique.

### 6.2.5 L'application SNR

Dans les paragraphes précédents, nous avons évoqué essentiellement les matériaux et les mesures réalisées sur des jonctions uniques. Pour la réalisation du capteur SNR, une certaine mise en forme est nécessaire afin d'obtenir la haute résolution. Dans les paragraphes qui suivent, je vais présenter l'application SNR. Tout d'abord, je vais décrire l'aimant multipolaire qui sert à générer le champ magnétique à mesurer. Puis j'expliquerai comment il est possible d'obtenir des mesures angulaires à haute résolution ainsi que la mise en forme du capteur pour pouvoir y parvenir. Je présenterai ensuite la solution utilisée pour l'électronique de traitement du signal et enfin les résultats expérimentaux.

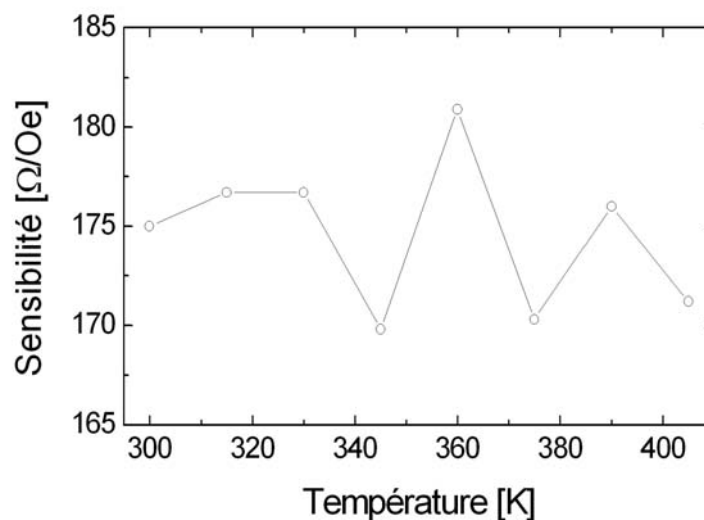


FIG. 6.20 – Variation de la sensibilité totale d’une jonction tunnel dont l’épaisseur a été optimisée pour réduire la variation de la sensibilité totale avec la température.

### 6.2.5.1 Le codeur magnétique : un aimant multipolaire

Le champ magnétique à mesurer est créé par un aimant multipolaire à base de ferrites intégré dans un joint en élastomère. Ce joint codeur est directement incorporé au roulement. Il sert tout d’abord à préserver l’étanchéité du roulement ainsi qu’à générer le champ magnétique. Le choix de l’élastomère se fait en fonction de la position du roulement donc de la température de l’environnement. L’aimantation des pôles se fait par une décharge électrique dans des fils de cuivre placés au contact du codeur. Les fils sont agencés de telle sorte que le champ magnétique induit sature successivement les pôles dans un sens puis dans l’autre de manière à obtenir une alternance entre pôles nord et pôles sud. Lorsque le roulement se met en rotation, ce codeur va générer un champ magnétique sinusoïdal<sup>1</sup>.

Le codeur utilisé pour développer notre capteur présente 96 pôles donc 48 paires de pôles. Le champ à mesurer est parallèle au plan du codeur et tangent à la direction de rotation du roulement (figure 6.21). Le capteur est situé à une distance  $z$  du codeur appelée air-gap. Le champ magnétique  $B_t$  varie avec l’air-gap suivant l’équation

$$B_t = B_0 \exp(-cz) \quad (6.36)$$

<sup>1</sup>En fait, la forme exacte du champ magnétique généré va dépendre de la distance à laquelle on se trouve par rapport à la surface du codeur.

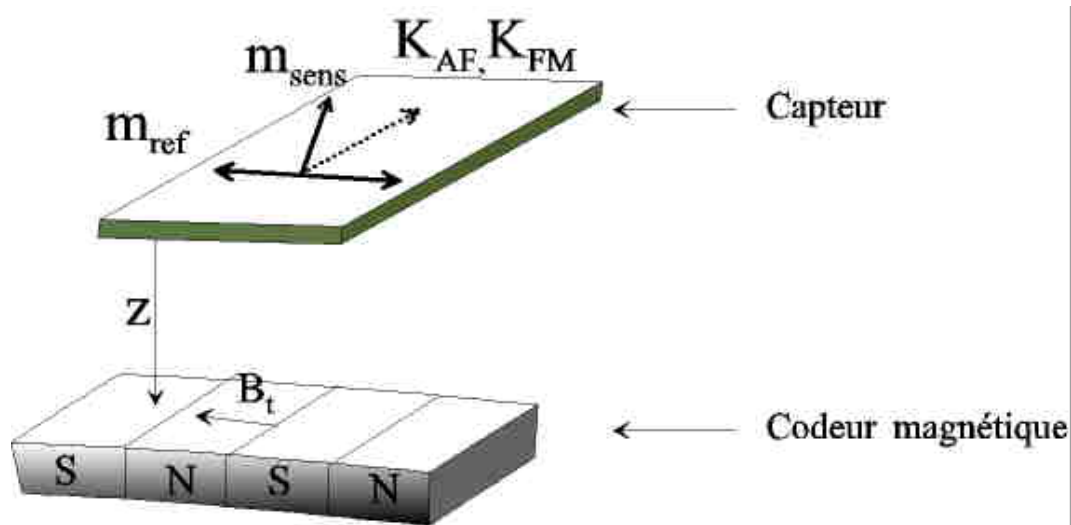


FIG. 6.21 – Schéma de positionnement du capteur par rapport au codeur magnétique.  $m_{ref}$  représente la direction de facile aimantation de la couche dure et  $K_{AFM}$  et  $K_{FM}$  celle des couches AFM et FM constituant la bicouche sensible.  $z$  correspond à la distance séparant le codeur du capteur et  $B_t$  est le champ magnétique à mesurer.

où  $c$  est une constante dépendant de la surface d'un pôle ( $\simeq 1.4$ ) et  $B_0$  le champ magnétique présent à la surface de l'échantillon ( $\simeq 1000$  Oe). Nous remarquons que la précision sur la position du capteur en hauteur, c'est-à-dire l'air-gap, est très importante à cause de la décroissance exponentielle du champ magnétique avec  $z$ . La tolérance sur le positionnement du capteur va dépendre de la plage de fonctionnement de celui-ci.

La figure 6.22 représente le profil du champ magnétique transversal mesuré sur la longueur du codeur au milieu d'un pôle et à l'intersection entre deux pôles. On remarque que la valeur du champ magnétique n'est pas constante sur la longueur d'un pôle quel que soit l'endroit où le profil est réalisé. Le choix de l'architecture du capteur doit donc tenir compte de ce profil.

### 6.2.5.2 Mesure angulaire haute résolution et mise en forme du capteur

Lorsque le roulement se met à tourner, un champ sinusoïdal est généré (figure 6.23) dans le cas où le capteur est situé à la bonne distance du codeur. Afin de mesurer ce champ et d'obtenir une mesure angulaire à haute résolution, nous nous sommes basés sur le brevet SNR Roulements n° 2 790 827 du 07/03/2000. La mesure angulaire à haute résolution nécessite 4 barrettes composées chacune d'un nombre donné de jonctions en série comme le montre la figure 6.23. Ces 4 barrettes sont alignées et leurs barycentres sont séparés d'une distance égale à  $P/4$  ou  $d/2$ , où  $P$  est la période magnétique créée par le codeur et  $d$  la largeur d'un pôle.

En additionnant les signaux issus des barrettes A et D et en soustrayant la somme des signaux des barrettes B et C, on obtient une onde sinusoïdale. En additionnant les

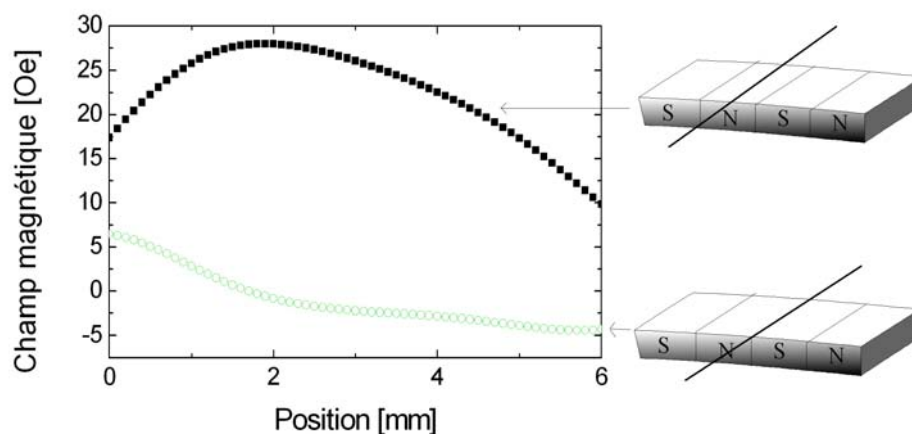


FIG. 6.22 – Profil du champ transverse mesuré à l'aide d'une sonde magnétorésistive pour un air-gap de 2.2 mm lorsque la sonde est située au centre du pôle (-■-) et à la transition entre deux pôles (-o-)

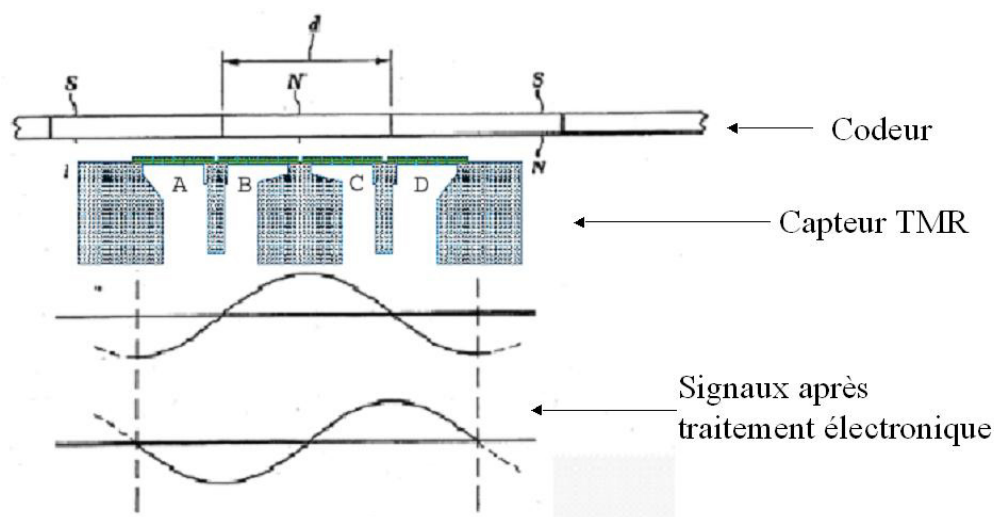


FIG. 6.23 – Schéma représentant le principe de fonctionnement du capteur. Le capteur est positionné de telle sorte que les barycentres de chaque barrette soient séparés d'un quart de période magnétique. En combinant les signaux issus des quatre barrettes, nous obtenons deux signaux en quadrature.



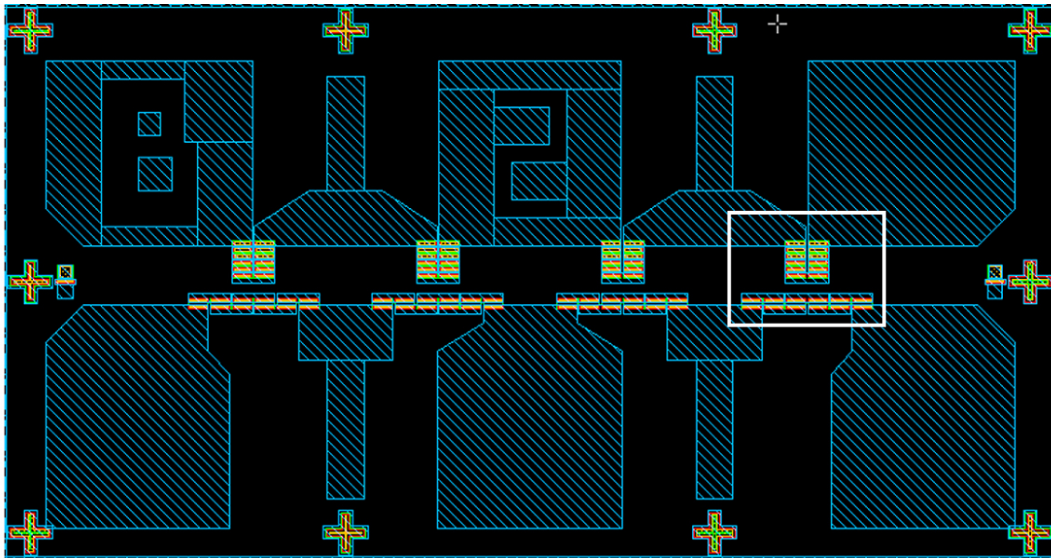
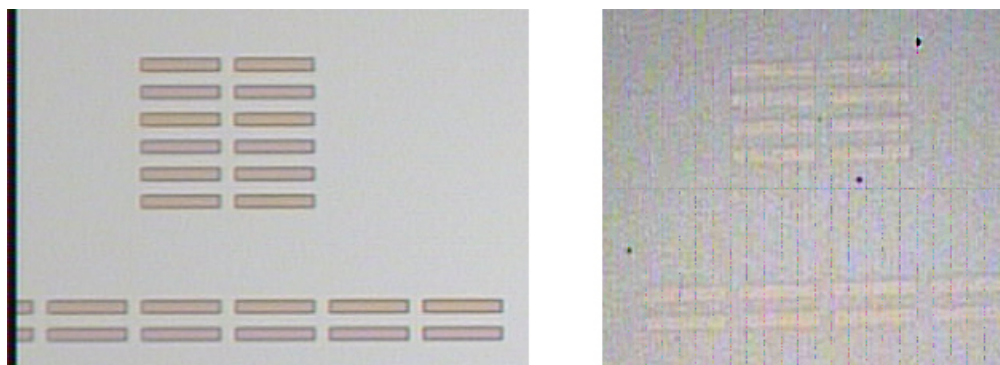


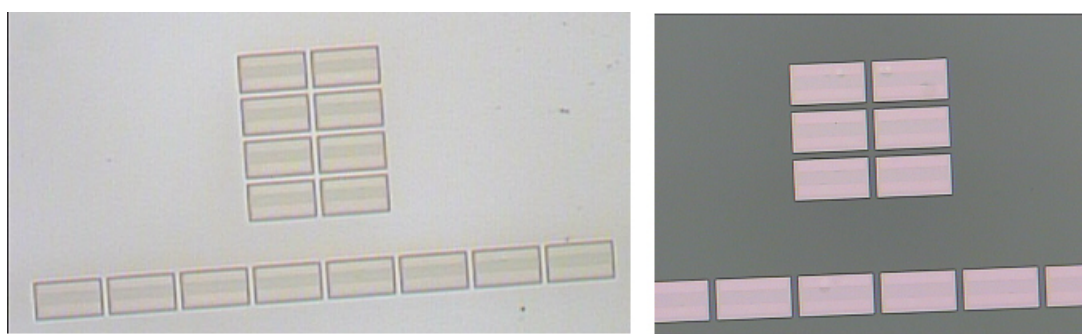
FIG. 6.24 – Schéma d'une cellule capteur qui comporte les deux géométries de mesure. Chaque bras possède 12 jonctions en série. Les croix présentes sur le pourtour de la cellule permettent de réaliser l'alignement des motifs entre deux étapes de lithographie successives. Deux jonctions tests sont situées de part et d'autre de la cellule. Les différentes couleurs correspondent aux différentes étapes du procédé microtechnologique.

signaux des barrettes A et B et en soustrayant la somme des signaux des barrettes C et D, on obtient une onde cosinusoidale. Les ondes cosinusoidale et sinusoidale sont ensuite employées pour déterminer la position, la vitesse et la direction de rotation du roulement. Cette détection est réalisée sur une période complète, ce qui permet de moyennner les inconstances de la longueur ou de l'intensité des pôles individuels de l'aimant.

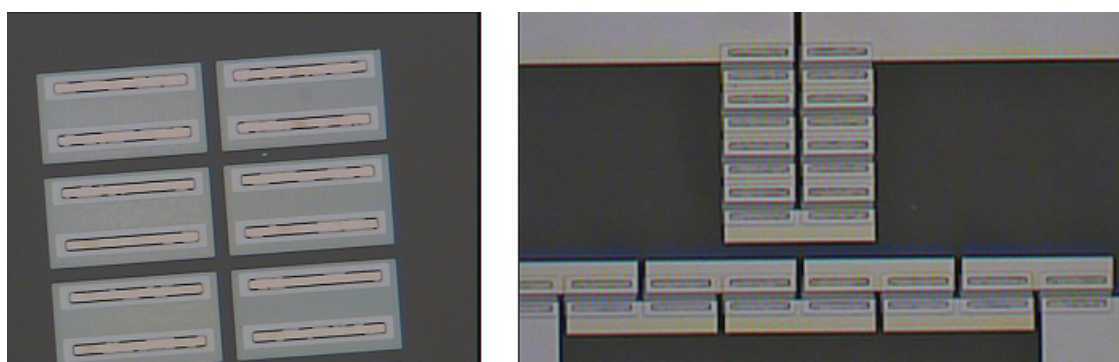
Afin de pouvoir réaliser ces opérations et de structurer convenablement le capteur, j'ai réalisé un nouveau set de masques pour la lithographie optique. Etant donné la distribution spatiale du champ délivré par chaque pôle du codeur magnétique, j'ai choisi de mettre dans chaque cellule capteur deux capteurs d'architecture différente : (i) un premier capteur avec une série de 4 barrettes dont les jonctions tunnels sont alignées tangentiellment au joint codeur et (ii) un autre capteur avec une série de 4 barrettes dont les jonctions sont alignées radialement au joint codeur. Ainsi, il est possible d'effectuer une moyenne du champ dans les directions tangentielle et radiale au joint codeur dans une même cellule (figure 6.24 (haut)). Par ailleurs, j'ai dessiné trois cellules capteurs possédant 8, 12 ou 16 jonctions par barrette. Un nombre différent de jonctions par barrette peut nous permettre d'étudier l'influence de cette moyenne du champ magnétique créé par le codeur en fonction de la plage sur laquelle elle est réalisée. Le fait de moyennner la mesure de champ magnétique est un moyen de minimiser les erreurs provenant des imperfections du codeur. De plus, lors de la mise en série de JTM, le rapport signal sur bruit est proportionnel à la racine carrée du nombre de jonctions tunnel [19]; ainsi, plus le nombre



(a) Définition de la forme de la jonction tunnel. Forme de la résine après insolation et *lift-off* (gauche) et forme de la jonction après gravure (droite).



(b) Définition de l'électrode inférieure. Forme de la résine après insolation et *lift-off* (gauche) et forme de l'électrode inférieure après gravure (droite).



(c) Forme de la résine après insolation et *lift-off* (gauche) pour réaliser une ouverture dans la couche isolante et dépôt d'aluminium pour la prise de contacts aux bornes de la jonction tunnel (droite). La photo de droite correspond à la partie contenue dans le carré blanc de la figure 6.24

FIG. 6.25 – Etapes de photolithographie et de gravure permettant de structurer le capteur.

de jonctions sera important, plus le rapport signal sur bruit sera grand. J'ai aussi ajouté deux jonctions uniques de chaque côté des cellules. Elles permettent de nous assurer du bon fonctionnement de nos jonctions tunnel. Afin d'augmenter l'anisotropie de la couche dure, une anisotropie de forme est induite lors de la gravure de l'électrode supérieure. La surface des jonctions tunnel est alors de  $15 * 100\mu m^2$ .

Les différentes étapes du procédé technologique sont présentées sur la figure 6.25. Ce procédé est décrit en détail dans l'annexe 1. Dans un premier temps, la forme de la jonction est définie ((a) gauche) et une première gravure est effectuée jusqu'à ce que la barrière tunnel soit dépassée ((a) droite). Puis, la forme de l'électrode inférieure est définie ((b) gauche) et l'échantillon est gravé jusqu'au substrat ((b) droite). Ensuite, une couche de 150 nm de SiOx est déposée afin d'isoler la jonction et une ouverture est réalisée dans l'isolant afin de pouvoir prendre un contact sur l'électrode supérieure de la jonction tunnel. Enfin, les contacts sont réalisés par dépôt d'une couche d'aluminium.

Avec une telle architecture, il est primordial d'alimenter les jonctions tunnel en courant constant. En effet, si une jonction tunnel claque pendant le fonctionnement du capteur, le courant parcourant les autres jonctions reste inchangé. Dans le cas où les jonctions sont alimentées en tension constante, si une jonction tunnel claque, la tension aux bornes des autres jonctions va augmenter ce qui peut entraîner un claquage en série de toutes les jonctions d'une barrette. L'architecture du capteur a aussi été choisie en fonction du traitement du signal qui devait être réalisé pour obtenir la haute résolution angulaire.

La résolution angulaire est la valeur de la plus petite variation du signal d'entrée mesurable. La notion de résolution est fortement liée à celle de précision qui correspond à la capacité du capteur à fournir une valeur mesurée proche de la valeur vraie de la grandeur. Pour obtenir la haute résolution angulaire, un trigger est habituellement utilisé pour transformer le signal analogique sinusoïdal en un signal digital. Plus le nombre de digits sur une période sera important, plus la résolution sera bonne. Ainsi, une forte sensibilité et une bonne précision associées à un faible bruit sont la clef pour obtenir une très bonne résolution. Le système de trigger est d'ores et déjà utilisé par la société SNR dans l'électronique de traitement du signal. Néanmoins, cette opération est généralement réalisée par un ASIC qui n'a pas été intégré sur la carte de conditionnement jusqu'à présent.

### 6.2.5.3 Propriétés de transport des capteurs structurés

#### a) *Mesure en champ homogène*

Les mesures présentées dans ce paragraphe ont été réalisées sous un champ magnétique délivré par un électroaimant. Je ne différencie pas les configurations tangentielle ou radiale car les résultats obtenus pour les deux sont identiques. Cela est tout à fait normal vu l'homogénéité du champ à l'intérieur de l'électroaimant.

### Linéarité et réversibilité

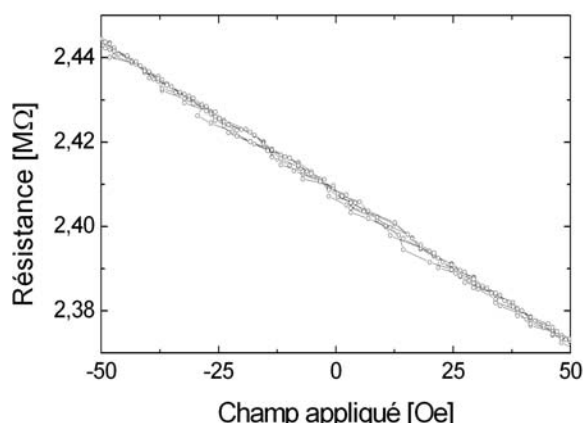


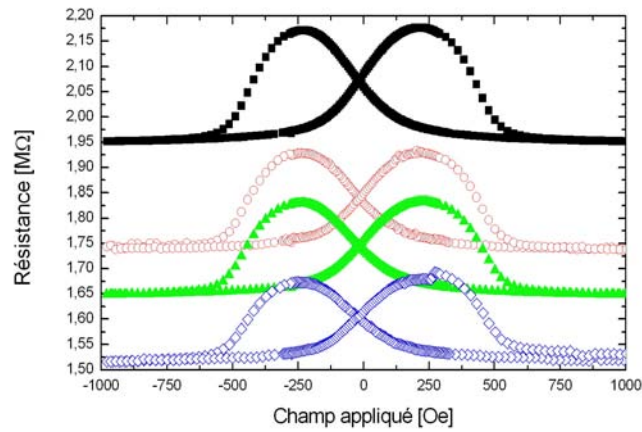
FIG. 6.26 – Cycles mineurs de magnétorésistance réalisés entre  $\pm 50$  Oe sur un capteur comportant 12 jonctions tunnel par bras de composition Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm) / Co(10nm)/ AlOx(1.5nm)/ Co(2nm)/ Co<sub>80</sub>Pt<sub>20</sub>(5nm)/ Pt(4nm). Le capteur est alimenté par un courant de  $0.5 \mu\text{A}$ .

Nous avons donc réalisé des cycles mineurs sur un capteur possédant 12 jonctions par bras. Le résultat est présenté sur la figure 6.26. La variation à la linéarité est de 0.1% maximum et la sensibilité totale du capteur est de  $970 \Omega/\text{Oe}$ . Il est clair qu'elle doit être comparée au bruit provenant du fonctionnement du capteur. Comme nous l'avons précisé à plusieurs reprises, cette sensibilité dépend fortement de la résistance totale du capteur.

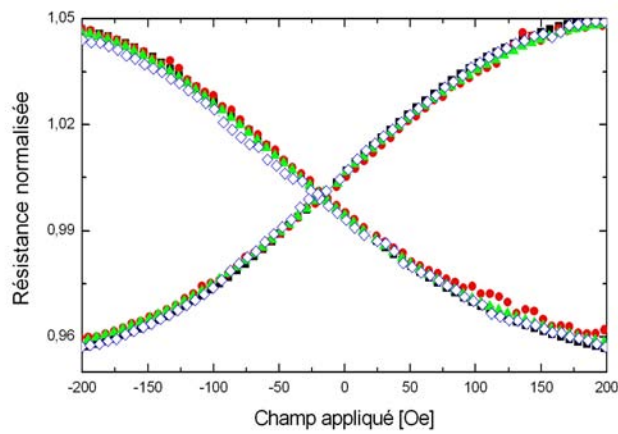
Dans le cas de 48 jonctions en série, nous obtenons une résistance totale de  $2.4 \text{ M}\Omega$ , soit une résistance de  $50 \text{ k}\Omega$  par jonction en considérant que toutes les jonctions fonctionnent. Comme nous pouvons le voir, la mise en forme des jonctions tunnel n'a en rien altéré la réponse électrique en fonction du champ de notre capteur. Le signal est toujours réversible et linéaire sur une plage de  $\pm 50$  Oe.

### Dispersion des résistances

Afin de caractériser les capteurs SNR, nous avons mesuré séparément les résistances ainsi que les variations de résistance en fonction du champ appliqué pour chacune des 4 barrettes d'un même capteur. La figure 6.27 présente les résultats obtenus sur des barrettes de 12 jonctions. Les résistances  $R_0$  mesurées en champ nul pour chaque barrette sont différentes. La variation maximum entre les différentes valeurs de  $R_0$  est de 22 %. Ces différences de résistances pourraient entraîner un offset des signaux lors du traitement du signal. Néanmoins, si on normalise le signal issu de chaque barrette, nous pouvons voir que la variation de TMR en fonction du champ est identique pour les 4 barrettes, environ 10 % (figure 6.27). Il en est de même pour la sensibilité de chaque barrette (la pente en champ nul). Cette étape de normalisation est réalisée à l'aide des gains du premier étage d'amplificateurs différentiels lorsque les mesures sont effectuées avec la carte d'acquisition.



(a) Résistances brutes



(b) Résistances normalisées

FIG. 6.27 – Cycles de magnétorésistance mesurés sur des capteurs comportant 12 jonctions tunnel et de composition Verre/ Ta(5nm)/ Co(10nm)/ IrMn(10nm)/ Co(10nm)/  $\text{AlO}_x$ (1.5 nm,  $t_{ox}=30\text{s}$ )/ Co(20nm)/  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ (5nm)/ Pt(5nm) par barrette. Les quatre mesures sont réalisées entre les différents contacts adjacents du capteur. Le courant appliqué est de  $0.5 \mu\text{A}$ .

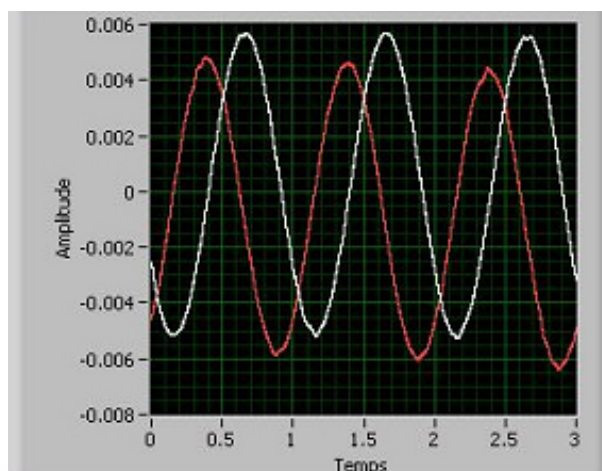


FIG. 6.28 – Signal en Volt obtenu à la sortie de la carte d’acquisition après application d’un filtre numérique. Ce signal a été obtenu pour un capteur comportant 12 JTM par barrette et alimenté avec un courant de  $1 \mu\text{A}$ .

D’après ces résultats, tout laisse à penser que la mise en forme des jonctions tunnel n’a changé en rien leur comportement magnétique. La linéarité et la réversibilité sont identiques à celles observées sur des jonctions uniques. En ce qui concerne les propriétés électriques, le rendement lors de la production de ces capteurs est bien meilleur que celui obtenu dans le cas de jonctions tunnel uniques. La mise en série des jonctions tunnel les rend beaucoup moins sensibles aux agressions extérieures. Les premières mesures réalisées avec le capteur placé devant le codeur magnétique sont présentées dans le paragraphe suivant.

*b) Mesure en champ variable : utilisation du codeur SNR et de la carte d’acquisition*

Dans un premier temps, le signal de sortie du capteur a été mesuré pour un air-gap de 2.2 mm ce qui correspond à un champ maximum de 45 Oe. Le résultat est présenté sur la figure 6.28.

Nous obtenons bien les deux signaux escomptés après application d’un filtre numérique. L’amplitude du signal de sortie est de 10 mV ce qui est relativement faible. Cela s’explique par le fait que la TMR mesurée sur ces JTM n’est que de 12%. Néanmoins, la tension du signal de sortie peut être augmentée en utilisant les gains présents sur le dernier étage d’amplificateurs différentiels du circuit de traitement du signal.

Nous remarquons aussi un faible décalage entre les deux courbes. Celui-ci peut être corrigé à l’aide d’un réglage d’offset. De plus, la différence d’intensité entre les deux signaux peut être corrigée avec les gains présents sur les amplificateurs différentiels du dernier niveau. Ces deux étapes sont nécessaires afin d’obtenir une bonne précision dans la résolution angulaire du capteur.

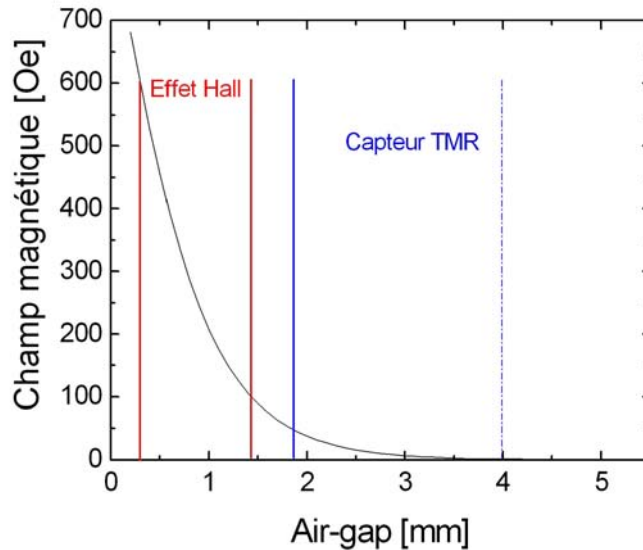


FIG. 6.29 – Décroissance du champ magnétique créé par le codeur en fonction de l'air-gap et plages de fonctionnement du capteur à effet Hall actuel et de notre capteur.

Nous avons ensuite fait varier la distance séparant le capteur du codeur. La figure 6.29 présente la décroissance du champ magnétique créé par le codeur en fonction de l'air-gap ainsi que la plage de fonctionnement de notre capteur et du capteur à effet Hall actuel. Ces premiers résultats montrent que la plage de fonctionnement est beaucoup plus importante avec le capteur TMR que nous avons développé par rapport à celle du capteur à effet Hall utilisé actuellement pour cette application. L'augmentation de la plage de fonctionnement permet d'éloigner le capteur du codeur et ainsi d'envisager de nouvelles applications comme la lecture au travers d'une paroi d'un carter. De plus, cela permet d'augmenter la tolérance sur le positionnement de la partie sensible du capteur et donc de diminuer les coûts de fabrication. En développant une nouvelle couche dure moins sensible aux effets dus au cyclage du champ magnétique, par exemple en utilisant une bicouche FM/AFM dont le matériau AFM posséderait une température de blocage différente de celle de l'IrMn, il serait possible d'augmenter la plage de fonctionnement ainsi que la réversibilité du signal de notre capteur.

#### 6.2.5.4 Comparaison avec les capteurs existants

La comparaison entre les différents capteurs de champ magnétiques existants se fait à partir de certaines valeurs caractérisant le capteur comme sa sensibilité et la linéarité du signal de sortie, le seuil de détection, les gammes de mesures, en champ, en température et en fréquence, la résolution et la précision, la dérive en température et l'hystérésis ou

encore le bruit du signal de sortie ... Elles dépendent elles-même d'un grand nombre de paramètres ce qui rend la comparaison délicate.

En ce qui concerne notre capteur, il semble clair que des études doivent être menées afin de connaître la résolution ainsi que le bruit. Néanmoins certains traits caractéristiques peuvent être mis en avant. Tout d'abord, ce capteur à base de JTM présente une consommation de courant inférieure d'un facteur 10000 par rapport au capteur à effet Hall utilisé par la société SNR. Cette économie d'énergie est primordiale, notamment dans le domaine de l'automobile où le nombre de capteurs embarqués dans une voiture est de plus en plus important. Par exemple, une des difficultés actuelles réside dans le fait que le capteur à effet Hall utilisé pour la mesure du champ magnétique généré par le codeur n'est pas alimenté de façon permanente. Ainsi, à chaque mise en route du véhicule, le capteur a perdu ses références et son fonctionnement ne redevient optimal qu'après une certaine rotation du roulement. Dans notre cas, l'alimentation permanente du capteur ne pose plus de problème grâce à sa faible consommation.

La réalisation d'un capteur de champ magnétique nécessite une réponse à un champ magnétique variable qui soit dépourvue d'hystérésis. Cependant, il est très compliqué de réaliser une couche magnétique de détection ne présentant aucune hystérèse. Généralement, cette hystérésis est supprimée en appliquant un champ magnétique permanent suivant la direction de facile aimantation de la couche sensible. Ce champ peut alors être généré par des aimants permanents [19, 61] ou à l'aide d'une bobine intégrée [142]. Ces techniques sont encombrantes ou consomment un courant important. Dans le capteur que nous avons développé, le retournement de l'aimantation de la couche sensible est complètement réversible quelle que soit la plage de champ magnétique appliqué. Cette réversibilité est obtenue à l'aide d'une nouvelle structure de couche sensible composée de l'association d'une couche FM et d'une couche AFM. Dans ce cas, le retournement de l'aimantation de la couche FM lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe d'échange de la bicouche se fait par rotation des moments magnétiques. L'obtention d'un signal réversible ne dépend alors que des matériaux utilisés et ne nécessite plus de traitements comme ceux exposés précédemment.

Par ailleurs, en développant une nouvelle technique de traitement du signal, nous avons pu éviter l'architecture classique en pont de Wheatstone. L'utilisation d'un pont de Wheatstone nécessite quatre jonctions tunnel de même résistance et les réponses de deux éléments adjacents du pont doivent être opposées. Ces conditions restent difficiles à obtenir. Dans notre cas, les jonctions tunnel possèdent toutes la même configuration magnétique, ce qui simplifie grandement l'élaboration de la partie sensible du capteur. La technique de conditionnement du signal nous permet également de supprimer la composante constante de la résistance de nos jonctions et donc sa dérive en température ce qui permet de minimiser de façon importante l'offset du capteur.

Enfin, nous avons montré qu'en ajustant les paramètres intervenant dans la structure de la bicouche utilisée, il est possible de supprimer la dérive en température de la sensibilité du capteur. Nous présentons ici pour la première fois un moyen d'obtenir un capteur dont le signal de sortie est totalement indépendant de la température.



## 6.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté les principales caractéristiques du transport dans les jonctions tunnel magnétiques. La connaissance de leur fonctionnement ainsi que de leurs dépendances en fonction des différents paramètres tels que la température, la tension appliquée ou encore les paramètres intrinsèques de la barrière (épaisseur, hauteur et surface) est d'une importance primordiale pour la réalisation d'un capteur de champ magnétique.

Nous nous sommes ensuite intéressés au capteur magnétique développé durant cette thèse. Ce capteur est formé de deux électrodes magnétiques dont les directions de facile aimantation sont perpendiculaires. Nous avons développé une nouvelle structure de couche sensible formée de l'association d'une couche FM et d'une couche AFM. Dans un premier temps, nous avons modélisé la réponse d'une telle jonction tunnel. Puis, les mesures réalisées sur des jonctions uniques nous ont permis de valider notre modèle. L'utilisation de cette bicouche FM/AFM en tant que couche sensible dans un capteur de champ magnétique assure l'obtention d'un signal parfaitement réversible et linéaire dans une gamme de champ de  $\pm 50$  Oe. Par ailleurs, la plage de fonctionnement en air-gap est bien plus large que celle des capteurs à effet Hall utilisés actuellement. Ce résultat permet d'envisager de nouvelles applications comme la mesure du champ magnétique au travers d'un carter. Par ailleurs, elle offre une plus grande tolérance sur le positionnement en hauteur du capteur, réduisant ainsi les coûts de fabrication.

De plus, en utilisant un choix judicieux de paramètres pour la réalisation de la jonction tunnel, nous avons donné pour la première fois une solution pour contourner la variation intrinsèque de la résistance d'une jonction tunnel avec la température. Ce résultat est très important du point de vue des applications. En effet, jusqu'à présent, il était possible de se soustraire à la variation en température de l'offset de résistance d'un capteur utilisant une MRG ou une TMR. Pour cela, on utilisait classiquement un pont de Wheatstone équilibré en champ nul. On s'affranchissait alors du terme constant dans l'expression 6.33. Néanmoins, le terme proportionnel à la magnétorésistance tunnel était toujours dépendant de la température et un traitement électronique postérieur était nécessaire afin de corriger la dérive du signal avec la température. Dans notre cas, la dérive en température de la résistance de la jonction est compensée par la variation du couplage d'échange avec la température. Ainsi, l'électronique de traitement du signal se trouve grandement simplifiée.

Enfin, le prototype réalisé a permis de valider le principe de fonctionnement de la totalité du capteur, partie active et traitement du signal. Nous avons obtenu les signaux nécessaires pour envisager l'obtention de la haute résolution sur la mesure angulaire. Par ailleurs, la plage de fonctionnement de notre capteur surpasse de loin celle des capteurs actuels à effet Hall utilisés pour cette application.

La poursuite de ce travail nécessite une caractérisation du capteur complet. Des mesures de bruit doivent être envisagées afin de pouvoir comparer notre capteur à ceux déjà

réalisés. Dans le cas des jonctions tunnel magnétiques, Tondra et ses collaborateurs [19] ont montré qu'il était possible d'obtenir un niveau de bruit de seulement  $7\text{pT}/\sqrt{Oe}$  avec une MTJ de  $25 \times 40 \mu\text{m}^2$ , ce qui est bien mieux que les meilleurs résultats rapportés pour des AMR ou des GMR qui sont de l'ordre du  $\text{nT}/\sqrt{Oe}$ . Une des principales composantes du bruit dans les capteurs à base de matériaux magnétiques est "le bruit de Barkhausen". Ce bruit est lié au mouvement des parois de domaines magnétiques lors du renversement de la couche sensible [143]. Dans notre cas, ce bruit devrait être très faible car le retournement de la couche de détection se fait par rotation des moments magnétiques.

Afin d'améliorer les performances du capteur, une nouvelle couche dure devra être développée. La solution la plus avantageuse semble être composée d'un antiferromagnétique artificiel bloqué par une couche antiferromagnétique [142]. C'est aussi la plus compliquée à développer. L'utilisation de cette structure permettrait de réduire le champ de fuite issu de la couche de référence et d'obtenir une meilleure stabilité magnétique du capteur [28, 29]. Par ailleurs, la valeur de la magnéto-résistance peut être augmentée en utilisant des électrodes de CoFeB présentant une plus forte polarisation que celle du Co et en optimisant la croissance de la barrière d'alumine.

Enfin, à plus long terme, l'intégration complète du capteur devra être réalisée afin d'envisager son industrialisation. Cette intégration devrait être facilitée avec l'arrivée sur le marché des mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM).







# Chapitre 7

## Conclusion générale et perspectives

### 7.1 Conclusion

Au cours de ces trois années de thèse, nous avons mené en parallèle une étude fondamentale sur les propriétés des multicouches à base d'IrMn et une étude beaucoup plus appliquée concernant la réalisation d'un capteur de champ magnétique. Je voudrais dans cette conclusion attirer votre attention sur les principaux résultats qui ont été apportés dans les différents chapitres.

Nous avons tout d'abord analysé les propriétés cristallographiques des multicouches comportant une couche d'IrMn. Cette étude préliminaire est d'une grande importance car les propriétés magnétiques de ces multicouches dépendent fortement des propriétés structurales de la couche d'IrMn. Dans le cas des tricouches V/Ta/Py/IrMn/Py/Ta, l'étude menée par diffraction de rayons X en incidence rasante nous a permis de conclure que les rugosités aux deux interfaces de la couche d'IrMn sont les mêmes et cela, quelle que soit l'épaisseur de cette dernière.

L'analyse des diffractogrammes de rayons X aux grands angles a montré que, grâce à l'utilisation d'un buffer adapté composé des couches Ta/Py, la couche d'IrMn est très bien texturée (111). Les spectres expérimentaux ont été reproduits à partir de simulations numériques en considérant que les multicouches Ta/Py/IrMn/Py/Ta se comportent comme un système cohérent. Cela se traduit par un phénomène d'interférences de rayons X donnant lieu à l'apparition de pics de diffraction supplémentaires sur nos tricouches. Nous avons prouvé que, comme la rugosité, le paramètre de maille, la structure cristalline et la taille des grains sont indépendants de l'épaisseur de la couche d'IrMn.

La composition des tricouches influence également la structure cristallographique de la couche d'IrMn. Lorsque la couche supérieure de Py est remplacée par du Co, le phénomène d'interférence observé précédemment disparaît. La direction (111) des grains d'IrMn n'est plus aussi bien alignée avec la direction de croissance par rapport aux tricouches Ta/Py/IrMn/Py/Ta. Cette désorientation est encore accentuée dans le cas où

deux couches de Co sont substituées aux couches de Py.

La microscopie électronique en transmission nous a permis de confirmer les résultats de diffraction de rayons X sur nos tricouches Ta/Py/IrMn/Py/Ta.

L'étude des propriétés magnétiques des multicouches à base d'IrMn a été divisée en deux parties. La première concerne les multicouches dont l'épaisseur de la couche d'IrMn est supérieure à 5 nm. A partir de cette épaisseur, l'énergie d'anisotropie de la couche d'IrMn dans les tricouches Ta/Py/IrMn/Py/Ta devient supérieure à l'énergie d'échange d'interface.

Dans un premier temps, nous avons montré que le couplage d'échange est un phénomène d'interface en étudiant la dépendance du champ d'échange avec l'épaisseur de la couche ferromagnétique dans les systèmes FM/AFM ainsi que l'influence de l'épaisseur de la couche non magnétique dans les multicouches FM/NM/AFM.

Ensuite, la variation du champ d'échange dans les tricouches Ta/X/IrMn/Y/Ta où X et Y sont composés de Py et/ou de Co, en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn a été évoquée. Le point important de cette étude réside dans le fait que l'énergie d'échange évaluée à l'interface supérieure est toujours plus grande que celle évaluée à l'interface inférieure de la couche d'IrMn. Ce résultat s'est avéré quelle que soit la nature des couches FM en contact avec cette dernière. Pour rendre compte de la variation de l'énergie d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn ainsi que de la différence d'énergie d'échange observée aux deux interfaces, nous avons été amenés à considérer la présence de parois de domaines dans la couche d'IrMn. Nous avons tout d'abord supposé l'existence d'une paroi de domaines parallèle à l'interface. Nous avons mis en évidence qu'une telle paroi ne permet d'expliquer ni l'évolution de l'énergie d'échange en fonction de l'épaisseur d'IrMn, ni la différence d'énergie d'échange entre les deux interfaces. Nous avons ensuite éliminé la possibilité que cela soit dû à une paroi dans la couche ferromagnétique. Nous en avons conclu que seules des parois de domaines perpendiculaires à l'interface peuvent être à l'origine du comportement magnétique des multicouches Py/IrMn/Py. De plus, ces parois sont localisées aux interfaces de la couches d'IrMn et il n'existe aucune interaction entre les parois situées aux deux interfaces.

A partir de là, en nous basant sur les modèles de Malozemoff et de Nowak qui prennent en compte de telles parois, nous avons pu expliquer la variation de l'énergie d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn. Par ailleurs, le modèle de Nowak nous a également permis de montrer que cette variation dépend de la structure cristallographique de la couche d'IrMn en admettant que les défauts structuraux induisent des défauts d'aimantation.

Dans un troisième temps, nous nous sommes attachés à expliquer la différence d'énergie d'échange d'interface entre les deux interfaces de la couche d'IrMn. L'importance de

l'ordre dans lequel les différentes couches sont déposées a été mis en évidence. En fait, plus que l'ordre dans le dépôt, c'est la façon dont le couplage d'échange est inscrit à l'interface qui détermine la valeur de l'énergie d'échange d'interface. Le processus est totalement différent lorsque la couche AFM est déposée sur une couche FM saturée et lorsque la couche FM est déposée sur la couche AFM et qu'un traitement magnétothermique est ensuite appliqué.

Malgré les nombreux faits rapportés dans la littérature, nous avons montré qu'outre la qualité cristallographique, la rugosité ou la taille de grain, l'histoire magnétique de la couche d'IrMn est un point primordial pour expliquer son comportement magnétique. Notamment, la chiralité des domaines dans la couche antiferromagnétique peut expliquer les différences d'énergie d'échange d'interface observées.

Dans la deuxième partie qui correspond au chapitre 5, nous avons cherché à confirmer ces résultats en analysant plus finement le comportement magnétique des multicouches lorsque l'épaisseur des couches d'IrMn, de Co et de Py sont réduites.

Dans le chapitre 6, nous avons présenté les résultats obtenus sur la réalisation d'un capteur de champ magnétique dont les axes d'anisotropie des deux électrodes sont perpendiculaires. Nous avons pour cela développé une nouvelle structure de couche sensible composée d'une bicouche FM/AFM. Nous nous sommes assurés de la continuité de la barrière tunnel lorsqu'elle est déposée sur une tricouche Ta/Co/IrMn/Co en utilisant la microscopie électronique en transmission. Nous avons donné la preuve théorique et expérimentale qu'une telle bicouche peut être utilisée comme couche sensible afin de générer un signal analogique linéaire et réversible dans une gamme de champ magnétique comprise entre  $\pm 50$  Oe. Nous avons également montré que la sensibilité de ce capteur peut être ajustée en modifiant les paramètres des couches ferromagnétiques et antiferromagnétiques.

De plus, en utilisant un choix judicieux de paramètres pour la réalisation de la jonction tunnel utilisant cette couche sensible, nous avons donné pour la première fois une solution pour supprimer la variation intrinsèque de la résistance d'une jonction tunnel avec la température. Dans ce cas, l'électronique de traitement du signal est grandement simplifiée.

Afin d'obtenir la haute résolution angulaire, une nouvelle architecture de capteur a été utilisée. Elle est composée de quatre barrettes en série dotées chacune de plusieurs jonctions tunnel. Une nouvelle technique de conditionnement du signal mieux adaptée à cette architecture a également été développée. L'association de ce capteur et de cette électronique de traitement permet d'utiliser des JTM possédant toutes le même sens de polarisation de la couche de référence. Ainsi, la réalisation de la partie active du capteur est simplifiée par rapport à une structure en pont de Wheatstone dans laquelle les jonctions tunnel de deux branches adjacentes doivent avoir des réponses opposées en fonction du champ appliqué. De plus, cette technique de traitement du signal nous permet de dissocier l'ASIC de traitement du signal de la partie active du capteur. Ainsi, il est possible



d'éloigner l'ASIC afin de le protéger des agressions extérieures, comme de fortes variations de température.

Enfin, la réalisation d'un prototype nous a permis de valider le principe de fonctionnement du capteur complet. Nous avons montré que la plage de fonctionnement en air-gap de notre capteur est beaucoup plus grande que celle des capteurs à effet Hall utilisés actuellement par la société SNR. Ce résultat permet d'envisager de nouvelles applications comme la mesure d'un champ magnétique au travers d'une paroi d'un carter.

Les travaux réalisés et les résultats obtenus concernant ce capteur de champ magnétique sont en adéquation et ont même surpassé les objectifs fixés en début de thèse. Néanmoins, il reste beaucoup de chose à faire avant de pouvoir envisager une production industrielle. Des mesures de bruit doivent être menées afin de pouvoir comparer notre capteur à l'état de l'art pour nous assurer de sa compétitivité. Par ailleurs, afin d'améliorer ces propriétés, il est primordial de développer une nouvelle couche dure composée d'une bicouche FM/AFM ou d'un AAF bloqué par une couche AFM. Ce travail permettrait d'améliorer la plage de fonctionnement en champ magnétique ainsi que la stabilité du capteur. De la même manière, il est possible d'augmenter le taux de magnétorésistance en optimisant les propriétés de la couche isolante d'alumine. Une barrière de meilleure qualité pourrait permettre de multiplier la sensibilité du capteur par 2 ou par 3.

Dans le capteur développé au chapitre 6, la plage de fonctionnement est limitée par la valeur du champ d'échange induit par le couplage entre la couche FM et celle AFM. Afin de pouvoir mesurer des champs magnétiques de plusieurs kOe, nous avons développé un second capteur magnétique utilisant également une JTM. Son principe de fonctionnement est décrit dans les paragraphes suivants.

## 7.2 Une configuration d'aimantation croisée avec une couche à aimantation perpendiculaire

Comme nous l'avons vu précédemment, dans les capteurs de type MRG ou MRT, le maximum de sensibilité est obtenu pour une configuration croisée des axes d'anisotropie des deux électrodes magnétiques. Dans le capteur présenté dans le chapitre 5, ces axes d'anisotropie étaient perpendiculaires mais contenus dans le plan des couches et l'anisotropie de la couche douce était contrôlée par l'utilisation d'une couche antiferromagnétique induisant un couplage d'échange à l'interface. Nous allons voir qu'il est possible d'utiliser l'anisotropie induite par la forme de l'échantillon et notamment l'anisotropie de forme liée au fait que nous utilisons des couches minces afin de contrôler l'anisotropie de notre couche de détection. Nous avons donc stabilisé une configuration perpendiculaire dans laquelle l'aimantation d'une des deux électrodes, en l'occurrence la couche dure, est orthogonale au plan de croissance. Comme nous allons le voir, cette configuration nous

permet d'envisager d'autres applications qui nécessitent des plages de fonctionnement en champ magnétique plus importantes.

### 7.2.1 Principe de fonctionnement

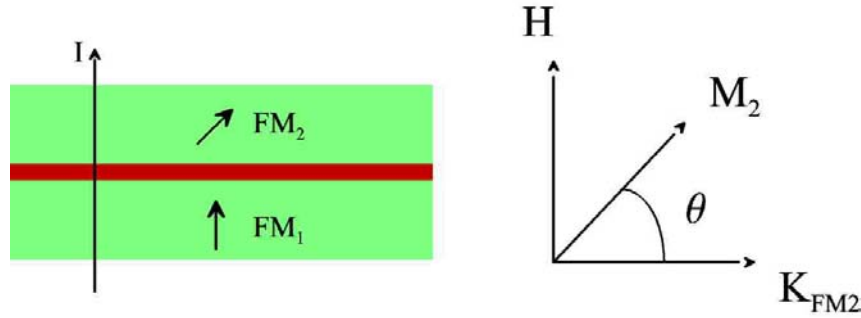


FIG. 7.1 – Configuration d'aimantation dans la jonction tunnel. Les directions des aimantations des deux couches  $FM_1$  et  $FM_2$  sont représentées par les flèches. L'axe d'anisotropie  $K_{FM2}$  de la couche sensible est compris dans le plan de la couche alors que celui de la couche dure  $FM_1$  lui est perpendiculaire. La fine couche foncée séparant les deux couches FM représente la barrière tunnel. En présence d'un champ magnétique  $H$  appliqué perpendiculairement au plan des couches, l'aimantation  $M_2$  forme un angle  $\theta$  avec la direction parallèle au plan.  $I$  représente le courant traversant la JTM.

Nous avons vu dans le paragraphe 1.2.2.3 du chapitre 1 que pour tout système magnétique, l'orientation de son aimantation est sensible à sa forme. Cette sensibilité provient de courants d'aimantation de surface qui créent un champ interne appelé champ démagnétisant. Dans le cas d'un film mince inférieur à 10 nm d'épaisseur, la composante de l'aimantation perpendiculaire au plan des couches est quasi nulle.

Considérons la partie de droite de la figure 7.1. L'expression de l'énergie due au champ démagnétisant pour la couche  $FM_2$  dont l'axe d'anisotropie se trouve dans le plan des couches s'écrit :

$$E_d = -\frac{1}{2} \vec{M}_2^s \vec{H}_d = 2\pi (M_2^s)^2 \cos^2 \theta \quad (7.1)$$

où  $\theta$  est l'angle entre l'aimantation et le plan de la couche,  $M_2^s$  est l'aimantation à saturation de la couche  $FM_2$  et  $H_d = 4\pi M_2^s$  est le champ démagnétisant. Dans ce cas, lorsqu'un champ  $H$  est appliqué perpendiculairement au plan de la couche, l'énergie totale par unité de volume s'écrit

$$E = -M_2^s H \sin \theta + 2\pi (M_2^s)^2 (1 - \cos^2 \theta) \quad (7.2)$$

Par minimisation de l'énergie, nous obtenons

$$\sin \theta = \frac{H}{4\pi M_2^s} = \frac{H}{H_d} \quad (7.3)$$

Ainsi,  $\sin \theta$  varie linéairement en fonction de l'intensité du champ appliqué. Maintenant, si nous considérons la jonction tunnel représentée sur la partie gauche de la figure 7.1, dans laquelle  $FM_1$  représente la couche de référence dont l'axe de facile aimantation est perpendiculaire au plan des couches et  $FM_2$  est notre couche sensible, la résistance de cette jonction en fonction du champ appliqué s'écrit

$$R = \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \sin \theta = \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \left( \frac{H}{H_d} \right) \quad (7.4)$$

Par conséquent, la résistance de cette JTM varie également de façon linéaire lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan des couches.

### 7.2.1.1 Propriétés magnétiques

Comme nous venons de le voir, nous utilisons le fait que le champ démagnétisant force l'aimantation de la couche mince à se mettre dans le plan des couches afin d'obtenir une variation linéaire de la résistance de notre jonction tunnel. Néanmoins, pour réaliser cette jonction tunnel, il est aussi nécessaire d'avoir une couche magnétique possédant un axe de facile aimantation perpendiculaire au plan de croissance, c'est-à-dire une couche magnétique possédant une anisotropie capable de contrecarrer l'effet du champ démagnétisant.

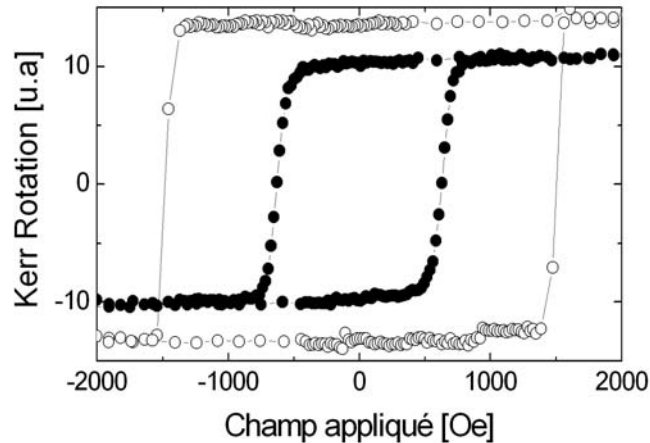


FIG. 7.2 – Cycles de rotation Kerr mesurés en géométrie polaire pour une tricouche Pt/Co(6Å)/Pt (-●-) et pour une multicouche Pt/Co(6Å)/Pt(6Å)/Co(5Å)/AlOx(15Å) (-○-).

Lorsqu'un matériau magnétique est placé en contact direct avec un matériau non magnétique, il apparaît une anisotropie de surface qui induit un axe perpendiculaire à l'interface. L'anisotropie totale effective  $K_{eff}$  de la couche magnétique par unité de volume s'écrit alors [144]

$$K_{eff} = K_V + \frac{K_{S1}}{t_F} + \frac{K_{S2}}{t_F} \quad (7.5)$$

où  $K_v$  représente l'anisotropie de volume de la couche magnétique,  $K_{S1}$  et  $K_{S2}$  sont les anisotropies de surface et  $t_F$  l'épaisseur de la couche magnétique. L'axe d'anisotropie de volume  $K_v$  est contenue dans le plan de la couche alors que les axes d'anisotropie de surface lui sont perpendiculaires. Par conséquent, lorsque l'épaisseur de la couche magnétique devient suffisamment fine, l'axe de facile aimantation de la couche magnétique sera perpendiculaire au plan de croissance. Par ailleurs, les  $K_{Si}$  dépendent naturellement des matériaux utilisés. Il est bien connu qu'à l'interface avec le Pt, le Co possède une aimantation perpendiculaire lorsque son épaisseur est inférieure à 1nm. Ce matériau semble tout indiqué pour obtenir une aimantation perpendiculaire pour notre application. Nous avons réalisé dans un premier temps une multicouche Ta/ Pt/Co(6Å)/Pt afin de vérifier que l'axe d'anisotropie de la couche de Co était bien perpendiculaire au plan de croissance (figure 7.2, -●-).

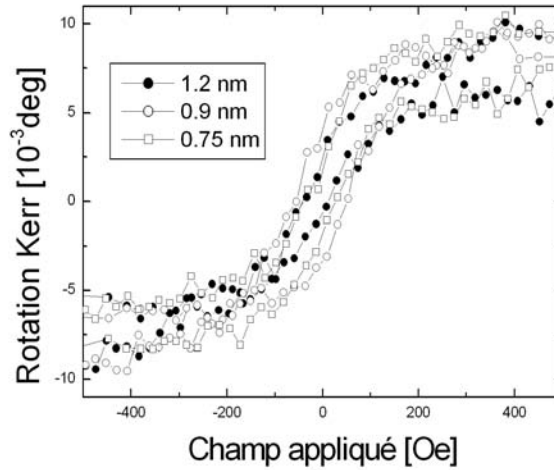


FIG. 7.3 – Cycles de rotation Kerr mesurés en géométrie polaire avec le champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan des couches pour des multicouches Verre/Ta(50Å)/Pt(200Å)/Co(xÅ)/AlOx.

Cependant, lorsque l'interface Co/Pt supérieure est remplacée par une interface Co/AlOx nécessaire à la réalisation de la barrière tunnel (figure 7.3), la couche de Co perd alors

son axe d'anisotropie perpendiculaire au plan de croissance. En remplaçant la couche de Pt au-dessus de la couche de Co par une couche d'alumine, nous perdons l'anisotropie de surface induite par l'interface supérieure. En nous basant sur l'équation 7.5, nous avons dans un premier temps réduit l'épaisseur de la couche de Co afin d'augmenter l'anisotropie de surface due à l'interface inférieure. Comme nous le voyons sur la figure 7.3, cela n'a pas suffi. Nous avons alors élaboré une multicouche Pt/Co(6Å)/Pt(6Å)/Co(5Å)/AlOx(15Å) afin de renforcer l'axe d'anisotropie perpendiculaire de la couche de Co en contact avec la couche d'AlOx. Dans ce cas, même avec une interface Co/AlOx, l'aimantation de la couche de Co(5Å) est perpendiculaire au plan des couches grâce au couplage avec la couche de Co(6Å) (figure 7.2, -o-).

### 7.2.1.2 Propriétés de transport

Cette structure a ensuite été introduite dans une jonction tunnel possédant la structure Pt/ Co(6Å)/ Pt(6Å)/ Co(5Å)/ AlOx(15Å)/ Co(200Å)/ Pt(50Å) et dont la configuration magnétique correspond à celle représentée sur la figure 7.1. Après structuration de la jonction par gravure et photolithographie, nous avons mesuré la variation de résistance en fonction de l'intensité du champ appliqué (figure 7.4).

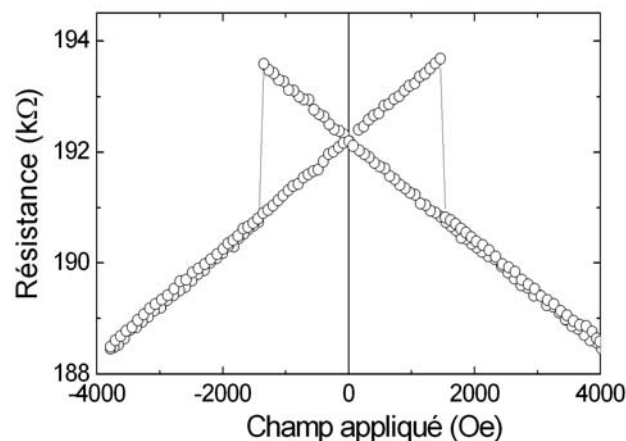


FIG. 7.4 – Variation de la résistance en fonction du champ appliqué pour une jonction tunnel réalisée à partir d'une multicouche Pt/Co(6Å)/Pt(6Å)/Co(5Å)/AlOx(15Å)/Co(200Å)/Pt(50Å). La tension appliquée pendant la mesure est de 50 mV.

Cette variation est bien linéaire comme cela avait été prévu. La plage de fonctionnement du capteur est comprise entre  $+H_d$  et  $-1500$  Oe ce qui correspond au champ de retournement de la couche dure. Dans le cas du Co, le champ démagnétisant est égal à 14.8 kOe.

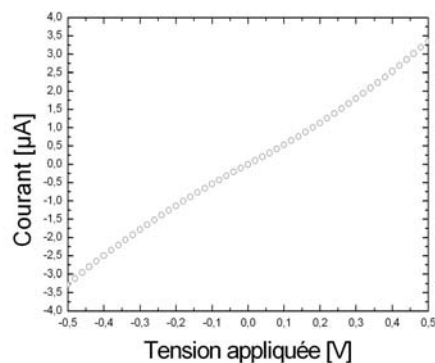


FIG. 7.5 – Caractéristique courant/tension obtenue pour une jonction tunnel Pt/Co(6Å)/Pt(6Å)/Co(5Å)/AlOx(15Å)/Co(200Å)/Pt(50Å).

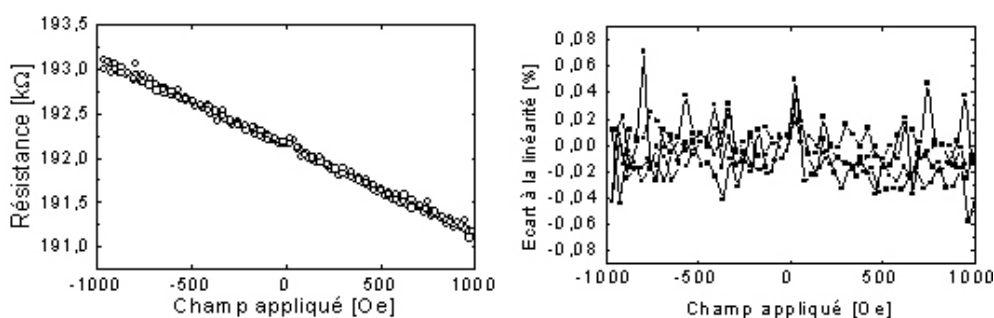


FIG. 7.6 – Superposition de 10 cycles mineurs de magnétorésistance mesurés sur la JTM Pt/Co(6Å)/Pt(6Å)/Co(5Å)/AlOx(15Å)/Co(200Å)/Pt(50Å)(gauche) et non-linéarité calculée en réalisant la différence entre les mesures expérimentales et un ajustement linéaire (droite).

Dans un premier temps, nous avons vérifié que le processus de transport se faisait bien par effet tunnel à partir de mesures de caractéristiques courant/tension (figure 7.5) mais aussi de caractéristiques résistance/température. En effet, la difficulté majeure dans la réalisation de ce capteur est de conserver l'aimantation perpendiculaire de la couche de Co inférieure tout en ayant un processus de transport tunnel. Pour cela, la barrière tunnel doit être suffisamment oxydée afin d'éviter le transport direct entre les deux électrodes mais il ne faut surtout pas oxyder la fine couche de Co située juste en dessous de la barrière.

Le signal du capteur est linéaire et réversible comme le montre la figure 7.6 (gauche) représentant dix cycles mineurs mesurés pour des champs appliqués inférieurs à 1500 Oe. Cependant, le signal de magnétorésistance est relativement faible car le champ de saturation de la couche sensible est très élevé. L'écart à la linéarité du signal  $R(H)$  est représenté

sur la figure 7.6 (droite) et a été obtenu en normalisant la différence entre le signal  $R(H)$  et un ajustement linéaire par  $R(H)$ . Cet écart est de l'ordre de 0.05% sur la totalité de la plage de mesure. Si on compare ces résultats à ceux obtenus sur des structures GMR [145], nous remarquons que l'écart à la linéarité est beaucoup plus faible dans le cas d'une jonction tunnel. On passe de 5% à 0.05%. Cela est dû au fait que dans la structure GMR, on reste sensible à l'anisotropie de magnétorésistance, ce qui n'est plus le cas dans une jonction tunnel à cause de la forte résistance du système.

Ce deuxième capteur permet des mesures de champ magnétique d'intensité bien supérieure à celui présenté dans le chapitre précédent mais présente néanmoins une sensibilité beaucoup plus faible. Toutefois, comme précédemment, la plage de fonctionnement de ce capteur est limitée par le champ coercitif de la couche de référence. Dans ce cas, elle peut être augmentée en utilisant d'autres matériaux à aimantation perpendiculaire.

A l'heure actuelle, sur la base de l'expérience acquise pendant cette thèse, nous sommes capables de stabiliser des couches magnétiques dont la direction de l'aimantation est parfaitement contrôlée. Ce travail de stabilisation et de contrôle des axes d'anisotropie des électrodes magnétiques dans les jonctions tunnel ouvre une nouvelle voie pour les applications futures de l'électronique de spin. Mais ceci est une autre histoire...







# Annexe A

## Le procédé de structuration des jonctions tunnel

Afin de permettre la réalisation des mesures électriques, les jonctions doivent être structurées. Il existe deux techniques pour réaliser cela.

La première consiste à utiliser des masques métalliques qui définissent à chaque étape la forme des couches déposées. Un premier masque définit l'électrode inférieure. Le deuxième permet de déposer la barrière et le troisième définit l'électrode supérieure. Les masques sont changés à l'extérieur du bâti de pulvérisation. L'électrode inférieure et la barrière isolante sont exposées à l'air ambiant avant le dépôt de l'électrode supérieure. Cette méthode permet une caractérisation rapide des jonctions tunnel mais elle présente quelques inconvénients. Le changement de masque sous atmosphère ambiante entraîne forcément une pollution des différentes interfaces. De plus, la taille des masques étant fixée, il n'est pas possible de réaliser différentes tailles de jonctions et les jonctions pouvant être réalisées avec cette technique possèdent dans notre cas des tailles importantes,  $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ . Enfin, si le masque n'est pas rigoureusement en contact avec le substrat, des effets d'ombrage peuvent apparaître et entraîner une variation de l'épaisseur sur les bords des électrodes. Cela peut influencer le comportement magnétique et induire des inhomogénéités dans la barrière tunnel.

La deuxième technique est basée sur l'utilisation des procédés de microélectronique, la photolithographie optique et la gravure ionique sèche. Cette fois-ci, toutes les couches sont déposées successivement sans interruption ce qui permet de minimiser la pollution à l'interface entre les différentes couches. La taille des jonctions n'est plus unique et dépend alors des masques utilisés. La structuration de la jonction nécessite alors plusieurs étapes :

- dans un premier temps, la surface de l'échantillon est recouverte d'une résine photosensible (shibley 1318). Celle-ci est insolée au travers d'un masque dont certaines régions sont opaques aux rayonnements UV. La résine est ensuite développée. Si la résine utilisée est une résine positive, ce qui correspond à notre cas, seules les zones insolées sont dissoutes. Si la résine utilisée est une résine négative, seules les zones protégées des rayons UV seront dissoutes. Il ne reste alors sur la surface de

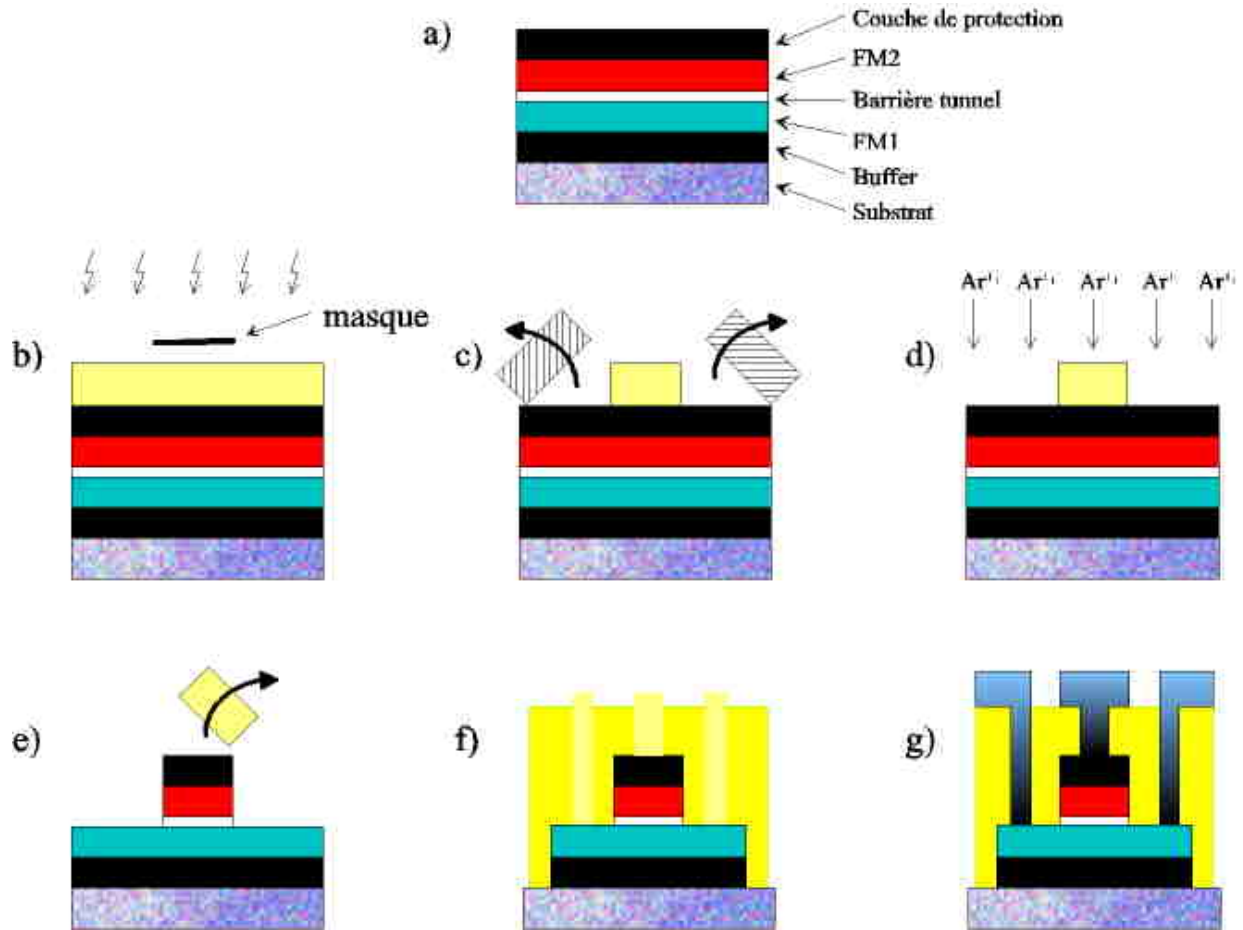


FIG. A.1 – Etapes de lithographie UV pour structurer les jonctions tunnel magnétiques : a) ensemble de la multicouche initiale b) insolation de la résine servant à définir les dimensions de la partie active de la jonction tunnel c) développement de la résine d) gravure de la jonction d) gravure réalisée par bombardement d'ions  $Ar^+$  e) développement de la résine f) dépôt d'isolant g) lift-off de la résine et métallisation.

l'échantillon que des plots de résine qui vont définir la taille de la partie sensible de la jonction (figure A.1.c). Ensuite, l'échantillon est gravé à l'aide d'un faisceau d'ions  $Ar^+$  jusqu'à atteindre l'électrode inférieure (figure A.1.d). Le contrôle de la profondeur de gravure est réalisé par spectrométrie Auger. Seules les parties protégées par la résine ne sont pas gravées par le faisceau. Après gravure, le reste de résine est dissous dans un bain d'acétone.

- une deuxième étape de lithographie suivie d'une étape de gravure permet de définir la forme de l'électrode inférieure.

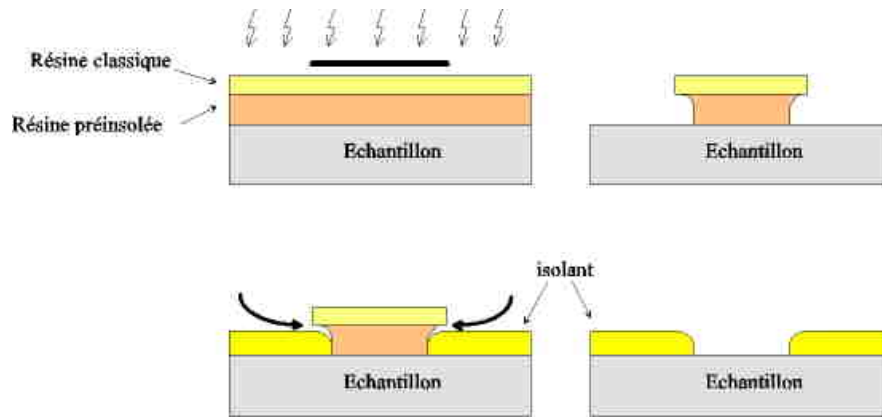


FIG. A.2 – Etapes de réalisation d'une casquette.

- la troisième étape de lithographie sert à définir les zones d'ouverture dans l'isolant. La résine protège alors les zones qui vont servir à la prise de contact sur la jonction ainsi que sur les électrodes inférieures (figure A.1.f). L'isolant utilisé dans notre cas est une couche de  $SiO_x$  d'une épaisseur de 150 nm. Il sert à isoler et protéger les surfaces latérales de la jonction et il est déposé sur toute la surface de l'échantillon. La résine est ensuite dissoute dans un bain de solvant, c'est l'opération de *lift-off*. Après cette opération, le matériau isolant ne subsiste que sur les parties de l'échantillon qui n'étaient pas recouvertes de résine. L'étape de *lift-off* peut être compliquée à réaliser lorsque l'épaisseur de la couche d'isolant devient du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la résine ou lorsque les motifs à définir deviennent très petits (quelques micromètres carrés). On utilise alors ce qu'on appelle une casquette (figure A.2). Elle est réalisée à l'aide de deux couches de résine de sensibilité différente. La résine déposée directement sur l'échantillon est de la résine LOR3A. Cette résine a déjà été préinsolée avant son dépôt ce qui la rend chimiquement sensible à l'action du développeur. La seconde résine déposée est la même que celle utilisée pour les autres étapes. Ainsi, lors de l'insolation, le motif d'ouverture de l'isolant sera défini sur la résine supérieure. Lors du développement, la partie de résine insolée va être supprimée et le développeur va alors dissoudre une partie de la résine LOR3A située sous le motif protégé lors de l'insolation. On obtient alors un profil de casquette présenté sur la figure A.2. Sa forme va dépendre du temps de développement de la résine. Ce profil permet une meilleure dissolution de la résine après le dépôt de la couche isolante.
- la dernière étape de lithographie permet de définir la forme des électrodes de contact. Une couche d'aluminium est déposée sur la totalité de l'échantillon et comme précédemment, le surplus d'aluminium est éliminé par *lift-off*. Dans ce cas, il n'y a pas besoin d'utiliser de casquette car la surface de résine est beaucoup plus grande que dans le cas précédent. Des trous dans la couche d'aluminium dus à un mauvais

moillage sur la résine permettent alors au développeur d'accéder à la résine et de la dissoudre.





## Annexe B

### La diffraction de rayons X

La diffraction de rayons X est une technique non destructive très utilisée afin de déterminer les paramètres structuraux d'un film mince : phase cristalline, taille de grains, texture, épaisseur des couches, morphologie des interfaces. . . Ces informations sont obtenues pour différentes configurations d'expérimentation.

#### B.1 Réflectivité de rayons X ou $\theta/2\theta$ aux petits angles

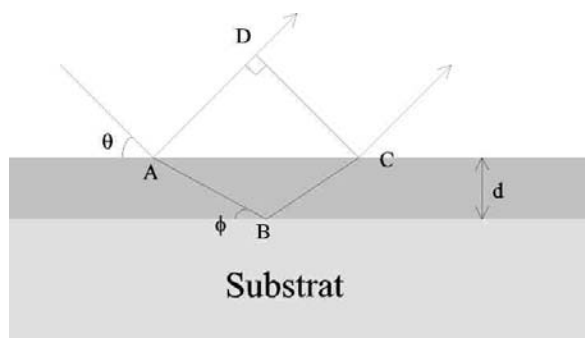


FIG. B.1 – Interférences dans le cas d'une couche mince.

Aux petits angles, les diffractogrammes en configuration  $\theta/2\theta$  ou spéculaire nous permettent de déterminer l'épaisseur des films minces et ainsi d'étalonner l'épaisseur des couches déposées. Ils nous renseignent également sur la périodicité de l'échantillon ainsi que sur la rugosité d'interface. Un tel diffractogramme contient des franges appelées franges de Kiessig dues aux interférences constructives provenant de la réflexion du faisceau aux différentes interfaces. Pour obtenir des interférences constructives, il faut que la différence de marche ( $\Delta$ ) entre les ondes réfléchies aux différentes interfaces soit égale à un multiple entier de la longueur d'onde ( $\lambda$ ), soit dans le cas d'une couche unique :



$$\Delta = AD - 2nAB \quad (\text{B.1})$$

$$AB = \frac{d}{\sin \phi} \quad (\text{B.2})$$

$$\Delta = 2d \left( \frac{\cos \theta}{\tan \phi} - \frac{n}{\sin \phi} \right) \quad (\text{B.3})$$

En introduisant la loi de Descartes qui lie  $\theta$  et  $\phi$ , on obtient :

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \quad (\text{B.4})$$

donc

$$\sin^2 \theta = \frac{\lambda^2 p^2}{4d^2} \quad (\text{B.5})$$

avec  $d$  l'épaisseur du film,  $\theta$  l'angle entre le faisceau incident et la tangente du film,  $n$  l'indice optique du film pour les rayons X ( $n = 1 - \delta - i\beta$ ),  $\delta$  le terme de réfraction,  $\beta$  le terme d'absorption et  $p$  un entier naturel. Il y a donc une relation linéaire entre  $\sin^2 \theta$  et  $p^2$  qui nous permet de déterminer l'épaisseur de la couche. De la même manière, il est possible d'obtenir des interférences constructives dans le cas d'une multicouche. Le calcul est identique hormis le fait que la réflexion ne se fait plus seulement entre une couche fine et l'air mais aussi à chaque interface entre les matériaux possédant des indices de diffraction différents.

Les courbes obtenues sont ensuite ajustées à l'aide du logiciel REFLEX [?]. Ceci nous permet de déterminer l'épaisseur des couches, la rugosité d'interface ainsi que la densité électronique des matériaux déposés.

## B.2 Diffraction de rayons X aux grands angles

– En configuration  $\theta/2\theta$  ou spéculaire

Cette technique permet d'obtenir des informations sur la nature des plans empilés parallèlement à la surface. Le mouvement du détecteur (en  $2\theta$ ) est couplé au mouvement de l'échantillon (en  $\theta$ ). Le mouvement  $\theta/2\theta$  ainsi décrit permet de faire se réfléchir le faisceau incident sur tous les plans parallèles à la surface. Des pics de diffraction apparaissent lorsque la loi de Bragg ( $2d_{h,k,l} \sin \theta = n\lambda$ ) est vérifiée. On en déduit alors la famille de plan  $(h,k,l)$  qui diffracte suivant cette direction.

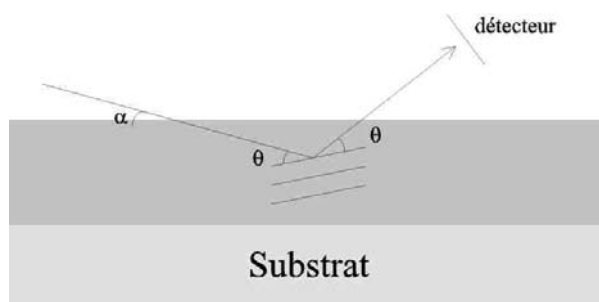


FIG. B.2 – Principe de la diffraction X sous incidence rasante.

## – Sous incidence rasante

Dans ce cas, l'angle d'incidence  $\alpha$  du faisceau de rayons X est fixé par rapport à la surface de l'échantillon (figure B.2). Le détecteur se déplace dans la direction  $2\theta$  et analyse la diffraction provenant des cristallites orientées selon l'angle de Bragg par rapport au faisceau incident. Cette technique nous permet d'avoir des informations sur la désorientation des cristallites à l'intérieur de nos couches.

Les expériences de réflectivité ont été réalisées à l'aide d'un diffractomètre haute résolution Philips HRD. La source utilisée est une anticathode de cobalt de longueur d'onde  $\lambda = 1.7889 \text{ \AA}$ . Le diffractomètre possède un monochromateur à 4 cristaux de germanium permettant d'obtenir une divergence horizontale du faisceau de 12.5 secondes d'arc. De plus, il permet l'élimination des raies  $K_{\beta}$  et  $K_{\alpha 2}$  du cobalt. Deux fentes, la première se trouvant à la sortie du monochromateur et la seconde devant le détecteur assurent la collimation du faisceau (figure B.3).

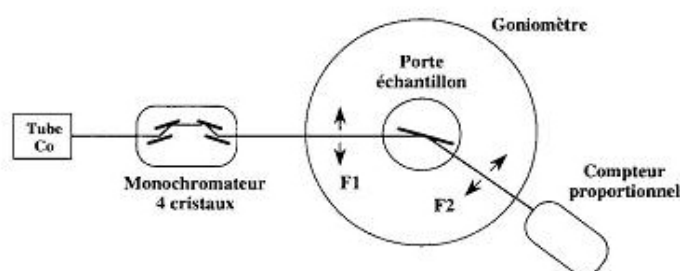


FIG. B.3 – schéma du diffractomètre haute résolution Philips HRD.

Les études en géométrie classique  $\theta/2\theta$  ainsi qu'en incidence rasante ont été effectuées sur un appareil Philips. Ce dernier est équipé uniquement de fentes de Soller et

d'un filtre de fer n'arrêtant que partiellement la raie  $K_\beta$  du cobalt. Les diffractogrammes sont par conséquent obtenus avec le doublet  $K_\alpha$  du cobalt, un détecteur linéaire Raytech permettant une acquisition rapide.





# Bibliographie

- [1] S. Demokritov, J. A. Wolf, and P. Grünberg, *Europhysics Letters*, vol. 15, p. 881, 1991. [1](#)
- [2] M. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 21, p. 2471, 1988. [1](#), [1.1.2.3](#)
- [3] A. Bourzami, O. Lenoble, J. F. Bobo, C. Fery, and M. Piecuch, *Physical Review B*, vol. 59, no. 17, p. 11489, 1999. [1](#)
- [4] M. Julliere, *Physics Letters*, vol. 54A, p. 225, 1975. [1](#), [6.1](#)
- [5] J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, and C. Dennis, *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 35, p. R121, 2002. [1](#)
- [6] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Physical Review Letters*, vol. 74, p. 3273, 1995. [1](#), [6.1](#)
- [7] P. B. R.S. Popovic, J.A. Flanagan, *Sensors and Actuators A*, vol. 56, p. 39, 1996. [1.1.1](#), [1.1.2.1](#), [1.1](#)
- [8] W. Thomson, *Proc. Roy. Soc*, vol. 8, p. 546, 1857. [1.1.2.1](#)
- [9] F. Montaigne, A. Schuhl, F. N. V. Dau, and A. Encinas, *Sensors and Actuators A*, vol. 81, p. 324, 2000. [1.1.2.1](#), [1.1.2.2](#)
- [10] M. Vopalensky, P. Ripka, and A. Platil, *Sensors and Actuators A*, vol. 106, p. 38, 2003. [1.1.2.2](#), [1.1](#)
- [11] P. Ripka, M. Tondra, J. Stokes, and R. Beech, *Sensors and Actuators*, vol. 76, p. 225, 1999. [1.1.2.2](#), [1.1.2.4](#)
- [12] A. Fert and I. Campbell, *Physical Review Letters*, vol. 21, p. 1190, 1968. [1.1.2.3](#)
- [13] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. Parkin, B. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, *Physical Review B*, vol. 43, no. 1, p. 1297, 1991. [1.1.2.3](#)
- [14] X. Liu, C. Ren, and G. Xiao, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, p. 4722, 2002. [1.1.2.3](#)
- [15] K. Lenssen, D. Adelerhof, H. Gassen, A. Kuiper, G. Somers, and J. van Zon, *Sensors and Actuators*, vol. 85, p. 1, 1999. [1.1.2.3](#), [1.2.1.4](#)
- [16] J. K. Spong, V. S. Speriosou, and R. E. Fontana, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 32, no. 2, p. 366, 1996. [1.1.2.3](#), [6.2.3.1](#)

- [17] J. Prieto, N. Rouse, N. Todd, D. Morecroft, J. Wolfman, J. Evetts, , and M. Blamire, *Sensors and Actuators A*, vol. 94, p. 64, 2001. [1.1.2.3](#)
- [18] J. Lenz, *Proc. IEEE*, vol. 78, p. 973, 1990. [1.1](#)
- [19] M. Tondra, J. M. Daughton, D. Wang, R. S. Beck, A. Fink, and J. A. Taylor, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, p. 6688, 1998. [1.1.3](#), [6.2.4.2](#), [6.2.5.2](#), [6.2.5.4](#), [6.3](#)
- [20] X.-F. Han, M. Oogane, H. Kubota, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Applied Physics Letters*, vol. 77, p. 283, 2000. [1.2.1.1](#)
- [21] R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCartney, D. J. Smith, S. Gider, B.-U. Runge, and S. S. P. Parkin, *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 8, p. 4815, 1999. [1.2.1.1](#)
- [22] H. Kikuchi, M. Sato, and K. Kobayashi, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, p. 6055, 2000. [1.2.1.1](#)
- [23] J. F. Bobo, F. B. Mancoff, K. Bessho, M. Sharma, K. Sin, D. Guarisco, S. Wang, and R. Clemens, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 11, p. 6685, 1998. [1.2.1.1](#)
- [24] M. Hehn, O. Lenoble, D. Lacour, and A. Schuhl, *Physical Review B*, vol. 62, no. 17, p. 11344, 2000. [1.2.1.1](#)
- [25] L. Néel, *Compte-rendu de l'Académie des Sciences*, vol. 255, p. 1976, 1962. [1.2.1.1](#)
- [26] C. Tiusan, M. Hehn, and K. Ounadjela, *The European Journal of Physics B*, vol. 26, p. 431, 2002. [1.2.1.1](#)
- [27] P. A. Grünberg, *Sensors and Actuators A*, vol. 91, p. 153, 2001. [1.2.1.2](#)
- [28] R. Richter, L. Bär, J. Wecker, and G. Reiss, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 10, p. 8402, 2002. [1.2.1.2](#), [1.2.1.5](#), [6.3](#)
- [29] C.-Y. You and S. D. Bader, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 7, p. 3886, 2002. [1.2.1.2](#), [6.3](#)
- [30] H. Brückl, J. Schmalhonst, H. Boeve, G. Gieres, and J. Wecker, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 10, p. 7029, 2002. [1.2.1.2](#), [1.2.1.5](#)
- [31] C.-V. Tiusan, “Magnétisme et transport polarisé en spin dans des jonctions tunnel magnétiques. utilisation du transport tunnel comme sonde micromagnétique,” Ph.D. dissertation, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 2000. [1.2.1.2](#)
- [32] S. Parkin, N. More, and K. Roche, *Physical Review Letters*, vol. 64, p. 2304, 1990. [1.2.1.2](#)
- [33] A. Fert and P. Bruno, *Ultrathin Magnetic Structures*, S.-V. Berlin, Ed. B. Heinrich and J.A.C. Bland, 1994, vol. 2. [1.2.1.2](#)
- [34] T. Dimopoulos, C. Tiusan, Y. Henry, , V. Costa, K. Ounadjela, and H. den Berg, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 242-245, p. 512, 2002. [1.2.1.2](#)
- [35] N. Wiese, T. Dimopoulos, M. Rührig, J. Wecker, H. Brückl, and G. Reiss, *Applied Physics*, vol. 85, p. 2020, 2004. [1.2.1.2](#)
- [36] W. Meiklejohn and C. Bean, *Physical Review*, vol. 102, p. 1413, 1956. [1.2.1.3](#), [3.1](#), [3.1](#)

- [37] J. Nogués and I. K. Schuller, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 192, p. 203, 1999. [1.5](#), [3.1](#), [3.3](#), [4.2.1](#)
- [38] Y. Huai, J. Zhang, G. W. Anderson, P. Rana, S. Funada, C.-Y. Hung, M. Zhao, and S. Tran, *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 8, p. 5528, 1999. [1.2.1.4](#)
- [39] D. Wang, M. Tondra, J. M. Daughton, C. Nordman, and A. V. Pohm, *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 8, p. 5255, 1999. [1.2.1.5](#)
- [40] D. Lacour, H. Jaffrès, F. N. V. Dau, F. Petroff, and J. Humbert, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, p. 4655, 2002. [1.2.2.2](#)
- [41] D. Lacour, “L’effet tunnel dépendant du spin comme sonde du magnétisme et de transport d’électrons chauds : application aux capteurs,” Ph.D. dissertation, Université Henri Poincaré, 2002. [1.2.2.2](#)
- [42] F. Montaigne, “Effet tunnel dépendant du spin : Des simples aux doubles jonctions,” Ph.D. dissertation, Université Paris VII - Denis Diderot, 1999. [1.2.2.2](#)
- [43] G. W. Crabtree, *Physical Review B*, vol. 16, p. 1117, 1977. [1.2.2.3](#)
- [44] Y. Lu, R. A. Altman, A. Marley, S. A. Rishon, P. L. Trouilloud, G. Xiao, W. J. Gallagher, and S. S. P. Parkin, *Applied Physics Letters*, vol. 70, p. 2610, 1997. [1.2.2.3](#)
- [45] H. Xi, B. Bian, K. R. Mountfield, Z. Zhuang, D. E. Laughlin, and R. M. White, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 260, p. 273, 2003. [1.8](#), [2.2.1](#), [4.2.1](#), [4.3](#)
- [46] S. S. P. Parkin and V. S. Speriosu, *Springer proceedings in Physics*, Heidelberg, Ed. Springer Verlag Berlin, 1990, vol. 50. [1.2.3](#)
- [47] C. Tsang, N. Heiman, and K. Lee, *Journal of Applied Physics*, vol. 52, p. 2471, 1981. [1.2.3](#)
- [48] A. Berkowitz and K. Takano, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 200, p. 552, 1999. [1.2.3](#), [3.1](#)
- [49] J. P. Nozières, S. Jaren, Y. B. Zhang, K. Pentek, A. Zeltser, P. Wills, and V. S. Speriosu, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, p. 6609, 2000. [1.2](#), [1.9](#)
- [50] M. Carey and A. Berkowitz, *Applied Physics Letters*, vol. 60, p. 3060, 1992. [1.2.3](#), [1.3](#)
- [51] Cardoso, P. Freitas, C. de Jesus, and J. C. Soares, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, p. 6058, 2000. [1.2.3](#)
- [52] S. Cardoso, P. Freitas, C. de Jesus, P. Wei, and J. Soares, *Applied Physics Letters*, vol. 76, p. 610, 2000. [1.2.3](#), [2.3.1](#)
- [53] J. Lee, S. Kim, C. Yoon, C. Kim, B. Park, and T. Lee, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 10, p. 6241, 2002. [1.2.3](#), [2.3.1](#), [2.3.1](#)
- [54] A. Devasahayam, P. Slides, and M. Kryder, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 11, p. 7216, 1998. [2.2.1](#), [3.3](#)
- [55] Z. qi Lu, W. yan Lai, and C. lin Chai, *Thin Solid Films*, vol. 375, p. 224, 2000. [2.2.1](#)



- [56] J. Shen and M. Kief, *Journal of Applied Physics*, vol. 79, p. 5008, 1996. [2.2.1](#)
- [57] G. Anderson, Y. Huai, and L. Miloslawski, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 6989, 2000. [2.2.1](#), [a](#)), [4.2.1](#)
- [58] J.-C. Ro, Y.-S. Choi, and S.-J. Suh, *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 35, no. 5, p. 3925, 1999. [2.2.1](#), [2.4.1](#)
- [59] K. Nishioka, S. Shigematsu, T. Imagawa, and S. Narishige, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, p. 3233, 1998. [2.2.1](#)
- [60] H. Jung, W. Doyle, H. Fujiwara, J. Witting, J. Al-Sharab, J. Bentley, and N. Evans, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, p. 6899, 2002. [2.2.1](#)
- [61] C. Liu, C. Yu, H. Jiang, L. Shen, C. Alexander, and G. J. Mankey, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 6644, 2000. [2.2.1](#), [6.2.5.4](#)
- [62] C. Leighton, J. Nogués, B. Jönsson-Akerman, and I. K. Schuller. [2.2.1](#)
- [63] T. M. I. S. K. R. J. Nogués, D. Lederman, *Applied Physics Letters*, vol. 68, p. 3186, 1996. [2.2.1](#)
- [64] C. Park, K. Min, and K. Shin, *Journal of Applied Physics*, vol. 79, p. 6228, 1996. [2.2.1](#)
- [65] M. Pakala, Y. Huai, G. Anderson, and L. Miloslavsky, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, p. 6653, 2000. [2.2.1](#), [4.2.1](#)
- [66] R. Nakatani, H. Hoshiya, K. Hoshino, and Y. Sugita, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 173, p. 321, 1997. [2.2.1](#)
- [67] P. Miltényi, M. Gierlings, M. Bamming, U. May, G. Güntherodt, J. Nogués, M. Gruyters, C. Leighton, and I. K. Schuller, *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 15, p. 2304, 1999. [2.2.1](#)
- [68] P. Miltényi, M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, and K. D. Usadel, *Physical Review Letter*, vol. 84, p. 4224, 2000. [2.2.1](#), [3.4](#), [3.4](#), [3.5](#), [4.5.1](#)
- [69] J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, and K. D. Usadel, *Physical Review B*, vol. 66, p. 014431, 2002. [2.2.1](#), [3.4](#), [3.4](#), [3.5](#), [4.5.1](#)
- [70] X. Chen, C. Binek, A. Hochstrat, and W. Kleemann, *Physical Review B*, vol. 65, p. 012415, 2001. [2.2.1](#)
- [71] A. Mougin, T. Mewes, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Scmoranzer, J. Fassbender, and B. Hillebrands, *Physical Review Letter*, vol. 63, p. 060409(R), 2001. [2.2.1](#)
- [72] J. Fassbender, S. Poppe, T. Mewes, J. Juraszek, B. Hillebrands, K.-U. Barholz, R. Mattheis, D. Engel, H. Schmoranzer, and A. Ehresmann, *Applied Physics A*, vol. 77, p. 51, 2003. [2.2.1](#)
- [73] J. V. Driel, F. de Boer, K.-M. Lensen, and R. Coehoorn, *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 2, p. 975, 2000. [2.2.1](#), [3.3](#), [4.2.1](#)

- [74] K.-Y. Kung, L. Louie, and G. Gorman, *Journal of Applied Physics*, vol. 69, p. 5634, 1991. [a\)](#), [4.2.1](#)
- [75] M. Tsunoda, Y. Tsuchiya, T. Hashimoto, and M. Takahashi, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 4375, 2000. [a\)](#)
- [76] J. P. King, J. N. Chapman<sup>1</sup>, M. F. Gillies, and J. C. S. Kools, *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 34, p. 528, 2001. [a\)](#)
- [77] H. Jeong, J. Lee, C. Yoon, C. Kim, and J. Yuh, *Applied Surface Science*, vol. 92, p. 6, 2002. [2.3.1](#)
- [78] Y. Saito, M. Amano, K. Nakajima, S. Takahashi, and M. Sagoi, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 223, p. 293, 2001. [2.3.1](#)
- [79] J. H. Lee, H. D. J. adn H. Kyung, C. S. Yoon, C. K. Kim, B. G. Park, and T. D. Lee, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 3, p. 217, 2002. [2.3.1](#)
- [80] J. H. Lee, H. D. Jeong, C. S. Yoon, C. K. Kim, B. G. Park, and T. D. Lee, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 3, p. 1431, 2002. [2.3.1](#)
- [81] C. S. Yoon, J. H. Lee, H. D. Jeong, C. K. Kim, J. H. Yuh, and R. Haasch, *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 21, p. 3976, 2002. [2.3.1](#)
- [82] W. Meiklejohn and C. Bean, *Physical Review*, vol. 105, p. 904, 1957. [3.1](#), [3.1](#)
- [83] M. Kiwi, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 234, p. 584, 2001. [3.1](#)
- [84] R. Stamps, *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 33, p. R247, 2000. [3.1](#), [3.1](#), [6.1.2.2](#)
- [85] D. Mauri, H. Siegmann, P. Bagus, and E. Kay, *Journal of Applied Physics*, vol. 62, p. 3047, 1987. [3.2](#)
- [86] A. Malozemoff, *Physical Review B Rapid Communications*, vol. 35, p. 3679, 1987. [3.3](#)
- [87] Y. Imry and S. K. Ma, *Physical Review Letters*, vol. 35, p. 1399, 1975. [3.3](#)
- [88] A. Malozemoff, *Physical Review B*, vol. 37, p. 7673, 1988. [3.3](#)
- [89] H. Xi and R. M. White, *Physical Review B*, vol. 64, p. 184416, 2001. [3.3](#), [4.2.1](#)
- [90] A. Malozemoff, *Journal of Applied Physics*, vol. 63, no. 8, p. 3874, 1988. [3.3](#), [4.6.2](#)
- [91] Z. Li and S. Zhang, *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, p. 7272, 2001. [3.3](#)
- [92] U. Nowak, A. Misra, and K. D. Usadel, *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, p. 7269, 2001. [3.4](#), [4.4](#), [4.5.1](#), [4.14](#)
- [93] A. Misra, U. Nowak, and K. D. Usadel, *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 3, p. 1357, 2004. [3.4](#)
- [94] U. Nowak, A. Misra, and K. D. Usadel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 240, p. 243, 2002. [3.4](#)
- [95] F. Y. Yang and C. L. Chien, *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 12, p. 2597, 2000. [3.5](#)

- [96] M. Ali, C. H. Marrows, and B. J. Hickey, *Physical Review B*, vol. 67, p. 172405, 2003. [3.5](#), [4.3.1.3](#), [4.5.3](#)
- [97] M. Ali, C. H. Marrows, M. Al-Jawad, B. J. Hickey, A. Misra, U. Nowak, and K. D. Usadel, *Physical Review B*, vol. 68, p. 214420, 2003. [3.5](#), [4.3.1.3](#), [4.5.3](#)
- [98] H. Xi, “Study of exchange biasing for magnetoelectronic sensors,” Ph.D. dissertation, Carnegie Mellon University, 2001. [4.1.2](#), [4.1.2](#), [4.2.1](#), [c\)](#), [5.1.2](#), [5.1.2](#)
- [99] L. Thomas, A. J. Kellock, and S. S. P. Parkin, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, p. 6061, 2000. [4.1.2](#)
- [100] T. Ambrose and C. L. Chien, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, p. 6822, 1998. [4.2.1](#)
- [101] R. Jungblut, R. Coehoorn, M. Johnson, J. Stegge, , and A. Reinders, *Journal of Applied Physics*, vol. 75, p. 6659, 1994. [4.2.1](#)
- [102] H. Xi, J. Rantschler, S. Mao, M. T. Kief, and R. M. White, *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 36, p. 1464, 2003. [4.2.1](#)
- [103] M. R. Fitzsimmons, C. Leighton, A. Hoffmann, P. C. Yashar, J. Noguès, K. Liu, C. F. Majkrzak, J. A. Dura, H. Fritzsche, and I. K. Schuller, *Physical Review B*, vol. 64, p. 104415, 2001. [4.2.2](#)
- [104] C. Hou, H. Fujiwara, K. Zhang, A. Tanaka, and Y. Shimizu, *Physical Review B*, vol. 63, p. 024411, 2000. [4.2.2](#)
- [105] H. Uyama, Y. Otani, K. Fukamichi, O. Kitakami, Y. Shimada, and J. ichi Echigoya, *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 9, p. 1258, 1997. [4.3](#)
- [106] U. Nowak, A. Misra, K. D. Usadel, J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten, and G. Güntherodt, *Physical Review B*, vol. 66, p. 014430, 2002. [4.4](#), [5.1.1](#)
- [107] B. Beschoten, J. Keller, P. Miltényi, and G. Güntherodt, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 240, p. 248, 2002. [4.5.1](#)
- [108] H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting, E. Arenholz, S. Maat, A. T. Young, M. Carey, and J. Stöhr, *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 1, p. 017203, 2003. [4.7](#), [5](#)
- [109] P. Kappenberger, S. Martin, Y. Pellmont, H. J. Hug, J. B. Kortright, O. Hellwig, and E. E. Fullerton, *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 26, p. 267202, 2003. [4.7](#), [5](#)
- [110] A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholz, H. Ohldag, and J. Stöhr, *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 24, p. 247201, 2004. [5](#)
- [111] P. Panossod, “communication privée.” [5.1.1.2](#)
- [112] M. Labrune and J. Miltat, *Journal of Applied Physics*, vol. 75, p. 2156, 1994. [5.1.2](#)
- [113] H. E. Stanley, *Introduction to Phase Transition and Critical Phenomena*, O. University, Ed. New York, 1971. [5.1.2](#)
- [114] T. Ambrose and C. L. Chien, *Physical Review Letters*, vol. 76, p. 1743, 1996. [5.1.2](#)
- [115] —, *Journal of Applied Physics*, vol. 79, p. 6920, 1996. [5.1.2](#)

- [116] D. C. Jiles, *Introduction to magnetism and magnetic materials*. CRC Press, 1998. 5.1.2
- [117] H. W. Fuller and M. E. Hale, *Journal of Applied Physics*, vol. 31, p. 238, 1960. 5.2.1
- [118] K. D. Leaver, *Thin Solid Films*, vol. 2, pp. 149–172, 1968. 5.2.1
- [119] R. Spain and I. B. Puchalska, *Journal of Applied Physics*, vol. 35, p. 824, 1968. 5.2.1
- [120] H. Herzer, *IEEE. Transactions on Magnetism*, vol. 25, p. 3327, 1989. 5.2.1
- [121] K. J. Harte, *Journal of Applied Physics*, vol. 39, p. 1503, 1997. 5.2.1
- [122] D. V. Berkov and N. L. Gorn, *Physical Review B*, vol. 57, p. 14332, 1998. 5.2.1
- [123] A. W., V. N., K. R., S. C., S. J.-P., G. J., G. M., T. S., S. P., D. C. V., O. K., and S. M., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 175, p. 1, 1997. 6.1
- [124] W. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell, *Journal of Applied Physics*, vol. 41, p. 1915, 1970. 6.1.2.1
- [125] R. Stratton, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 23, p. 1177, 1962. 6.1.2.2, 6.2.4.3
- [126] J. Moodera, J. Nowak, and R. van de Veerdonck, *Physical Review Letters*, vol. 80, p. 2941, 1998. 6.1.2.2, 6.1
- [127] R. Meservey and P. Tedrow, *Physics Reports*, vol. 238, p. 173, 1994. 6.1, 6.1.3.4
- [128] D. Monsma and S. Parkin, *Applied Physique Letters*, vol. 77, p. 720, 2001. 6.1
- [129] M. Sharma, S. X. Wang, and J. H. Nickel, *Physical Review Letters*, vol. 82, p. 616, 1999. 6.1.3.1
- [130] J. M. D. Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor, and A. Vaurès, *Physical Review Letters*, vol. 82, p. 4288, 1999. 6.1.3.1
- [131] J. Slonczewski, *Physical Review B*, vol. 39, p. 6995, 1995. 6.1.3.2
- [132] F. Montaigne, M. Hehn, and A. Schuhl, *Physical Review B*, vol. 64, p. 144402, 2001. 6.1.3.3, 6.1.3.5
- [133] ———, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, p. 7020, 2002. 6.1.3.3
- [134] S. Zhang, P. M. Levy, A. Marley, and S. S. P. Parkin, *Physical Review Letters*, vol. 79, p. 3744, 1997. 6.1.3.5
- [135] T. Dimopoulos, “Transport polarisé en spin dans les jonctions tunnel magnétiques : le rôle des interfaces métal/oxide dans le processus tunnel.” Ph.D. dissertation, Carnegie Mellon University, 2001. 6.1.3.5
- [136] W. Ku, F. Silva, J. Bernardo, and P. P. Freitas, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, p. 5353, 2000. 6.2.3.1
- [137] P. P. Freitas, J. L. Costa, N. Almeida, and L. V. Melo, *Journal of Applied Physics*, vol. 85, p. 5459, 1999. 6.2.3.1
- [138] K. F. Anderson, <http://www.vm-usa.com>.

- 
- [139] R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, and P. P. Freitas, *Applied Physics Letters*, vol. 73, p. 3288, 1998. [6.2.4.1](#)
- [140] F. Montaigne, J. Nassar, A. Vaurès, F. N. V. Dau, F. Petroff, A. Schuhl, and A. Fert, *Applied Physics Letters*, vol. 73, p. 2829, 1998. [6.2.4.1](#)
- [141] J. S. Moodera, E. F. Gallagher, K. Robinson, and J. Nowak, *Applied Physics Letters*, vol. 70, p. 3050, 1997. [6.2.4.1](#)
- [142] M. Tondra, J. M. Daughton, C. Nordman, D. Wang, and J. Taylor, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 4679, 2000. [6.2.5.4](#), [6.3](#)
- [143] K. S. Kim, H. J. Shim, I. J. Hwang, , and B. K. Cho, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 10, p. 8804, 2002. [6.3](#)
- [144] J. A. Bland and B. Heinrich, Eds., *Ultrathin Magnetic Structures I*. Springer-Verlag, 1994. [7.2.1.1](#)
- [145] F. B. Mancoff, J. H. Dunn, B. M. Clement, and R. L. White, *Applied Physics Letter*, vol. 77, p. 1879, 2000. [7.2.1.2](#)









## RESUME

### **Transport dépendant du spin et couplage d'échange : de la jonction tunnel au capteur magnétique intégré**

Dans une première partie, les propriétés cristallographiques et magnétiques de couches minces X/IrMn et X/IrMn/Y (X,Y= Co et/ou Py) sont présentées. Le magnétisme est expliqué à l'aide de modèles micromagnétiques. La différence de couplage d'échange aux interfaces X/IrMn et IrMn/Y est indépendante de la microstructure et uniquement liée à l'ordre d'empilement des couches. Il est démontré que déposer une couche antiferromagnétique sur une couche ferromagnétique est totalement différent d'un point de vue magnétique de l'opération inverse.

Dans une seconde partie, la bicouche IrMn/Co est utilisée comme couche de détection dans une jonction tunnel magnétique pour réaliser un capteur de champ magnétique linéaire et réversible dans la gamme  $-50$  et  $50$  Oe. Un choix judicieux des paramètres de la jonction tunnel a permis de rendre la sensibilité du capteur indépendante de la température. Sur cette base, un démonstrateur de capteur magnétique avec son électronique de traitement est réalisé.

MOTS CLES : Jonctions tunnel magnétiques, transport dépendant du spin, magnétorésistance tunnel, capteurs de champ magnétique, couplage d'échange, IrMn, systèmes multicouches.