



**HAL**  
open science

# Spectroscopie Brillouin dans les couches minces, multicouches et nanostructures magnétiques : étude de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya

Hedi Bouloussa-Huynh

► **To cite this version:**

Hedi Bouloussa-Huynh. Spectroscopie Brillouin dans les couches minces, multicouches et nanostructures magnétiques : étude de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Physique [physics]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2019. Français. NNT : 2019PA131025 . tel-03023529

**HAL Id: tel-03023529**

**<https://theses.hal.science/tel-03023529v1>**

Submitted on 25 Nov 2020

**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.

**UNIVERSITÉ PARIS 13**  
École Doctorale Galilée  
Sciences, Technologies, Santé

Année 2019

N° attribué par la bibliothèque

|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|

**THÈSE**

**pour obtenir le grade de**

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 13**

**Spécialité : PHYSIQUE**

**présentée et soutenue publiquement par**

**Hédi BOULOUSA**

le 06 novembre 2019

---

**Spectroscopie Brillouin dans les couches minces,  
multicouches et nanostructures magnétiques : étude de  
l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya**

---

Dirigée par SALIM MOURAD CHÉRIF

Co-dirigée par YVES ROUSSIGNÉ

**JURY**

Mme.	CATHERINE GOURDON	Directrice de Recherche CNRS, Institut des Nanosciences de Paris, Sorbonne Université	(Rapporteuse)
M.	NICOLAS VUKADINOVIC	Ingénieur-HDR Dassault Aviation, Saint-Cloud	(Rapporteur)
Mme.	MYRIAM PANNETIER-LECOEUR	Directrice de Recherche CEA, Gif-sur-Yvette	(Examinatrice)
M.	VINCENT REPAIN	Professeur des Universités, Université Paris-Diderot, Sorbonne Paris Cité Université	(Examinateur)
M.	FRANCK VIDAL	Maître de Conférences-HDR, Institut des Nanosciences de Paris, Sorbonne Université	(Examinateur)

**LABORATOIRE DES SCIENCES DES PROCÉDÉS ET DES MATÉRIAUX (CNRS – UPR 3407)**

Institut Galilée - Université Paris 13 - Campus de Villetaneuse  
99 avenue Jean-baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France

---

## **Spectroscopie Brillouin dans les couches minces, multicouches et nanostructures magnétiques : étude de l'interaction Dzyaloshinskii - Moriya**

Ce travail vise à étudier, expérimentalement et théoriquement, le comportement des ondes de spin dans des couches ultraminces, multicouches et nanostructures magnétiques en présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface (DMI). A cet effet, nous avons utilisé la spectroscopie Brillouin (BLS) de diffusion inélastique de la lumière comme sonde expérimentale. Cette technique s'est avérée un outil extrêmement efficace pour mesurer la DMI; effet qui se traduit par une asymétrie des raies Stokes et anti-Stokes d'un spectre BLS d'un système magnétique mince en contact d'un métal lourd produisant un fort couplage spin-orbite (SOC, acronyme anglais). Ainsi, en présence de DMI, les fréquences de deux ondes de spin se propageant dans des directions opposées seront différentes du fait de la brisure de symétrie par inversion.

Différents systèmes ont été abordés et différentes situations et paramètres ont été considérés. Sur les systèmes simples en couches ultraminces, le comportement en fonction de l'épaisseur du film magnétique ou encore l'effet du recuit ont été cernés mettant en évidence le caractère interfacial de la DMI et le rôle de la qualité structurale et chimique de l'interface ferromagnétique/métal lourd. Par ailleurs, nous avons montré que l'addition d'impuretés non magnétiques à fort SOC dans des métaux légers interfacés avec un ferromagnétique peut constituer une approche efficace pour améliorer et contrôler simultanément l'amortissement magnétique, l'anisotropie perpendiculaire ainsi que la DMI. Une corrélation entre ces paramètres issus du SOC a été démontrée.

Dans les empilements de couches minces, une attention particulière a été dévolue au rôle des couplages d'échange, dipolaire et des anisotropies magnétiques sur le comportement des ondes de spin en présence de DMI. Il apparaît que la mesure quantitative de la DMI peut s'écarter nettement de celle obtenue à partir de l'expression analytique éprouvée pour les couches minces simples où la valeur de la DMI est directement proportionnelle au vecteur d'onde des ondes de spin. Un calcul complet est ainsi nécessaire pour tous les cas non-symétriques (interfaces non équivalentes, anisotropies d'interface différentes,...). Les résultats théoriques présentés à cet effet représentent un outil extrêmement utile.

L'étude de différents réseaux de nanolignes présentant une DMI a été l'occasion de mettre en évidence les effets de taille et de périodicité dans différentes situations. Des nanolignes complètement découplées ou en contact physique partiel sur l'épaisseur ont été abordées. Nous avons ainsi mis en évidence l'absence de DMI pour des ondes de spin stationnaires selon la largeur des lignes découplées et corrélé le comportement des ondes de spin à leur longueur d'atténuation et la périodicité des réseaux, alors qu'un comportement magnonique modulé par la présence de la DMI a été observé pour les lignes couplées par l'intermédiaire d'un film ferromagnétique.

Les résultats obtenus dans ce travail de thèse participent à la compréhension du comportement magnétique dynamique de systèmes en présence de DMI pouvant contribuer à l'ingénierie efficace de systèmes pour l'électronique de spin du futur ou la spin-orbitronique, notamment à base de configurations de spin chirales tels que les skyrmions.

**Mots clés :** interaction Dzyaloshinskii-Moriya, DMI, nanostructures, diffusion Brillouin, BLS



**Brillouin light scattering on thin films, multilayers and magnetic nanostructures : study of the Dzyaloshinskii – Moriya interaction**

This work aims to investigate, experimentally and theoretically, the behavior of spin waves (SW) in ultrathin layers, multilayers and magnetic nanostructures in the presence of interface Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). For this purpose, we used the Brillouin light scattering spectroscopy (BLS) as an experimental probe. This technique has proven to be an efficient tool for measuring the DMI; an effect that results in an asymmetry of the Stokes and anti-Stokes lines of a BLS spectrum for a thin ferromagnetic film in contact with a heavy metal producing a strong spin-orbit coupling (SOC). Thus, in the presence of DMI, the frequencies of two SW propagating in opposite directions will be different due to inversion symmetry breaking.

Different systems were discussed and different situations and parameters were considered. On simple ultrathin layer systems, the behavior as a function of the thickness of the magnetic film or the effect of annealing have been identified, highlighting the interfacial nature of the DMI and the role of the structural and chemical quality of the ferromagnetic/heavy metal interface. Moreover, we have shown that the addition of non-magnetic impurities with high SOC in light metals interfaced with a ferromagnetic layer can be an effective approach to simultaneously improve and control magnetic damping, perpendicular anisotropy and DMI. A correlation between these SOC parameters has been also demonstrated.

In thin film stacks, particular attention has been dedicated to the role of dipolar coupling, exchange coupling and magnetic anisotropy on the behavior of SW in the presence of DMI. It appears that the quantitative measurement of the DMI can deviate significantly from that obtained from the analytical expression known for simple thin layers where the value of the DMI is directly proportional to the wave vector of the SW. A complete calculation is thus necessary for all non-symmetrical cases (non-equivalent interfaces, different interface anisotropies, etc...). The theoretical results presented for this purpose represent an extremely useful tool.

The study of different nanostripes arrays in presence of DMI was the opportunity to highlight the effects of size and periodicity in different situations. Completely decoupled nanostripes or in partial physical contact with periodic layer thickness were discussed. We have thus demonstrated the absence of DMI for stationary spin waves according to the width of the decoupled stripes and correlated the behavior of the SW with their attenuation length and the periodicity of the arrays, whereas a modulated magnetic behavior by the presence of the DMI was observed for the coupled stripes via a ferromagnetic film.

The results obtained in this thesis work contribute to the understanding of the dynamic magnetic behavior of systems in the presence of DMI that can contribute to the efficient engineering of future systems for spintronics or spin-orbitronics, particularly based on configurations of chiral spin texture such as skyrmions.

**Key words** : Dzyaloshinskii-Moriya interaction, DMI, nanostructures, Brillouin light scattering, BLS



# Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Mourad Chérif et Yves Roussigné pour m'avoir encadré et fait confiance tout au long de ces trois dernières années.

Je remercie tous les membres de mon jury de thèse, Mesdames Catherine Gourdon et Myriam Pannetier-Lecoeur, et Messieurs Nicolas Vukadinovic, Vincent Repain et Franck Vidal d'avoir accepté d'évaluer mon travail de thèse. Ce fut un plaisir d'avoir pu échanger avec vous lors de ma soutenance et encore merci pour vos commentaires et appréciations très positifs.

Je remercie Mohamed Belmeguenai et Andrei Stachkevitch avec qui j'ai eu des échanges très fructueux durant ma thèse.

Mes remerciements à l'ensemble des membres du bâtiment L2 (LSPM) pour leur accueil.

Thanks to Hyunsoo Yang from the National University of Singapore (NUS) for giving me the privilege of staying and working at his lab as well as Shawn David Pollard, Rajagopalan Ramaswamy and Jiawei Yu for collaborating with me. Many thanks to Mariana Losada, Habee and Jayce for all the help they provided me at NUS.

Merci à Alexis Garcia-Sanchez de m'avoir formé à l'utilisation du microscope (AFM/MFM) du laboratoire ainsi que Nabil Challab pour son aide précieuse depuis nos années passées en Master.

Je souhaite remercier vivement Thibaut Devolder et Frédéric Mazaleytrat pour m'avoir ouvert les portes de leur laboratoire et de m'avoir accordé du temps pour y mener des mesures.

Enfin, un grand merci à ma famille et mes amis pour leur soutien, mention spéciale à Donia et Fabrice pour l'intérêt constant manifesté pour mon travail.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Etat de l'art : Introduction aux nanostructures magnétiques</b>	<b>5</b>
1.1 Contexte général	6
1.1.1 Introduction au magnétisme	6
1.1.1.1 Origine du magnétisme	6
1.1.1.2 Le ferromagnétisme	7
1.1.2 De la spintronique...	8
1.1.2.1 L'émergence de l'électronique de spin	8
1.1.2.2 La magnétorésistance géante (GMR)	9
1.1.2.3 La magnétorésistance à effet tunnel (TMR)	10
1.1.3 ... vers la spin-orbitronique	11
1.1.3.1 Le couplage spin-orbite (SOC)	11
1.1.3.2 Phénomènes émergents du SOC à l'interface	12
1.1.3.3 Perspectives	14
1.2 Phénomènes magnétiques d'interfaces dans les couches minces	15
1.2.1 L'importance de l'anisotropie d'interface	15
1.2.1.1 La limite du super-paramagnétisme	15
1.2.1.2 L'anisotropie perpendiculaire magnétique (PMA)	16
1.2.1.3 Contrôle de la PMA dans les couches minces	17
1.2.2 L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface (DMI)	17
1.2.2.1 Origine de la DMI	17
1.2.2.2 DMI d'interface dans les couches minces	18
1.2.2.3 Intérêts de la DMI	19
1.3 Nanostructures magnétiques et applications pensées pour la DMI	23
1.3.1 Les couches minces magnétiques	23
1.3.1.1 Etudes de la DMI dans les couches minces	23
1.3.1.2 Contrôle de la DMI	24
1.3.2 Les multicouches : empilements de couches minces	25
1.3.2.1 Les vannes de spin et l'intérêt du couplage d'échange	25
1.3.2.2 Stabilisation des skyrmions à température ambiante	26
1.3.3 Les couches minces nanostructurées	27
1.3.3.1 « Racetrack memory »	27
1.3.3.2 Les cristaux magnoniques	28
<b>2 Techniques expérimentales pour l'étude des ondes de spin dans les couches minces</b>	<b>31</b>
2.1 La magnétométrie à échantillon vibrant	32
2.1.1 Principe du VSM	32
2.1.2 Cycles d'hystérésis	33
2.2 La technique de résonance ferromagnétique	34
2.2.1 Principe de la FMR	34
2.2.2 Dispositif expérimental du LSPM	34

2.2.3	Spectres FMR et théorie	35
2.3	La spectroscopie Brillouin	37
2.3.1	Principe de la diffusion Brillouin	37
2.3.2	Dispositif expérimental du LSPM	38
2.3.3	L'interféromètre tandem de Fabry-Pérot	39
2.3.4	Mesures directes de la DMI	41
2.3.4.1	DMI et ondes de spin	41
2.3.4.2	Visibilité de la DMI dans les couches minces : l'importance du substrat	42
2.3.5	Observation de modes quantifiés	43
<b>3</b>	<b>Etude théorique de la dynamique de l'aimantation dans des multicouches en présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya</b>	<b>45</b>
3.1	Aspects énergétiques dans les systèmes ferromagnétiques	46
3.1.1	Energie de Zeeman	46
3.1.2	Energie d'échange	46
3.1.3	Energie dipolaire	47
3.1.4	Energie d'anisotropie	48
3.1.5	Configuration d'équilibre	49
3.2	Rappels sur la dynamique de l'aimantation dans les couches minces	51
3.2.1	Modes de propagation des ondes de spin	51
3.2.2	Equation de Landau-Lifshitz	53
3.2.3	Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert	53
3.3	Comportement des ondes de spin dans les couches minces magnétiques	55
3.3.1	Equation des ondes de spin dans une couche ferromagnétique	55
3.3.2	Relation de dispersion dans les systèmes classiques HM/FM	56
3.3.2.1	Approche numérique	56
3.3.2.2	Approche analytique	57
3.3.3	Calcul de la DMI dans les couches minces	58
3.3.4	Calculs numériques et courbes théoriques pour les couches HM/FM	59
3.3.4.1	Cas d'une couche ultra-mince	59
3.3.4.2	Cas d'une couche plus épaisse	59
3.4	Ondes de spin dans les empilements de couche minces	61
3.4.1	Relation de dispersion des ondes de spin dans des systèmes FM/NM/FM couplés RKKY déposés sur film HM	61
3.4.1.1	Approche numérique	61
3.4.1.2	Approche analytique	62
3.4.2	Calcul de la DMI dans les empilements de couches minces	63
3.4.3	Calculs numériques et courbes théoriques pour différents empilements de couches minces	64
3.4.3.1	Cas d'un empilement HM/FM/NM/FM	64
3.4.3.2	Cas d'un double empilement (HM/FM/NM) <sub>2</sub>	65
3.4.3.3	Cas d'un empilement HM/FM <sub>1</sub> /NM/FM <sub>2</sub>	67
3.4.3.4	Cas d'un empilement multiples (NM/FM) <sub>n</sub> déposé sur film HM	69
3.5	De l'approche théorique à l'approche expérimentale	70
<b>4</b>	<b>Etudes expérimentales de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) dans les couches minces magnétiques</b>	<b>71</b>
4.1	Caractérisation de la DMI dans les couches minces : étude d'un système Pt/CoFeB	72
4.1.1	Présentation de l'étude et de l'échantillon	72
4.1.2	Interprétation des résultats expérimentaux par la théorie	72
4.2	Effets de l'épaisseur de la couche FM et de la nature de la couche HM sur les ondes de spin et la DMI	74
4.2.1	Contexte d'étude et présentation des échantillons	74

4.2.2	Etude préliminaire : statique de l'aimantation dans les couches minces . . . . .	75
4.2.2.1	Aimantation à saturation et question des couches mortes . . . . .	75
4.2.2.2	Rôle de l'aimantation induite par effet de proximité (PIM) dans les couches minces . . . . .	76
4.2.3	Etude complémentaire : détermination de l'anisotropie magnétique perpendiculaire dans les couches minces . . . . .	77
4.2.4	Evaluation de la DMI dans les systèmes Pt/CFA/MgO, W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti . . . . .	79
4.2.4.1	Rôle de la nature et du positionnement du métal lourd sur la non-réciprocité des ondes de spin dans les couches minces . . . . .	79
4.2.4.2	Estimation de la constante DMI et mise en évidence de sa nature interfaciale . . . . .	81
4.2.5	Conclusion de l'étude des systèmes Pt/CFA/MgO, W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti . . . . .	82
4.3	Effets de la température de recuit dans les couches minces . . . . .	84
4.3.1	Processus de recuit des échantillons Pt/CFA/MgO . . . . .	84
4.3.2	Effet du recuit sur la statique de l'aimantation . . . . .	84
4.3.3	Effet du recuit sur la DMI et l'anisotropie magnétique perpendiculaire . . . . .	85
4.3.4	Conclusion sur l'influence du recuit dans les couches minces . . . . .	87
4.4	Effets liés au couplage spin-orbite dans les couches minces . . . . .	88
4.4.1	Présentation de l'étude et des échantillons Py/Cu <sub>1-x</sub> Pt <sub>x</sub> . . . . .	88
4.4.2	Influence du métal lourd sur la statique de l'aimantation . . . . .	89
4.4.3	Comportement de l'amortissement magnétique en fonction du couplage spin-orbite . . . . .	90
4.4.3.1	Estimation du damping par résonance ferromagnétique . . . . .	90
4.4.3.2	Pompage de spin, « spin mixing conductance » et terme d'amortissement . . . . .	91
4.4.3.3	Estimation du damping par BLS et comparaison avec la technique FMR . . . . .	92
4.4.4	Effets du couplage spin-orbite sur l'anisotropie magnétique perpendiculaire . . . . .	93
4.4.5	Effet du couplage spin-orbite sur la valeur de la DMI dans les couches minces . . . . .	95
4.4.6	Relation entre le « damping », l'anisotropie magnétique perpendiculaire et la DMI . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Etudes expérimentales de la DMI dans les empilements de couches minces magnétiques</b> . . . . .	<b>99</b>
5.1	Caractérisation du couplage d'échange et de la DMI dans une structure d'empilement de couches minces Co/Cu/Co/Pt . . . . .	100
5.1.1	Contexte et structures multicouches . . . . .	100
5.1.2	Comparaison entre théorie et résultats expérimentaux dans le cas d'un empilement de couches minces . . . . .	100
5.1.2.1	Estimation des paramètres magnétiques et de la DMI dans les empilements de couches minces . . . . .	100
5.1.2.2	Influence du couplage d'échange sur les ondes de spin . . . . .	102
5.1.3	Conclusion sur l'étude de l'empilement de couches minces Co/Cu/Co/Pt . . . . .	103
5.2	Effets de l'anisotropie magnétique et du couplage d'échange sur la non-réciprocité des ondes de spin dans les empilements de couches minces . . . . .	104
5.2.1	Présentation de l'étude et des systèmes multicouches Pt/CoFeB/Ru/CoFeB . . . . .	104
5.2.2	Etude de la statique de l'aimantation : estimation du couplage d'échange . . . . .	105
5.2.3	Conditions d'observation des modes magnétiques en BLS . . . . .	106
5.2.4	Rôle du couplage d'échange sur la non-réciprocité des ondes de spin . . . . .	107
5.2.5	L'importance de l'anisotropie magnétique dans les empilements de couches minces . . . . .	108

5.2.6	Evaluation des anisotropies magnétiques dans les couches FM individuelles du système Pt/CoFeB/Ru/CoFeB . . . . .	110
5.2.7	Caractérisation de la DMI et des anisotropies magnétiques dans la structure Pt/CoFeB/Ru/CoFeB . . . . .	110
5.2.7.1	Nature interfaciale de la DMI dans les empilements de couches minces	110
5.2.7.2	Variation des anisotropies magnétiques des couches CoFeB en fonction de l'épaisseur de Ru . . . . .	112
5.2.8	Conclusion de l'étude sur les systèmes multicouches Pt/CoFeB/Ru/CoFeB . .	113
<b>6</b>	<b>Etudes expérimentales de la DMI dans les couches minces magnétiques nanostructurées en réseaux de nanolignes</b>	<b>115</b>
6.1	Comportement de la DMI dans des nanolignes ferromagnétiques non couplées . . .	116
6.1.1	Présentation des réseaux de nanolignes Pt/Co . . . . .	116
6.1.2	Evaluation de l'aimantation et de l'anisotropie magnétique dans les systèmes de nanolignes . . . . .	116
6.1.3	Mesures de la non-réciprocité des ondes de spin dans les réseaux de nanolignes	118
6.1.4	Estimation de la DMI dans les systèmes Pt/Co gravés en réseaux de nanolignes	119
6.1.5	Première interprétation des résultats : importance de la longueur d'atténuation des ondes de spin . . . . .	120
6.1.6	Interprétation numérique des effets de bords liés à la structure en nanolignes	121
6.1.7	Conclusion de l'étude sur la DMI dans les réseaux de nanolignes ferromagnétiques . . . . .	123
6.2	Comportement des ondes de spin dans les réseaux magnétiques périodiques . . . .	124
6.2.1	Préambule de l'étude et préparations des structures Pt/CoFeB périodiques .	124
6.2.2	Caractérisation par magnétométrie VSM et spectroscopie BLS des structures étudiées . . . . .	126
6.2.3	Estimation des paramètres magnétiques pour le film continu de référence . .	127
6.2.4	Interprétation des résultats pour le réseau de nanolignes : ondes stationnaires confinées dans des lignes magnétiques . . . . .	128
6.2.5	Interprétation des résultats pour le réseau périodique : comportement magnonique des ondes de spin . . . . .	129
6.2.6	Conclusion de l'étude sur le comportement des ondes de spin dans une couche mince Pt/CoFeB structurée . . . . .	131
	<b>Conclusion</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Annexes</b>	<b>I</b>
A.1	Conception de nanostructures magnétiques pour l'étude et l'observation de skyrmions magnétiques . . . . .	I
A.2	Propriétés magnétiques statiques et dynamiques d'un « spring - magnet » CoPt/NiFe : Mesures expérimentales et modèle d'interprétation . . . . .	IV
A.3	Calcul du couplage dipolaire dans un système HM/FM/NM/FM . . . . .	VII
A.4	Comportement des ondes de spin dans les réseaux périodiques magnétiques . . . .	VIII
	<b>Bibliographie</b>	<b>XXVII</b>
	<b>Abréviations</b>	<b>XXIX</b>
	<b>Unités magnétiques</b>	<b>XXXI</b>

# Introduction

« Smaller, smarter, faster ».

Cette devise, avancée par Richard Feynman en 1959, est en train de se réaliser par le développement des nouvelles technologies. Concernant le magnétisme, l'approche peut paraître simple. Il s'agit, pour l'industrie du stockage et du transport de l'information, d'augmenter fortement les capacités de stockage ainsi que la vitesse d'écriture et de lecture de l'information, tout en minimisant l'apport énergétique à fournir au système. La solution paraît évidente en passant par la réduction de la taille des unités élémentaires composant les dispositifs magnétiques.

Afin d'écrire, de lire et de transporter l'information, il est nécessaire de contrôler les parois de domaines magnétiques à l'intérieur de couches magnétiques, composantes principales des systèmes magnétiques. En effet, dans une mémoire classique, l'information est stockée dans des bandes magnétiques sous forme de domaines ayant une aimantation globale « up » ou « down », permettant de coder l'information, communément appelée « bits » d'information. La lecture s'effectue par l'intermédiaire d'une tête de lecture qui « lit » le champ magnétique issu de la bande magnétique tandis que l'écriture se fait par retournement de l'aimantation à l'aide d'un champ magnétique appliqué par une tête d'écriture. Le transport de l'information est quant à lui géré de manière mécanique en déplaçant simplement les bandes magnétiques.

Dans une optique de miniaturisation des dispositifs évoluant vers l'échelle du nanomètre, les parois de domaine deviennent moins larges et difficilement contrôlables. Appliquer un champ magnétique localement pour retourner une partie de l'aimantation est une opération extrêmement compliquée qui peut perturber les systèmes voisins. De plus, le champ produit par ces parois devenant plus faible, il est aussi nécessaire de rapprocher la tête de lecture de la bande magnétique afin de détecter l'information au risque d'un contact physique pouvant détériorer le dispositif, sa miniaturisation accrue rendant de surcroît sa manipulation délicate. Le phénomène de super-paramagnétisme [1] engendre également des limitations de tailles afin de conserver la stabilité de l'information inscrite, lorsque la dimension des "bits" diminue fortement du fait de la compétition entre énergie magnétique et agitation thermique des atomes. Néanmoins, les progrès importants réalisés dans le domaine du magnétisme ces dernières années ont ouvert des voies encore inexplorées et très prometteuses pour répondre à une demande de stockage de l'information qui augmente exponentiellement à l'échelle mondiale.

Les matériaux magnétiques ont constitué, depuis fort longtemps, un vaste domaine intellectuellement riche amenant à des découvertes scientifiques fondamentales et l'invention de technologies menant à des dispositifs toujours plus rapides, plus petits et moins énergivores. Le développement des nanotechnologies ainsi que la maîtrise des dépôts métalliques couplés à la découverte, il y a trois décennies, de la magnétorésistance géante [2, 3] ont mis en évidence la relation intime entre le transport de charge et la structure magnétique, y compris l'importance des interfaces et des structures en couches minces. Ces avancées ont été à la genèse du champ de recherche en plein essor connu sous le nom d'électronique de spin, combinant charge et spin de l'électron apportant ainsi un nouvel élan dans l'ère du magnétisme à l'échelle du nanomètre.

De nos jours, l'accent est mis sur le rôle important du couplage spin-orbite (SOC : spin-orbit coupling) [4] dans les couches minces magnétiques et, plus généralement, sur l'interaction entre charges, spins, moments orbitaux et degrés de liberté liés à la structure des matériaux. L'accent est également mis sur les nouveaux types d'interface et d'états de surface ainsi que sur les états de spin exotiques.

D'un point de vue technologique, les propriétés et paramètres magnétiques statiques et dynamiques des matériaux sont au cœur des dispositifs pensés pour l'électronique de spin, et sont essentielles pour le développement d'applications futures. La nanostructuration et la diversification des systèmes magnétiques offrent différents types d'états manipulables pour le stockage et le transport de l'information, et leur non-volatilité inhérente les rend essentiels pour la recherche liée à l'énergie et les technologies associées. Les effets d'interfaces jouent un rôle fondamental dans ces technologies et les découvertes récentes suggèrent qu'ils peuvent créer de nouveaux types d'états magnétiques et offrent de nouveaux moyens pour les manipuler [5].

Les effets du SOC et de la rupture de symétrie à l'interface entre une couche ferromagnétique et une couche non-magnétique revêtent une importance particulière. Parmi ces effets, la texture chirale des spins engendrée dans les couches minces magnétiques par l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface (DMI : Dzyaloshinskii-Moriya interaction) [6, 7] présente un intérêt très prometteur pour le stockage de l'information à l'avenir. Les skyrmions, ensemble de spins en forme de vortex de taille nanométrique induits par ce phénomène d'interface, sont de potentiels candidats à la succession des domaines magnétiques car les « bits » pourront être codés suivant le sens de chiralité, par exemple « 1 » pour le sens horaire et « 0 » pour le sens antihoraire.

Divers nanostructures ont été imaginées pour accueillir et manipuler les skyrmions magnétiques. Qu'elles soient tridimensionnelles (3D) tels que les empilements de couches minces, ou bien unidimensionnelles (1D) comme les nanolignes, ces structures ont un point commun, une forte DMI induite par les interfaces est nécessaire pour la génération et la stabilisation de ces entités. Néanmoins, la DMI, bien que largement étudiée et globalement comprise dans des systèmes simples tels que l'association d'une couche ferromagnétique et d'un métal lourd à fort SOC, est moins connue dans des systèmes plus complexes. D'une manière directe, l'effet DMI peut être caractérisé et quantifié par spectroscopie Brillouin (BLS : Brillouin light scattering) à travers l'étude du comportement dynamique des ondes de spin se propageant dans une couche mince, une multicouche ou des systèmes nanostructurés, en présence d'un métal lourd générant un fort couplage spin-orbite. Ce faisant, l'amplitude de cet effet se mesure *via* la non-réciprocité des ondes de spins se propageant dans deux directions opposées, autrement-dit par le décalage des fréquences Stokes et anti-Stokes observé sur un spectre Brillouin en présence de DMI. Cette technique, combinée à d'autres méthodes de caractérisations statiques et dynamiques de l'aimantation, permet également de remonter à des paramètres importants tels que l'aimantation à saturation, les anisotropies magnétiques ou encore l'amortissement magnétique. Par ailleurs, les différents couplages, de type échange ou par effet de proximité entre des paramètres d'ordre distincts aux différentes interfaces, peuvent influencer fortement la dynamique de l'aimantation et par conséquent le comportement des ondes de spin. Une analyse correcte de l'effet DMI n'en sera que plus complexe.

Cependant, le magnétisme repose sur de fortes corrélations à courte portée entre le spin et les degrés de liberté orbitaux. Celles-ci sont altérées de manière inhérente aux interfaces, notamment en présence d'un fort SOC. Les interfaces ne modifient donc pas seulement les propriétés magnétiques intrinsèques, mais sont également capables de créer de nouveaux effets magnétiques à partir de couches non-magnétiques ou d'affecter la dynamique de l'aimantation à la suite d'une impulsion électrique, optique, thermique ou magnétique.

L'étude de l'effet DMI dans des systèmes appropriés prenant en compte l'influence de paramètres magnétiques tels que l'anisotropie ou l'échange, en s'aidant également d'outils théoriques adaptés, est l'objectif principal de ce travail de thèse. Une meilleure compréhension des effets introduits par les interfaces ainsi que les effets de taille sera recherchée principalement à travers l'étude théorique et expérimentale du comportement des ondes de spin dans les systèmes abordés. Les résultats obtenus participeront, nous l'espérons, modestement à paver ce long chemin menant, à l'avenir, à une gamme de dispositifs plus rapides, moins énergivores et plus petits s'inscrivant dans un nouveau champ de recherche, la spin-orbitronique.

Ce manuscrit de thèse se compose de 6 chapitres :

Le chapitre 1 introduit brièvement les principes fondamentaux du magnétisme, de la spintronique à la spin-orbitronique. Les phénomènes émergents du couplage spin-orbite y sont expliqués dont l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya, pour laquelle, des nanostructures imaginées afin d'exploiter pleinement son potentiel et dans lesquelles des effets de taille et d'interface peuvent intervenir sont présentées.

Dans le chapitre 2, les techniques expérimentales utilisées pour les études statiques et dynamiques de l'aimantation à travers ces différents systèmes sont présentées. Une attention particulière est accordée à la description complète du dispositif de spectroscopie Brillouin, outil unique et direct permettant la caractérisation de la DMI ainsi que des paramètres magnétiques importants.

Le chapitre 3 fait part de l'étude théorique de la dynamique de l'aimantation dans les empilements de couches minces en présence de DMI. La théorie des ondes de spin ainsi que celle de la DMI dans les couches minces simples y sont rappelées. Des calculs numériques et analytiques permettant d'interpréter la DMI dans des systèmes d'empilements de couches minces complexes sont détaillés.

Enfin, dans les chapitres 4, 5 et 6 figurent les résultats des études expérimentales menées respectivement sur les couches minces, les empilements de couches minces et les nanolignes présentant un effet DMI. La caractérisation des paramètres magnétiques et les discussions autour des divers effets de tailles et d'interface y sont rapportées. Cela permet une meilleure compréhension du comportement des ondes de spin en présence de DMI dans ces systèmes.

Pour clôturer ce manuscrit, une conclusion générale sera proposée et dans la continuité des travaux présentés, un aparté sur le confinement et la stabilisation de skyrmions magnétiques dans des réseaux nanostructurés en nanodots sera brièvement abordé pour une mise en perspective. Par ailleurs, quelques perspectives, seront également proposées, traitant d'effets d'interfaces dans des systèmes particuliers sans DMI qui présentent des caractéristiques prometteuses pour l'électronique de spin tels que les spring-magnets, utilisant les propriétés des matériaux FM « hard » et « soft » ou bien les hétérostructures hybrides FM/molécules organiques.





## **Chapitre 1**

# **Etat de l'art : Introduction aux nanostructures magnétiques**

Ce premier chapitre a pour objectif d'introduire et d'exposer les phénomènes magnétiques importants présents dans les nanostructures magnétiques pour lesquelles des effets de tailles et d'interface peuvent survenir. Ces nanostructures, très prometteuses, feront par la suite l'objet d'études et de caractérisations complètes dans l'optique de contribuer modestement à l'avancement des recherches dans le domaine du magnétisme et plus précisément de l'électronique de spin.

## 1.1 Contexte général

### 1.1.1 Introduction au magnétisme

#### 1.1.1.1 Origine du magnétisme

L'avènement du magnétisme a débuté au siècle dernier lorsque les scientifiques ont commencé à comprendre les concepts et à développer des technologies basées sur cette compréhension. Auparavant, le magnétisme fut activement étudié, la première fois, en tant que science expérimentale à la fin du XVIIe siècle par le philosophe William Gilbert de Colchester surnommé le « père du magnétisme ».

La théorie du magnétisme fut grandement développée à partir du milieu du XVIIIe siècle par l'intermédiaire de Charles Augustin Coulomb dont les expériences ont immortalisé son nom en tant qu'unité de charge. En 1820, un physicien danois, Hans Christian Oersted a établi le lien longtemps recherché entre l'électricité et le magnétisme créant ainsi un engouement énorme autour de l'extension de l'électromagnétisme. Une vague de travaux émergea à travers l'Europe, d'Ampère à Fresnel en passant par Faraday, plusieurs scientifiques de renom se sont succédés et ont contribué à fonder les bases de l'électromagnétisme. Quelques années plus tard, James Clerk Maxwell synthétisa ces recherches pour établir les bases fondamentales et théoriques de l'électromagnétisme unifiant grâce aux célèbres équations de Maxwell l'électricité au magnétisme.

Depuis le siècle dernier, la physique classique a évolué avec la découverte de la mécanique quantique, une science moderne contribuant au progrès dans la compréhension du magnétisme. L'initiateur de la théorie moderne du magnétisme fut Pierre Weiss. En 1907, il introduisait « le champ moléculaire » permettant de décrire les interactions magnétiques à l'échelle atomique. La théorie du magnétisme fut en pleine expansion entre 1910 et 1940 notamment avec le développement de la mécanique quantique mais aussi grâce à de nombreuses recherches expérimentales permettant ainsi d'élucider les énigmes du magnétisme. En effet, la première théorie complète du magnétisme, toujours utilisée de nos jours, fut introduite par Werner Karl Heisenberg en 1931. Par la suite, les travaux successifs de Bloch, Landau, Lifshitz, Becker et beaucoup d'autres ont permis de fonder les bases expérimentales et théoriques de la théorie des domaines magnétique. Ce n'est qu'en 1940 que les formulations issues des travaux de Brown [8] et de ses collaborateurs permettent de décrire les domaines magnétiques dans les matériaux à partir d'équations différentielles et de concepts. Ce nouveau champ de recherche a même acquis un nom : le micromagnétisme.

Les années passent et les études expérimentales se multiplient. Dans les années 1960, les investigations autour des domaines magnétiques mènent à la caractérisation du magnétisme à travers des structures complexes telles que les plots ou rubans magnétiques. Imaginées principalement pour améliorer les capacités de stockages magnétiques, ces structures n'ont cessé d'évoluer de par leurs compositions, associations ou réduction de taille allant jusqu'aux limites du possible. Jusqu'à présent leur caractérisation est toujours un sujet de recherche et le développement des technologies basés sur ces structures atypiques réservent encore beaucoup d'énigmes à résoudre.

### 1.1.1.2 Le ferromagnétisme

Certains matériaux peuvent être classés en tant que diamagnétique et paramagnétique. Ces derniers possèdent des moments magnétiques, bases du magnétisme, qui peuvent être orientés par un champ magnétique amenant à une aimantation du matériau dans une certaine direction. L'aimantation, souvent notée  $M$ , est considérée comme le moment magnétique total par unité de volume dans un matériau. Cependant, hormis les matériaux paramagnétiques où l'aimantation induite est parallèle au champ appliqué et s'annule lorsque le champ extérieur est nul et les matériaux diamagnétiques, où l'aimantation induite est anti parallèle au champ appliqué, une aimantation spontanée peut subsister en absence de champ magnétique extérieur ce qui amène à un ordre magnétique bien défini. Ces matériaux possédant une structure électronique particulière sont appelés matériaux ferromagnétiques dans lesquels les moments magnétiques auront tendance à s'aligner parallèlement (fig. 1.1) entre eux provoquant ainsi une large aimantation spontanée.

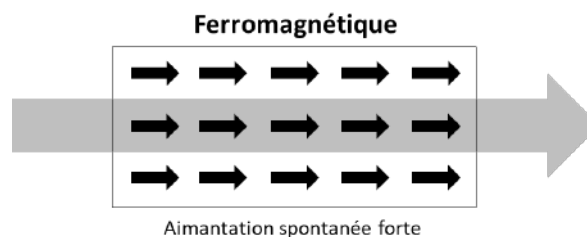


FIGURE 1.1 – Illustration du ferromagnétisme. Les flèches noires représentent la direction des moments magnétiques et la flèche grise celle de l'aimantation spontanée.

Il existe également des matériaux magnétiquement ordonnés avec un alignement des moments différent du cas ferromagnétique. Il s'agit des matériaux antiferromagnétiques et ferrimagnétiques pour lesquels l'alignement se fait de manière antiparallèle. Ce phénomène engendre une aimantation globale nulle dans le cas antiferromagnétique et très faible dans le cas ferrimagnétique en raison de la différence de moments magnétiques selon la direction (fig. 1.2).

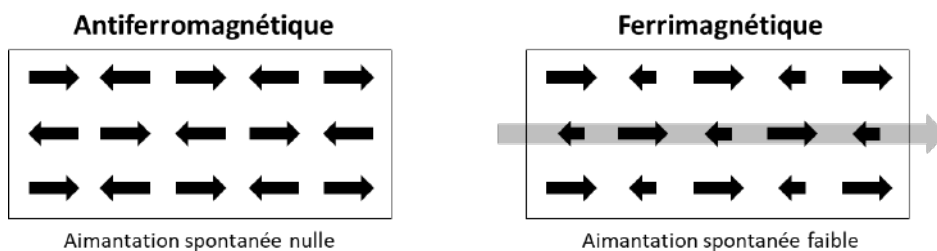


FIGURE 1.2 – Illustration de l'antiferromagnétisme et du ferrimagnétisme. Les flèches noires représentent la direction des moments magnétiques et la flèche grise celle de l'aimantation spontanée.

En raison de leurs propriétés hors du commun et de leur capacité à maintenir une aimantation propre, les matériaux de type ferromagnétique sont devenus des piliers incontournables dans le développement des technologies de stockage de l'information.

Néanmoins, deux principales conditions limitent leur pleine exploitation : d'une part, le maintien de l'ordre magnétique n'est possible qu'à une température, généralement inférieure à la température de Curie  $T_c$  propre à la nature du matériau au-delà de laquelle l'agitation thermique détruit complètement cet ordre magnétique rendant le matériau paramagnétique. D'autre part, la direction de l'aimantation spontanée, en l'absence de champ magnétique extérieur, n'est pas homogène dans un matériau ferromagnétique. L'aimantation globale du matériau résulte en réalité de la direction moyenne d'un réseau de domaines magnétiques dans lesquels les directions des moments magnétiques sont approximativement les mêmes mais qui peuvent changer brutalement d'un domaine à l'autre tout en conservant un certain équilibre.

## 1.1.2 De la spintronique...

### 1.1.2.1 L'émergence de l'électronique de spin

Le développement des nanotechnologies dans les années 1980 ainsi que la maîtrise des dépôts métalliques ont permis d'élaborer des matériaux possédant des couches d'une épaisseur de quelques nanomètres nécessaires à l'exploitation du spin des électrons. En outre, l'électronique de spin ou spintronique est apparue comme une solution évidente pour l'amélioration des systèmes de mémoire. L'électronique classique telle que nous la connaissons utilise la charge de l'électron afin de transmettre l'information. Bien que considérés séparément, l'électron possède également une rotation, propriété intrinsèque communément appelée « spin ». Celui-ci peut être représenté schématiquement par un aimant pouvant prendre seulement deux orientations : un spin « up » ou un spin « down » (fig. 1.3).

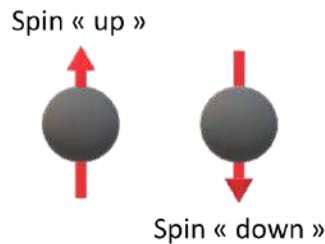


FIGURE 1.3 – Représentation schématique d'un spin « up » et d'un spin « down ».

Le moment magnétique des électrons est l'essence même de l'électronique de spin. Décrivant la plupart des propriétés magnétiques macroscopiques des matériaux, le moment magnétique associé au moment cinétique du spin  $\mathbf{s}$  est donné par :

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{g\mu_B\mathbf{s}}{\hbar} \quad (1.1)$$

Où  $g$  est le facteur de Landé ( $g \approx 2$  pour un électron),  $\mu_B$  le magnéton de Bohr et  $\hbar$  la constante réduite de Planck.

Le contrôle de la charge et du moment magnétique des spins des électrons fonde alors la base de l'électronique de spin tel que nous la côtoyons à travers les nombreux appareils multimédia qui peuplent notre quotidien.

### 1.1.2.2 La magnétorésistance géante (GMR)

Les spins, connus grâce à la mécanique quantique et mis en évidence par l'expérience de Stern et Gerlach, ont toujours été délicats à manipuler. La situation a pris un tournant majeur en 1988, lors de la découverte de la magnétorésistance géante (GMR), ouvrant ainsi la voie à un contrôle efficace du transport de charges par champ magnétique et par la même occasion officialisant le mariage de l'électronique et du spin de l'électron sous le nom d'électronique de spin. Découverte indépendamment par A. Fert [2] et P. Grünberg [3], celle-ci fut l'objet du prix Nobel de Physique en 2007 récompensant les deux contributeurs.

La GMR fut le précurseur de l'avènement des couches minces magnétiques complexes. Cet effet apparaît dans des systèmes d'empilement de couches minces appelés vanne de spin se composant de deux couches ferromagnétiques (FM) séparées par un métal conducteur non-magnétique (NM) également décrits par la notation FM1/NM/FM2.

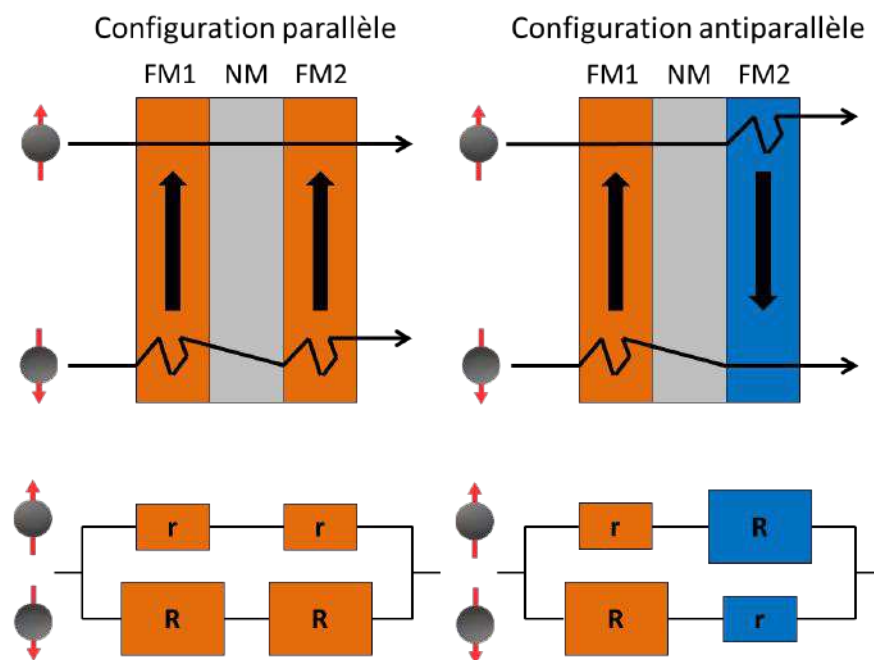


FIGURE 1.4 – Principe de la GMR dans une configuration parallèle et antiparallèle.

Dans ces systèmes, il existe deux configurations d'aimantation possibles, autrement dit, les aimantations des couches FM1 et FM2 peuvent être parallèles (de même sens) ou antiparallèles (de sens opposés). Lorsqu'un courant de spins traverse la structure comme l'illustre la figure 1.4, les spins vont se confronter à une certaine résistance selon la configuration de l'aimantation.

D'un point de vue théorique, la GMR peut être décrite par une accumulation de spin aux interfaces des couches qui résulte des courants polarisés en spin et de la conductance dépendant du spin dans un ferromagnétique. Considérons un flux d'électrons passant d'un ferromagnétique (FM1) à un métal non-magnétique (NM) puis dans un second ferromagnétique (FM2) (fig. 1.4). Dans un matériau ferromagnétique, les structures de bande dépendent du spin. La densité d'états au niveau de Fermi est différente pour des spins majoritaires et des spins minoritaires, donc la conductance des électrons dans chaque état de spin est différente, ce qui implique que tout courant circulant dans un matériau ferromagnétique est polarisé en spin. Lorsque ces électrons se déplacent dans le métal normal, ils conservent leur polarisation en spin pendant un temps appelé le temps de relaxation « spin-flip ». Étant donné la vitesse d'un électron au niveau de Fermi et la faible épaisseur de couche, la polarisation du courant sera conservée durant son trajet dans le métal non-magnétique. La GMR peut être expliquée comme étant due à

la diffusion d'un spin à l'interface avec le deuxième ferromagnétique. En effet, si la couche FM2 est aimantée antiparallèlement à la direction de polarisation d'un spin, un retournement du spin à l'interface est nécessaire pour que l'électron puisse traverser le matériau FM. Si l'électron n'est pas capable de se retourner, son entrée dans le deuxième ferromagnétique est entravée et il peut être réfléchi à l'interface. Ceci génère une accumulation de spin et entraîne une augmentation de la résistance. Par contre, si le deuxième ferromagnétique est aimanté dans la même direction qu'un spin, un retournement de spin n'est pas nécessaire et l'électron peut passer dans le ferromagnétique facilement, induisant un état de faible résistance.

Par analogie avec l'électronique classique, un courant de spin traversant la vanne de spin voit donc deux résistances possibles selon la configuration de l'aimantation (fig. 1.4) : une résistance totale égale à  $R_P = \frac{R_T}{R+T}$  dans le cas parallèle et une résistance totale  $R_{AP} = \frac{R+T}{4}$  dans le cas antiparallèle. Cette différence de résistance en fonction de l'orientation relative de l'aimantation des couches FM explique l'appellation de ce phénomène magnétorésistance géante.

Finalement, l'amplitude de la GMR dépendra de l'orientation relative des couches ferromagnétiques. La résistance peut être calculée quantitativement en tenant compte de l'accumulation exacte des spins aux interfaces [9]. La GMR est définie comme la différence relative de résistance entre les deux configurations et sa valeur peut être donnée par :

$$GMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (1.2)$$

La GMR est un exemple exceptionnel de la façon dont la structuration des matériaux à l'échelle nanométrique peut révéler des effets fondamentaux qui fournissent de nouvelles fonctionnalités.

### 1.1.2.3 La magnétorésistance à effet tunnel (TMR)

Un autre phénomène est associé à l'électronique de spin et à la démocratisation des couches minces sous le nom de magnétorésistance à effet tunnel (TMR). Née du concept issu de la mécanique quantique, la TMR est une propriété, à l'instar de la GMR, qui apparaît dans les jonctions tunnels magnétiques (MTJ : magnetic tunnel junction). Les MTJ sont similaires aux vannes de spin à l'exception d'un matériau isolant (I) venant remplacer le métal non-magnétique tel que FM1/I/FM2 où un courant de spin vient traverser le système par effet tunnel.

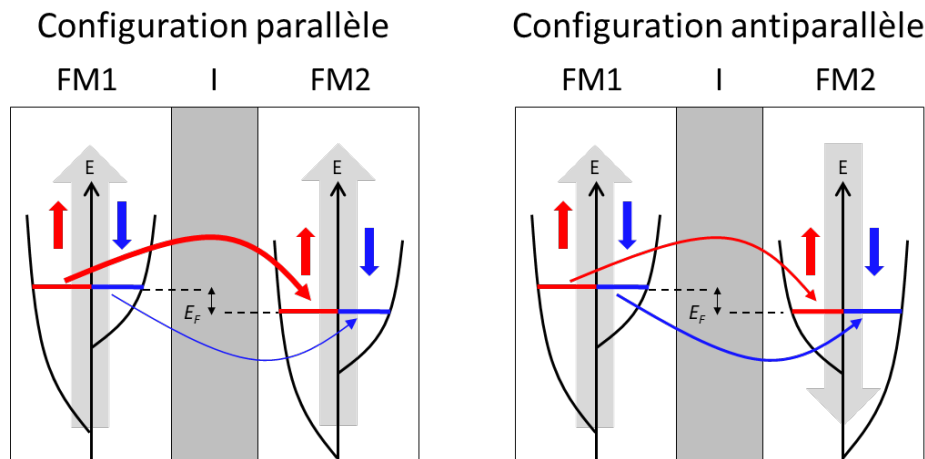


FIGURE 1.5 – Principe de la TMR dans une configuration parallèle et antiparallèle. Les flèches rouges et bleues indiquent respectivement le passage de la barrière tunnel des spins « up » et « down ».

Découverte par M. Jullière en 1975 [10], l'effet TMR, illustré sur la figure 1.5, fut expliqué à travers deux hypothèses : l'orientation du spin est conservée lors de l'effet tunnel et la probabilité de transmission à travers l'isolant est proportionnelle à la densité d'état au niveau de Fermi de la seconde couche ferromagnétique. Par ailleurs, le nombre d'électrons issus du courant de spin se présentant à traverser le système est, dans ce cas, également proportionnel à la densité d'état au niveau de Fermi de la première couche FM. Par conséquent, le courant total devrait être proportionnel aux densités d'états au niveau de Fermi des deux matériaux FM. Par analogie à la GMR, puisque les populations en spin « up » et « down » ne sont pas égales dans les différentes couches FM, les configurations parallèle et antiparallèle ne donnent pas la même valeur de résistance tunnel. L'amplitude de la TMR est alors définie de la même manière par :

$$\text{TMR} = \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (1.3)$$

Où  $P_1$  et  $P_2$  sont respectivement les taux de polarisations en spin des couches FM1 et FM2 définies par :

$$P = \frac{D^\uparrow - D^\downarrow}{D^\uparrow + D^\downarrow} \quad (1.4)$$

Avec  $D^\uparrow$  et  $D^\downarrow$  les densités d'état au niveau de Fermi respectivement pour les spin « up » et « down » associées à chaque couche FM.

Depuis quelques années, les dispositifs utilisant la TMR ont remplacé ceux basés sur le principe de la GMR, notamment dans les têtes de lectures modernes ainsi que les mémoires magnétiques telles que les « MRAM » (magnetic random access memory). La commercialisation de ces nouveaux dispositifs, pouvant être jusqu'à 10 fois plus efficaces que les dispositifs GMR, a été possible grâce au développement des procédés de fabrication permettant d'affiner au maximum la barrière tunnel tout en gardant une efficacité optimale [11].

### 1.1.3 ... vers la spin-orbitronique

Les deux effets présentés, à savoir la GMR et la TMR ont largement participé à l'émergence de l'électronique de spin. Néanmoins, l'avancement des procédés de fabrications de couches minces a amené à la récente découverte qu'un moment cinétique d'un spin pouvait également être transféré à la couche adjacente par des effets de couplage spin-orbite (SOC). Ce nouveau mécanisme a incité les chercheurs à ajouter des couples spin-orbite au système d'électronique de spin existant. Par ailleurs, les découvertes récentes de phénomènes liés au SOC dans ces matériaux ont permis de donner un nouvel élan aux progrès réalisés dans le domaine et d'aboutir à un nouvel ensemble d'applications et de conceptions technologiques.

#### 1.1.3.1 Le couplage spin-orbite (SOC)

L'électron possède en réalité deux moments cinétiques, le spin  $\mathbf{s}$ , mentionné précédemment et le moment cinétique orbital  $\mathbf{l}$  correspondant à la rotation de l'électron autour du noyau. Le moment magnétique orbital associé à ce moment cinétique est alors donné par :

$$\boldsymbol{\mu}_L = \gamma \mathbf{l} \quad (1.5)$$

Avec  $\gamma$  le rapport gyromagnétique de l'électron.

Dans le cas du couplage spin-orbite (SOC), le moment magnétique total d'un atome se traduit par la somme des moments cinétiques de spins totaux ( $\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i$ ) et des moments cinétiques orbitaux totaux ( $\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i$ ) des électrons :



$$\mathbf{T} = \mathbf{S} + \mathbf{L} \quad (1.6)$$

Amenant à un moment magnétique total donné par :

$$\boldsymbol{\mu}_T = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{T} \quad (1.7)$$

Où le facteur de Landé est cette fois-ci pour un atome  $g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2T(T+1)}$ .

Le couplage spin-orbite [12] est donc l'interaction entre le spin de l'électron et son mouvement orbital autour du noyau. Cet effet relativiste se produit généralement en raison de la grande vitesse orbitale des électrons dans lesquels un champ électrique pouvant être généré par le noyau dans un métal lourd ou à l'interface entre deux couches minces peut être transformé en un champ magnétique qui se couple aux spins des électrons. Le SOC s'exprime à travers l'Hamiltonien approximé en termes de couplage entre le moment cinétique de spin et le moment cinétique orbital des électrons par :

$$\mathcal{H}_{\text{SOC}} = \frac{g}{2} \frac{q}{m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V(r)}{\partial r} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l} \quad (1.8)$$

Où  $g$  est le facteur de Landé pour un électron,  $q$  et  $m$  respectivement la charge et la masse d'un électron,  $c$  la célérité,  $r$  le rayon atomique et  $V(r)$  le potentiel de Coulomb du noyau.

### 1.1.3.2 Phénomènes émergents du SOC à l'interface

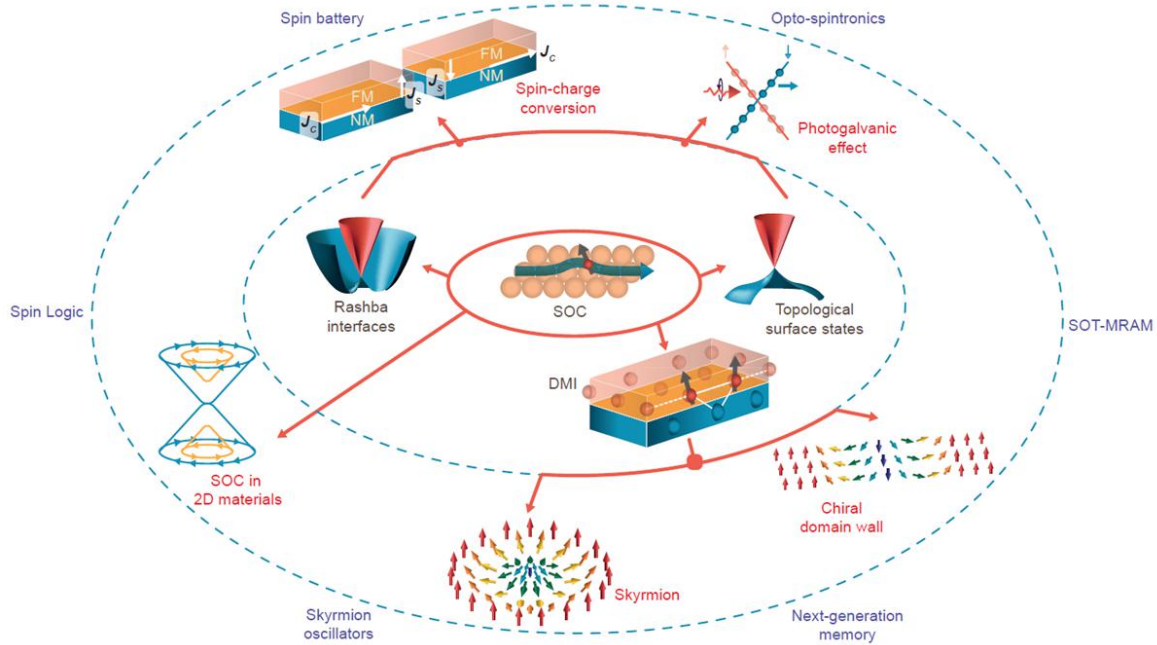


FIGURE 1.6 – Phénomènes émergents issus du couplage spin-orbite (SOC) aux surfaces et aux interfaces. Illustration schématisée du lien entre la présence d'un fort SOC sur les surfaces et interfaces des matériaux (ellipse interne) et de l'émergence résultante de nouvelles interactions et d'états électroniques (ellipse médiane), telle que l'interaction de Dzyaloshinskii Moriya (DMI), les interfaces Rashba et les états de surface topologiques. Ces phénomènes émergents peuvent à leur tour être utilisés pour générer de nouveaux effets spintroniques 2D (ellipse externe), tels que la conversion spin-charge, l'effet photogalvanique, le renforcement du SOC dans des matériaux 2D, tels que le graphène, les skyrmions magnétiques et les parois de domaine chirale, qui sont des applications directes des dispositifs mentionnés en périphérie. Figure extraite de [4].

Le couplage spin-orbite (SOC) est au cœur du magnétisme et de l'électronique de spin, où il est responsable entre autres de l'anisotropie magnétique [13], la relaxation de spin [14], l'amortissement magnétique [15], la magnétorésistance anisotrope [16] et l'effet Hall anormal [17].

Étonnamment, malgré des recherches avancées et une connaissance accrue, cette interaction fondamentale a été au cœur de plusieurs révolutions au cours des dix dernières années. En fait, tous les effets mentionnés ci-dessus existent dans les systèmes où la symétrie d'inversion est préservée. Mais lorsque la symétrie d'inversion est brisée, comme dans certaines classes de cristaux magnétiques ou bien aux interfaces entre deux couches minces, le SOC engendre un certain nombre de phénomènes fascinants tels que les échanges magnétiques antisymétriques donnant lieu à des textures magnétiques topologiquement non triviales, au blocage de spin, aux couples spin-orbite, à l'amortissement magnétique chiral, etc. . . . Ce vaste domaine de recherche porte aujourd'hui le nom de spin-orbitronique [18, 4].

Les phénomènes émergents, très prometteurs dans le développement des dispositifs magnétiques, issus du SOC aux surfaces et aux interfaces dans les couches minces sont illustrés à travers la figure 1.6. L'un des effets majeurs du SOC est qu'il peut scinder les bandes dégénérées avec un moment cinétique fini (p, d et f) modifiant ainsi la structure de bande électronique d'un atome. Par ailleurs, il s'avère que les effets liés au SOC sont grandement amplifiés lorsque les dimensions des objets dans lesquels ils se produisent sont réduites. En effet, une des conséquences de cette réduction est l'importance de la symétrie d'inversion brisée à la surface ou à l'interface au niveau desquels résulte un champ électrique qui couple les spins des électrons de conduction. Ce phénomène, appelé effet Rashba [19, 20, 21] est connu pour produire une dispersion scindée des spins à la surface de métaux conventionnels [18]. Dans la même lignée, les isolants topologiques récemment découverts [22] présentent également des états de surface polarisés en spins dotés de propriétés topologiques supplémentaires. L'intérêt principal de ces deux effets réside dans le fait qu'un fort SOC impose l'orientation du spin par rapport à la quantité de mouvement de l'électron selon le schéma présenté figure 1.7 amenant à la possibilité de convertir un courant de spin en un courant de charge [23] et d'optimiser ainsi des nouveaux dispositifs tels que les batteries de spins [24].

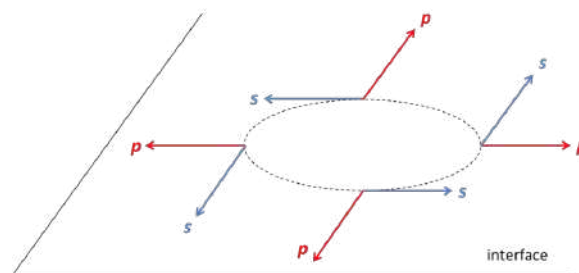


FIGURE 1.7 – Schéma représentant l'orientation des spins  $s$  par rapport à la quantité de mouvement  $p$  d'un électron au niveau d'une interface en présence d'un fort SOC.

En effet, la conservation du spin dans les couches minces a des conséquences directes sur l'interaction entre le transport de charge et le transport de spin. Un courant de charge dans le plan induit une accumulation de spin transversale (densité de spin uniforme non nulle) qui peut être utilisée pour générer un courant de spin dans une couche adjacente [25]. Inversement, l'injection d'un courant de spin induit une polarisation de spin et un courant de charge associés.

D'autres types de conversion entre courants de charge et de spin peuvent également être obtenus par les effets du SOC dans des objets à trois dimensions tel que l'effet Hall de spin [26] dans les métaux lourds [27]. Néanmoins, ceux-ci restent moins efficaces que dans les systèmes à deux dimensions. Etant donné que l'effet Hall de spin 3D est déjà utilisé dans les dispositifs

en électronique de spin [28], les effets observés, lorsque les épaisseurs de couches minces sont réduites, demeurent très prometteurs pour les applications évoluant vers la spin-orbitronique.

Un second effet du SOC à l'interface dans les couches minces se trouve être très intéressant dans ce néo-domaine où l'interaction entre le SOC et les propriétés magnétiques se révèlent être d'une importance croissante. Pour les matériaux magnétiques classiques dans lesquels règne l'ordre ferromagnétique, les spins voisins sont alignés. Une conséquence bien connue du SOC est l'anisotropie magnétocristalline, l'alignement préférentiel des moments magnétiques dans certaines directions cristallographiques, *via* le couplage du moment cinétique au champ cristallin du réseau. Dans les systèmes dépourvus de symétrie d'inversion, le SOC induit une interaction non-conventionnelle de type chirale, également connue sous le nom d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) [6, 7]. Les effets engendrés par cette interaction sur l'arrangement des spins permettent d'imaginer une nouvelle approche afin de stocker l'information amenant de nombreux sujets de recherches participant ainsi à l'expansion de la spin-orbitronique.

### 1.1.3.3 Perspectives

Les récents développements concernant les techniques de croissance des films minces ont permis la synthèse de couches minces et des hétérostructures d'épaisseur quasi-atomique et de surface ultraplate et les performances de calculs *ab initio* ont rendu possible la prédiction de leurs propriétés électroniques et magnétiques. Un élément commun à plusieurs de ces systèmes, souvent composés de métaux lourds et multicouches ferromagnétiques, s'avère être que la force du SOC aux interfaces est comparable en termes d'ordre de grandeur aux autres énergies pertinentes et joue donc un rôle central sur la dynamique de l'aimantation à travers ces nouveaux matériaux. En combinaison avec les effets de surface et d'interface, cela engendre des phénomènes fondamentalement inhabituels basés sur le spin permettant de contourner les problèmes liés au désordre et aux fluctuations thermiques ce qui les rend très prometteur pour les applications basées sur la manipulation des spins à température ambiante.

Malgré ses promesses pour les applications futures, la spin-orbitronique n'est encore qu'à son stade embryonnaire et nécessite donc des recherches plus fondamentales en physique. Premièrement, les mécanismes et les propriétés des effets liés au SOC, tels que l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya, ne sont pas bien connus et leur lien encore mal défini. Une étude de leurs mécanismes et propriétés sous-jacents dans les films magnétiques ultra-minces est donc très utile pour guider la conception adéquate des dispositifs spintroniques. De plus, la miniaturisation de ces dispositifs et les différents effets d'interface engendrés peuvent être un frein à l'exploitation des effets liés au SOC. Il est donc indispensable de les caractériser et de les quantifier afin de faire avancer la recherche dans ce domaine.

## 1.2 Phénomènes magnétiques d'interfaces dans les couches minces

L'intérêt de cette thèse est d'étudier le comportement magnétique dynamique en présence d'effets originaires des interfaces entre deux couches minces, là où le SOC peut survenir. Nous allons nous intéresser à certains phénomènes magnétiques émergents de la brisure de symétrie. Plus précisément le cas idéal d'un interfaçage entre deux couches minces et dont les effets sont très attrayants pour la spintronique et à long terme la spin-orbitronique.

### 1.2.1 L'importance de l'anisotropie d'interface

#### 1.2.1.1 La limite du super-paramagnétisme

De nos jours, l'électronique de spin qui tend vers la miniaturisation des dispositifs se heurte à plusieurs problèmes qui ne se limitent pas seulement à la réduction physique de la taille des composants. Outre les progrès physiques attendus par le développement des techniques d'élaboration et de gravure, un phénomène se couplant à cette progression fait figure d'obstacle du point de vue magnétique.

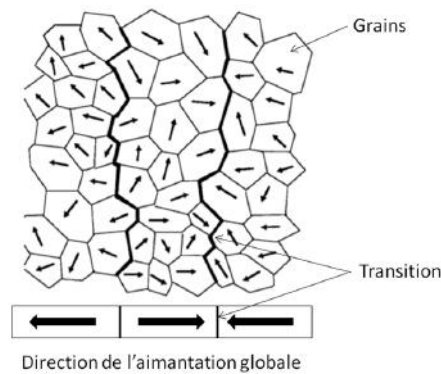


FIGURE 1.8 – Schéma représentant l'aimantation des grains dans un système magnétique conventionnel.

Considérons le principe du stockage conventionnel sur disques durs. Les données y sont stockées dans des domaines magnétiques ou grains (fig. 1.8) possédant une direction d'aimantation privilégiée et généralement dans le plan d'une couche mince en raison de l'anisotropie de forme de tels systèmes. Chaque grain est isolé de l'interaction voisine par l'ajout d'éléments non-magnétiques. Lorsqu'un bit est écrit sur le support magnétique, celui-ci couvre une zone de centaines de grains formant une bande magnétique avec une aimantation globale stabilisée vers la droite ou vers la gauche (fig. 1.8). A mesure que les densités d'enregistrement augmentent, il est souhaitable de réduire la taille des grains afin de maintenir un grand nombre de grains par cellule de bits. Cependant, lorsque la taille des grains diminue, l'aimantation à travers celles-ci devient thermiquement instable pouvant conduire à des pertes de données amenant à un comportement volatil du système.

En effet, pour passer d'une des directions de facile aimantation à l'autre, une énergie, appelée énergie de barrière  $E_B = KV$  doit être fournie, avec  $K$  l'énergie d'anisotropie magnétique par densité de volume du système et  $V$  le volume d'un grain. Un phénomène d'instabilité [29] peut donc se produire lorsque l'énergie thermique du système,  $k_B T$ , est suffisamment proche de  $E_B$  pour provoquer le retournement de l'aimantation dans les grains individuels. Ici,  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température. Cette limite du super-paramagnétisme est applicable pour toutes particules magnétiques. Elle stipule que l'énergie de barrière doit être maintenue supérieure à l'énergie thermique afin de contrôler efficacement l'aimantation. Ce faisant, elle limite l'avancée de la miniaturisation bien que plusieurs solutions à ce problème soient envisagées.

### 1.2.1.2 L'anisotropie perpendiculaire magnétique (PMA)

Afin de contrer la limite du super-paramagnétisme, il s'avère préférable d'augmenter l'anisotropie  $K$  du système pour contrebalancer la diminution du volume  $V$  des futurs dispositifs.

A cette fin, la demande croissante de densités de stockage plus élevées, de temps d'accès plus rapides et de dispositifs de mémoire consommant moins d'énergie a suscité de très nombreux travaux de recherche et de développement notamment dans les matériaux à aimantation perpendiculaire fournissant une anisotropie très élevée.

Les matériaux magnétiques à aimantation perpendiculaire induite par une forte anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA), sont très intéressants à cet égard par rapport aux matériaux à anisotropie planaire en raison de leur capacité à fournir une meilleure densité de stockage et une meilleure stabilité thermique [30, 31]. Au-delà d'une énergie plus importante que celle de l'anisotropie planaire, la PMA favorise un stockage perpendiculaire limitant l'interaction entre domaines magnétiques voisins, diminuant ainsi la surface de stockage nécessaire comme schématisé sur la figure 1.9.

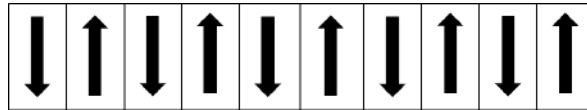


FIGURE 1.9 – Schéma représentant le stockage de l'information perpendiculaire dans une couche mince.

Cependant, afin de retourner l'aimantation d'une bande magnétique, un champ magnétique  $H$  doit être appliqué à l'aide d'un circuit électrique extérieur, souvent associé à un micro-électroaimant intégré à la tête de lecture dans les disques durs par exemple. Le champ d'écriture doit ainsi annuler l'énergie de barrière et voit sa valeur augmenter avec l'augmentation de  $K$ . On aboutit ainsi à un problème majeur, la miniaturisation des dispositifs conduit à l'augmentation de l'anisotropie afin de contrebalancer la diminution du volume. Par conséquent, le champ d'écriture ne cesse d'augmenter, alors que la diminution de taille des circuits est limitée par la force maximale du champ magnétique qui ne doit pas venir perturber le système entier ainsi que les systèmes voisins. De nouveaux concepts tentent néanmoins de pallier ce problème comme l'enregistrement assisté thermiquement [32] ou à plus long terme l'enregistrement sur couches nanostructurées [33], où les bits seront physiquement séparés et organisés en réseau régulier (fig. 1.10).

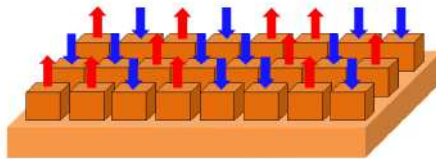


FIGURE 1.10 – Illustration d'un réseau nanostructuré permettant de séparer physiquement les bits d'information.

Les supports magnétiques PMA ont, depuis plus d'une dizaine d'année, remplacé le stockage planaire de l'information dans la commercialisation des disques durs et des mémoires magnétiques [34, 35]. Ils ont permis l'augmentation des capacités de stockage des technologies actuelles notamment grâce au développement de couches minces de plus en plus complexes.

### 1.2.1.3 Contrôle de la PMA dans les couches minces

A l'interface entre deux couches minces adjacentes, le SOC peut engendrer un axe unique perpendiculaire, qui peut induire par conséquent une anisotropie uniaxiale associée à l'anisotropie de surface  $K_s$ .

Dans les couches ultra-minces, typiquement d'épaisseur inférieure à 10 nm,  $K_s$  est non négligeable. L'énergie produite par l'anisotropie magnétique perpendiculaire favorisera une aimantation perpendiculaire à l'interface venant surpasser celle de l'anisotropie de forme induite par le plan de la couche.

Cette PMA a été observée, par exemple, dans les bicouches de Co/Pd [36], Co/Pt [37, 38], Co/Ir [39] et Co/Au [40], pour laquelle l'origine fondamentale fut attribuée à l'anisotropie du moment angulaire orbital interfacial induite par la faible symétrie du système [41, 42, 43, 44]. La présence de métaux lourds non magnétiques à de telles interfaces modifie le moment angulaire orbital interfacial de la couche ferromagnétique et améliore le SOC augmentant ainsi l'anisotropie magnétique perpendiculaire.

La PMA est également présente dans certaines couches ultraminces impliquant uniquement des métaux de transition, tels que Co/Ni [45] et aux interfaces entre les matériaux ferromagnétiques et des oxydes non-magnétiques tels que MgO et  $AlO_x$ , dont la présence est attribuée à la nature de la liaison entre le métal et les ions oxygène à l'interface [46, 47, 48, 49].

Dépendante du type d'interface, il a été récemment découvert que la PMA pouvait être modulée également en appliquant un champ électrique normal à l'interface, méthode très prometteuse concernant l'aspect éco-énergétique du retournement de l'aimantation dans les mémoires magnétiques [50, 51, 52].

La PMA, finalement utilisée dans les supports d'enregistrement magnétiques depuis plusieurs années, a récemment connu un regain d'intérêt en raison de son application dans divers hétérostructures exploitant ses effets pour l'électronique de spin. Dans cette optique, la recherche de matériaux à forte PMA dans des dimensions applicables à l'électronique de spin est primordiale, là où la structure et la configuration des couches minces offre la possibilité unique de contrôler l'anisotropie perpendiculaire, essentielle au développement du stockage de l'information de demain.

## 1.2.2 L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface (DMI)

### 1.2.2.1 Origine de la DMI

L'interaction entre les moments magnétiques a longtemps été décrite par l'hamiltonien d'Heisenberg. Cette interaction d'échange symétrique est responsable de l'alignement parallèle ou antiparallèle des spins dans les matériaux FM et AFM. Cependant, depuis les années 1960, une interaction d'échange antisymétrique a été mise en évidence et permet entre autre d'expliquer l'alignement non conventionnel des spins dans certains matériaux.

L'interaction d'échange antisymétrique a d'abord été proposée pour expliquer le faible ferromagnétisme observé dans certains cristaux antiferromagnétiques possédant des propriétés magnétiques non-symétriques. Ce phénomène a été étudié pour la première fois par I. E. Dzyaloshinskii [6]. Dans ces travaux, il a proposé une théorie phénoménologique qui suggère qu'une interaction de nature antisymétrique entre deux spins voisins est responsable du faible ferromagnétisme dans un cristal  $\alpha$ - $Fe_2O_3$ . Cette interaction a été supposée de la forme :



$$\mathbf{D} \cdot [\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2] \quad (1.9)$$

Où  $\mathbf{D}$  est un vecteur constant et  $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$  deux spins voisins.

Ce n'est que quelques années plus tard, dans une approche numérique, que l'existence de cette interaction antisymétrique fut théoriquement analysée et assimilée par T. Moriya [7] en tant que terme, induit par le SOC, participant à l'interaction de super-échange dans les isolants magnétiques possédant une absence de symétrie d'inversion. Par la suite, le nom d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) fut donné à l'interaction d'échange antisymétrique.

Dans les systèmes métalliques, l'existence de la DMI fut démontrée dans un premier temps par A. Fert pour les alliages désordonnés dans lesquels un atome avec un fort SOC induit une DMI entre deux atomes voisins [53]. Puis dans un second temps, celle-ci fut également prédite à l'interface entre un film ferromagnétique et un métal lourd possédant un fort SOC [54]. Communément appelée DMI d'interface, son exploitation à travers les couches minces a ainsi ouvert la voie à de nombreuses applications pour les futurs dispositifs en électronique de spin.

### 1.2.2.2 DMI d'interface dans les couches minces

Dans les systèmes de couches minces, une brisure de symétrie intervient généralement à l'interface de deux couches en contact direct. Lorsque qu'une couche FM est alors interfacée avec un métal lourd HM possédant un fort SOC, une DMI d'interface (iDMI<sup>1</sup>) peut apparaître sous la forme :

$$\mathcal{H}_{\text{DMI}} = \mathbf{D}_{12} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) \quad (1.10)$$

Où  $\mathbf{S}_1$  et  $\mathbf{S}_2$  sont des spins voisins et  $\mathbf{D}_{12}$  est le vecteur DMI.

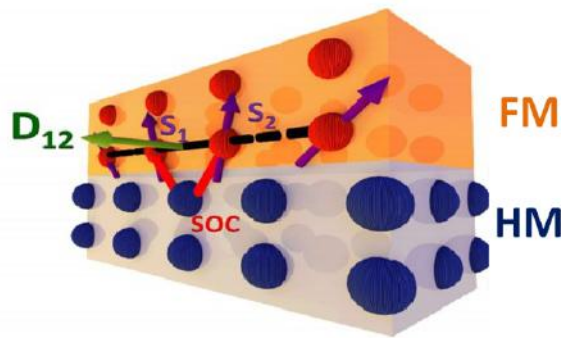


FIGURE 1.11 – Représentation schématique de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans un système composé d'une couche ferromagnétique (FM) déposée sur un métal lourd (HM) à fort SOC.

La DMI est une interaction qui favorise donc une organisation des spins de type chirale pour laquelle la valeur de l'énergie va dépendre de la nature de rotation de  $\mathbf{S}_1$  à  $\mathbf{S}_2$  autour de  $\mathbf{D}_{12}$  selon le sens horaire ou antihoraire. Si  $\mathbf{S}_1$  et  $\mathbf{S}_2$  sont initialement parallèles, l'effet d'une DMI assez forte comparée à l'interaction d'échange symétrique aura pour conséquence d'introduire un angle d'inclinaison des spins autour du vecteur DMI. Pour illustration, la figure 1.11 décrit la configuration des spins dans un système HM/FM en présence d'une DMI d'interface.

La DMI peut être vue à travers l'interaction de deux atomes issus de la couche FM avec

1. Au vu de l'étude essentiellement de couches minces, la notation DMI ou iDMI concernera exclusivement l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface dans la suite du manuscrit

un atome du métal lourd formant alors un triangle pour lequel le vecteur DMI  $D_{12}$  est dans le plan de la couche mince et perpendiculaire au vecteur reliant  $S_1$  et  $S_2$  comme indiquée sur le schéma.

De par cette configuration, la DMI peut dès lors induire une texture chirale au niveau des domaines magnétiques à l'interface. La figure 1.12 nous montre l'effet du vecteur DMI sur un alignement de spins. Le sens de  $D_{12}$  fixe le signe du champ effectif magnétique associé à la DMI ( $H_{DMI}$ ) indiquant alors le sens de rotation des spin suivant un retournement de type Néel. Ce type d'alignement, qui minimise l'énergie de la DMI explique alors pourquoi la mesure du ferromagnétisme dans certains matériaux amène à un résultat assez faible.

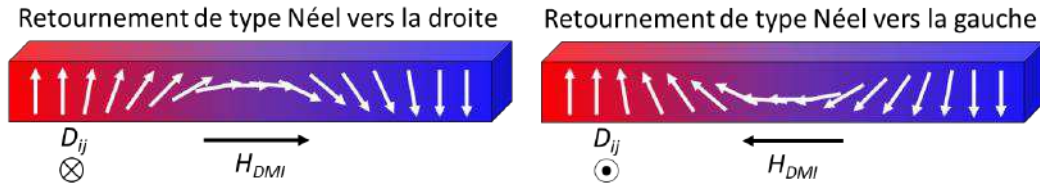


FIGURE 1.12 – Effet de la DMI sur l'alignement des spins dans les couches minces. Le sens du vecteur DMI fixe le champ effectif magnétique  $H_{DMI}$  issu de la DMI et le sens de rotation des spins suivant un retournement de type Néel.

Finalement, dans les couches minces avec DMI d'interface, dans une description micromagnétique de l'aimantation du système avec un vecteur d'aimantation localisée normalisée  $\mathbf{m}$ , l'expression discrète de l'énergie de la DMI (1.10) devient, si l'on considère les plus proches voisins et en développant à l'ordre 1, une expression continue décrivant l'énergie de la DMI par densité de volume [55] :

$$E_{DMI} = D_{eff} (m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} + m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} - m_y \frac{\partial m_z}{\partial y}) \quad (1.11)$$

Avec  $D_{eff}$  la constante DMI reliée au vecteur DMI  $\mathbf{D}_{12}$ , inversement proportionnelle à l'épaisseur  $t$  de la couche FM.  $D_{eff} = D_s/t$  avec  $D_s$  la constante DMI de surface pour une interaction purement interfaciale et dont le signe dépend du sens de la chiralité induite.

Les recherches récentes concernant la DMI dans des systèmes de couches minces pour l'électronique de spin sont de plus en plus nombreuses et l'évaluation de sa force dans de tels systèmes est importante afin d'élaborer des matériaux fonctionnels profitant pleinement de ses avantages.

### 1.2.2.3 Intérêts de la DMI

#### Les skyrmions magnétiques

L'un des grands intérêts de la DMI, du moins le plus prometteur, est la génération de skyrmions magnétiques, candidats potentiels à la succession des domaines magnétiques pour le stockage de l'information.

Les skyrmions magnétiques sont un ensemble de spins relativement petit (entre une dizaine et une centaine de nanomètres) et stabilisé par l'effet DMI assez fort dans une topologie de forme vortex pouvant prendre une configuration de type Néel dans le cas d'une DMI d'interface ou Bloch dans le cas d'une DMI de volume (figure 1.13).

Les skyrmions n'ont été mis en évidence qu'il y a une dizaine d'année dans les cristaux



magnétiques possédant une structure non-symétrique dans lesquels leur présence est essentiellement due à l'existence de la DMI induisant une structure chirale des spins dans ce type de matériaux [56, 57]. Par la suite, les skyrmions ont pu être observés, à travers plusieurs études, dans les couches minces magnétiques composées d'un matériau ferromagnétique (FM) déposé sur un métal lourd (HM) à fort SOC où la brisure de symétrie à l'interface est sujette à l'induction d'une DMI favorisant l'apparition de ces entités [58, 59]. Des mesures obtenues par microscopie à force magnétique (MFM) [59] présentées à la figure 1.14 nous montrent clairement la faible dimension et la disposition des skyrmions dans une couche mince Ta(HM)/CoFeAl(FM)/MgO.

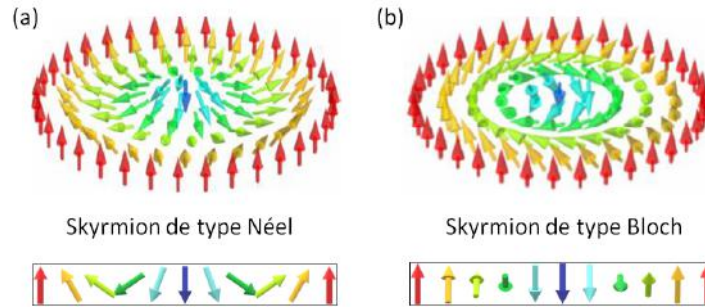


FIGURE 1.13 – Skyrmions magnétiques dans une couche mince pour une configuration en domaine de type Néel (a) et de type Bloch (b).

Pressentis pour remplacer les domaines magnétiques en raison de leur faible dimension et de leur plus grande stabilité, l'information pourrait y être codée selon la chiralité d'un seul skyrmion par analogie avec l'orientation des domaines magnétiques. Cependant, la nécessité d'isoler et de stabiliser un unique skyrmion à température ambiante et pour des champs magnétiques raisonnables se trouve être un réel défi de nos jours, même si certaines études commencent à fournir quelques résultats très prometteurs [60, 61, 62, 63].

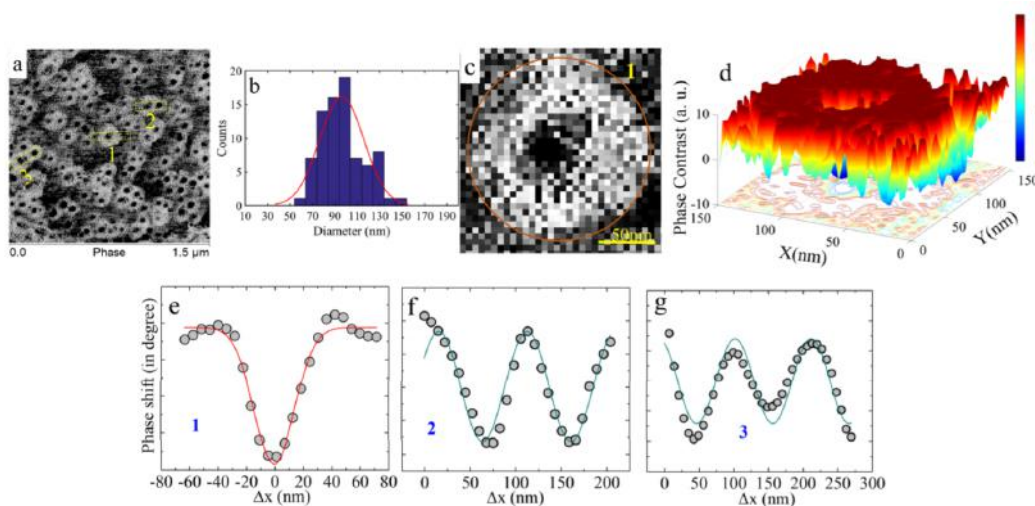


FIGURE 1.14 – Mesures typiques obtenues par microscopie à force magnétique (MFM) d'un film mince Ta(10 nm)/CoFeAl(1,8 nm)/MgO(2 nm) mettant en évidence des skyrmions magnétiques à température ambiante et à champ magnétique nul. (a) Image MFM brute. (b) Distribution statistique de la taille des skyrmions magnétiques obtenue par balayage linéaire manuel du profil magnétique (la ligne continue représente un fit gaussien). (c) Vue agrandie d'un skyrmion individuel (zone 1 sur l'image MFM). (d) Profil magnétique 3D de la surface d'un skyrmion observé expérimentalement. Les différentes couleurs révèlent des orientations différentes du flux magnétique. Figures extraites de [59].

De ce fait, les recherches autour des skyrmions ainsi que de la DMI dans les couches minces constituent plus que jamais un intérêt majeur au développement de la future génération des tech-

nologies d'information et de communication.

### Contrôle de la vitesse des parois de domaines

Un autre intérêt majeur de la DMI réside dans la possibilité, de par son champ magnétique effectif associé, de contrôler la vitesse des parois de domaines ouvrant la voie à un transport efficace et plus rapide de l'information. En effet, dans le contexte des parois de domaine, il a été démontré que la DMI d'interface ne favorise pas seulement une structure de type Néel mais favorise également un retournement plus rapide des spins augmentant la vitesse des parois de domaines.

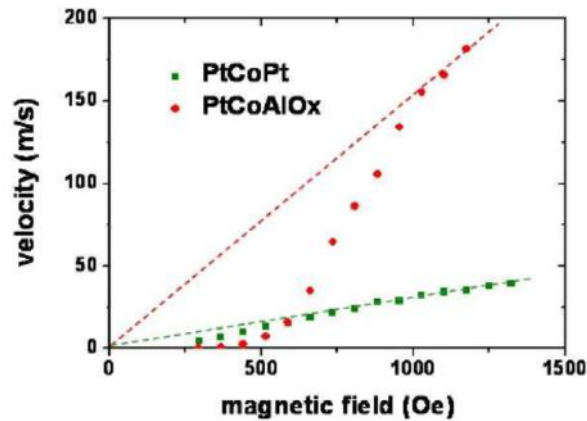


FIGURE 1.15 – Vitesse de paroi de domaines en fonction du champ magnétique pour un matériau présentant une DMI non nulle à l'interface (Pt/Co/AlO<sub>x</sub>) et pour un matériau sans DMI (Pt/Co/Pt) d'après [64].

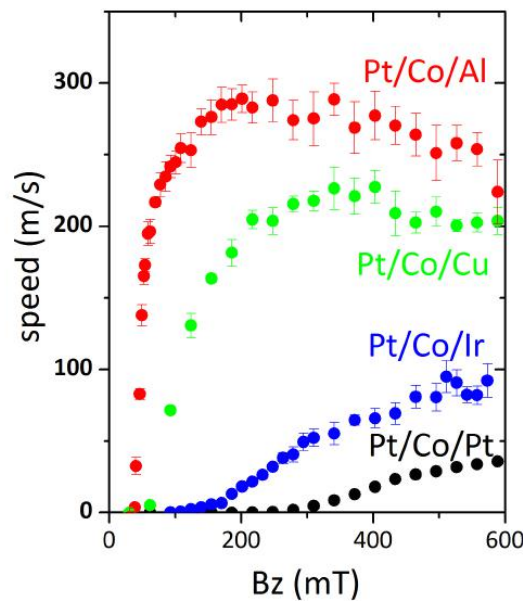


FIGURE 1.16 – Vitesse de paroi de domaines en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan des couches minces de Pt/Co/métal. Notez l'augmentation de la vitesse de saturation en fonction de la force de la DMI. Figure extraite de [65].

Des mesures, effectuées par I. M. Miron [64] et présentées à la figure 1.15, nous montrent par exemple que la vitesse d'une paroi de domaines dans un matériau avec DMI (Pt/Co/AlO<sub>x</sub>) est largement supérieure à celle d'un matériau sans DMI<sup>2</sup> (Pt/Co/Pt) à partir d'un champ suffisant pour déplacer efficacement les parois de domaines.

Par ailleurs, les travaux de F. Ajejas *et al.* [65] ont également souligné le fait que la vitesse de paroi de domaine dans une couche ferromagnétique de Co est fortement dépendante de la force de la DMI. En effet, comme nous le montre la figure 1.16, la vitesse de paroi de domaines dans les couches minces de type Pt/Co/métal peut être contrôlée en changeant la nature de la couche métallique supérieure modifiant ainsi la valeur de la DMI globale du matériau de par les différentes interfaces (cf. chapitre 4).

Cette caractéristique de la DMI suscite un intérêt certain dans le domaine de la mobilité et du transport de l'information comme l'attestent plusieurs études récentes sur le comportement des parois de domaines en présence de DMI [66, 67, 68, 69] permettant dès lors de penser à des applications à retournement ultra-rapide de l'aimantation pour l'électronique de spin.

---

2. En réalité l'interface Pt/Co induit une DMI de signe opposé à la DMI de l'interface Co/Pt annulant ainsi la DMI globale dans le matériau. L'explication de ce phénomène est détaillée au chapitre 4.

### 1.3 Nanostructures magnétiques et applications pensées pour la DMI

Les très nombreuses études dans le domaine de l'électronique de spin et de la spin-orbitronique ont amené à l'imagination et la création de nombreux systèmes à dimensions nanométriques sensés révolutionner le stockage et le transport de l'information. Parmi elles, nous allons nous intéresser ici à quelques structures pensées pour accueillir un effet DMI et pour lesquels des effets de tailles et d'interface peuvent être ressentis et venir perturber l'optimisation de certains paramètres magnétiques.

#### 1.3.1 Les couches minces magnétiques

##### 1.3.1.1 Etudes de la DMI dans les couches minces

D'un point de vue expérimental, l'effet DMI a été observé pour la première fois, alors que son origine n'était pas encore claire, à travers une texture de spin non-triviale dans des films minces magnétiques composés de deux monocouches Fe déposées sur W(110) [70]. Par la suite, la DMI a été confirmée comme responsable d'une texture similaire identifiée aux interfaces de couches minces Mn/W(110) [71] et Fe/W(110) [72] entre autres. Ce n'est que quelques années plus tard, avec l'observation de skyrmions magnétiques (fig. 1.17) dans un film  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}\text{Si}$  [57] et dans un système Fe/Ir(111) [58] que la DMI dans les couches minces a suscité un réel engouement de la part de la communauté.

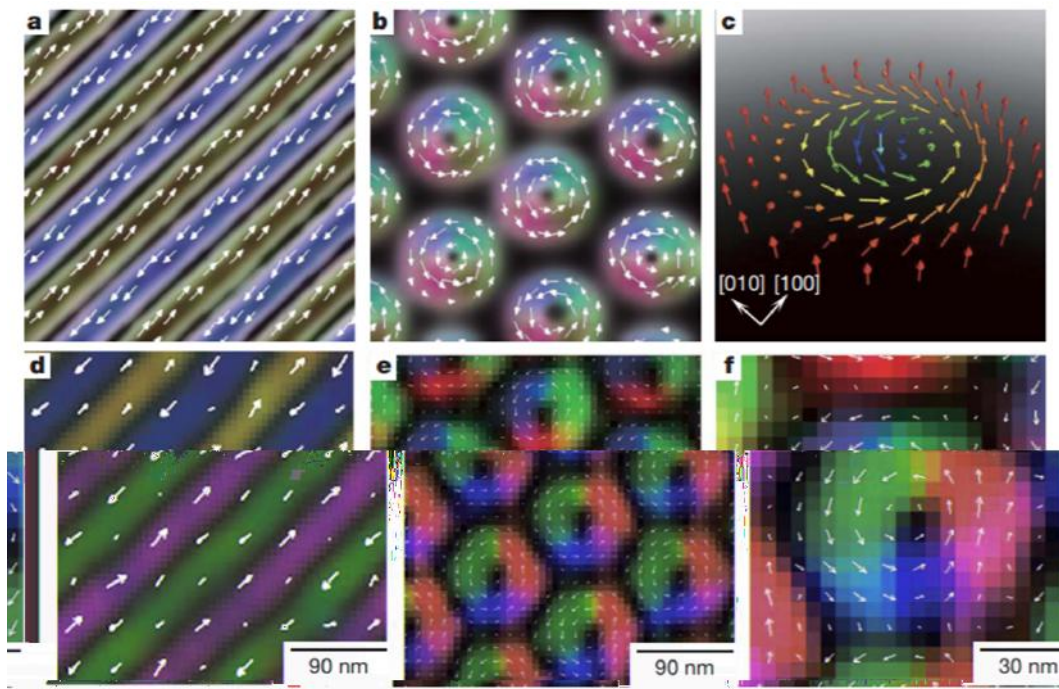


FIGURE 1.17 – Textures topologiques des spins dans une couche mince magnétique  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}\text{Si}$ . Structures chirale (a) et skyrmions (b) prédits par simulation Monte Carlo. (c) Schéma de la configuration de spin dans un skyrmion. (d – f) Images spatiales réelles observées de manière expérimentale de la texture du spin, représentées par la distribution d'aimantation latérale obtenue par analyse des données issues de mesures par microscopie électronique en transmission de Lorentz : structure chirale à champ magnétique nul (d), réseau de skyrmions pour un champ magnétique faible (50 mT) appliqué normalement au plan du film mince (e) et une vue agrandie de e (f). La gamme de couleur et les flèches représentent la direction de l'aimantation en chaque point. Figure extraite de [57].

La DMI a depuis été largement étudiée pour différents types d'interfaces notamment par l'association de couches minces ferromagnétiques (FM) telles que Co, Ni, Fe, CoFeB ou CoFeAl avec des métaux lourds (HM) tels que Pt, Ir ou W formant alors des systèmes conventionnels FM/HM (fig. 3.8) [73, 74, 75, 76, 77, 78, 79].



FIGURE 1.18 – Système de couches minces présentant un effet DMI composé d'une couche ferromagnétique (FM) en contact direct avec un métal lourd (HM).

Des études numériques dans lesquelles les valeurs de la DMI ont été prédites par calculs *ab initio* pour différentes interfaces [80, 81, 82] ont également été très utiles à l'approfondissement des connaissances concernant la physique de la DMI d'interface, mais aussi appréciables pour la conception et l'ingénierie des matériaux et interfaces. En effet, c'est d'après les travaux de Yang et al. [81] pour une interface Co/Pt que la nature interfaciale de la DMI a pu être confirmée, autrement dit, la DMI s'est révélée être beaucoup plus forte dans la première couche atomique de Co juste à l'interface et presque négligeable dans les autres couches atomiques. Belabbes et al. [82] ont expliqué ce phénomène par la position relative des états 3d de la couche FM et des états 5d de la couche HM, qui est un paramètre important à prendre en compte puisqu'il permet de contrôler à la fois leur hybridation à l'interface, le transfert de charge résultant entre les couches 3d/5d et le champ électrique émergeant à l'interface. La DMI est par conséquent plus faible quand les états 5d du métal lourd se retrouvent en dessous des états 3d de la couche FM pour certains types d'interfaces.

Finalement, les systèmes FM/HM ne sont pas les seuls à héberger une DMI d'interface. Des études récentes ont montré que la DMI pouvait être produite non seulement aux interfaces avec des métaux 5d, mais également avec des oxydes tels que MgO [61, 83] et même avec du graphène [84]. D'après ces études, la présence de DMI est uniquement liée à un transfert de charge et un champ électrique à l'interface particulièrement important compensant le faible SOC des atomes à l'interface. Cependant, cette DMI reste très discutable au niveau de son origine et nécessite des études plus approfondies repoussant un peu plus son exploitation dans les systèmes pensés pour la DMI en électronique de spin.

### 1.3.1.2 Contrôle de la DMI

La constante DMI est connue pour varier selon la force du SOC imposée par le matériau HM [81] et selon l'épaisseur du matériau FM [85, 74]. Le choix du métal lourd ainsi que l'épaisseur de la couche ferromagnétique se révèle être d'une importance capitale dans la mesure où une forte DMI est nécessaire pour l'exploitation de ces effets tels que les skyrmions. Cependant, cette interaction antisymétrique reste très faible en comparaison avec l'interaction d'échange symétrique et n'est donc mesurable que pour de faibles épaisseurs de couche FM, typiquement inférieure à 5 nm. De plus celle-ci est sensible à la qualité de l'interface HM/FM et par conséquent aux conditions de dépôt des couches [75].

Aujourd'hui, le système Co/Pt présente une DMI des plus fortes comme nous l'illustre la figure 1.19 issue des travaux de Yang *et al.* [81]. Néanmoins, d'autres systèmes plus complexes, notamment nanostructurés, présentent des effets et des propriétés magnétiques très attrayantes pour l'électronique de spin. La coexistence et la relation des effets liés au SOC dans ces structures restent de nos jours encore mal connues et la nanostructuration de ces systèmes risque par-dessus tout de modifier les comportements de certains phénomènes. Il en demeure essentiel de caractériser les paramètres magnétiques de ces systèmes afin de mieux comprendre les fondements des phénomènes émergents comme la DMI.



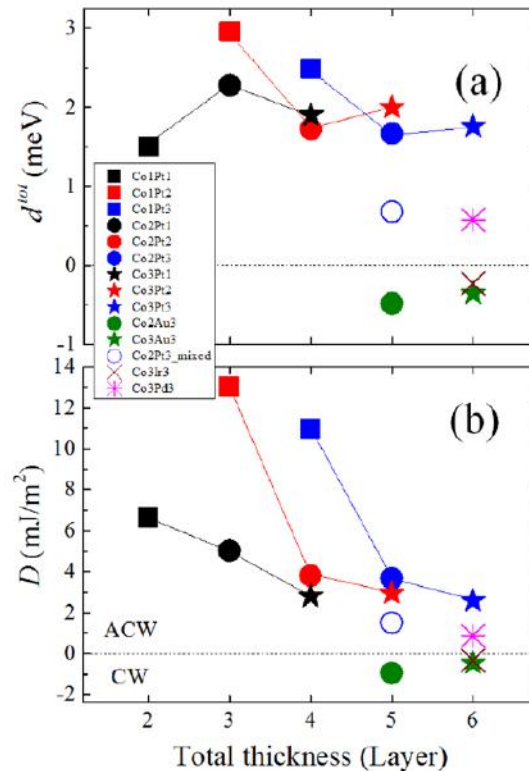


FIGURE 1.19 – DMI dans des systèmes FM/HM de Co/Pt, Co/Ir, Co/Au et Co/Pd en fonction du nombre total de monocouches. (a) Coefficient DMI total  $d^{tot}$  et (b) constante DMI micromagnétique en fonction de l'épaisseur du système. CW et ACW indiquent le sens de chiralité, respectivement horaire et anti-horaire. Figure extraite de [81].

### 1.3.2 Les multicouches : empilements de couches minces

#### 1.3.2.1 Les vannes de spin et l'intérêt du couplage d'échange

En dehors du SOC, le couplage d'échange est un autre phénomène de couplage important et connu de longue date se produisant entre deux interfaces voisines dans les matériaux ferromagnétiques. Ce phénomène a la particularité de modifier la réponse magnétique classique d'un matériau à un champ magnétique extérieur [86, 87, 88] et aura tendance à changer la direction préférentielle de l'aimantation résultant d'une anisotropie unidirectionnelle. Ce comportement est très intéressant, notamment dans les vannes de spin, empilement de type FM1/NM/FM2 [89] (fig. 1.20) dans lesquelles l'aimantation d'une couche FM est fixée par couplage d'échange tandis que celle de l'autre couche FM est libre et sensible au faible champ magnétique. Cet effet est de nos jours couramment utilisé pour les têtes de lecture dans les disques durs (fig. 1.20) mais également dans les mémoires de type « MRAM » [90, 91] où la GMR précédemment mentionnée intervient également.

Bien que l'existence de la GMR ne soit pas directement liée au couplage d'échange, des études concernant les divers effets associés aux multiples interfaces dans ces empilements de couches minces ont mené, entre autres, à l'observation pour des métaux de transition (FM) d'une oscillation du couplage d'échange inter-couche en fonction de l'épaisseur de l'espaceur non-magnétique [92, 93]. La description théorique du couplage d'échange inter-couche [94, 95] fut introduite par la suite en rapport avec la structure de bande de la couche NM [96, 97]. De nos jours, les calculs et mesures expérimentales du couplage d'échange intercouches permettent d'obtenir des corrélations quantitatives notamment dans des systèmes simples FM/NM/FM ou la caractérisation du couplage d'échange peut se faire directement à partir de mesures de l'aimantation du système.

Au final, l'une des caractéristiques principales de ces systèmes est que le couplage d'échange indirect peut être combiné à différents effets d'interfaces afin d'obtenir une large variété de couplage notamment le couplage entre skyrmions magnétiques permettant leur stabilisation à température ambiante.

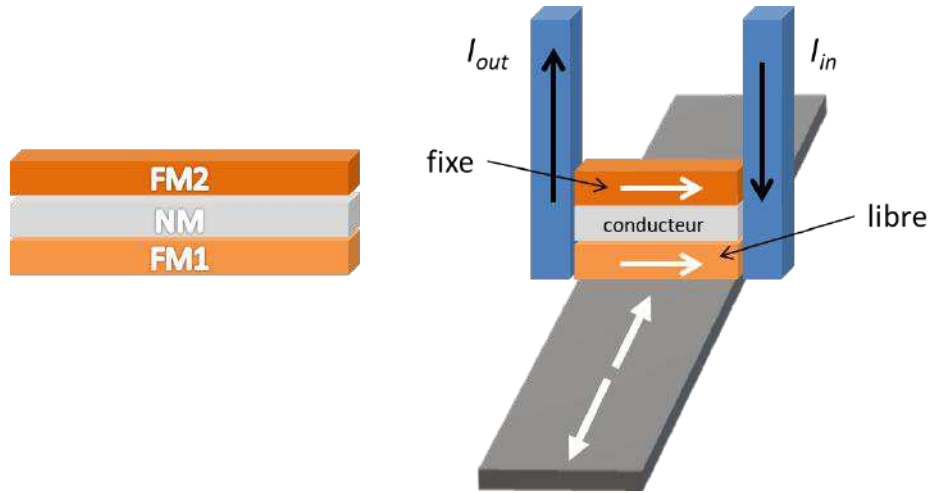


FIGURE 1.20 – Système composé de deux couches ferromagnétiques (FM1 et FM2) séparées par un espaceur non-magnétique (NM) afin d'introduire un couplage d'échange intercouche. Ce système nommé vanne de spin est utilisé dans les têtes de lectures dont le principe est schématisé sur la droite.

### 1.3.2.2 Stabilisation des skyrmions à température ambiante

Comme mentionné précédemment, la stabilisation à température ambiante de skyrmions individuels est l'un des enjeux majeurs pour le stockage de l'information de demain. En effet, les skyrmions dans des couches ultraminces magnétiques ne sont stables que pour de faibles températures. Le développement de multicouches avec des interactions complémentaires provenant d'interfaces successives constitue une orientation remarquable vers l'exploitation des skyrmions à température ambiante.

Le fait que la DMI puisse être améliorée par un choix approprié d'éléments formant l'empilement multicouche permet de générer des skyrmions assez stables. Par exemple, dans le cas de multicouches HM1/Co/HM2, le signe de la DMI peut être opposé pour les interfaces HM1/Co et HM2/Co. En conséquence, lorsque les couches HM1 et HM2 se trouvent de part et d'autre de la couche de Co, leurs effets sont additionnés, ce qui augmente l'amplitude nette de la DMI dans le système (détails au chapitre 4). En outre, de tels empilements de couches peuvent être répétés et des skyrmions dans des piles successives peuvent être couplés par le biais de couches non-magnétiques ultraminces, conduisant à des colonnes de skyrmions stabilisés à l'intérieur du système [60, 98].

Récemment, plusieurs études, dans divers systèmes, ont montré que des skyrmions pouvaient être stabilisés et manipulés à température ambiante à l'aide du couplage d'échange [99, 60, 61, 100, 101, 102].

A titre d'exemple, dans une étude récente [101] (fig. 1.21, l'utilisation de deux « sous-couches » FM séparées, chacune d'elles comprenant deux ferromagnétiques différents (tel que FM = Ni/Co/Ni) dans une structure Pt(5 nm)/FM/Au(d)/FM/Pt(5 nm), donne la possibilité de contrôler le champ démagnétisant par le biais d'interactions dipolaires à longue portée et de stabiliser des skyrmions. G. Chen *et al.* [99] ont également démontré, par une approche expérimentale, la possibilité de stabiliser un état fondamental de skyrmions à température ambiante

dans des films magnétiques chiraux *via* un couplage entre couches. De plus, S. Pollard *et al.* [100] ont rapporté, par microscopie électronique à transmission de Lorentz, l'observation directe de structures de spin chirales comprenant des skyrmions dans une multicouche de ferromagnétique Co/Pt assez épaisse couplée par échange à la température ambiante.

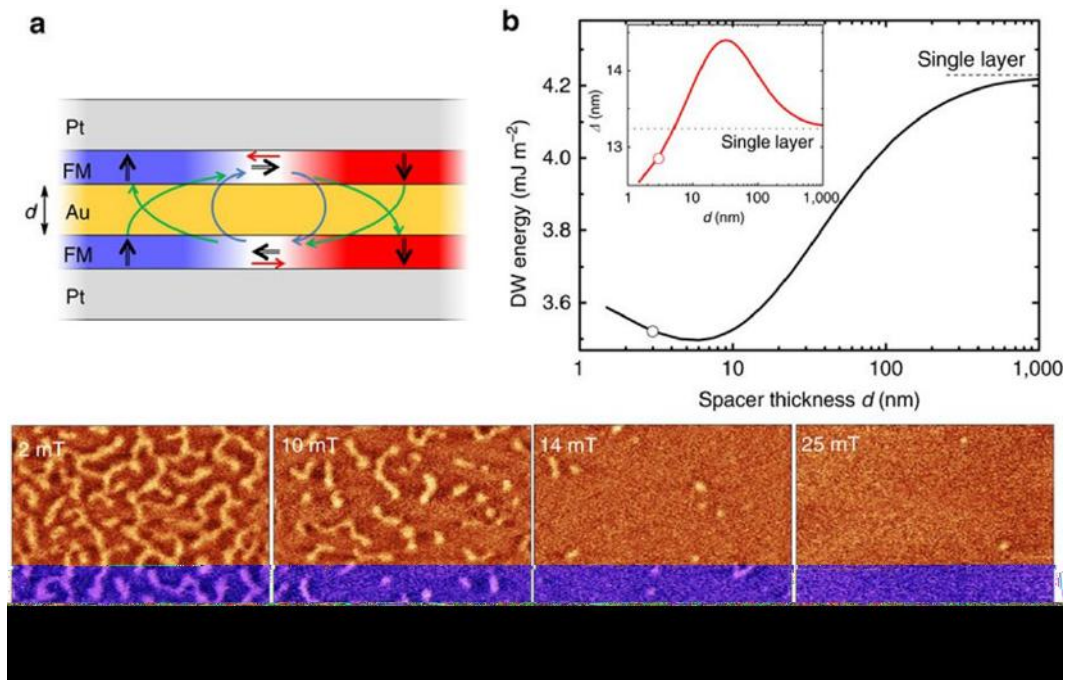


FIGURE 1.21 – Schéma de l'empilement Pt/FM/Au/FM/Pt. Les flèches noires indiquent l'orientation de l'aimantation à l'intérieur des deux couches contenant des parois de domaines (DW : domain wall). Les flèches colorées correspondent aux interactions magnétostatiques. (b) Énergie des DW et largeur  $\Delta$  calculée en fonction de l'épaisseur  $d$  de l'espaceur Au. Les cercles correspondent au cas expérimental  $d = 3$  nm. (c – f) Images par microscopie à force magnétique (MFM) dépendantes du champ, révélant le processus de formation des skyrmions. Les contrastes lumineux et sombres correspondent respectivement aux forces répulsives et attractives. L'échantillon est dans un état désaimanté à bas champ. L'application d'un champ magnétique croissant entraîne une condensation des skyrmions et une diminution de leur densité. Barre d'échelle, 1  $\mu$ m. Figure extraite de [101].

Tous ces travaux offrent des pistes prometteuses vers l'ingénierie d'empilements présentant un couplage d'échange qui permettraient d'optimiser les propriétés de skyrmions dans les films magnétiques et leur exploitation pratique.

### 1.3.3 Les couches minces nanostructurées

#### 1.3.3.1 « Racetrack memory »

Avec l'évolution des techniques d'élaboration, la structuration des surfaces permettra de manière plus efficace de contrôler et de diriger l'information magnétique dans les couches minces. Proposées par S. S. P. Parkin [103, 104] et imaginées pour accueillir des parois de domaine [105], des structures comparables à un réseau de nanolignes nommée « racetrack memory » incarnent le futur des mémoires magnétiques.

Alors que le stockage de l'information sous forme de skyrmions magnétiques incarne également le futur, des « racetrack memory » pour skyrmions (fig. 1.22) ont également été proposées et étudiées, exploitant le caractère unique des skyrmions à travers lequel l'information peut être codée par une séquence de skyrmions individuels le long d'une piste magnétique [106, 107].



Un des principaux avantages en comparaison avec les parois de domaine classiques est le haut degré d'intégration des skyrmions. En effet, les skyrmions ont la capacité de s'adapter aux dimensions de la piste tout en se maintenant au milieu lorsque d'un courant de conduction est induit en raison de son confinement [108]. De plus, il a également été démontré à travers des simulations [107, 109] que l'espacement entre deux skyrmions voisins sur une piste pouvait être de l'ordre du diamètre d'un skyrmion amenant à une plus grande densité d'information comparée aux parois de domaines. Par ailleurs, la capacité à déplacer un skyrmion est largement moins coûteuse en énergie nécessitant qu'un faible courant d'après des études de skyrmions dans des structures bulk [110].

Il est intéressant de noter que ce concept peut être facilement réadapté en transistor skyrmionique de taille nanométrique [111] dans lequel une porte peut être ajoutée sur la piste afin de modifier localement via l'application d'un champ électrique, les propriétés magnétiques de la couche, qu'il s'agisse de l'anisotropie perpendiculaire ou de la DMI contrôlant ainsi le passage ou non d'un skyrmion tel l'interrupteur "on/off" d'un transistor.

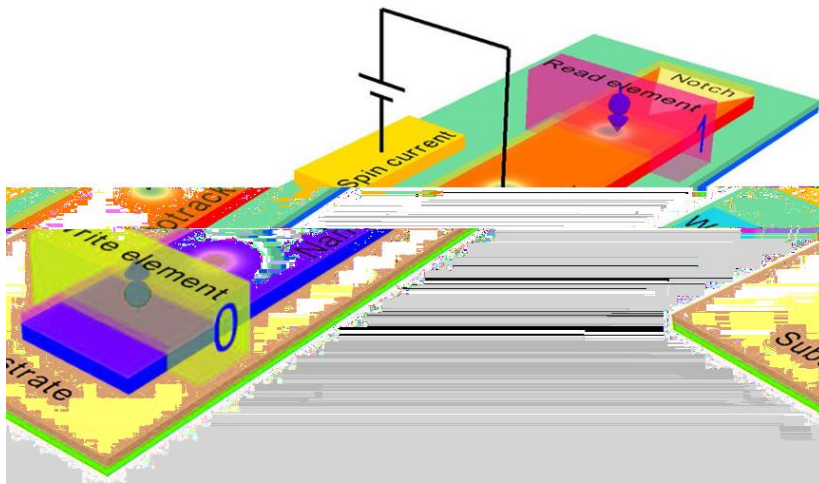


FIGURE 1.22 – Dispositif de stockage d'information structuré en nanoligne du nom de « racetrack memory » permettant de déplacer des skyrmions individuels le long d'une piste dans une seule direction. Figure extraite de [107].

### 1.3.3.2 Les cristaux magnoniques

Un autre aspect de la nanostructuration, dont les résultats récents sont de bon augure pour le développement de l'électronique de spin, se trouve dans les réseaux périodiques, communément dénommés cristaux magnoniques dont le nom fait référence aux magnons, quasi-particules associées aux ondes de spin.

L'introduction de la périodicité dans les nanostructures modifie radicalement les lois de propagation des ondes de spin. De tels milieux artificiels, généralement appelés cristaux magnoniques et dotés de nouvelles propriétés physiques, présentent un grand intérêt pour la physique ondulatoire pure et les dispositifs magnoniques multifonctionnels très prometteurs sur le plan technologique [112].

Bien que le terme "cristal magnonique", introduit en 2001, [113], soit relativement nouveau, des recherches concernant le comportement des ondes de spin dans des structures périodiques avaient été entreprises beaucoup plus tôt [114].

Un cristal magnonique est un méta-matériau magnétique avec des propriétés d'onde issues de la structuration géométrique et non directement de leur composition (fig. 1.23). D'une part, comme d'autres structures périodiques, elles présentent des caractéristiques telles que les bandes interdites, dans lesquelles les ondes de spin sous la forme de modes de Bloch ne sont pas autorisées à se propager et dont les principales caractéristiques peuvent être personnalisées selon la structuration [115]. D'autre part, ils peuvent être optimisés en appliquant des champs magnétiques ou électriques externes qui rendent ces structures extrêmement flexibles et encore plus attractives pour le traitement du signal et des données.

De plus, l'application de champs externes variables dans le temps, comme c'est le cas pour les cristaux magnétiques dynamiques, ouvre l'accès à de nouveaux dispositifs magnoniques dont les caractéristiques peuvent être modifiées en temps réel [116].



FIGURE 1.23 – Schéma représentant des cristaux magnoniques. (a) Réseau de nanolignes ferromagnétiques couplées dipolairement à travers le vide et (b) film continu avec une ou deux surfaces périodiques (les lignes rouges représentent soit le même matériau ou un autre matériau magnétique ou non magnétique de nature différente). (c) Réseaux de trous vides formant un réseau d'« antidots » magnétique et (d) trous remplis par un autre matériau ferromagnétique formant un cristal magnonique bi-composant. Figure extraite de [115].

En termes de perspectives, la possibilité de contrôler spatialement la formation des skyrmions donne également la possibilité de préparer un arrangement périodique artificiel de skyrmions dans une matrice 1D ou nanostructure 2D. De tels réseaux de skyrmions peuvent ensuite être utilisés comme modulateur périodique de l'aimantation pour adapter la propagation des ondes de spin à l'intérieur de ce nouveau type de «méta-matériau». Ma *et al.* [117] ont récemment montré par des simulations numériques que l'un des principaux avantages de ce cristal magnonique à base de skyrmions, par rapport à des cristaux plus classiques, est qu'il peut être reconfiguré dynamiquement en modifiant simplement le diamètre des skyrmions, en appliquant un champ magnétique, ou en modifiant la périodicité du réseau, voire en l'effaçant. Ces cristaux de skyrmions ont l'avantage de pouvoir être envisagés à l'échelle du nanomètre, ce qui est inaccessible pour les cristaux magnoniques classiques fabriqués avec les techniques de lithographie et de gravure existantes.



## Chapitre 2

# Techniques expérimentales pour l'étude des ondes de spin dans les couches minces

Nous allons dans ce chapitre, décrire les principales techniques et dispositifs expérimentaux utilisés pour notre étude concernant les couches minces magnétiques et leurs différentes caractéristiques. Dans un premier temps, la technique usuelle de magnétométrie à échantillon vibrant qui permet d'évaluer le comportement statique de l'aimantation sera brièvement expliquée. Puis dans un second temps, la méthode de résonance ferromagnétique permettant de remonter à des paramètres essentiels pour l'étude des ondes de spin sera abordée. Finalement, le principal outil de mesure de cette thèse, à savoir la spectroscopie Brillouin, permettant entre autres de déterminer efficacement l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya, sera complètement détaillé. Ces deux techniques complémentaires sont principalement utilisées pour se concentrer sur l'étude de la dynamique de l'aimantation dans les structures magnétiques complexes.

## 2.1 La magnétométrie à échantillon vibrant

Il existe plusieurs méthodes directes ou indirectes permettant d'obtenir une mesure des moments magnétiques dans un matériau ferromagnétique. Ces méthodes peuvent être classées selon trois catégories distinctes : les mesures de forces issues d'un matériau soumis à un champ magnétique non uniforme, les mesures de l'induction magnétique à proximité du matériau et les mesures liées aux propriétés optique et électrique du matériau. Parmi ces méthodes, la magnétométrie à échantillon vibrant (VSM : vibrating sample magnetometer), figurant dans la catégorie des mesures de l'induction magnétique, se révèle être la méthode la plus efficace pour des mesures d'aimantations dans les couches minces magnétiques.

### 2.1.1 Principe du VSM

Dans cette technique, imaginée par Simon Foner [118], l'échantillon est fixé à l'extrémité d'une baguette (généralement à l'aide d'un ruban de téflon) et soumis à un champ magnétique externe uniforme fixant l'aimantation du matériau comme schématisée à la figure 2.1. L'échantillon est ensuite soumis à une vibration perpendiculairement par rapport au champ appliqué par l'intermédiaire d'un système de haut-parleur. Des bobines placées autour de l'échantillon détectent l'oscillation du flux magnétique issue de l'échantillon vibrant. Par conséquent, les propriétés magnétiques du matériau peuvent être déduites à partir de la mesure de la tension produite à l'intérieur des bobines. De plus, une seconde tension de référence est mesurée à partir d'un échantillon interne de référence dont les caractéristiques magnétiques sont connues. L'échantillon et la référence étant sur le même dispositif vibrant, la phase et l'amplitude des tensions mesurées sont directement liés. En comparant ces valeurs, l'aimantation de l'échantillon peut alors être déterminée. Cette procédure synchrone permet d'éviter ainsi toutes perturbations liées aux paramètres extérieurs lors de la manipulation.

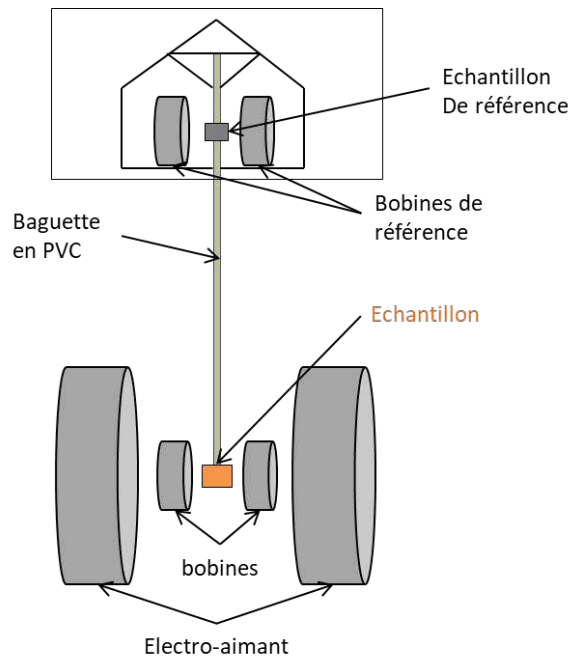


FIGURE 2.1 – Représentation schématisée du dispositif expérimental de magnétométrie à échantillon vibrant (VSM)

### 2.1.2 Cycles d'hystérésis

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ extérieur son aimantation aura tendance à s'aligner dans la direction du champ appliqué. Cependant, il ne reviendra pas à une aimantation nulle lorsque le champ imposé sera supprimé et il est nécessaire d'appliquer un champ dans la direction opposée pour être ramenée son état initial. Si un champ magnétique variable est appliqué alors l'aimantation du matériau trace une boucle appelée cycle d'hystérésis. La propriété d'hystérésis provient du mécanisme de relaxation de l'aimantation dans le matériau. Une illustration d'un cycle d'hystérésis typique est présentée à la figure 2.2 pour plus de clarté.

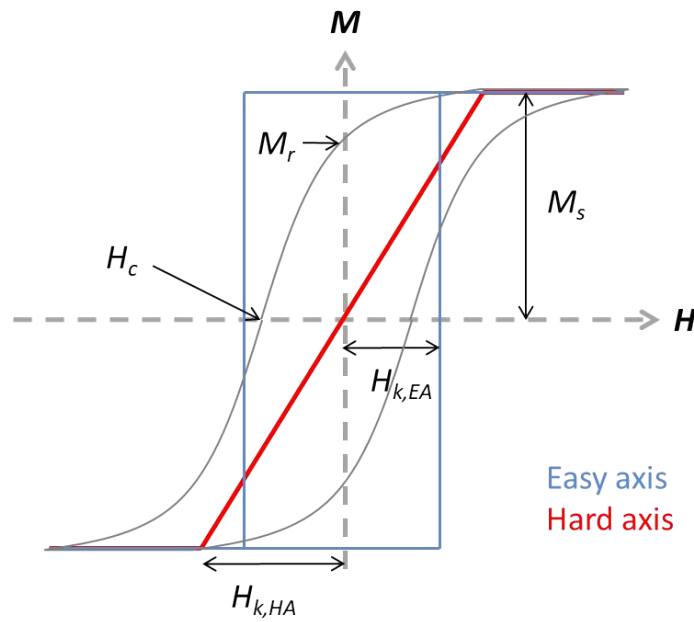


FIGURE 2.2 – Exemple d'un cycle d'hystérésis typique obtenu par VSM pour une couche mince magnétique soumise à un champ magnétique homogène.

Un cycle d'hystérésis décrit la variation de l'aimantation  $M$  d'un matériau en fonction d'un champ magnétique appliqué  $H$  selon une direction fixe, généralement dans le plan ou perpendiculaire au plan de l'échantillon. Les caractéristiques principales indiquées sur une courbe d'hystérésis (figure 2.2) sont l'aimantation à saturation  $M_s$  correspondant à un alignement de tous les moments magnétiques suivant une direction commune qui se traduit par la plus large valeur de l'aimantation, l'aimantation rémanente  $M_r$  correspondant à l'aimantation pour un champ magnétique appliqué nul ( $H = 0$ ), le champ coercitif  $H_c$ , correspondant au champ nécessaire à appliquer pour obtenir une aimantation nulle tel que  $M(H_c) = 0$  et les champs d'anisotropie  $H_{K,EA}$  et  $H_{K,HA}$  correspondant aux champs nécessaires à la saturation suivant l'axe d'application. La forme du cycle d'hystérésis nous renseigne également sur l'axe de facile aimantation (EA : easy axis) du système correspondant à l'axe où l'aimantation se retourne plus facilement. Lorsque le ratio  $M_r/M_s$  est proche de 1, on parle alors d'EA dans la direction du champ appliqué et le cycle est de forme carré. Si l'on fait varier l'angle du champ magnétique appliqué, le cycle aura tendance à s'incliner jusqu'à obtenir une forme linéaire en diagonale correspondante à l'axe de difficile aimantation (HA : hard axis).

La technique VSM permet alors d'obtenir les cycles d'hystérésis d'une couche mince dans une direction de champ magnétique appliqué précise. L'aimantation à saturation  $M_s$  obtenue est un paramètre essentiel à l'étude des ondes de spin dans les couches minces. De plus, lors des mesures BLS, il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique extérieur de façon à saturer l'échantillon afin d'éviter toute perturbation liée à une aimantation non homogène dans le matériau d'où l'importance de connaître le champ magnétique de saturation.

## 2.2 La technique de résonance ferromagnétique

La première observation directe des ondes de spins dans le cas d'une précession uniforme a été menée par Griffiths [119] par l'intermédiaire de la résonance ferromagnétique (FMR : ferromagnetic resonance). L'étude de la résonance ferromagnétique, dont la théorie a été largement développée par Kittel [120], permet d'obtenir des paramètres importants concernant la dynamique de l'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques comme les anisotropies, le damping, le facteur gyromagnétique ou facteur de Landé, mais aussi dans le cas de multicouches des couplages présents entre les différentes couches ferromagnétiques [121, 40, 122, 123]. Il existe plusieurs variantes de la technique FMR telles que la FMR à cavité où bien la FMR à micro-ruban, variante principalement utilisée en complément de la BLS pour l'étude d'onde de spin dans cette thèse.

### 2.2.1 Principe de la FMR

Le principe de la résonance ferromagnétique repose sur l'excitation de l'aimantation d'un matériau par l'intermédiaire d'un générateur de micro-onde. Lorsque la fréquence propre de la précession de l'aimantation coïncide avec la fréquence du générateur micro-onde, le phénomène de résonance ferromagnétique se produit et se manifeste par un maximum d'absorption de l'énergie micro-onde par le matériau. La puissance transmise est alors mesurée en fonction du champ magnétique extérieur que l'on applique. Lorsque la résonance est atteinte, la puissance absorbée atteint un maximum, ce qui correspond à un minimum de puissance transmise. La puissance mesurée étant la puissance totale absorbée par l'échantillon magnétique, l'analyse de celle-ci permet de remonter à certains paramètres magnétiques importants.

### 2.2.2 Dispositif expérimental du LSPM

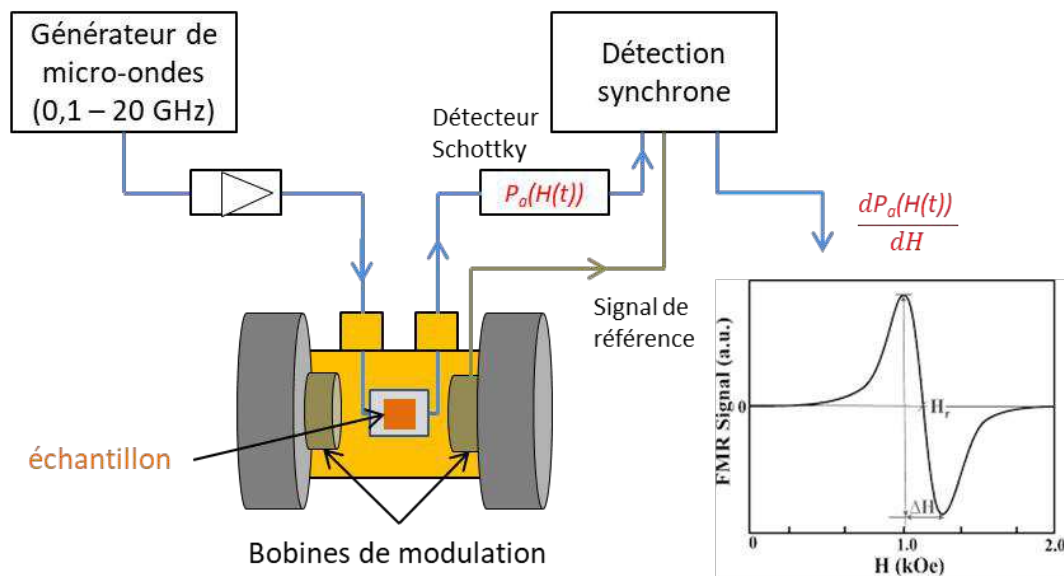


FIGURE 2.3 – Dispositif expérimental de technique FMR à micro-ruban

Le dispositif expérimental de la technique FMR à micro-ruban (MS-FMR) utilisée et présente au LSPM est schématisé à la figure 2.3. Il est constitué d'une ligne micro-ruban en cuivre connectée à un générateur de micro-onde à large bande (0,1 – 20 GHz) permettant de transférer convenablement un champ micro-onde homogène de type radiofréquence  $h_{RF}$  excitant l'aimantation de la couche mince magnétique préalablement fixée dessus. La ligne micro-ruban est également connectée à une diode Schottky permettant de récolter la puissance transmise.

Le système [ligne micro-ruban + échantillon] est soumis à un champ magnétique extérieur généré par un électro-aimant pouvant atteindre 1,6 T (16 kOe) modulé par un champ magnétique alternatif afin de permettre une détection synchrone et d'améliorer le rapport signal sur bruit. L'acquisition des données s'effectue à l'aide d'un logiciel Labview offrant la possibilité de contrôler le champ magnétique pour une acquisition en fonction du champ à fréquence fixe ou bien de contrôler la fréquence d'excitation pour une acquisition en fonction de la fréquence à champ fixe, également visualisable en temps réel.

L'orientation et la disposition de l'échantillon dans le dispositif permet deux configurations de mesures possibles : une configuration dite planaire pour laquelle le champ magnétique extérieur (assez faible pour cette configuration) est parallèle au plan de la couche mince qui peut être orientée dans toutes les directions. Celle-ci permet de mesurer des dépendances angulaires et fréquentielles des champs de résonance afin d'évaluer les anisotropies et leurs champs associés. La seconde configuration dite perpendiculaire correspond au cas de l'échantillon placé perpendiculairement au champ magnétique extérieur permettant ainsi des mesures à champ magnétique plus flexible ayant pour optique de déterminer le facteur gyromagnétique, l'aimantation effective et la constante d'échange dans le cas de multicouches.

### 2.2.3 Spectres FMR et théorie

La détermination des différents paramètres magnétiques d'une couche mince s'effectue par l'analyse des spectres FMR représentant la puissance absorbée par la couche mince en fonction du champ magnétique extérieur appliqué. En réalité, suite à la modulation du champ extérieur par un champ alternatif, la puissance détectée n'est pas la puissance absorbée  $P_a$ , mais sa dérivée par rapport au champ magnétique extérieur  $\frac{dP_a}{dH}$ . Il en résulte alors un spectre FMR typique présenté sur la figure 2.4 que l'on peut interpréter par intégration.

Ces spectres contiennent deux informations essentielles, d'une part le champ de résonance  $H_r$  dépendant des champs internes, de leurs variations en fonction de la fréquence d'excitation et de la direction du champ magnétique extérieur appliqué permettant de remonter aux valeurs des anisotropies magnétiques, de l'aimantation effective et du facteur gyromagnétique. D'autre part, la largeur de raie FMR  $\Delta H$  liée à l'amortissement magnétique (damping), pour laquelle l'étude de dépendance en fonction de l'angle d'orientation de l'échantillon et de la fréquence permet d'évaluer le mécanisme de relaxation magnétique à travers la couche mince. Ces deux résultats sont généralement extraits à partir du fit des données expérimentales par une fonction Lorentzienne asymétrique. Le champ de résonance est donné par le maximum de la puissance absorbée 2.4a ou par le centre de symétrie du spectre FMR dans le cas de la modulation 2.4b. La largeur de raie crête à crête  $\Delta H^{PP}$  est égale à la distance entre les extrema 2.4b. La largeur de raie crête à crête est reliée à la largeur de raie à mi-hauteur  $\Delta H$  par la relation [124] :

$$\Delta H^{PP} = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta H \quad (2.1)$$



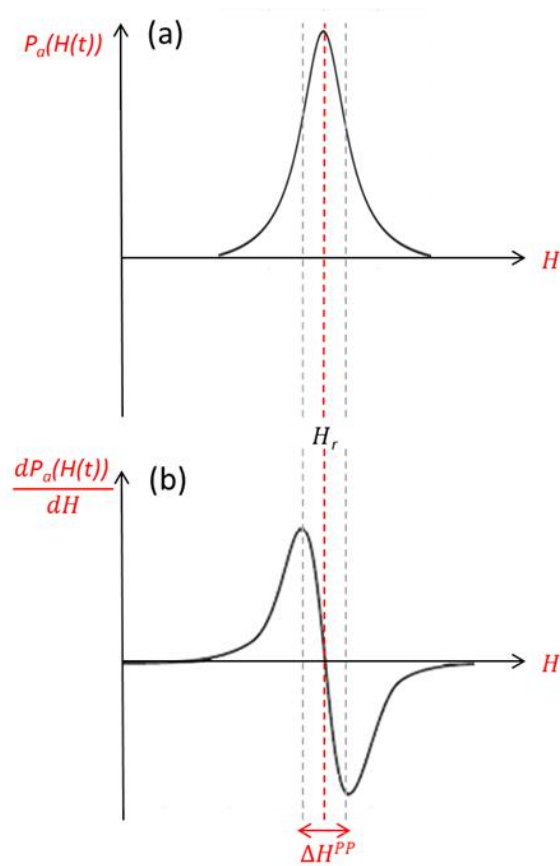


FIGURE 2.4 – Spectres FMR dans le cas de la puissance absorbée (a) directement déduite par intégration de la puissance mesurée (b).

## 2.3 La spectroscopie Brillouin

Depuis quelques décennies, la spectroscopie Brillouin (BLS : Brillouin light scattering) est considérée par la communauté comme une puissante méthode pour étudier les propriétés magnétiques dans les films magnétiques et multicouches. Son statut actuel a été acquis grâce à des fréquentes utilisations en tant qu'outil de recherche standard dans l'investigation des couches minces afin de déterminer certains paramètres magnétiques importants dans les structures magnétiques tels que l'anisotropie magnétique [125, 126], le couplage magnétique [127, 128], le damping [129] ou bien la constante DMI [130, 73, 131].

### 2.3.1 Principe de la diffusion Brillouin

La spectroscopie Brillouin ou diffusion Brillouin est une méthode de spectroscopie optique pour l'étude de modes d'excitations dans le régime fréquentielle des GHz. La BLS présente de nombreux avantages : la possibilité de sonder les ondes de spin avec différentes valeurs et orientations de leurs vecteurs d'onde, une large gamme dynamique avec la possibilité de détecter à la fois les ondes de spin thermiquement excitées de faible amplitude et les ondes de spin de haute amplitude excitées par un champ micro-onde externe, une haute résolution spatiale définie par la taille du faisceau laser, dont le diamètre est d'environ 30 – 50  $\mu\text{m}$  permettant une étude localisée. En d'autres termes, la BLS offre une occasion unique d'étudier les ondes de spin confinées dans un environnement en deux dimensions et nanostructuré.

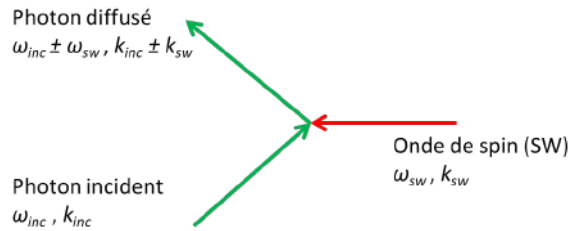


FIGURE 2.5 – Principe de la diffusion Brillouin.

Le principe physique de la BLS est illustré à la figure 2.5. Des photons d'énergie  $\hbar\omega_{inc}$  et de moment  $\hbar k_{inc}$  interagissent avec les quanta élémentaires des ondes de spin ( $\hbar\omega_{sw}$ ,  $\hbar k_{sw}$ ) aussi appelés magnons. Le photon diffusé gagne ou perd en énergie et en moment selon deux types de processus :

$$\hbar\omega_{diff} = \hbar(\omega_{inc} \pm \omega_{sw}) \quad (2.2)$$

$$\hbar k_{diff} = \hbar(k_{inc} \pm k_{sw}) \quad (2.3)$$

Si un magnon est annihilé, à partir des équations 2.2 et 2.3, il est évident que le vecteur d'onde  $k_{diff} - k_{inc}$ , transféré dans le processus de diffusion, est égal au vecteur d'onde  $k_{sw}$  de l'onde de spin. Un magnon peut aussi être créé par transfert d'énergie et de quantité de mouvement du photon avec, s'il est diffusé, une énergie  $\hbar(\omega_{inc} - \omega_{sw})$  et un moment  $\hbar(k_{inc} - k_{sw})$ . Autrement dit, le processus communément appelé processus de Stokes correspondant à l'émission d'un magnon peut être aussi décrit à travers la fréquence Stokes tel que :

$$F_{Stokes} = F_{inc} - F_{sw} \quad (2.4)$$

$$k_- = k_{inc} - k_{sw} \quad (2.5)$$

et lorsqu'un photon absorbe un magnon, le processus correspondant est le processus anti-Stokes décrit à travers la fréquence anti-Stokes tel que :

$$F_{anti-Stokes} = F_{inc} + F_{sw} \quad (2.6)$$

$$k_+ = k_{inc} + k_{sw} \quad (2.7)$$

### 2.3.2 Dispositif expérimental du LSPM

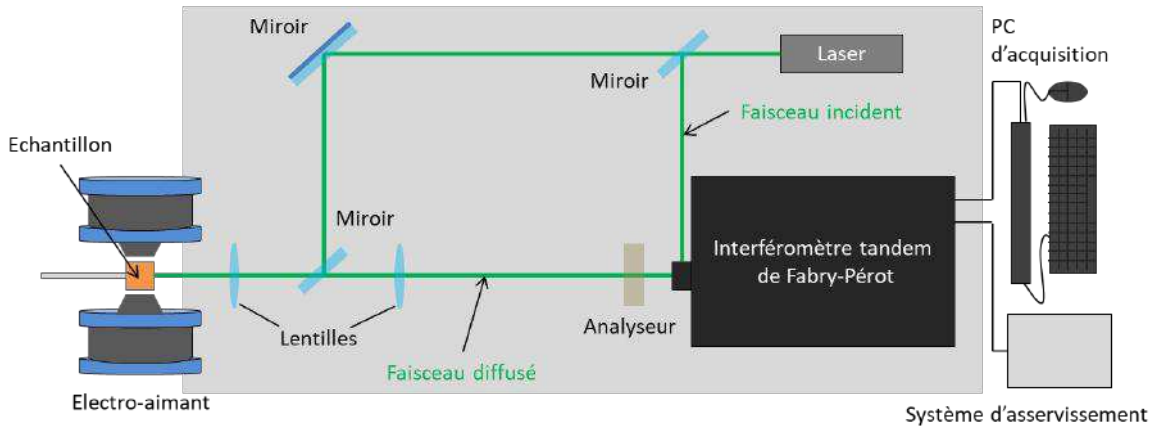


FIGURE 2.6 – Dispositif expérimental de la spectroscopie Brillouin.

Le dispositif expérimental de la spectroscopie Brillouin utilisé au Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux (LSPM) est schématisé dans la figure 2.6. Un faisceau lumineux issu d'un laser préalablement stabilisé est focalisé sur l'échantillon étudié à travers un dispositif de miroirs et de lentilles. La lumière est diffusée de « manière élastique et inélastique » par l'échantillon puis envoyée et collectée à travers un analyseur afin de supprimer le bruit et réduire l'influence indésirable dans certains cas (étude exclusivement magnétiques) des phonons lors de la mesure avant d'entrer dans un interféromètre tandem de Fabry-Pérot (double Fabry-Pérot) et d'être captée par une photodiode à avalanche. Un ordinateur collecte le nombre de photons et affiche les données sous forme de spectre représentant l'intensité du signal en fonction de la fréquence.

Pour nos études, nous utilisons un laser vert (Torus 532) de longueur d'onde  $\lambda = 532$  nm. Le laser possède une bande passante étroite, une grande longueur de cohérence ( $> 100$  m) et démontre une bonne stabilité en longueur d'onde au cours du temps afin de s'assurer que les résultats d'interférométrie soient dus à la faible diffusion de Brillouin plutôt qu'aux effets liés au laser. Le faisceau est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille de focale égale à 140 mm pour une zone sondée, grâce au dispositif Brillouin, d'environ  $43 \mu\text{m}$ . La disposition du montage nous permet d'imposer le vecteur d'onde d'étude par l'intermédiaire de l'angle d'incidence du faisceau lumineux comme le montre le schéma de la figure 2.7. Le vecteur d'onde  $k_{sw}$  vaut alors :

$$k_{sw} = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta_{inc}) \quad (2.8)$$

Dans la géométrie du dispositif, l'angle d'incidence maximal possible est de  $60^\circ$  ce qui équivaut à un vecteur d'onde maximum de  $20,45 \mu\text{m}^{-1}$ . En fixant des angles d'incidence différents en changeant la disposition de l'échantillon, nous pouvons changer le vecteur d'onde et donc remonter à la relation de dispersion des magnons.

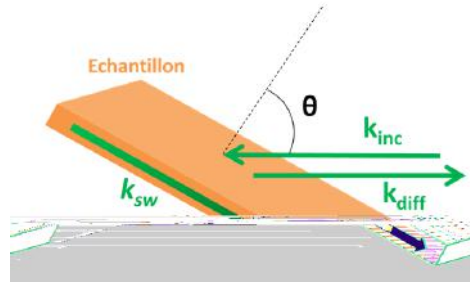


FIGURE 2.7 – Schéma représentant la disposition de l'échantillon par rapport aux faisceaux incident ( $k_{inc}$ ) et diffusé ( $k_{diff}$ ).

La gamme de fréquence fixée par l'interféromètre est comprise entre 3 et 300 GHz et la résolution en fréquence pour l'analyse spectrale dépend de la finesse du dispositif  $\mathcal{F}$ . Généralement  $\mathcal{F} \approx 100$  donc la précision est de 0,1 GHz pour une fréquence de 10 GHz. Cependant cette précision dépend également de l'intervalle spectral car celui-ci est découpé en plusieurs canaux, typiquement 200 canaux. Ainsi pour un intervalle spectral de 20 GHz, un canal représente 0,1 GHz mais pour un intervalle spectral de 40 GHz un canal représente 0,2 GHz.

Le champ extérieur appliqué au matériau est quant à lui généré par un électro-aimant d'une amplitude maximale d'environ 1,4 T (14 kOe). Pour nos études, la disposition de l'électro-aimant et de l'échantillon nous permet de générer un champ magnétique dans le plan de l'échantillon et perpendiculaire au vecteur d'onde (géométrie de Damon-Eshbach). En pratique, les données sont accumulées assez longtemps afin d'obtenir un spectre exploitable, ce qui peut prendre plus d'une demi-journée.

### 2.3.3 L'interféromètre tandem de Fabry-Pérot

L'interféromètre tandem de Fabry-Pérot développé par J.R. Sandercock peut être utilisé en tant que spectromètre à haute sensibilité avec une résolution fréquentielle dans le domaine des GHz et un contraste de  $10^{10}$  [132, 133]. Ces caractéristiques conviennent parfaitement pour l'étude des ondes de spin par diffusion Brillouin dans des couches minces magnétiques.

Dans la plupart des cas, le Fabry-Pérot simple consiste en un montage parallèle de deux miroirs plats séparés par une distance  $L$  paramétrable. La lumière de longueur d'onde  $\lambda$  sera transmise si la distance entre les miroirs est un multiple entier de  $\frac{\lambda}{2}$ .

L'intervalle spectral libre (FSR : free spectral range) désigne l'espacement entre deux ordres d'interférences voisins séparés en fréquence par  $\frac{1}{2L}$ . En d'autres termes l'espacement entre les miroirs définit la gamme en fréquence sondée  $\delta f$  tel que  $\delta f = \frac{c}{2L} = \frac{150 \text{ GHz}}{L}$ , avec  $c$  la célérité et  $[L]$  en mm.

La largeur du pic de transmission détermine la résolution de l'instrument et le ratio FSR / largeur est connu en tant que finesse  $\mathcal{F}$ . En pratique, la finesse est une valeur limitée inférieure à 100 indiquant dès lors un plafond sur le contraste donné par le ratio du maximum sur le minimum de transmission tel que :

$$C = 1 + \frac{4F^2}{\pi^2} \approx \frac{4F^2}{\pi^2} \leq 10^4 \quad (2.9)$$

Cependant, il est possible que ce contraste ne soit pas suffisant dans la pratique où l'intensité issue de la composante élastique de la lumière diffusée est supérieure à celle de la composante inélastique d'un facteur  $10^4$  à  $10^5$ . Ce qui est le cas pour la mesure d'onde de spin dans les couches minces opaques où il est donc essentiel d'améliorer le contraste spectral. Pour cela, il suffit de faire passer la lumière trois fois à travers le Fabry-Pérot et ainsi ouvrir la voie aux mesures BLS dans les matériaux opaques.

Ce processus permet également d'affiner les raies observables lors de la mesure et donc améliorer la fonction d'appareil du système. Dans l'optique de mesures de largeur de raies spectrales permettant de remonter à la valeur du damping [129], paramètre important caractéristique d'une couche mince, il est évidemment nécessaire d'affiner au maximum cette largeur instrumentale afin d'éviter tout faussement des résultats.

L'implication du passage dans le Fabry-Pérot engendre une périodicité du pic de transmission. Lors de mesures de fréquences Stokes et anti-Stokes, il est possible de confondre leur positionnement avec les ordres voisins. Afin d'éviter toutes ambiguïtés, et par la même occasion d'augmenter l'intervalle spectral libre, la combinaison en série de deux Fabry-Pérot d'espacement différent, d'où l'appellation tandem Fabry-Pérot, peut être envisagée et le résultat de cette association au niveau des spectres obtenus peut être visualisé à la figure 2.8. La superposition des deux spectres permet de supprimer les interférences voisines et d'élargir la gamme en fréquences sondées.

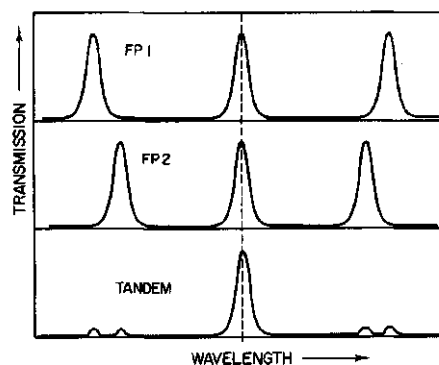


FIGURE 2.8 – Processus d'élimination d'interférences voisines pour un arrangement en tandem Fabry-Pérot avec un espacement différent [132].

Le dispositif du tandem Fabry-Pérot est présenté à la figure 2.9. L'alignement des miroirs est géré automatiquement par un système piézoélectrique lors des mesures. Les deux interféromètres sont montés sur le même système de translation afin d'éviter les problèmes d'environnements différents, l'un avec l'axe du miroir parallèle au sens de translation, l'autre décalé d'un angle  $\alpha$ . Ici, l'espacement des miroirs pour les deux interféromètres est tel que  $L_2 = L_1 \cos \alpha$  permettant ainsi de satisfaire les conditions de synchronisation et de conserver la longueur d'onde transmise. Finalement, la stabilisation de l'instrument à long terme est maintenue par un boîtier d'asservissement où des corrections successives sont appliquées aux systèmes d'alignements afin de maintenir les interféromètres parallèles et avec le bon espacement relatif afin de conserver la synchronisation.

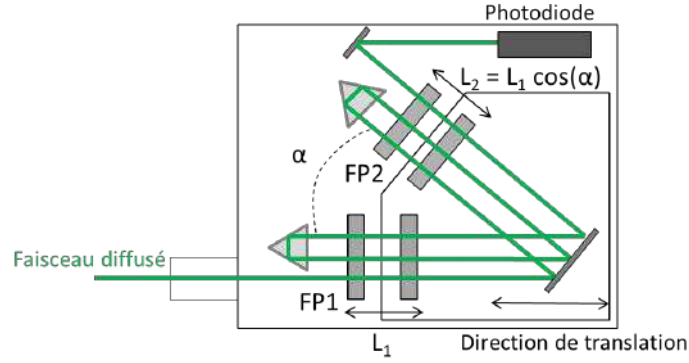


FIGURE 2.9 – Dispositif expérimental du tandem Fabry-Pérot. Un système de translation piézo-électrique permet de synchroniser automatiquement les deux interféromètres.

## 2.3.4 Mesures directes de la DMI

### 2.3.4.1 DMI et ondes de spin

L'intérêt pour la mesure de la DMI provient de la non-réciprocité en fréquence pour deux magnons de vecteurs d'onde opposés dans une géométrie de Damon-Eshbach [134, 81], géométrie uniquement utilisée lors de cette thèse. En réalisant un spectre BLS on absorbe d'un côté les magnons ayant un vecteur d'onde  $+k_{sw}$  pour les décalages en fréquences positifs alors que les vecteurs d'ondes  $-k_{sw}$  sont émis pour les décalages en fréquences négatifs. La différence entre les fréquences des deux magnons ayant pour vecteurs d'onde  $+|k_{sw}|$  et  $-|k_{sw}|$  est alors [130] :

$$\Delta F = F_{Stokes} - F_{anti-Stokes} = \frac{2\gamma}{\pi M_s} D_{eff} k_{sw} \quad (2.10)$$

La différence de fréquence  $F_{Stokes} - F_{anti-Stokes}$  est linéaire avec le vecteur d'onde, et est directement proportionnelle à la constante  $D_{eff}$ . Le signe de  $\Delta F$  informe sur le signe de la DMI. En effet, dans la géométrie étudiée où l'aimantation est planaire et le vecteur d'onde perpendiculaire à la partie dynamique de l'aimantation forme une cycloïde de spin, et comme la DMI favorise une chiralité par rapport à l'autre, celle ayant la chiralité favorisée par la DMI a une fréquence moins élevée que l'autre. Un spectre BLS d'un échantillon présentant un effet DMI est donné à titre d'exemple à la figure 2.10. Les fréquences Stokes et anti-Stokes indiquées par le sommet des pics sur la figure sont généralement déterminées grâce à un fit utilisant la fonction Lorentzienne.

La diffusion Brillouin donne ainsi une quantification directe du DMI à la fois en module et en signe. Toutefois pour des faibles valeurs de DMI, la différence de fréquence  $\Delta F$  peut être proche de la résolution en fréquence du système et de la largeur de raie, limitant la précision sur les mesures pour une faible DMI.

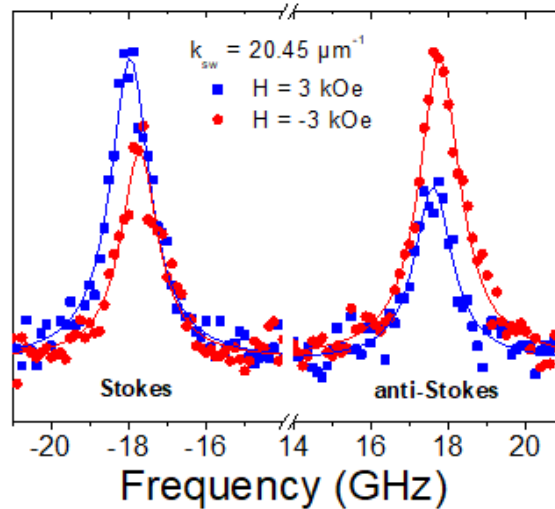


FIGURE 2.10 – Exemple de spectre BLS d'un échantillon présentant un effet DMI. La mesure du décalage en fréquence Stokes et anti-Stokes en fonction du vecteur d'onde permet de remonter à la valeur de la constante DMI. L'application de champs magnétiques  $H$  opposés permet d'inverser les spectres et de mieux discerner le décalage.

#### 2.3.4.2 Visibilité de la DMI dans les couches minces : l'importance du substrat

Mesurer la DMI dans les couches minces nécessite d'observer un décalage de fréquence Stokes/ anti-Stokes sur les spectres BLS. Par conséquent, la qualité du signal BLS se révèle être primordiale afin d'optimiser les mesures dans les couches minces et d'évaluer avec précision la DMI.

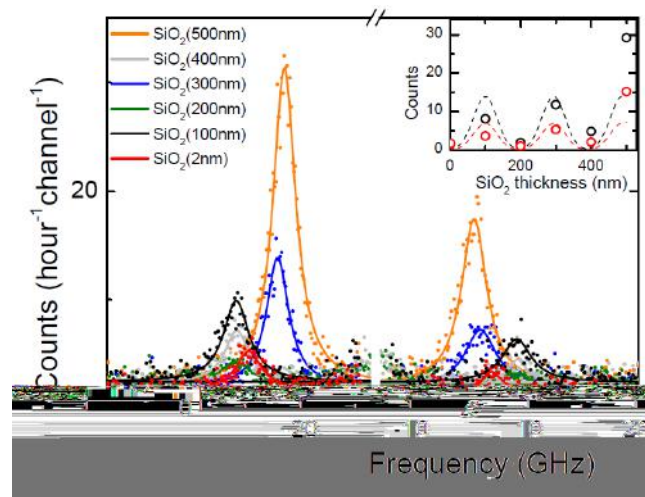


FIGURE 2.11 – Spectres BLS mesurés à un angle d'incidence de  $30^\circ$  avec un champ magnétique de 5 kOe pour les systèmes  $\text{SiO}_2(500, 400, 300, 200, 100 \text{ nm})/\text{Pt}/\text{Co}/\text{Cu}$  et à 3 kOe pour  $\text{SiO}_2(2 \text{ nm})/\text{Pt}/\text{Co}/\text{Cu}$ . Les lignes continues correspondent à un fit Lorentzien. Notez que la différence de fréquences observée est due à la différence d'anisotropie engendrée par l'épaisseur de  $\text{SiO}_2$ . L'insert montre une comparaison entre les intensités mesurées et les intensités calculées par la méthode « magnetism-sensitive » [135] pour les fréquences Stokes (noir) et anti-Stokes (rouge). Figure extraite de [101].

Dans cette optique, A. Hrabec *et al.* [101], ont démontré récemment que l'intensité de la lumière diffusée inélastiquement en BLS est fortement dépendante de l'épaisseur du substrat diélectrique de silicium thermiquement oxydée ( $\text{SiO}_2$ ) couramment utilisée lors de l'élaboration des couches minces pour l'électronique de spin. Cet effet a été simplement interprété par les

propriétés optiques des couches minces ainsi qu'un modèle numérique basé sur l'interaction microscopique de la lumière avec les ondes de spin. A titre d'exemple, la figure 2.11 rend parfaitement compte de l'influence de l'épaisseur du substrat SiO<sub>2</sub> sur l'intensité du signal BLS.

Par conséquent, pour notre étude des effets de tailles et d'interface dans les couches minces magnétiques en présence de DMI, nous allons nous assurer d'obtenir un signal suffisamment intense lors des mesures BLS en choisissant systématiquement un substrat SiO<sub>2</sub> d'épaisseur adapté à la configuration de nos échantillons.

### 2.3.5 Observation de modes quantifiés

Un autre aspect de la technique BLS réside dans la possibilité d'observer une quantification des modes collectifs issus des ondes de spin souvent liée à des modes stationnaires [136, 137] ou à l'effet magnonique dans des matériaux nanostructurés [138, 139, 140]. La BLS possède un principal avantage par rapport à d'autres méthodes expérimentales, tels que la résonance ferromagnétique (FMR) et la microscopie à effet Kerr (MOKE), habituellement utilisées pour sonder la dynamique de l'aimantation dans les nanostructures. En effet, grâce à la conservation du vecteur d'onde lors de l'interaction magnons - photons, on a la possibilité de mesurer la relation de dispersion (fréquences par rapport au vecteur d'onde) des modes collectifs des ondes de spin permettant d'obtenir une idée sur la nature de ces modes (stationnaires, couplés, etc...). Lors d'une mesure BLS, l'existence des modes collectifs à travers le matériau se manifeste par l'apparition de plusieurs pics autour du mode principal comme illustrés sur le spectre BLS à la figure 2.12.

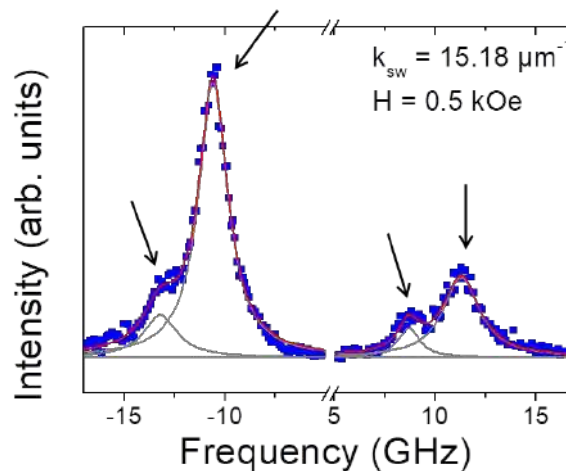


FIGURE 2.12 – Exemple de spectre BLS d'un échantillon Pt/CoFeB structuré en réseau périodique présentant un effet magnonique. La présence de plusieurs pics magnétique indiqués par les flèches démontre l'existence de modes collectifs à l'intérieur du matériau.





## Chapitre 3

# Etude théorique de la dynamique de l'aimantation dans des multicouches en présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya

L'objectif de ce chapitre est d'explorer, principalement théoriquement, les caractéristiques majeures du comportement dynamique de l'aimantation dans des empilements de couches minces magnétiques en tenant compte des principales interactions magnétiques connues. A savoir, à la fois du couplage magnétique lié à l'échange courtes-distances tels que l'échange conventionnel interne, l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface (iDMI) présente à l'interface (ferromagnétique/métal lourd) et l'interaction Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) qui apparaît entre deux couches ferromagnétiques assez proches, et aussi à la fois des interactions longues distances de nature dipolaire. L'originalité de ce travail est, notamment, d'évaluer comment la DMI modifie le spectre des ondes de spin dans des structures magnétiques complexes qui sont proches des systèmes utilisables pour les futurs dispositifs d'électronique de spin. Des courbes théoriques issues du modèle proposé, principalement numérique, seront calculées à partir de paramètres magnétiques conventionnels pour différentes structures de couches minces.

### 3.1 Aspects énergétiques dans les systèmes ferromagnétiques

La première approche consiste à évaluer l'aspect énergétique qui régit les lois magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques. D'un point de vue du micromagnétisme, l'aimantation est décrite localement par le vecteur  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$  avec une norme équivalente à l'aimantation à saturation notée  $M_s$ , paramètre propre au matériau et dépendant de la température, et  $\mathbf{m}$  un vecteur unitaire colinéaire et de même sens que l'aimantation appelé aimantation réduite. Afin de connaître l'état de plus basse énergie du système, autrement dit, sa configuration magnétique stable, il est nécessaire de minimiser l'énergie du système correspondant à la somme des différents termes d'énergie intervenant. Ces énergies sont succinctement présentées ci-dessous.

#### 3.1.1 Energie de Zeeman

Lorsque l'on applique un champ magnétique externe  $\mathbf{H}$  à travers une couche mince ferromagnétique, une interaction dite interaction de Zeeman se produit entre ce champ et l'aimantation  $\mathbf{M}$  issue du matériau de volume  $V$ . L'aimantation aura donc tendance à suivre la direction du champ magnétique appliqué et l'énergie qui résulte de cette interaction, appelée énergie de Zeeman, s'exprime telle que :

$$E_{Zeeman} = - \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} dV \quad (3.1)$$

Dans une approche macro-spin appliquée à une couche mince, où l'on suppose la direction de l'aimantation uniforme et en présence d'un champ magnétique  $H$  uniforme dans le volume  $V$ , l'énergie par unité de volume est :

$$E_z = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} \quad (3.2)$$

#### 3.1.2 Energie d'échange

Il est bien connu qu'un matériau ferromagnétique possède une aimantation spontanée, autrement dit une aimantation non nulle même en l'absence de champ magnétique. Cette spécificité est régie par un ordre magnétique, c'est-à-dire un alignement des spins provoqué par l'interaction d'échange. En d'autres termes, cette interaction dont l'origine repose sur le principe de Pauli et l'interaction Coulombienne à courte distance entre deux spins voisins est responsable du ferromagnétisme dans les matériaux métalliques. L'interaction d'échange fut découverte en 1926 indépendamment et quasi-simultanément par Dirac [141] et Heisenberg [142]. Dans les matériaux ferromagnétiques, l'énergie d'interaction est minimale pour une orientation parallèle des spins. En effet, cette interaction va favoriser un alignement des spins voisins dans une couche magnétique selon deux configurations à l'équilibre, soit de façon parallèle (FM : ferromagnétique), soit antiparallèle (AFM : antiferromagnétique). L'énergie d'échange entre deux particules avec un moment angulaire de spin  $\mathbf{S}_i$  et  $\mathbf{S}_j$  peut alors s'écrire :

$$E_{ech} = - \sum_{ij} J_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) \quad (3.3)$$

$J_{ij}$  est l'intégrale d'échange. Quand  $J_{ij} > 0$ , l'énergie est minimale pour un alignement parallèle des spins et quand  $J_{ij} < 0$ , alors ce sera un alignement antiparallèle qui sera favorisé. Le signe de l'intégrale d'échange dépend fortement de la distance interatomique  $r_{ij}$  entre les atomes, ce qui explique en partie la nature ferromagnétique ou antiferromagnétique de certains matériaux.

Dans une approche macro-spin appliquée à des couches minces, nous pouvons écrire l'expression en fonction du gradient de l'aimantation telle que :

$$E_{ech} = \frac{A_{ech}}{M_s^2} (\nabla \mathbf{M})^2 \quad (3.4)$$

Avec la constante de rigidité d'échange  $A_{ech} = \frac{nJ_{ij}S^2}{c}$  où  $c$  est le paramètre de maille,  $S$  est la valeur du moment de spin et  $n$  un paramètre cristallographique.

Dans de nombreux matériaux ferromagnétiques, aussi bien que dans des matériaux antiferromagnétiques et ferrimagnétiques, les atomes sont situés à une distance assez éloignée les uns des autres, pour que l'interaction d'échange, aussi référée en tant qu'interaction d'échange direct, ne puisse être considérée comme responsable de l'ordre magnétique dans ces systèmes. En effet, différents mécanismes d'interaction indirecte pour lesquels d'autres atomes interviennent, peuvent être considérées dans ces cas-là. A ce titre, nous pouvons citer le mécanisme d'interaction d'échange indirect RKKY. Celle-ci permet d'expliquer l'origine du couplage FM/AFM pour un système de deux couches ferromagnétiques séparées par un métal non-magnétique (NM) et qui fera l'objet de notre étude lors de cette thèse. Dans un matériau NM, une impureté magnétique peut favoriser la polarisation des électrons de conduction dans son voisinage. Cette polarisation décrit une sinusoïde décroissante le long de l'épaisseur du matériau NM avec une période correspondant à  $2k_F$ , où  $k_F$  est le vecteur d'onde des électrons de conduction équivalent au vecteur d'onde à la surface de Fermi pour des matériaux cristallins.

Le couplage RKKY [143] du nom de Ruderman et Kittel [144], Kasuya [145] et Yosida [146] est donc une interaction d'échange entre des moments magnétiques *via* les électrons de conduction d'où la qualification d'interaction indirecte. Cela est crucial pour de nombreuses applications dans les dispositifs de stockage magnétiques modernes et l'électronique de spin [147]. En effet, dans le cas des multicouches FM/NM/FM, les électrons de conduction de la couche NM acquièrent une faible polarisation au contact des couches magnétiques et les directions de l'aimantation des couches FM sont couplées par l'intermédiaire de ces électrons selon l'épaisseur de la couche NM. Le couplage, qui oscille en fonction de l'épaisseur de la couche d'espacement [143, 148], a été observé pour la première fois par Grünberg [149] pour les systèmes à métaux de transition. Après que l'onde d'électrons de conduction polarisés a traversé la couche non magnétique, si les deux interfaces FM/NM et NM/FM présentent la même polarisation, le couplage sera positif et favorisera l'alignement parallèle des moments magnétiques. Si la polarisation est opposée aux deux interfaces alors le couplage sera négatif et les moments magnétiques vont s'aligner antiparallèlement. La nature du couplage RKKY dépendra principalement de l'épaisseur de la couche NM et de sa nature comme démontrée dans les travaux de S.S.P. Parkin [143].

### 3.1.3 Energie dipolaire

Un spin individuel produit un champ dipolaire qui peut être ressenti par d'autres spins. L'interaction dipolaire qui en découle est, contrairement à l'interaction d'échange, une interaction de type longue portée dont l'énergie est proportionnelle à  $1/r^3$  avec  $r$  la distance interatomique. Le champ dipolaire, aussi appelé champ démagnétisant, est difficile à calculer et dépend fortement de la configuration de l'aimantation à travers le matériau. En effet, les configurations d'aimantation limitant l'impact des champs dipolaires vont être favorisées du point de vue de l'interaction dipolaire. Ces états d'aimantation sont des configurations pour lesquelles l'aimantation est parallèle aux bords de l'échantillon, responsable notamment de l'anisotropie de forme.

Par analogie avec l'électrostatique, la divergence de l'aimantation  $\mathbf{M}$  provoque alors l'apparition d'un champ démagnétisant interne  $H_d$  au sein du matériau ferromagnétique. Dans un corps uniformément aimanté et de forme quelconque, le champ démagnétisant est fonction de l'amplitude et de l'orientation de l'aimantation par rapport à l'échantillon. Dans notre cas, c'est-à-dire le cas simple d'une couche mince avec une aimantation uniforme, le champ démagnétisant peut être écrit comme :

$$H_d = -\mathbf{n} \cdot \mathbf{M} \quad (3.5)$$

Avec  $\mathbf{n}$  le vecteur normal au plan de la couche mince.

L'énergie dipolaire associée à l'interaction dipolaire est quant à elle décrite par l'expression suivante :

$$E_{dip} = -\frac{1}{2} M H_d \quad (3.6)$$

### 3.1.4 Energie d'anisotropie

L'énergie d'anisotropie est issue de l'anisotropie magnétique du matériau. Dans les matériaux ferromagnétiques, l'aimantation a tendance à s'aligner selon un axe de facile aimantation suivant ainsi une certaine anisotropie magnétique. Cette anisotropie est régie par différentes contributions liées à la configuration du matériau. Dans un premier temps, l'anisotropie va dépendre de l'orientation des moments magnétiques par rapport aux axes cristallographiques du matériau et du champ cristallin engendré. Appelée anisotropie magnéto-cristalline, celle-ci est le résultat de l'interaction spin-orbite traduisant le couplage entre le spin et le moment orbital dans le réseau cristallin. Dans le cas d'une anisotropie magnéto-cristalline uniaxiale, l'énergie magnéto-cristalline associée est :

$$E_{ani} = -\frac{K_{eff}}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{u})^2 \quad (3.7)$$

Avec  $\mathbf{u}$  le vecteur unitaire suivant l'axe de facile aimantation et  $K_{eff}$  la constante d'anisotropie effective.

Lorsque l'on évoque les couches minces et particulièrement leur association, les interactions au niveau des atomes ferromagnétiques à l'interface ne sont pas à négliger en raison de la faible épaisseur des matériaux. En effet, certaines associations de matériaux connues tels que le Co/Pt [150, 151] ou le CoFeB/MgO [152, 153] créent une anisotropie à l'interface favorisant une aimantation perpendiculaire au plan. Définie comme anisotropie perpendiculaire (PMA : perpendicular magnetic anisotropy), cette anisotropie de surface intervient dans l'expression de la constante d'anisotropie uniaxiale est donnée par :

$$K_{eff} = K_v + \frac{2K_s}{t} \quad (3.8)$$

Avec  $K_v$  l'anisotropie de volume regroupant les termes d'anisotropie magnéto-cristalline et d'anisotropie dipolaire,  $K_s$  l'anisotropie de surface et  $t$  l'épaisseur de la couche ferromagnétique.

En dérivant l'énergie d'anisotropie par rapport à l'aimantation, on obtient le champ d'anisotropie :

$$H_a = 2 \frac{K_{eff}}{M_s} \quad (3.9)$$

Non négligeable dans les problèmes mécaniques, une anisotropie magnéto-élastique peut exister à travers la couche mince si elle est soumise à des déformations. En effet, l'effet magnéto-élastique provient de l'interaction spin-orbite et dans le cas où le réseau cristallin subit des déformations, les distances entre les atomes ainsi que les énergies d'interactions sont altérées produisant alors une anisotropie magnéto-élastique. De plus, celle-ci peut également apparaître lors du processus de fabrication de la couche mince lorsque l'adaptation du réseau entre les différentes couches ou les différentes contraintes thermiques liées aux conditions de dépôt engendrent des contraintes à travers le matériau. L'énergie issue de l'anisotropie magnéto-élastique et la constante de couplage associée tiennent compte de l'interaction entre l'aimantation et la déformation du milieu dues aux tensions générées [154]. A titre d'exemple, dans une couche mince soumise à une déformation uniaxiale, l'énergie magnéto-élastique s'exprime telle que [155] :

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda(\cos^2(\theta) - \frac{1}{3})\sigma_{xx} \quad (3.10)$$

Avec  $\sigma_{xx}$  la déformation uniaxiale,  $\theta$  l'angle entre la direction de l'aimantation et la direction de la déformation et  $\lambda$  le coefficient effectif de magnétostriction du film.

### 3.1.5 Configuration d'équilibre

L'énergie magnétique totale du matériau est donnée par la somme des quatre énergies liées aux interactions présentes dans le système, énergie de Zeeman, énergie d'échange, énergie dipolaire et énergie d'anisotropie, telle que :

$$E_{tot} = E_z + E_{ech} + E_{dip} + E_{ani} \quad (3.11)$$

La configuration d'équilibre du système est définie par l'état d'équilibre de l'aimantation pour lequel celle-ci s'aligne suivant une direction préférentielle correspondant donc à un minimum d'énergie fournie par le système. Trouver l'état d'équilibre revient donc à minimiser l'énergie totale (3.11) telle que :

$$E_{tot} = \int_V [A(\nabla\mathbf{m})^2 + E_{ani} - M_s\mathbf{m} \cdot (\mathbf{H} + \frac{\mathbf{H}_d}{2})] dV \quad (3.12)$$

Minimiser l'énergie totale amène à deux équations. La première est l'équation de surface, valable en l'absence d'énergie de surface :

$$2A[\mathbf{m} \times \frac{\partial\mathbf{m}}{\partial n}] = 0 \quad (3.13)$$

La seconde est l'équation de volume :

$$\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} = 0 \quad (3.14)$$

Avec le champ effectif  $\mathbf{H}_{eff}$  défini par :

$$\mathbf{H}_{eff} = [\frac{2A}{M_s}\nabla^2\mathbf{m} + \mathbf{H}_d + \mathbf{H} + \mathbf{H}_a] \quad (3.15)$$

D'après l'équation (3.14) la condition d'équilibre est alors donnée par l'alignement de l'aimantation avec le champ magnétique effectif et ces équations forment les bases de l'approche micromagnétique classique pour les problèmes magnétiques statiques.

## 3.2 Rappels sur la dynamique de l'aimantation dans les couches minces

### 3.2.1 Modes de propagation des ondes de spin

Dans un milieu ferromagnétique excité ou perturbé, l'aimantation aura tendance à entamer un mouvement de précession autour de la direction d'équilibre afin d'atteindre celui-ci en s'alignant suivant le champ effectif à travers le matériau. Il existe deux types de mouvement collectif liés à la précession des spins.

Le premier est le cas où les spins précessent en phase avec la même fréquence produisant une répartition homogène des moments dynamiques (3.1a). Ce type de mouvement collectif est communément appelé mode uniforme. Dans un milieu où l'aimantation et le champ effectif sont homogènes, le mode uniforme est excité par l'application, par exemple, d'un champ radiofréquence uniforme. La fréquence de ce mode uniforme est déterminée par le champ effectif et peut être obtenue à partir de l'expression de la densité d'énergie magnétique totale  $E_{tot}$ .

Le deuxième cas subsiste lorsque des excitations non uniformes caractérisées par une aimantation dépendante du temps et de la position ont lieu. Dans ce cas, les moments de spin locaux ne sont plus parallèles et les interactions d'échange et dipolaire sont des paramètres importants à prendre en compte lors de la quantification du mouvement collectif. De plus, les spins voisins précessent avec la même fréquence mais avec des phases différentes et forment un mouvement d'excitation collectif autour de la direction d'équilibre de l'aimantation aussi appelé onde de spins (3.1b). Ce sont des modes propagatifs dont la diffusion va dépendre de l'orientation de l'aimantation et du vecteur d'onde. Si la longueur d'onde  $\lambda$  de ces ondes de spin est petite, elles sont régies par l'interaction d'échange qui tend à uniformiser la direction de l'aimantation sur quelques distances atomiques. Si  $\lambda$  est très grand, il s'agit du cas de l'interaction dipolaire à longue portée. Par conséquent, les ondes de spin sont classées en deux types de modes principaux : les modes d'échange et les modes dipolaires. Dans notre configuration expérimentale liée à la technique BLS, les vecteurs d'onde sont situés dans une gamme intermédiaire où les ondes de spin sondées sont considérées à la fois en tant que modes dipolaires et modes d'échange (modes dipole-échange).

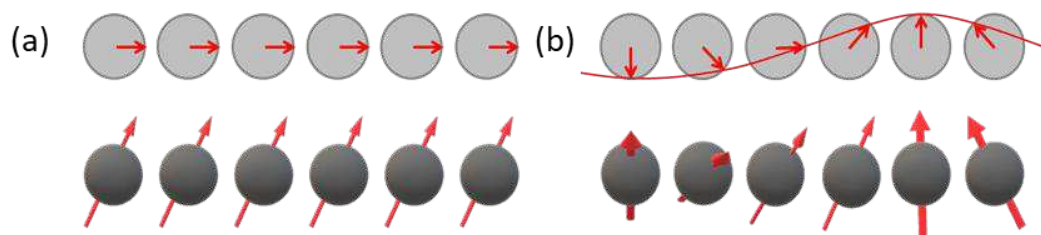


FIGURE 3.1 – Schéma représentant (a) le mode uniforme et (b) une onde de spin dans une couche ferromagnétique.

La propagation des ondes de spin est une solution propre de l'équation Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) (voir section suivante). Généralement, la relation de dispersion se définit par la relation qui lie la pulsation de l'onde  $\omega$  à son vecteur d'onde  $k_{sw}$ . Afin de déterminer la relation de dispersion des ondes de spin, l'équation LLG doit être résolue avec les équations de Maxwell dans l'approximation magnétostatique. Ce calcul a été réalisé en 1961 par Damon et Eshbach [156] pour toutes les directions de propagation d'onde de spin en soumettant l'hypothèse que la contribution d'échange soit négligeable afin d'obtenir les modes dipolaires.

Différentes configurations de propagations d'ondes de spins sont illustrées sur la figure 3.2 dont la configuration de DE (ou MSSW : magneto-static surface waves) correspondant au



cas où l'aimantation est dans le plan et la propagation est perpendiculaire à l'aimantation à l'équilibre. Cette géométrie est souvent considérée comme la configuration générale pour l'étude de la DMI dans les couches minces du fait de la non-réciprocité des ondes de spin induite par cette interaction [107, 131, 130]. En effet, dans une géométrie de DE, la différence d'énergie entre deux ondes se propageant dans des directions opposées sera proportionnelle à la constante DMI  $D$ . Ceci se traduira en un terme de fréquence avec l'apparition d'une non-réciprocité proportionnelle à  $k_{sw}D$ . Pour la suite de notre étude expérimentale, seule la géométrie de Damon-Eshbach sera donc privilégiée.

En plus du mode DE, il existe une autre famille de modes magnétostatiques, qui peut apparaître dans les couches minces, appelés modes stationnaires (PSSW : perpendicular standing spin waves) [138] constitués par la superposition d'ondes de spins perpendiculaires au plan du film et se propageant dans deux directions opposées comme illustré sur la figure 3.3.

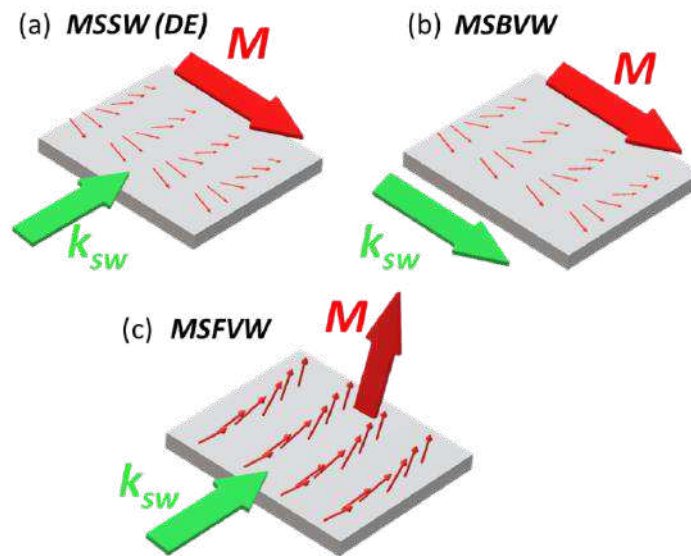


FIGURE 3.2 – Différentes configurations de propagation d'ondes de spin : (a) ondes magnétostatiques de surface ou modes de Damon-Eshbach (MSSW ou DE), pour lesquelles l'aimantation  $M$  est dans le plan et le vecteur d'onde  $k_{sw}$  est perpendiculaire à l'aimantation à l'équilibre. (b) ondes magnétostatiques de volume rétrogrades (MSBVW : magneto-static backward volume waves), pour lesquelles l'aimantation et le vecteur d'onde sont colinéaires. (c) ondes magnétostatiques de volume (MSFVW : magneto-static forward volume waves) pour lesquelles l'aimantation est hors du plan et le vecteur d'onde dans le plan. Les petites flèches rouges représentent l'orientation des spins à travers le matériau. Ces modes diffèrent par leurs champs dipolaires.

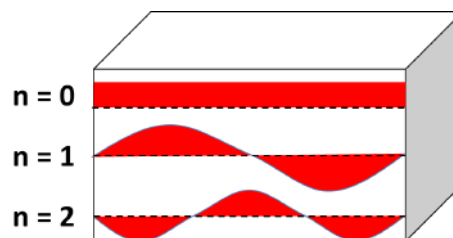


FIGURE 3.3 – Représentation des modes stationnaires (PSSW) confinés dans une couche mince pour différents ordres.

Par ailleurs, l'étude des ondes de spin permet d'accéder à certaines propriétés dynamiques des milieux magnétiques, en particulier, pour des couches minces et des nanostructures ferromagnétiques. A partir des mesures d'ondes de spin, les informations de base sur les propriétés magnétiques, telles que les anisotropies magnétiques, les phénomènes d'interface, ou encore le

couplage intercouches peuvent être obtenues.

### 3.2.2 Equation de Landau-Lifshitz

Basé sur des fondements purement phénoménologiques, le premier modèle dynamique décrivant le mouvement de l'aimantation dans un matériau ferromagnétique fut proposé par Landau et Lifshitz en 1935 [157]. Ce modèle est constitué d'une équation de précession continue tenant compte des phénomènes liés à la mécanique quantique et de l'anisotropie par l'intermédiaire du champ effectif  $H_{eff}$ . Ce champ se compose principalement du champ magnétique extérieur  $H$ , du champ démagnétisant et des champs particuliers liés à l'échange et l'anisotropie. L'équation de Landau-Lifshitz est la suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (3.16)$$

Avec  $\gamma$  le rapport gyromagnétique.

On notera que la caractéristique importante de l'équation de mouvement est qu'elle assure la conservation de la norme du vecteur  $\mathbf{M}$ . Si nous considérons  $\mathbf{M}$  comme un vecteur avec une extrémité fixée, l'autre extrémité, se déplacera à la surface d'une sphère. Dans le cas d'une symétrie cylindrique, l'extrémité du vecteur  $\mathbf{M}$  se déplace le long d'une ellipse tant que les oscillations sont de faibles amplitudes et un tel mouvement s'appelle la précession de l'aimantation. Dans le cas contraire, comme lors du renversement de l'aimantation, sa trajectoire est plus compliquée.

### 3.2.3 Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert

L'oscillation de l'aimantation est inévitablement accompagnée par une dissipation de l'énergie. Par conséquent, l'aimantation aura tendance à s'aligner avec le champ  $H_{eff}$  si celui-ci est assez fort. Il est donc indispensable d'introduire un terme d'amortissement dans le processus dynamique de l'aimantation. L'approche suivie par la suite par Landau et Lifshitz consista à introduire une relaxation de l'aimantation de façon phénoménologique, c'est-à-dire, introduire un terme de couplage supplémentaire qui pousse l'aimantation dans la direction du champ effectif. L'équation de Landau-Lifshitz devient alors :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\lambda}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (3.17)$$

Où  $\lambda > 0$  est un paramètre phénoménologique d'amortissement dépendant des caractéristiques du matériau.

En 1954, Gilbert [158] a introduit une forme plus convaincante pour le terme d'amortissement basée sur une approche Lagrangienne dans laquelle les rôles des coordonnées généralisées sont joués par les composantes du vecteur d'aimantation  $m_x, m_y, m_z$ . Pour cela, le moyen le plus naturel d'introduire une relaxation phénoménologique consiste à introduire une force de type «visqueuse», dont les composantes sont proportionnelles aux dérivées temporelles des coordonnées généralisées. Plus spécifiquement, il a introduit le terme supplémentaire suivant :

$$\frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (3.18)$$

Où  $\alpha > 0$  est le facteur d'amortissement de Gilbert, aussi appelé « damping » dépendant des caractéristiques du matériau.

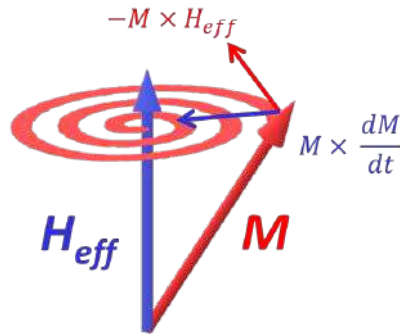


FIGURE 3.4 – Schéma représentant la précession de l'aimantation incluant l'amortissement de Gilbert.

La nouvelle équation de précession, modifiée selon les travaux de Gilbert, est généralement appelée équation de Landau-Lifshitz-Gilbert et permet de rendre compte de la précession de l'aimantation :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (3.19)$$

### 3.3 Comportement des ondes de spin dans les couches minces magnétiques

Un modèle dynamique, utilisé principalement pour l'interprétation des résultats par la suite, fut élaboré afin d'obtenir la relation de dispersion des ondes de spin (fréquences en fonction du vecteur d'onde des ondes de spin) dans les couches magnétiques. Ce modèle est proche de celui présenté par B. Hillebrands [159] basé sur une théorie magnétostatique de type continue incluant les contributions dipolaire et d'échange et tenant compte intégralement de l'anisotropie magnétique de surface et d'interface ainsi que du couplage d'échange lorsque différentes couches magnétiques sont en contact. La différence ici consiste à imposer des conditions aux limites liées à l'interaction d'interface Dzyaloshinskii-Moriya (iDMI) sur les composantes dynamiques de l'aimantation comme proposé par M. Kostylev [160], où il montre que l'iDMI fixe certaines conditions à l'interface et que celles-ci dépendent du vecteur d'onde de l'onde de spin.

#### 3.3.1 Equation des ondes de spin dans une couche ferromagnétique

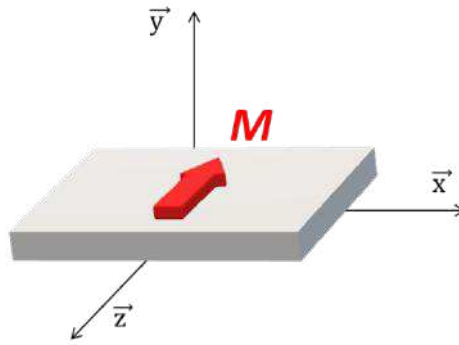


FIGURE 3.5 – Système d'axes respecté pour les différents calculs liés aux équations d'ondes de spin dans les couches ferromagnétiques.

Considérons un milieu uniformément aimanté le long de l'axe z suivant la direction du champ magnétique extérieur et on assume la présence d'une anisotropie uniaxiale suivant l'axe y perpendiculaire à l'axe d'aimantation. Ce système d'axes présenté dans la figure 3.5 sera respecté tout le long de notre étude. L'équation de Landau-Lifshitz nous donne [159] :

$$i \frac{\omega}{\gamma} m_x = H m_y - \frac{2K}{M} m_y - M \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{2A}{M} \Delta m_y \quad (3.20)$$

$$i \frac{\omega}{\gamma} m_y = -H m_x + M \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{2A}{M} \Delta m_y \quad (3.21)$$

Où  $m_x$ ,  $m_y$  sont les composantes de l'aimantation,  $\phi$  est le potentiel associé au champ démagnétisant (introduit par [161]),  $\omega$  est la fréquence angulaire,  $\gamma$  est le facteur gyromagnétique,  $A$  est la constante d'échange,  $H$  est le champ magnétique extérieur,  $M$  est l'aimantation et  $K$  est la constante d'anisotropie. Le symbole  $\Delta$  représente l'opérateur Laplacien  $\nabla^2$ .

Afin de résoudre formellement ces équations, Camley *et al.* [162] ont introduit une fonction auxiliaire  $\psi$  définie par l'équation suivante :

$$\left( \left( H - \frac{2A}{M} \Delta \right) \left( H - \frac{2A}{M} \Delta - \frac{2K}{M} \right) - \frac{\omega^2}{\gamma^2} \right) \psi = \phi \quad (3.22)$$

Cette fonction auxiliaire permet d'utiliser une unique fonction à la place de  $m_x$ ,  $m_y$  et  $\phi$ .

Par ailleurs, en injectant cette expression ainsi que les expressions des composantes de l'aimantation déduites de l'équation de Landau-Lifshitz, dans l'équation de Maxwell  $\Delta\phi + 4\pi(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y}) = 0$ , on obtient finalement l'équation d'onde de spin suivante :

$$\left((H - \frac{2A}{M}\Delta)(H - \frac{2A}{M}\Delta - \frac{2K}{M}) - \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)\Delta\psi + 4\pi M\left((H - \frac{2A}{M}\Delta - \frac{2K}{M})\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + (H - \frac{2A}{M}\Delta)\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right) = 0 \quad (3.23)$$

### 3.3.2 Relation de dispersion dans les systèmes classiques HM/FM

#### 3.3.2.1 Approche numérique

Pour rappel, la relation de dispersion dans les couches minces, présentant la variation de la fréquence des ondes de spin en fonction de leur vecteur d'onde, permet d'obtenir des informations importantes sur les paramètres magnétiques du système et notamment la DMI.



FIGURE 3.6 – Système de bicouche composé d'une couche ferromagnétique (FM) déposée sur une couche de métal lourd (HM) afin d'induire la DMI.

Dans le cas le plus simple, on considère une bicouche composée d'une couche ferromagnétique (FM) déposée sur un métal lourd (HM) comme illustrée sur la figure 3.6. Une onde propagative le long de la direction  $x$  dans un film magnétique perpendiculaire à l'axe  $y$  correspond à une dépendance en  $\exp(ik_{sw}x)$  pour la fonction  $\psi$ . Par conséquent, l'équation d'onde (3.23) devient une équation différentielle linéaire d'ordre 6 en  $y$ . La solution générale de cette équation est une combinaison linéaire de 6  $\exp(iqy)$  ou  $q$  est une solution réelle ou complexe de l'équation algébrique associée à l'équation différentielle. L'association de plusieurs  $\exp(iqy)$  est nécessaire afin de satisfaire les conditions aux limites du système.

Au-dessus du film magnétique, le potentiel s'écrit  $\phi_{ext} = \phi_1 \exp(ik_{sw}x) \exp(-k_{sw}y)$ . En dessous du film, celui-ci s'écrit  $\phi_{ext} = \phi_2 \exp(ik_{sw}x) \exp(k_{sw}y)$ . Sur chaque interface, les conditions de Maxwell introduisent les relations suivantes :

$$\frac{\partial\phi}{\partial y} + 4\pi m_y = \frac{\partial\phi_{ext}}{\partial y} \quad (3.24)$$

$$\phi = \phi_{ext} \quad (3.25)$$

On assume que l'interface supérieure est caractérisée seulement par l'anisotropie de surface, qui est perpendiculaire au plan du film, alors que l'interface inférieure est soumise à la fois à l'iDMI induite par le métal lourd en contact avec le ferromagnétique et à l'anisotropie de surface. Pour l'interface supérieure, les conditions d'interfaces dites de Rado-Weertman [159] s'écrivent :

$$\frac{2A}{M} \frac{\partial m_x}{\partial y} = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{2A}{M} \frac{\partial m_y}{\partial y} - \frac{2K_{s,up}}{M} m_y = 0 \quad (3.27)$$

Où  $K_{s,up}$  est la constante d'anisotropie de surface.

Concernant l'interface inférieure, les conditions d'interfaces introduites par Kostylev [160] s'écrivent :

$$\frac{2A}{M} \frac{\partial m_x}{\partial y} - i \frac{2D}{M} k_{sw} m_y = 0 \quad (3.28)$$

$$\frac{2A}{M} \frac{\partial m_y}{\partial y} + i \frac{2D}{M} k_{sw} m_x + \frac{2K_{s,low}}{M} m_y = 0 \quad (3.29)$$

Où  $D$  est la constante iDMI et  $K_{s,low}$  la constante d'anisotropie de surface.

A la différence de Kostylev, la constante  $D$  présentée dans les relations (3.28,3.29) est exprimée comme une énergie par unité de longueur. Cette constante est le produit de la constante iDMI introduite par Kostylev par la distance atomique requise dans sa présentation. A l'instar de plusieurs publications [130, 131, 73], la constante  $D$  considérée ici est présentée en tant que constante iDMI intrinsèque ou de surface.

Les conditions (3.24, 3.25) aux deux interfaces ainsi que (3.26, 3.27, 3.28, 3.29) induisent un système de 8 équations linéaires comprenant les inconnues  $\phi_1, \phi_2, \Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_4, \Psi_5, \Psi_6$ . Ce système d'équation possède des solutions non triviales seulement si son déterminant est nul. Cette condition mathématique correspond alors à une équation qui décrit le caractère dispersif des modes des ondes de spin dans ce type de structure.

### 3.3.2.2 Approche analytique

Dans une approche analytique, pour le cas d'une couche mince HM/FM uniforme soumise à un champ magnétique homogène dans la direction de l'axe  $z$  et dans laquelle les ondes de spin se propagent le long de l'axe  $x$ , les fréquences propres peuvent être déduites de l'équation de Landau-Lifshitz :

$$i \left( \frac{\omega}{\gamma} + k_{sw} \frac{2D_{eff}}{M} \right) \mathbf{m} = \mathbf{M} \times \left( -\frac{2A}{M^2} k_{sw}^2 \mathbf{m} - 4\pi(1-G)m_x \mathbf{u}_x - 4\pi G m_y \mathbf{u}_y + \frac{2K_{eff}}{M^2} m_y \mathbf{u}_y \right) + \mathbf{m} \times \mathbf{H} \quad (3.30)$$

Avec les champs associés tels que :

$$\mathbf{H}_a = \frac{2K_{eff}}{M^2} m_y \mathbf{u}_y \quad (3.31)$$

$$\mathbf{H}_{dip} = -4\pi(1-G)m_x \mathbf{u}_x - 4\pi G m_y \mathbf{u}_y \quad (3.32)$$

et le champ associé à l' iDMI donné par [134, 163] :

$$\mathbf{H}_{DMI} = \frac{2D_{eff}}{M} \left( \frac{\partial m_y}{\partial x} \mathbf{u}_x - \frac{\partial m_x}{\partial x} \mathbf{u}_y \right) \quad (3.33)$$

Dans cette configuration, l'expression de l'aimantation est donc  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$  avec :

$$\mathbf{m} = m_x \mathbf{u}_x + m_y \mathbf{u}_y - \mathbf{u}_z = m_{x0} \exp(i(\omega t - k_{sw}x)) \mathbf{u}_x + m_{y0} \exp(i(\omega t - k_{sw}x)) \mathbf{u}_y - \mathbf{u}_z \quad (3.34)$$

avec  $|m_{x0}|, |m_{y0}| \ll 1$ .

L'expression usuelle de la relation de dispersion dans les couches minces, également calculée par [163, 160, 131] est alors donnée par :

$$F = F_0 + F_{DMI} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{[H + Jk_{sw}^2 + 4GM_s][H + Jk_{sw}^2 - 4GM_s + 4\pi M_{eff}]} \pm \frac{\gamma}{\pi M_s} D_{eff} k_{sw} \quad (3.35)$$

Avec  $H$  le champ appliqué dans le plan,  $M_s$  l'aimantation à saturation,  $\gamma$  la valeur absolue du rapport gyromagnétique,  $J = \frac{2A}{M_s}$  la constante de rigidité d'échange des ondes de spin avec  $A$  la constante d'échange micromagnétique,  $D_{eff}$  la constante DMI effective,  $K_{eff}$  l'anisotropie effective,  $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - H_a$  l'aimantation effective,  $H_a = 2K_{eff}/M_s$  le champ d'anisotropie perpendiculaire et  $G = 1 - \frac{1 - \exp(-|k_{sw}|t)}{|k_{sw}|t}$  le facteur démagnétisant pour l'aimantation dynamique dans le cas des couches minces.

### 3.3.3 Calcul de la DMI dans les couches minces

Si la DMI est purement d'origine interfaciale, on s'attend à une variation avec l'épaisseur  $t$  du ferromagnétique telle que  $D_{eff}(t) = D_s/t$ . Dès lors, la différence de fréquence provoquée par la DMI pour des ondes se propageant dans des directions contraires mesurée par BLS peut être déduite de 3.35 par l'équation :

$$\Delta F = f(-k_{sw}) - f(k_{sw}) = \frac{2\gamma}{\pi M_s} D_{eff} k_{sw} = \frac{2\gamma}{\pi M_s} \frac{D_s}{t} k_{sw} \quad (3.36)$$

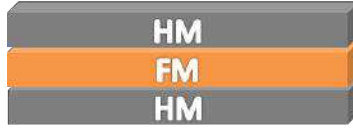


FIGURE 3.7 – Système composé d'une couche ferromagnétiques (FM) placée entre deux couches de métal lourd (HM) afin d'induire la DMI aux deux interfaces.

Dans notre cas, seule la couche HM induit une DMI d'interface à la couche FM. Cependant, dans le cas particulier où la couche FM est interfacée entre deux couches HM comme illustrée sur la figure 3.7, il est évident que la DMI sera différente du cas avec une seule couche HM. En effet, si les deux interfaces, supérieure et inférieure, sont impliquées dans la DMI, alors la DMI totale sera la somme algébrique des deux contributions  $D_s = D_{up} + D_{low}$ . Il est à noter que si le même métal lourd est présent aux deux interfaces,  $D_{up} = -D_{low}$  donc  $D_s = 0$  [74]. Alors que si le même métal est présent aux deux interfaces, les anisotropies de surface sont les mêmes  $K_{s,low} = K_{s,up}$  et  $K_s = 2K_{s,low}$ .

Par conséquent, de l'équation (3.30), on obtient :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_{eff}}{M} k_{sw}\right)^2 = H_x H_y \quad (3.37)$$

Avec  $H_x = H + \frac{2A}{M} k_{sw}^2 + 4\pi(1-G)M$  et  $H_y = H + \frac{2A}{M} k_{sw}^2 + 4\pi GM - \frac{2K_{eff}}{M}$ .

Finalement la différence de fréquence pour le cas d'une couche FM entre deux couches HM se traduit par :

$$\frac{1}{2\pi} (\omega(k_{sw}) - \omega(-k_{sw})) = -\frac{2\gamma D_{eff} k_{sw}}{\pi M} \quad (3.38)$$

### 3.3.4 Calculs numériques et courbes théoriques pour les couches HM/FM

#### 3.3.4.1 Cas d'une couche ultra-mince

Dans ce cas simple, la couche FM est suffisamment fine pour que l'on puisse négliger l'effet d'une asymétrie des interfaces sur la non-réciprocité des ondes de spin. De ce fait, la non-réciprocité des ondes de spin pour une structure HM/FM a été calculée en estimant la différence entre la fréquence Stokes et la fréquence anti-Stokes. Les calculs ont été effectués avec les paramètres suivants : un champ magnétique extérieur  $H = 1000$  Oe, une aimantation à saturation  $M = 1000$  emu/cc, une constante d'échange  $A = 10^{-6}$  erg/cm, une constante DMI  $D = 2 \times 10^{-7}$  erg/cm et  $\frac{\gamma}{2\pi} = 3$  GHz/kOe. Par ailleurs, toutes les anisotropies sont considérées comme nulles.

Deux épaisseurs de couche FM  $t_{FM} = 1$  et  $2$  nm sont considérées ici afin de souligner le caractère d'interface de la DMI dans les couches ultraminces. Les différences de fréquences Stokes/anti-Stokes  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$  pour un vecteur d'onde  $|k_{sw}|$  variant de  $4 \mu\text{m}^{-1}$  à  $18 \mu\text{m}^{-1}$  sont présentées sur la figure 3.8. Comme attendu [130, 131, 85, 164, 129], la DMI est totalement responsable de la différence de fréquence  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw}) = \frac{2\gamma}{\pi M} \frac{D}{t_{FM}} k_{sw}$  et celle-ci est d'autant plus grande lorsque l'épaisseur est faible, de par sa nature interfaciale. Le cas d'une couche FM déposée sur couche HM est considéré pour la suite comme une configuration de référence afin de faciliter l'analyse de résultats concernant des structures plus complexes.

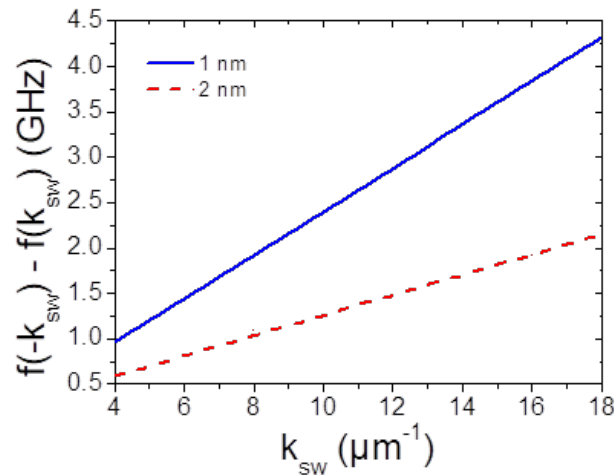


FIGURE 3.8 – Différence de fréquence Stokes/anti-Stokes  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$  en fonction du vecteur d'onde  $k_{sw}$  pour un système de couche ultra-mince HM/FM avec  $t_{FM} = 1$  nm (ligne continue) et  $t_{FM} = 2$  nm (ligne discontinue).

#### 3.3.4.2 Cas d'une couche plus épaisse

La structure étudiée dans la section précédente était considérée comme ultramince ( $t_{FM} = 1$  et  $2$  nm) et aucune anisotropie n'a été prise en compte. De plus, l'anisotropie de surface supposée exister pour de très faibles épaisseurs, typiquement inférieure à  $10$  nm, n'est, dans ce cas, pas assez influente sur la différence de fréquence  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$  [73] pour être considérée dans les calculs précédents. Contrairement au cas précédent, si le film est plus épais, d'environ quelques dizaines de nanomètres, la dispersion du mode de Damon-Eshbach n'est plus négligeable, la distribution de l'aimantation à travers la couche FM devient inhomogène et l'anisotropie de surface a une plus grande influence sur la différence de fréquence en raison de la présence d'iDMI.

En tenant compte de cela, des calculs ont été effectués pour une structure HM/FM en utilisant les paramètres suivants :  $H = 1000$  Oe,  $M = 1000$  emu/cm<sup>3</sup>,  $A = 10^{-6}$  erg/cm,  $\frac{\gamma}{2\pi} = 3$



GHz/kOe,  $D = 2 \times 10^{-7}$  erg/cm,  $t_{\text{FM}} = 20$  nm et  $K = 0$ . Deux anisotropies de surface sont considérées  $K_{s,\text{low}} = 0$  et  $0,4$  erg/cm<sup>2</sup>.

Dans le cas d'une épaisseur de couche FM d'environ 20 nm, plusieurs modes peuvent être observés par la technique BLS. Le mode de plus basse fréquence est le mode dipolaire tandis que les autres modes sont les modes propres stationnaires (ou « standing spin modes ») à travers la couche mince [159]. Les différences de fréquences Stokes/anti-Stokes pour des vecteurs d'ondes dans la gamme de  $4 \mu\text{m}^{-1}$  à  $18 \mu\text{m}^{-1}$  sont présentées figure 3.9 pour  $K_{s,\text{low}} = 0$ . Dans ce cas, la différence de fréquence pour le mode de Damon-Eshbach  $f_{\text{DE}}(-k_{\text{sw}}) - f_{\text{DE}}(k_{\text{sw}})$  est donnée par l'expression usuelle  $\frac{2\gamma}{\pi M} \frac{D}{t_{\text{FM}}} k_{\text{sw}}$  alors que la différence de fréquence pour le premier mode stationnaire  $f_{st,1}(-k_{\text{sw}}) - f_{st,1}(k_{\text{sw}})$  est bien supérieure à  $\frac{2\gamma}{\pi M} \frac{D}{t_{\text{FM}}} k_{\text{sw}}$ . Pour une anisotropie non nulle,  $K_{s,\text{low}} = 0,4$  erg/cm<sup>2</sup>, la différence de fréquence issue du mode DE augmente significativement tandis que la différence de fréquence pour le premier mode stationnaire diminue légèrement comme illustré par la figure 3.9b.

D'après ces résultats, l'évaluation de la constante DMI semble à priori plus complexe pour une couche FM plus épaisse déposée sur une couche HM. En effet, cela requiert, en plus, de déterminer l'anisotropie de surface. Il est possible néanmoins d'obtenir la constante DMI à partir des fréquences issues du mode DE et du premier mode stationnaire pour cette structure. Celle-ci est plus facilement calculable à partir du premier mode stationnaire car la différence de fréquence est moins sensible à l'anisotropie de surface. En réalité, ne disposant d'aucune formule explicite pour déterminer cette différence de fréquence en présence de différentes conditions d'interfaces (induites par l'anisotropie de surface) sur chaque face du film, les calculs ont été effectués avec des paramètres raisonnables qui peuvent être modifiés afin d'obtenir un meilleur ajustement avec des données expérimentales dans ce type de structures.

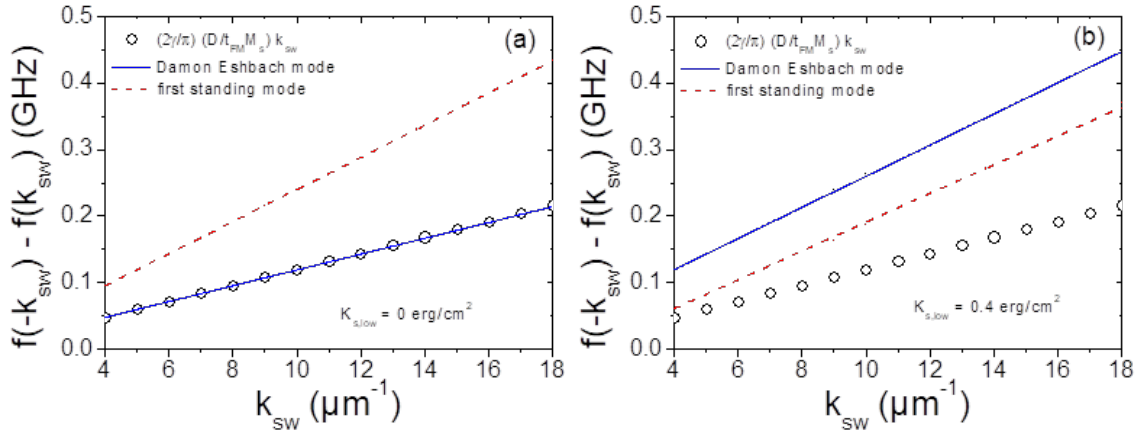


FIGURE 3.9 – Différence de fréquence Stokes/anti-Stokes  $f(-k_{\text{sw}}) - f(k_{\text{sw}})$  en fonction du vecteur d'onde  $k_{\text{sw}}$  pour un système de couche mince HM/FM pour deux anisotropies de surface, (a)  $K_{s,\text{low}} = 0$  erg/cm<sup>2</sup>, (b)  $K_{s,\text{low}} = 0,4$  erg/cm<sup>2</sup>, les cercles indiquent la différence de fréquence obtenues avec l'expression usuelle  $\frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{M t_{\text{FM}}} k_{\text{sw}}$ .

### 3.4 Ondes de spin dans les empilements de couche minces

Dans la continuité de notre étude théorique, nous allons nous intéresser ici aux équations et notamment à la relation de dispersion des ondes de spin qui en découle pour des structures d'empilement de couches minces magnétiques en présence de DMI. Ces structures particulières sont de nos jours largement étudiées en raison de leur intérêt à stabiliser les skyrmions magnétiques à température ambiante [99, 60, 61, 165, 100, 101, 102] et dont le comportement des ondes de spin en présence de DMI est l'objet de notre étude.

#### 3.4.1 Relation de dispersion des ondes de spin dans des systèmes FM/NM/FM couplés RKKY déposés sur film HM

##### 3.4.1.1 Approche numérique

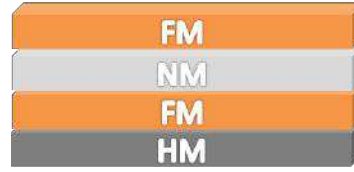


FIGURE 3.10 – Système composé de deux couches ferromagnétiques (FM) séparées par un espaceur non-magnétique (NM) et déposées sur une couche de métal lourd (HM) afin d'induire la DMI.

On considère dans ce cas une structure magnétique composée de l'empilement suivant : deux couches ferromagnétiques (FM) séparées par une couche non-magnétique (NM) déposées sur une couche de nature métal lourd (HM) comme illustré sur la figure 3.10. La présence de l'interface HM/FM à la base de cette structure est nécessaire afin d'induire une iDMI. Dans chaque couche FM, l'aimantation et le potentiel associé sont déduits à partir de la fonction auxiliaire comme dans le cas d'une couche FM isolée. Les conditions aux limites pour l'interface supérieure de la couche FM supérieure ainsi que l'interface inférieure de la couche FM inférieure sont les mêmes que celles pour un film magnétique isolé. Dans la couche séparatrice NM, le potentiel s'écrit  $\phi_{spa} = \phi_3 \exp(ik_{sw}x) \exp(-k_{sw}y) + \phi_4 \exp(ik_{sw}x) \exp(k_{sw}y)$ . Sur chaque interface de cette couche, les conditions de Maxwell induisent les relations suivantes :

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} + 4\pi m_y = \frac{\partial \phi_{spa}}{\partial y} \quad (3.39)$$

$$\phi = \phi_{spa} \quad (3.40)$$

De plus, des conditions d'interfaces supplémentaires, aussi appelées de Hoffmann, liées au couplage RKKY entre les deux couches FM, sont à prendre en compte au niveau des interfaces de la couche NM :

$$\frac{2A_{up}}{M_{up}} \frac{\partial m_{x,up}}{\partial y} + \frac{2A_{12}}{M_{low}} m_{x,low} - \frac{2A_{12}}{M_{up}} m_{x,up} = 0 \quad (3.41)$$

$$\frac{2A_{up}}{M_{up}} \frac{\partial m_{y,up}}{\partial y} + \frac{2A_{12}}{M_{low}} m_{y,low} - \frac{2A_{12}}{M_{up}} m_{y,up} + \frac{2K_{s,up}}{M_{up}} m_{y,up} = 0 \quad (3.42)$$

$$\frac{2A_{low}}{M_{low}} \frac{\partial m_{x,low}}{\partial y} - \frac{2A_{12}}{M_{up}} m_{x,up} + \frac{2A_{12}}{M_{low}} m_{x,low} = 0 \quad (3.43)$$

$$\frac{2A_{low}}{M_{low}} \frac{\partial m_{y,low}}{\partial y} - \frac{2A_{12}}{M_{up}} m_{y,up} + \frac{2A_{12}}{M_{low}} m_{y,low} - \frac{2K_{s,low}}{M_{low}} m_{y,low} = 0 \quad (3.44)$$

Où *low* et *up* se réfèrent respectivement aux films supérieur et inférieur, et  $A_{12}$  est la constante d'échange RKKY.

Ces conditions d'interfaces amènent à un système d'équations contenant 16 équations linéaires dont les inconnues sont  $\phi_1, \dots, \phi_4, \Psi_{1,low}, \dots, \Psi_{6,low}, \Psi_{1,up}, \dots, \Psi_{6,up}$ . Il suffit alors de minimiser le déterminant de ce système afin d'obtenir les modes propres et d'en déduire la relation de dispersion pour ce type de structure.

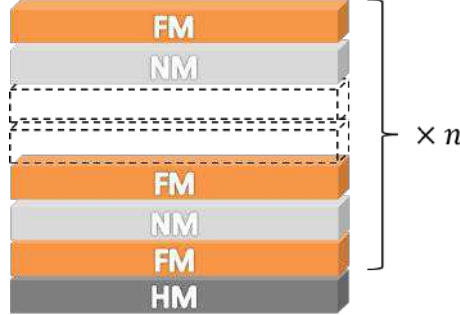


FIGURE 3.11 – Système d'empilement de couche composé de  $n$  couches ferromagnétiques (FM) séparées par un espaceur non-magnétique (NM) et déposées sur une seule couche de métal lourd (HM) afin d'induire la DMI.

Dans le cas d'un empilement multiple, lorsque l'on considère  $n$  bicouches FM/NM déposées sur une seule couche de métal lourd comme décrit dans la figure 3.11, à la manière du cas précédent, pour chaque couche FM, l'aimantation et son potentiel associé se calculent à partir de la fonction auxiliaire dans le cas d'un film mince FM isolé. Les conditions d'interfaces sont les mêmes que celles déterminées pour deux couches FM couplées par interaction RKKY et l'interface HM/FM induit les propriétés de l'iDMI.

### 3.4.1.2 Approche analytique

Dans le cas d'un empilement de couches, le seul couplage entre couches provient du champ de fuite dynamique. Il est donc nécessaire d'estimer le champ démagnétisant global engendré par les deux couches. Le calcul détaillé du couplage dipolaire est présenté en annexe et en tenant compte de celui-ci, l'équation de Landau-Lifshitz (3.30) pour la couche en contact avec le matériau HM devient :

$$i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_{eff}}{M} k_{sw}\right) \mathbf{m}_1 = \mathbf{M} \times \left(-\frac{2A}{M^2} k_{sw}^2 \mathbf{m}_1 - 4\pi(1-G)m_{x,1} \mathbf{u}_x - 4\pi G m_{y,1} \mathbf{u}_y + \frac{2K_{eff}}{M^2} m_{1,y} \mathbf{u}_y\right) + \mathbf{m}_1 \times \mathbf{H} + \mathbf{M} \times (-4\pi F m_{2,x} \mathbf{u}_x + 4\pi F m_{2,y} \mathbf{u}_y) \quad (3.45)$$

Et celle de la couche FM supérieure devient :

$$i\frac{\omega}{\gamma} \mathbf{m}_2 = \mathbf{M} \times \left(-\frac{2A}{M^2} k_{sw}^2 \mathbf{m}_2 - 4\pi(1-G)m_{x,2} \mathbf{u}_x - 4\pi G m_{y,2} \mathbf{u}_y + \frac{2K_{eff}}{M^2} m_{2,y} \mathbf{u}_y\right) + \mathbf{m}_2 \times \mathbf{H} + \mathbf{M} \times (-4\pi F m_{1,x} \mathbf{u}_x + 4\pi F m_{1,y} \mathbf{u}_y) \quad (3.46)$$

Avec  $F = \frac{1}{2} \exp(-|k_{sw}|s) \frac{(1 - \exp(-|k_{sw}|t))^2}{k_{sw}t}$  et  $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2$  respectivement les vecteurs unitaires de l'aimantation dans les couches FM inférieure et supérieure.

Ces équations peuvent être réécrites telles que :

$$\begin{pmatrix} i(H_\omega + H_{DMI}) & -H_y \\ H_x & i(H_\omega + H_{DMI}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x,1} \\ m_{y,1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -H_c \\ -H_c & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x,2} \\ m_{y,2} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

et

$$\begin{pmatrix} i(H_\omega) & -H_y \\ H_x & i(H_\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x,2} \\ m_{y,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -H_c \\ -H_c & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x,1} \\ m_{y,1} \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

Avec  $H_\omega = \frac{\omega}{\gamma}$ ,  $H_{DMI} = \frac{2D_{eff}}{M} k_{sw}$ , et  $H_c = 4\pi FM$ .

Comme

$$\begin{pmatrix} 0 & -H_c \\ -H_c & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -H_c \\ -H_c & 0 \end{pmatrix} = (H_c)^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

Alors

$$\begin{pmatrix} -H_c H_x & -iH_c(H_\omega + H_{DMI}) \\ -iH_c(H_\omega + H_{DMI}) & H_c H_y \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -H_c H_x & -iH_c H_\omega \\ -iH_c H_\omega & H_c H_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x,2} \\ m_{y,2} \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

$$= (H_c)^4 \begin{pmatrix} m_{x,2} \\ m_{y,2} \end{pmatrix}$$

Par conséquent, les fréquences propres sont associées à la condition suivante :

$$\begin{vmatrix} H_c^2 H_x^2 - H_c^2 H_\omega(H_\omega + H_{DMI}) - H_c^4 & iH_c^2 H_x H_\omega - iH_c^2 H_y(H_\omega + H_{DMI}) \\ iH_c^2 H_x(H_\omega + H_{DMI}) - iH_c^2 H_y H_\omega & H_c^2 H_y^2 - H_c^2 H_\omega(H_\omega + H_{DMI}) - H_c^4 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.51)$$

Et finalement, la relation de dispersion des ondes de spin se propageant dans un empilement de couches minces peut être déduite de :

$$(H_\omega + \frac{1}{2}H_{DMI})^2 = H_x H_y + \frac{1}{4}H_{DMI}^2 - H_c^2 \pm \sqrt{H_x H_y H_{DMI}^2 + H_c^2 (H_x - H_y)^2} \quad (3.52)$$

### 3.4.2 Calcul de la DMI dans les empilements de couches minces

L'expression (3.52) implique que  $(H_\omega + \frac{1}{2}H_{DMI})(-k_{sw}) = (H_\omega + \frac{1}{2}H_{DMI})(k_{sw})$ . Par conséquent, la différence de fréquence  $\Delta F$ , pour un système d'empilement de couches minces HM/FM/NM/FM, se trouve être équivalente à la moitié de la différence en fréquence pour le cas d'une couche mince FM seule déposée sur un métal lourd telle :

$$\Delta F = \frac{1}{2\pi} (\omega(k_{sw}) - \omega(-k_{sw})) = -\frac{\gamma D_{eff} k_{sw}}{\pi M} \quad (3.53)$$

De même que pour le cas précédent d'une couche mince FM entre deux couches HM, on considère cette fois-ci un empilement de  $n$  couches FM identiques entre deux couches HM différentes tel  $n \times (HM1/FM/HM2)$  illustré sur la figure 3.12.

Dans un premier temps, si on considère  $n = 2$  alors l'équation de Landau-Lifshitz pour le premier film FM se traduit par :

$$i\left(\frac{\omega}{\gamma} + k_{sw} \frac{2D_{eff}}{M}\right) \mathbf{m}_1 = \mathbf{M} \times \left(-\frac{2A}{M^2} k_{sw}^2 \mathbf{m}_1 - 4\pi(1-G)m_{x,1} \mathbf{u}_x - 4\pi G m_{y,1} \mathbf{u}_y + \frac{2K_{eff}}{M^2} m_{1,y} \mathbf{u}_y\right) + \mathbf{m}_1 \times \mathbf{H} + \mathbf{M} \times (-4\pi F m_{2,x} \mathbf{u}_x + 4\pi F m_{2,y} \mathbf{u}_y) \quad (3.54)$$

Et pour le film supérieur par :

$$i\left(\frac{\omega}{\gamma} + k_{sw} \frac{2D_{eff}}{M}\right) \mathbf{m}_2 = \mathbf{M} \times \left(-\frac{2A}{M^2} k_{sw}^2 \mathbf{m}_2 - 4\pi(1-G)m_{x,2} \mathbf{u}_x - 4\pi G m_{y,2} \mathbf{u}_y + \frac{2K_{eff}}{M^2} m_{2,y} \mathbf{u}_y\right) + \mathbf{m}_2 \times \mathbf{H} + \mathbf{M} \times (-4\pi F m_{1,x} \mathbf{u}_x + 4\pi F m_{1,y} \mathbf{u}_y) \quad (3.55)$$

A partir de ces équations, on obtient la relation de dispersion  $\left(\frac{\omega}{\gamma} + k_{sw} \frac{2D_{eff}}{M}\right)^2 = H_x H_y - (4\pi FM)^2 \pm 4\pi MF(H_x - H_y)$  qui se trouve similaire à celle du cas d'une couche unique HM/FM/HM. La différence de fréquence qui en découle est donc exactement la même telle  $\Delta F = \frac{\omega(k_{sw}) - \omega(-k_{sw})}{2\pi} = \frac{\gamma}{\pi} \frac{2D_{eff}}{M} k_{sw}$ .

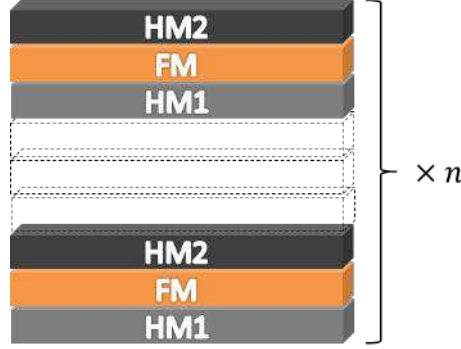


FIGURE 3.12 – Système d'empilement de couche composé de  $n$  couches ferromagnétiques (FM) comprises entre deux couches de métal lourd différentes (HM1 et HM2) afin d'induire la DMI aux deux interfaces.

Dans un second temps, si on considère  $n$  empilements, les calculs similaires amènent à la même conclusion, à savoir que la différence de fréquence est la même que dans le cas précédent.

En d'autre terme, en l'absence de couplage RKKY dans ces structures particulières de par la présence de couches HM entre les couches FM, la mesure de la DMI est indépendante du nombre de couches empilées et les ondes de spins se comportent donc comme dans une couche mince FM comprise entre deux matériaux HM. Il est à noter ici que les couches HM différentes induisent leur propre DMI (de valeurs différentes) à chaque interface ne rendant pas la contribution de la DMI nulle comme évoqué précédemment.

### 3.4.3 Calculs numériques et courbes théoriques pour différents empilements de couches minces

#### 3.4.3.1 Cas d'un empilement HM/FM/NM/FM

Par analogie avec les oscillateurs harmoniques couplés, les modes issus des magnons dans deux films FM couplés *via* une couche intermédiaire non-magnétique (NM) peuvent être assimilés à des modes acoustique (dipolaire) ou optique (d'échange) dépendant du mode de précession (en phase ou en opposition de phase) dans les deux films FM. La constante d'échange (ou de couplage)  $A_{12}$  dépend de la nature et de l'épaisseur de l'espaceur NM de manière non triviale [143, 148]. Généralement, ce comportement est interprété *via* le mécanisme RKKY [166] présenté en début de chapitre.

Par la suite, nous considérons deux couches minces FM séparées par un métal NM où la couche FM inférieure est en contact avec un métal lourd. Les fréquences propres des modes couplés pour un empilement HM/FM/NM/FM ont été calculées avec les paramètres suivants :  $H = 1000$  Oe,  $M = 1000$  emu/cm<sup>3</sup>,  $A = 10^{-6}$  erg/cm,  $K = 0$  erg/cm<sup>3</sup>, tous les  $K_s = 0$  erg/cm<sup>2</sup>,  $t_{top}$

=  $t_{bottom} = t = 1$  nm,  $D = 2 \times 10^{-7}$  erg/cm,  $\frac{\gamma}{2\pi} = 3$  GHz/kOe. Les variations des fréquences en fonction du vecteur d'onde pour une constante d'échange positive  $A_{12} = 0,01$  erg/cm<sup>2</sup> (couplage ferromagnétique) et pour une constante d'échange négative  $A_{12} = -0,01$  erg/cm<sup>2</sup> (couplage antiferromagnétique) sont présentées sur les figures 3.13a et 3.13b.

On remarque alors pour  $A_{12} = 0,01$  erg/cm<sup>2</sup> et  $A_{12} = -0,01$  erg/cm<sup>2</sup>, que les modes dipolaire (insensible à  $A_{12}$ ) et d'échange (dépendant de  $A_{12}$ ) montrent une large différence en fréquence  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$  équivalente dans les deux cas [159]. Ces différences fréquentielles coïncident avec l'expression  $\frac{2\gamma}{\pi M_s} \frac{D}{2t} k_{sw}$  correspondant à la moitié de la différence en fréquences pour un film seul d'épaisseur  $t$ . De plus, les fréquences du mode d'échange diminuent largement lors d'un couplage antiferromagnétique par rapport au couplage ferromagnétique alors que les fréquences du mode dipolaire semblent indépendantes du couplage d'échange. Finalement l'effet DMI devrait être facilement quantifiable pour une structure HM/FM/NM/FM comme dans le cas d'une bicouche HM/FM.

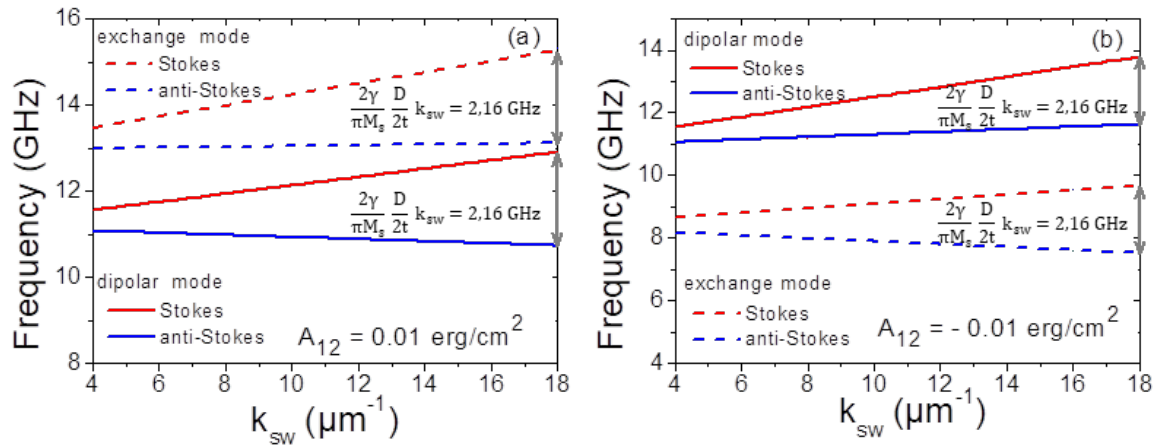


FIGURE 3.13 – Fréquences Stokes et anti-Stokes en fonction du vecteur d'onde  $k_{sw}$  pour un empilement HM/FM/NM/FM, (a) couplage intercouche positif  $A_{12} = 0.01$  erg/cm<sup>2</sup>, (b) couplage intercouche négatif  $A_{12} = -0.01$  erg/cm<sup>2</sup>, Les flèches indiquent les différences de fréquences déduites par l'expression  $\frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{2tM} k_{sw}$ .

### 3.4.3.2 Cas d'un double empilement (HM/FM/NM)<sub>2</sub>

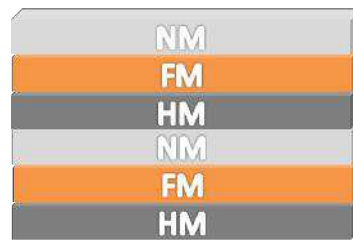


FIGURE 3.14 – Système d'empilement de couche composé de deux tricouches composées d'une couche ferromagnétique (FM) et d'une couche non-magnétique (NM) déposées sur une couche de métal lourd (HM) afin d'induire la DMI.

On assume dans ce cas que toutes les couches FM ont la même géométrie ainsi que les mêmes paramètres magnétiques. Comme mentionné précédemment, l'empilement HM/FM/NM/FM présente une différence de fréquence Stokes/anti-Stokes correspondant à la moitié de la différence de fréquence pour une bicouche HM/FM,  $\delta F_{HM/FM/NM/FM} = \frac{1}{2} \delta F_{HM/FM}$ . Cette différence de fréquence ne dépend pas de la nature du mode, c'est-à-dire qu'elle est la même pour le mode dipolaire que pour le mode d'échange, et ne dépend pas également du couplage RKKY si les

couches FM sont les mêmes.

Les calculs numériques pour l'empilement (HM/FM/NM)<sub>2</sub> dont la structure est schématisée à la figure 3.14 nous montrent que la différence de fréquence a les mêmes valeurs que dans le cas d'une seule couche FM en contact direct avec une couche HM,  $\delta F_{\text{HM/FM/NM/FM}} = \frac{1}{2}\delta F_{\text{HM/FM}}$ , peu importe la valeur de la constante d'échange. Les variations des fréquences Stokes et anti-Stokes en fonction du vecteur d'onde pour les empilements HM/FM/NM/FM et (HM/FM/NM)<sub>2</sub> sont présentées sur les figures 3.15 et 3.16 afin d'avoir une comparaison directe. L'épaisseur magnétique totale ainsi que le couplage DMI dans le cas de l'empilement (HM/FM/NM)<sub>2</sub> sont doublés par rapport au cas de l'empilement (HM/FM/NM). Néanmoins, les résultats attendus sont censés s'ajuster à ce dernier du fait que le ratio  $D/t$  soit le même dans les deux cas. Les calculs ont été effectués avec les paramètres suivants :  $M = 1000 \text{ emu/cm}^3$ ,  $K = 0 \text{ erg/cm}^3$ , tous les  $K_s = 0 \text{ erg/cm}^2$ ,  $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma/2\pi = 3 \text{ GHz/kOe}$ ,  $t = 1 \text{ nm}$ ,  $H = 1000 \text{ Oe}$ ,  $A_{12} = 0$  et  $-0,01 \text{ erg/cm}^2$ ,  $D = 2 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$ .

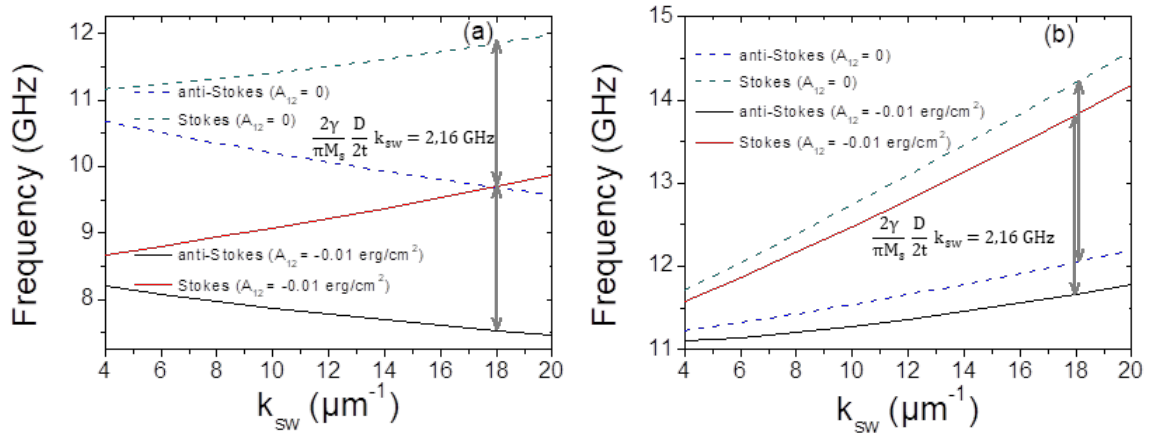


FIGURE 3.15 – Courbes de dispersion (a) du mode d'échange et (b) du mode dipolaire pour un empilement de couches minces HM/FM/NM/FM avec un couplage  $A_{12} = 0$  et  $-0,01 \text{ erg/cm}^2$ . Les flèches indiquent les valeurs de la différence de fréquences déduite de l'expression usuelle appliquée au système HM/FM/NM/FM  $\Delta F = \frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{2tM} k_{\text{sw}}$ .

Comme attendu, les différences de fréquences pour l'empilement (HM/FM/NM)<sub>2</sub> sont identiques au cas simple (HM/FM/NM),  $\delta F_{(\text{HM/FM/NM})_2} = \delta F_{\text{HM/FM}} = 2\delta F_{\text{HM/FM/NM/FM}}$ , pour les deux modes et quelle que soit la valeur de  $A_{12}$ . Pour le mode d'échange représenté dans les figures 3.15a et 3.16a, les fréquences obtenues sont quasi-identiques et bien dépendantes de l'interaction d'échange, autrement dit du couplage à travers les couches. De plus, il est intéressant de noter que l'asymétrie de l'empilement HM/FM/NM/FM est relevée à travers une légère influence de  $A_{12}$  sur les fréquences du mode dipolaire comme nous le montre la figure 3.15b. Cependant, les fréquences du mode dipolaire pour la structure (HM/FM/NM)<sub>2</sub> représentées à la figure 3.16b restent indépendantes de la valeur de  $A_{12}$ .



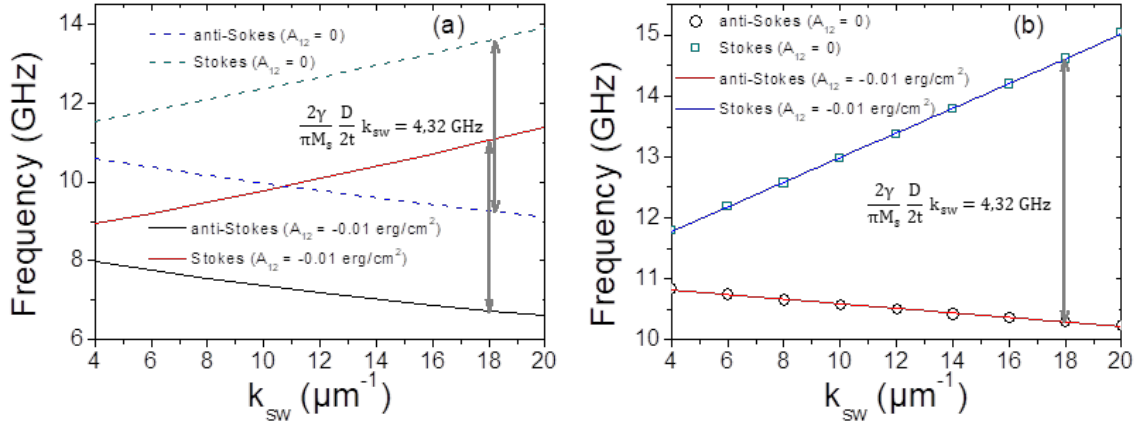


FIGURE 3.16 – Courbes de dispersion (a) du mode d'échange et (b) du mode dipolaire pour un empilement de couches minces (HM/FM/NM)<sub>2</sub> avec un couplage  $A_{12} = 0$  et  $-0,01 \text{ erg/cm}^2$ . Les flèches indiquent les valeurs de la différence de fréquences déduite de l'expression usuelle appliquée au système HM/FM/NM/FM  $\Delta F = \frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{2tM} k_{sw}$ .

### 3.4.3.3 Cas d'un empilement HM/FM1/NM/FM2

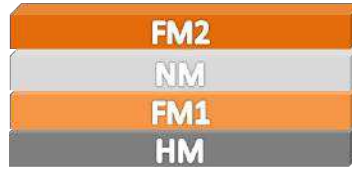


FIGURE 3.17 – Système d'empilement de couche composé de deux couches ferromagnétiques différentes (FM1 et FM2) séparées par un espaceur non-magnétique (NM) et déposées sur une seule couche de métal lourd (HM) afin d'induire la DMI.

Dans cette section, nous considérons deux couches ferromagnétiques différentes en terme de propriétés magnétiques FM1 et FM2 avec FM1 la couche FM inférieure en contact avec le métal lourd induisant la DMI, tel qu' illustré sur la figure 3.17. Les fréquences propres des modes couplés issus de l'empilement HM/FM1/NM/FM2 ont été calculées avec les paramètres suivants :  $M_1 = 1000 \text{ emu/cm}^3$ ,  $M_2 = 500 \text{ emu/cm}^3$ ,  $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ,  $t_{FM1} = t_{FM2} = 1 \text{ nm}$ ,  $D = 2 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$ , et  $\frac{\gamma}{2\pi} = 3 \text{ GHz/kOe}$ . Toutes les anisotropies sont considérées nulles. Les variations de la différence de fréquences en fonction du vecteur d'onde pour une constante d'échange  $A_{12} = 0,01 \text{ erg/cm}^2$  sont présentées sur la figure 3.18. Les cercles indiquent la différence de fréquences correspondant à l'expression suivante :  $\delta f_{mean} = \frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{t_{FM1}M_1 + t_{FM2}M_2} k_{sw}$ .

En considérant ces paramètres, aucun des deux modes (dipolaire et d'échange) ne possède une différence de fréquences Stokes/anti-Stokes proche de  $\delta f_{mean}$ . La plus faible fréquence correspond au mode dipolaire et la plus haute au mode d'échange. Nous pouvons remarquer que le mode d'échange présente une large différence en fréquence  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$  alors que celle du mode dipolaire est plus faible. Il est intéressant de noter que le profil du mode dipolaire est quasi uniforme alors que la dynamique de l'aimantation pour le mode d'échange possède un signe différent selon la couche FM. Par conséquent, l'intensité du signal BLS associée au mode dipolaire sera beaucoup plus forte par rapport au mode d'échange et l'iDMI devrait être évaluée par l'intermédiaire des fréquences du mode dipolaire. Néanmoins, il est plus judicieux de l'évaluer à partir de la plus large différence en fréquences, c'est-à-dire, à partir du mode d'échange si l'intensité du signal le permet.



Une autre difficulté concernant l'évaluation de la DMI pour un système FM2/NM/FM1/HM peut survenir. En effet, la différence de fréquences dépend également du couplage d'échange  $A_{12}$ . Les variations de la différence de fréquences avec le couplage d'échange pour un vecteur d'onde fixé  $|k_{sw}| = 18 \mu\text{m}^{-1}$  sont présentées sur la figure 3.19. Les cercles indiquent toujours  $\delta f_{mean}$ . Lorsque  $A_{12}$  augmente, la différence  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$  pour le mode dipolaire augmente elle aussi contrairement à celle associée au mode d'échange qui diminue. Pour une large valeur du couplage  $A_{12} = 10 \text{ erg/cm}^2$  (non représenté ici), la fréquence la plus haute  $f_2$  est hors de la gamme sondée en BLS alors que la plus faible  $f_1$  est encore observable. La différence de fréquences, avec ces paramètres, coïncide maintenant avec  $\delta f_{mean} = \frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{t_{FM1}M_1 + t_{FM2}M_2} k_{sw}$ . Ceci suggère que pour un cas sans espaceur NM ou sans couplage d'échange, la bicouche FM1/FM2 se comporte telle une seule couche FM avec une épaisseur  $t_{FM1} + t_{FM2}$  et une aimantation  $\frac{t_{FM1}M_1 + t_{FM2}M_2}{t_{FM1} + t_{FM2}}$ . Finalement, l'effet de l'iDMI devrait aussi être facilement quantifiable pour un empilement HM/FM1/FM2 tel que dans le cas d'une bicouche HM/FM.

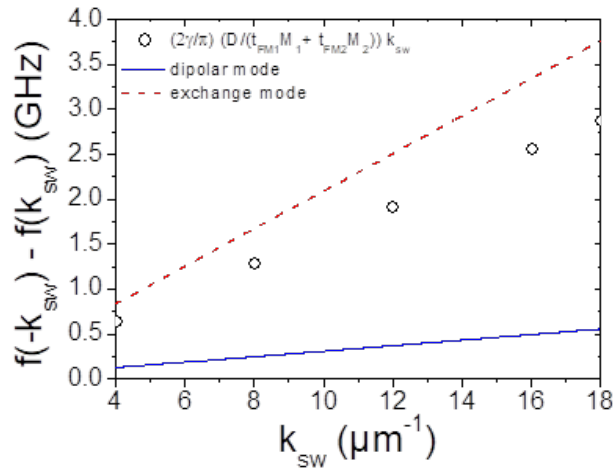


FIGURE 3.18 – Variation de la différence de fréquences en fonction du vecteur d'onde pour un empilement de couches minces HM/FM<sub>1</sub>/NM/FM<sub>2</sub> pour un couplage d'échange  $A_{12} = 0,01 \text{ erg/cm}^2$ . Les cercles indiquent la différence de fréquences calculée à partir de l'expression  $\Delta f_{mean} = \frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{M_1 t_{FM1} + M_2 t_{FM2}} k_{sw}$ .

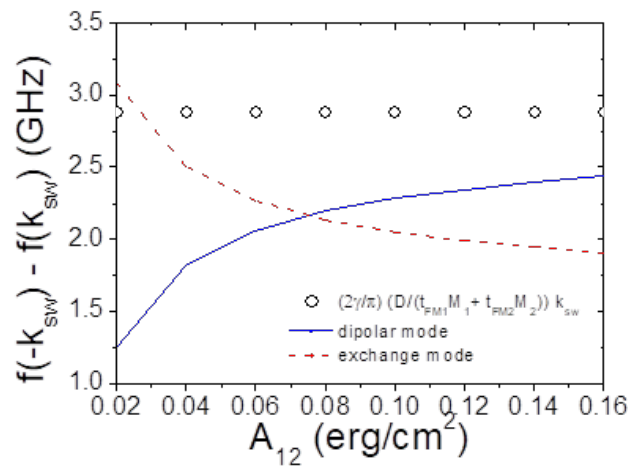


FIGURE 3.19 – Variation de la différence de fréquences en fonction du couplage d'échange  $A_{12}$  pour un empilement de couches minces HM/FM<sub>1</sub>/NM/FM<sub>2</sub> pour un vecteur d'onde fixé à  $|k_{sw}| = 18 \mu\text{m}^{-1}$ . Les cercles indiquent la différence de fréquences calculée à partir de l'expression  $\Delta f_{mean} = \frac{2\gamma}{\pi} \frac{D}{M_1 t_{FM1} + M_2 t_{FM2}} k_{sw}$ .

### 3.4.3.4 Cas d'un empilement multiples (NM/FM)<sub>n</sub> déposé sur film HM

Afin d'illustrer le décalage en fréquence induit par l'iDMI dans un empilement répétitif de bicouches NM/FM déposées sur une couche HM illustré à la figure 3.11, des calculs numériques ont été réalisés pour quatre bicouches (NM/FM) où l'épaisseur des couches FM est identique, fixée à  $t_{FM} = 2$  nm, et séparées par une couche NM d'épaisseur 0,2 nm. Les courbes de dispersion pour les quatre modes couplés sont présentées sur la figure 3.20. Elles ont été obtenues avec les paramètres suivants :  $H = 1000$  Oe,  $M = 1000$  emu/cc,  $A = 10^{-6}$  erg/cm,  $D = 0$  ou  $10^{-7}$  erg/cm et  $\frac{\gamma}{2\pi} = 3$  GHz/kOe,  $K = K_{s,up} = K_{s,low} = 0$ ,  $A_{12} = 0.02$  erg/cm<sup>2</sup>.

L'ordre de grandeur de la différence de fréquences induite par la DMI est d'environ  $(\gamma/\pi)\frac{D}{4tM}k_{sw}$ . Néanmoins, cette estimation est largement influencée par le couplage du mode dipolaire, qui est le plus sensible au vecteur d'onde par rapport au trois autres modes représentant les modes d'échange. Dans le cas d'une multicouche, le décalage lié à l'iDMI n'est pas proportionnel au vecteur d'onde mais dépend du mode. Son évaluation requiert des calculs complets des fréquences. Les décalages en fréquences dus à l'iDMI sont présentés dans le tableau 3.1 avec des fréquences classées en série croissante  $f_1 < f_2 < f_3 < f_4$ .

$n$	1	2	3	4
$f_n(k_0, 0) - f_n(k_0, D)$ (GHz)	0,08	0,04	0,04	0,02
$f_n(3k_0, 0) - f_n(3k_0, D)$ (GHz)	0,21	0,11	0,10	0,02

TABLEAU 3.1 – Décalage en fréquence pour  $k_0 = 5 \mu\text{m}^{-1}$  et  $3k_0 = 15 \mu\text{m}^{-1}$

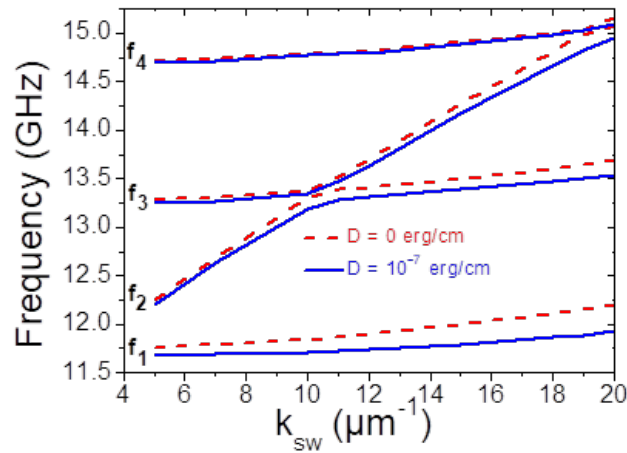


FIGURE 3.20 – Courbes de dispersion pour quatre couches FM identiques déposées sur un métal lourd. Les quatre modes résultent du couplage entre les couches. Les lignes discontinues représentent les modes pour  $D = 0$  et les lignes continues pour  $D = 10^{-7}$  erg/cm.

### 3.5 De l'approche théorique à l'approche expérimentale

Après avoir rappelé brièvement certaines propriétés dynamiques des ondes de spin dans les couches minces ainsi que les calculs permettant la caractérisation de la DMI dans les couches minces magnétiques simples, nous avons présenté un modèle théorique détaillant les calculs complets sur la fréquence des ondes de spin dans des multicouches en présence de DMI.

De tels calculs sont nécessaires pour interpréter et estimer la DMI dans des structures complexes différentes du cas des couches minces simples. En effet, la relation usuelle de dispersion des ondes de spin dans les couches minces n'est plus valide dans certains cas lors de nanostructuration. Dans le cas d'un empilement de couches minces identiques, nous avons à l'aide de calculs numériques vérifié que la DMI totale de la structure est obtenue en prenant compte l'épaisseur totale des couches FM. Cependant, il est nécessaire de vérifier cette hypothèse par l'intermédiaire de l'expérience.

Bien que ces expressions soient efficaces pour discuter des résultats numériques, une approche expérimentale s'avère être nécessaire afin de comparer l'approche numérique aux résultats réels. A cette fin, nous avons prévu plusieurs études se focalisant sur les systèmes évoqués, à savoir les couches minces simples, les empilements de couches minces et les couches minces nanostructurées.

Les données expérimentales obtenues de par ces divers systèmes caractérisés principalement par technique BLS seront analysées et interprétées à travers le modèle présenté dans ce chapitre afin de confronter les calculs numériques aux calculs analytiques et d'estimer efficacement la DMI dans les systèmes complexes pressentis pour l'électronique de spin de demain.

## Chapitre 4

# Etudes expérimentales de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) dans les couches minces magnétiques

Nous allons détailler, dans les trois prochains chapitres, l'ensemble des études expérimentales effectuées durant ces trois années de thèse au LSPM. Les chapitres seront abordés selon le type de géométrie étudiée afin de rendre compte des effets de taille et d'interface dans les nanostructures. Il est à noter que la plupart de nos échantillons ont été réalisés dans le cadre de collaborations établies avec différentes équipes, principalement du « Center for Superconductivity, Spintronics and Surface Science » de l'Université de Cluj-Napoca en Roumanie et du « Department of Electrical and Computer Engineering » de la « National University of Singapore » (NUS). Les échantillons ont été élaborés et caractérisés par magnétométrie (VSM) et par diverses techniques d'imageries post-élaboration au sein de ces laboratoires.



FIGURE 4.1 – Représentation schématique des couches minces étudiées. Une couche d'un matériau ferromagnétique (FM) est en contact direct avec un métal lourd (HM) afin d'induire un effet DMI.

Nous allons commencer, dans ce chapitre, par l'étude expérimentale complète de couches minces simples représentées schématiquement sur la figure 4.1. Leur composition suivra la même configuration : une couche ferromagnétique (FM) pour laquelle le choix du matériau et l'épaisseur varient en fonction du type d'investigation prévue et une couche de métal lourd (HM) directement en contact avec la couche FM afin d'introduire un fort couplage-spin orbite amenant l'effet DMI désiré. Dans nos travaux, le platine est principalement utilisé en tant que métal lourd de par sa capacité à produire un fort couplage spin-orbite en contact direct avec une couche mince FM [81]. Cette géométrie servira de base de référence concrète pour la suite de nos travaux. La caractérisation et l'estimation des paramètres magnétiques de divers systèmes couramment étudiés pour l'électronique de spin seront détaillés. Une focalisation particulière sera de mise concernant les effets de paramètres tels que la nature de la couche HM, l'épaisseur de la couche FM ou un recuit, sur la DMI.

## 4.1 Caractérisation de la DMI dans les couches minces : étude d'un système Pt/CoFeB

### 4.1.1 Présentation de l'étude et de l'échantillon

Il est de coutume d'initier toutes nouvelles études par des cas simples et souvent de référence afin de valider certaines théories préalablement définies. Dans cette optique, nous avons étudié la non-réciprocité des ondes de spin dans une couche mince ferromagnétique CoFeB déposée sur une couche de Pt afin de déterminer de manière simple et précise la DMI dans ce type de structure.

L'échantillon étudié a été élaboré à l'Université Nationale de Singapour (NUS) par la méthode de pulvérisation cathodique à partir d'un substrat de silicium thermiquement oxydé et recouvert d'une couche de protection en respectant la configuration de dépôt suivante : Si/SiO<sub>2</sub>/Pt(2 nm)/Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>(0,8 nm)/MgO(2 nm)/SiO<sub>2</sub>(3 nm).

Les fréquences Stokes  $f(-k_{sw})$  et anti-Stokes  $f(k_{sw})$  ont été mesurées par la technique BLS présentée au chapitre 2, dans la configuration de Damon-Eshbach pour laquelle la DMI est la plus forte (cf. chapitre 3), pour des vecteurs d'onde  $k_{sw}$  entre 4 et 20  $\mu\text{m}^{-1}$  et un champ magnétique extérieur fixe de 7 kOe appliqué dans le plan de l'échantillon suffisant pour saturer le système. Préalablement, la technique VSM a été utilisée afin de mesurer l'aimantation à saturation du matériau.

Le choix d'une épaisseur de couche ferromagnétique inférieure à 1 nm assure d'obtenir un effet DMI assez conséquent [85, 131, 69] aisément mesurable par BLS. De plus, le CoFeB a la propriété de produire des raies BLS assez fines permettant de mesurer avec précision le décalage en fréquences Stokes/anti-Stokes afin de remonter à la valeur de la constante DMI.

### 4.1.2 Interprétation des résultats expérimentaux par la théorie

Comme attendu, une différence de fréquence Stokes/anti-Stokes est observée. Ces fréquences sont reportées en fonction du vecteur d'onde sur la figure 4.2. Afin de rendre compte du comportement dispersif des ondes de spin, nous avons ajusté les résultats obtenus avec la relation de dispersion des ondes de spin, présentée dans le chapitre précédent à la section 3.3, représentée par les lignes continues sur la figure 4.2. Cette corrélation des résultats avec le modèle établi fut obtenue pour un facteur gyromagnétique usuel  $\frac{\gamma}{2\pi} = 3,01 \times 10^{-3}$  GHz/Oe et une aimantation à saturation  $M_s = 1600$  emu/cm<sup>3</sup> mesurée par VSM [167].

Il est intéressant de noter que le décalage en fréquence  $f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$  visualisé dans l'insert de la figure 4.2 augmente linéairement avec le vecteur d'onde. Ce comportement est évidemment lié à la DMI générée à l'interface Pt/CoFeB. En effet, pour de telles épaisseurs de couche FM, la contribution de l'anisotropie de surface à la non-réciprocité des ondes de spin est négligeable comparé à celle produite par la DMI comme nous le montre la figure 4.3 issues des travaux de A. Stashkevich [73].

A l'aide de l'expression de la différence de fréquence pour les couches minces simples (3.36) précédemment citée au chapitre 3, nous obtenons la valeur de la constante DMI d'interface estimée à  $D_s = -0,8 \times 10^{-7}$  erg/cm cohérente avec une étude d'un système identique [167].

L'intérêt de cette première étude réside dans l'obtention de résultats convaincants par spectroscopie BLS, même pour des épaisseurs inférieures à 1 nm et de valider sur un système simple le modèle précédemment discuté pour des couches minces non-structurées.

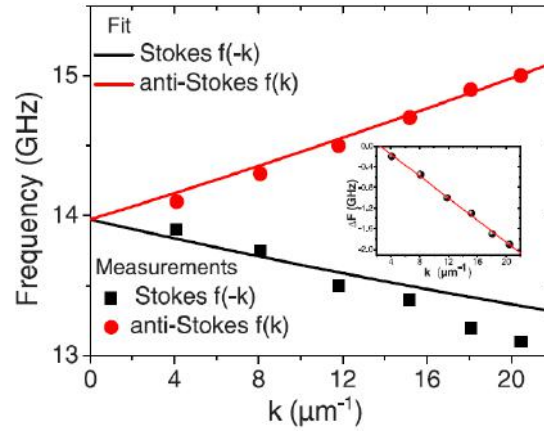


FIGURE 4.2 – Variation des fréquences expérimentales Stokes  $f(-k_{sw})$  et anti-Stokes  $f(k_{sw})$  en fonction du vecteur d'onde  $k$  pour une couche Pt/CoFeB(0,8 nm). Le champ magnétique extérieur est appliqué dans le plan de l'échantillon et est fixé à 7 kOe. Les lignes décrivent le fit utilisé à partir du modèle décrit dans le chapitre 3. (Insert) Variation de la différence en fréquence  $f(k_{sw})-f(-k_{sw})$  en fonction du vecteur d'onde  $k_{sw}$ .

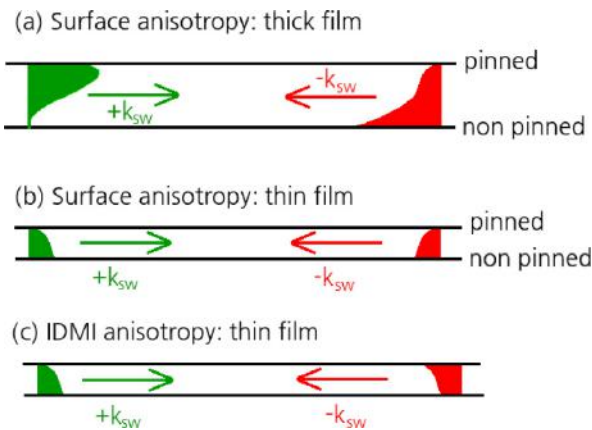


FIGURE 4.3 – Profils des ondes de spin à travers différentes épaisseurs de couche FM induits par deux mécanismes (DMI et anisotropie de surface) provoquant la non-réciprocité. (a) Film épais pour lequel l'anisotropie de surface induit principalement la non-réciprocité. (b) Film mince pour lequel l'anisotropie de surface n'induit pas de non-réciprocité. (c) Film mince pour lequel la DMI d'interface induit une non-réciprocité [73].

## 4.2 Effets de l'épaisseur de la couche FM et de la nature de la couche HM sur les ondes de spin et la DMI

### 4.2.1 Contexte d'étude et présentation des échantillons

Après avoir vu comment caractériser efficacement la DMI dans les couches minces simples, nous allons dorénavant nous intéresser aux effets liés aux paramètres physiques et magnétiques des couches composant notre système d'étude sur le comportement des ondes de spin et notamment la DMI. En effet, il existe plusieurs choix de matériau HM pouvant induire la DMI et il est essentiel de quantifier la DMI dans différents systèmes en déterminant sa constante effective  $D_{eff}$  ou de surface  $D_s$  par l'intermédiaire des techniques d'élaborations et de caractérisations efficaces et adaptées. Nous avons choisi d'utiliser ici comme couche FM un alliage Heusler, tel que le  $Co_{2,50}Fe_{25}Al_{25}$  (CFA), qui a la caractéristique de posséder un faible damping, une haute température de Curie, ainsi qu'une forte polarisation en spin, ce qui en fait un matériau FM très intéressant pour les applications en électronique de spin [124, 168, 169].

Nous allons traiter dans cette étude, de la dépendance en épaisseur de la DMI d'interface dans une couche mince HM/ $Co_2FeAl$  afin d'observer le comportement des ondes de spin ainsi que de la DMI dans ces différents systèmes pour lesquels la nature interfaciale de la DMI devrait être confirmée d'après des études similaires [85, 74]. Un intérêt particulier sera accordé à l'effet de la nature du matériau HM sur la DMI. Ici, les couches HM utilisées en tant que couche tampon et/ou de protection seront l'iridium (Ir), le tungstène (W) et le platine (Pt), matériaux largement utilisés afin d'induire la DMI dans les couches minces [129, 170, 171, 81].

Les couches minces de  $Co_2FeAl$  (CFA) ont été élaborées à l'Université de Cluj-Napoca, à température ambiante, par pulvérisation cathodique magnétron à partir d'un substrat en silicium thermiquement oxydé ( $SiO_2$ ) sous une pression maintenue inférieure à  $2 \times 10^{-8}$  Torr. Avant le dépôt de la couche CFA, une couche tampon de Ta (2 nm) ainsi qu'une couche HM dont l'épaisseur varie avec la nature du matériau  $t_{Pt} = t_{Ir} = 3$  nm et  $t_W = 4$  nm, ont été déposées sur le substrat. Par la suite le film CFA, dont l'épaisseur varie entre 0,8 nm et 2 nm, a été déposé par pulvérisation dc sous une pression d'argon de 1 mTorr et une vitesse de dépôt de 0,1 nm/s. Enfin, afin de protéger la structure des effets de l'oxydation à l'air, les couches CFA ont été recouvertes par différents matériaux.

Finalement, quatre séries d'échantillons sont considérées dans cette étude comme l'illustre la figure 4.4 :

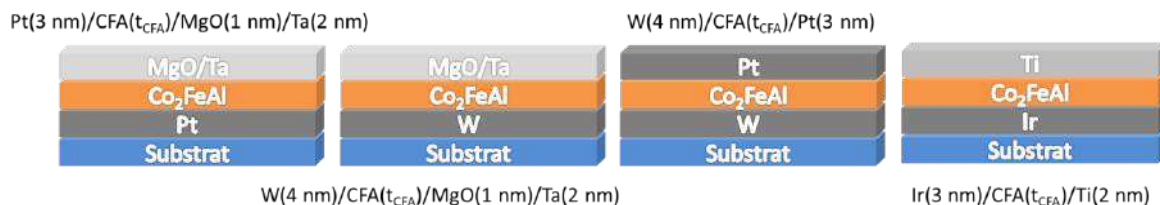


FIGURE 4.4 – Représentation des structures d'échantillons étudiés

Il convient de mentionner, dans ces hétérostructures, que seules les couches HM, représentées en gris foncé sur la figure 4.4, induisent la DMI dans les couches ultra-minces CFA. De plus, les couches W ont été développées dans une phase  $\beta$  hautement résistante [172], tandis que les couches Ir et Pt ont la structure (111) espérée [173] afin d'induire une anisotropie magnétique perpendiculaire dans les couches CFA, caractéristique primordiale pour l'électronique de spin de demain (cf. chapitre 1). Toutes les mesures présentées par la suite ont été effectuées à température ambiante.

## 4.2.2 Etude préliminaire : statique de l'aimantation dans les couches minces

### 4.2.2.1 Aimantation à saturation et question des couches mortes

Dans le but d'évaluer la DMI dans nos échantillons et de sonder les ondes de spin efficacement, un paramètre essentiel à savoir l'aimantation à saturation  $M_s$  doit être connue. Pour cela, des mesures de magnétométrie VSM ont été effectuées sur la série d'échantillons pour toutes les épaisseurs de CFA. Par ailleurs, il est bien connu que l'alliage CFA, par analogie avec le CoFeB [152, 174], a tendance à présenter des zones non-magnétiques, aussi appelées couches mortes magnétiques (« dead layer ») en raison des effets d'interfaces. En effet, la présence d'une couche morte magnétique est souvent due à la formation d'alliage (mélange atomique entre deux couches) à l'interface HM/CFA ou à une éventuelle oxydation à l'interface CFA/MgO lors de la phase de dépôt [175, 168, 176]. Dans une optique de miniaturisation des dispositifs, il est ainsi important d'évaluer le volume magnétique total afin d'optimiser le stockage d'information et notamment l'épaisseur magnétique réelle de nos échantillons afin d'estimer avec précision les paramètres magnétiques qui en découlent.

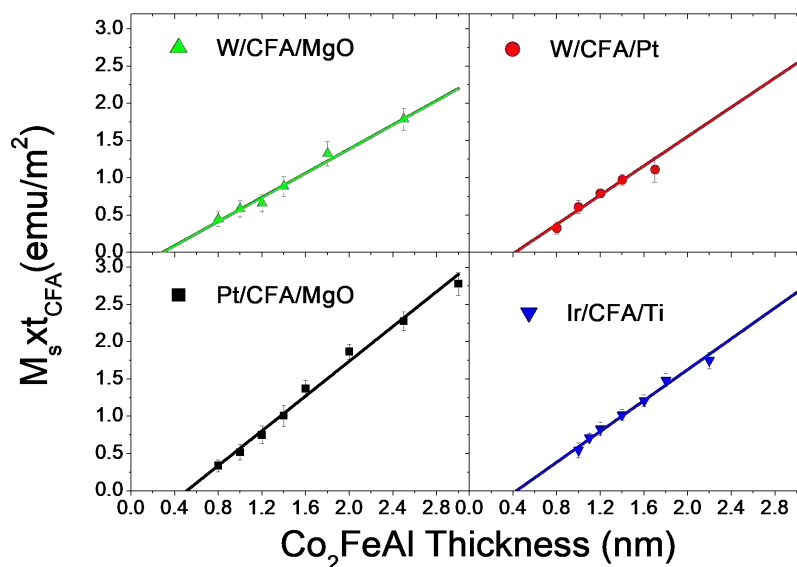


FIGURE 4.5 – Dépendances en épaisseur de  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  ( $t_{\text{CFA}}$ ) du moment magnétique à saturation par unité de surface ( $M_s \times t_{\text{CFA}}$ ) pour quatre types de matériaux. Les symboles se réfèrent aux mesures VSM et les lignes sont les fit linéaires.

Les dépendances en épaisseur de  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  ( $t_{\text{CFA}}$ ) du moment magnétique à saturation par unité de surface ( $M_s \times t_{\text{CFA}}$ ) pour les quatre séries d'échantillons comportant différentes couches HM sont présentées sur la figure 4.5. L'aimantation à saturation globale du CFA  $M_s$  et l'épaisseur de la couche morte magnétique  $t_d$  sont déterminées directement à partir d'un fit linéaire des données expérimentales. La pente nous renseigne sur l'aimantation à saturation, tandis que l'intersection avec l'axe des abscisses correspond à l'épaisseur de la couche morte. Les valeurs de  $M_s$  et  $t_d$  sont présentées dans un tableau récapitulatif 4.1 pour les quatre séries d'échantillons.

Echantillons	Pt/CFA/MgO	W/CFA/MgO	W/CFA/Pt	Ir/CFA/Ti
$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	$1167 \pm 70$	$811 \pm 50$	$983 \pm 50$	$1063 \pm 55$
$t_d$ (nm)	0,51	0,29	0,42	0,43

TABEAU 4.1 – Valeurs issues des mesures VSM de l'aimantation à saturation  $M_s$  et de l'épaisseur de couche morte  $t_d$  pour des couches minces Pt/CFA/MgO W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti.



Outre le fait que les épaisseurs de couches mortes soient assez conséquentes par rapport à l'épaisseur totale de CFA (0,8 à 2 nm), la plus grande épaisseur de couche morte magnétique est observée pour l'échantillon Pt/CFA/MgO et la plus petite pour W/CFA/MgO, suggérant une plus grande inter-diffusion à l'interface Pt/CFA par rapport à W/CFA. Concernant les valeurs de l'aimantation à saturation du CFA  $M_s$ , celles-ci changent considérablement en fonction du type de matériau alors que ce paramètre est supposé intrinsèque au matériau. Bien que les valeurs de  $M_s$  pour W/CFA/MgO soient comparables à celles de MgO/CFA/MgO  $M_s \approx 850 \pm 50$  emu/cm<sup>3</sup> mesurée dans une étude précédente [74], une nette augmentation peut être observée pour les autres systèmes, très probablement en raison d'un effet d'aimantation induite par effet de proximité (PIM : proximity induced magnetization) du Pt et de l'Ir.

#### 4.2.2.2 Rôle de l'aimantation induite par effet de proximité (PIM) dans les couches minces

L'aimantation induite par effet de proximité (PIM) est un effet d'interface bien connu dans les couches minces. En effet, dans les hétérostructures HM/FM, en plus de la DMI, d'autres phénomènes peuvent apparaître comme une polarisation spontanée de l'aimantation au niveau de l'interface. Le PIM, produit alors par le métal lourd, est associé à la large valeur du facteur de Stoner des éléments de transition  $d$  les plus lourds. En effet, plusieurs degrés de PIM ont été observés particulièrement dans le Pt, Pd, Ir et W lorsqu'ils sont placés au contact d'une couche FM [177, 178, 179, 180, 181].

Concernant nos échantillons, une modification non négligeable de l'aimantation est alors induite à savoir 13,5%, 20% et 27% pour respectivement W/CFA/Pt, Ir/CFA/Ti et Pt/CFA/MgO et également illustrée à la figure 4.6. Ces valeurs semblent cohérentes avec celles rapportées récemment pour des systèmes Ir/Co et Pt/Co [182]. Il est intéressant de noter qu'aucun PIM n'est induit par le W et que l'interface Pt/CFA (Pt en dessous) fournit un PIM supérieur à celui de l'interface CFA/Pt (Pt au-dessus).

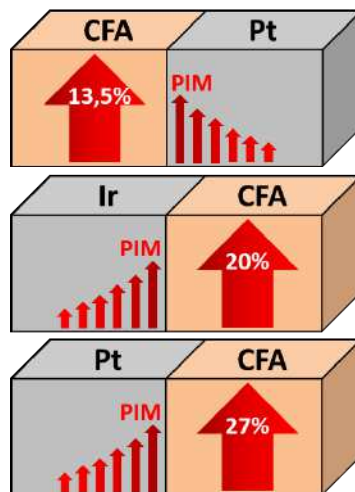


FIGURE 4.6 – Illustration de l'aimantation induite par effet de proximité dans les systèmes de couches minces W/CFA/Pt, Ir/CFA/Ti et Pt/CFA/MgO. Les valeurs en pourcentages indiquent le degré de modification de l'aimantation de la couche FM par le PIM issu de la couche HM.

Afin de vérifier l'existence de PIM dans les différents matériaux HM et de valider l'hypothèse d'une aimantation affectée par cet effet, des mesures de réflectivité magnétique résonante par rayons X (XRMR : X-ray resonant magnetic reflectivity) ont été effectuées ultérieurement sur d'autres échantillons similaires (Pt/CFA(2 nm)/MgO et Ir/CFA(2 nm)/MgO) par R.M. Rowan-Robinson (Université de Durham) par la technique XMaS à l'European Synchrotron Radiation

Source dont les détails des mesures sont présentés dans [183].

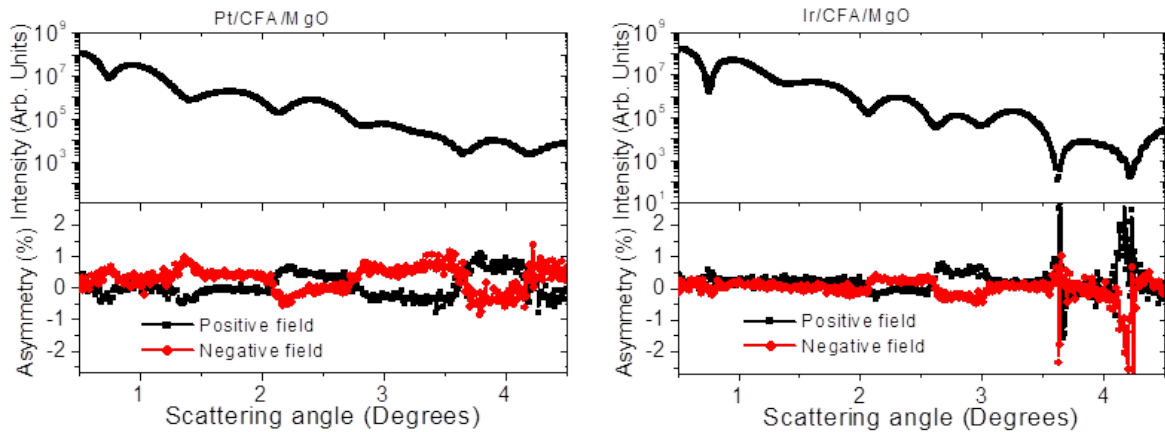


FIGURE 4.7 – Données expérimentales de réflectivité et d’asymétrie de spin obtenues à partir des mesures de réflectivité magnétique résonante aux rayons X pour les échantillons de Pt/CFA(2 nm)/MgO et Ir/CFA(2 nm)/MgO.

La figure 4.7 montre l’intensité et l’asymétrie réfléchies par mesures XRMR pour les structures Ir/CFA/MgO et Pt/CFA/MgO. L’intensité réfléchie présente des caractéristiques plus nettes pour la structure Ir/CFA/MgO comparée à la structure Pt/CFA/MgO, suggérant une qualité d’interface légèrement supérieure dans la structure Ir/CFA/MgO. Cependant, le signal d’asymétrie semble plus prononcé dans la structure Pt/CFA/MgO, ce qui indique un PIM légèrement plus grand pour l’interface Pt/CFA, et qui semble cohérent avec les résultats VSM de la figure 4.5 et 4.6.

Dans notre cas, la confirmation de la présence de PIM aux interfaces des couches Pt et Ir suggère qu’une aimantation non-négligeable proche de l’interface et issue de la couche ferromagnétique CFA est induite. Or, nous avons observé précédemment une réduction de l’aimantation dans la couche de CFA (cf. tab. 4.1) que l’on a attribué à la probable présence d’une couche morte liée à l’inter-diffusion des atomes à l’interface entre le CFA et le métal lourd ou à l’oxydation aux interfaces MgO/CFA. Par conséquent, il ne peut y avoir de couches mortes aux interfaces Pt/CFA et Ir/CFA du fait qu’une couche morte non-magnétique, pour laquelle l’aimantation est nulle, ne produirait jamais de PIM avec un métal lourd adjacent ce qui est le cas ici. Les épaisseurs de couches mortes déterminées sont donc principalement liées aux régions non-aimanté des interfaces CFA/MgO et W/CFA et d’une éventuelle région d’aimantation réduite mais non-nulle aux interfaces Pt/CFA et Ir/CFA.

Par ailleurs, les mesures des aimantations ainsi que l’épaisseur magnétique réelle  $t_{eff} = t_{CFA} - t_d$  déduites pour chaque échantillon permettront par la suite d’obtenir une évaluation précise de la DMI dans les différents systèmes étudiés.

### 4.2.3 Etude complémentaire : détermination de l’anisotropie magnétique perpendiculaire dans les couches minces

L’anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA) est une caractéristique essentielle recherchée lors de l’élaboration et de l’étude des couches minces magnétiques pour des raisons d’applications évoquées au chapitre 1 concernant le développement de l’électronique de spin. A cette fin, il est nécessaire d’en avoir une estimation précise, notamment en s’assurant qu’elle soit suffisamment forte dans les systèmes étudiés. Pour cela, la technique BLS est une technique efficace permettant de quantifier la valeur de l’anisotropie magnétique.

Dans l'optique d'une étude la plus précise possible, nous avons également analysé la dépendance de l'aimantation effective  $M_{eff}$  en fonction de l'épaisseur, définie comme suit :

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - H_a = 4\pi M_s - \frac{2K_{perp}}{M_s} \quad (4.1)$$

où  $H_a$  et  $K_{\perp}$  sont respectivement le champ d'anisotropie perpendiculaire et la constante d'anisotropie.

Les valeurs de  $M_{eff}$  ont été obtenues à partir de l'ajustement de la valeur moyenne des fréquences Stokes et anti-Stokes, elles-mêmes obtenues par mesures BLS en utilisant la relation de dispersion des ondes de spin (3.35), en négligeant la DMI pour différents champs magnétiques appliqués  $H$  et en fixant le vecteur d'onde  $k_{sw}$ .

La figure 4.8 montre que pour tous les échantillons,  $M_{eff}$  décroît linéairement avec l'inverse de l'épaisseur effective de CFA, suggérant l'existence d'une anisotropie d'interface perpendiculaire. Néanmoins, un comportement non linéaire prononcé est observé pour la structure W/CFA/MgO lorsque l'épaisseur de CFA est plus mince. Ceci est en accord avec la faible qualité du spectre BLS, observé et présenté dans la section suivante, malgré un temps d'accumulation important. Cette caractéristique pourrait être une conséquence de la phase  $\beta$  du W du fait qu'elle est texturée avec plusieurs orientations [172] contrairement aux films de Pt et Ir qui sont orientés (111) [173]. Plus généralement, comme mentionné ci-dessus, et en raison de la dégradation de l'interface pour les films de CFA plus minces, une déviation nette du comportement linéaire est observée pour les structures présentant une anisotropie d'interface plus forte.

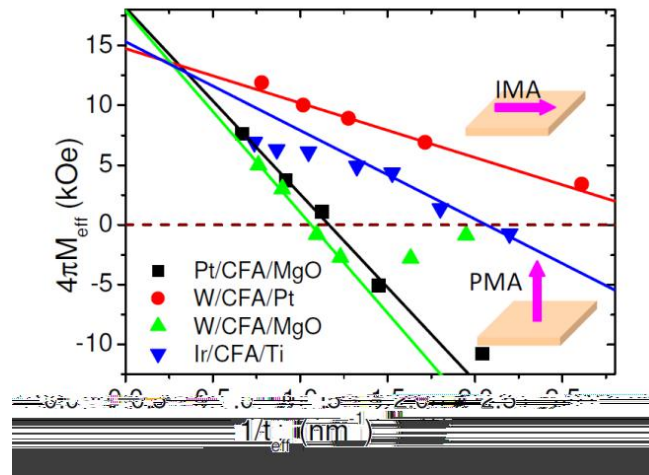


FIGURE 4.8 – Aimantation effective ( $4\pi M_{eff}$ ) par rapport à l'épaisseur effective des films de CFA pour les structures Pt/CFA/MgO, W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti déposées sur substrat de silicium. Les valeurs de  $4\pi M_{eff}$  ont été extraites à partir de fit des mesures BLS de la fréquence moyenne des raies Stokes et anti-Stokes par rapport au vecteur d'onde à l'aide de l'équation (3.35) et des paramètres de l'étude. Les symboles font référence aux données expérimentales tandis que les lignes continues correspondent aux fit linéaires. La ligne discontinue horizontale est utilisée pour séparer la région d'épaisseur où les échantillons sont aimantés perpendiculairement ( $4\pi M_{eff}$  négatif) et aimantés dans le plan ( $4\pi M_{eff}$  positif). Les schémas illustrent les échantillons présentant une anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA : perpendicular magnetic anisotropy) et une anisotropie magnétique dans le plan (IMA : in-plane magnetic anisotropy).

A partir des pentes obtenues à la figure 4.8, les constantes d'anisotropie d'interface  $K_s$  ont été déduites et présentées dans le tableau 4.2. Les constantes d'anisotropie les plus élevées sont obtenues pour les structures impliquant du MgO réputé pour induire une forte PMA à l'interface avec une couche FM [49, 184, 185, 186]. Notons également l'existence d'une anisotropie perpen-

diculaire de volume  $K_v$  négative et non négligeable, renforçant l'axe de facile aimantation dans le plan.

Echantillons	Pt/CFA/MgO	W/CFA/MgO	W/CFA/Pt	Ir/CFA/Ti
$K_s$ (erg/cm <sup>2</sup> )	0,91	0,68	0,22	0,39
$K_v$ (Merg/cm <sup>3</sup> )	-2	-3,1	-1,2	-1

TABEAU 4.2 – Constantes d'anisotropie de surface ( $K_s$ ) et de volume ( $K_v$ ) mesurées par BLS pour des couches minces Pt/CFA/MgO W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti.

#### 4.2.4 Evaluation de la DMI dans les systèmes Pt/CFA/MgO, W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti

##### 4.2.4.1 Rôle de la nature et du positionnement du métal lourd sur la non-réciprocité des ondes de spin dans les couches minces

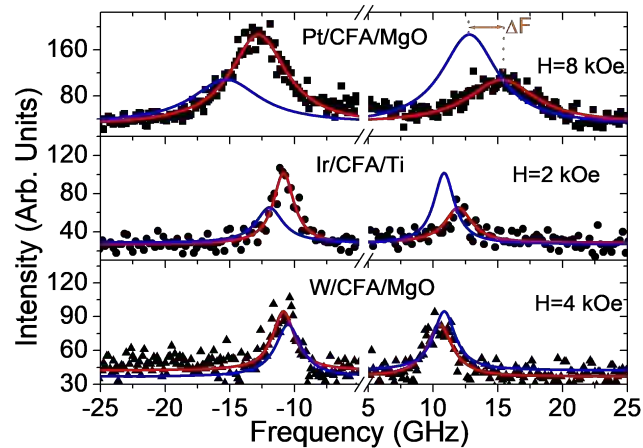


FIGURE 4.9 – Spectres BLS mesurés pour les films Pt/CFA(1,2 nm)/MgO, W/CFA(1,2 nm)/MgO et Ir/CFA(1,2 nm)/Ti, déposées sur substrat de silicium, pour des champs appliqués respectivement dans le plan de 8 kOe, 4 kOe et 2 kOe, et pour un angle d'incidence correspondant à  $k_{sw} = 20,45 \mu\text{m}^{-1}$ . Les symboles renvoient aux données expérimentales et les traits pleins représentent les fit Lorentziens. Les fits correspondant aux champs appliqués négativement (lignes bleues) sont présentés pour la clarté et la comparaison directe des fréquences Stokes et anti-Stokes.

Quelques spectres d'ondes de spin, obtenus avec un vecteur d'onde  $k_{sw} = 20,45 \mu\text{m}^{-1}$  et pour différents champs magnétiques appliqués supérieurs au champ de saturation propre à chaque échantillon, sont présentés à la figure 4.9 pour les échantillons W/CFA(1,2 nm)/MgO, Ir/CFA(1,2 nm)/Ti et Pt/CFA(1,2 nm)/MgO.

Il est intéressant de noter que le rapport signal sur bruit semble plus faible pour la structure W/CFA/MgO, ce qui suggère une croissance de qualité moindre (défauts cristallins) pour le CFA développé sur une couche de W. Les spectres nous montrent l'existence de raies Stokes et anti-Stokes et une différence marquée entre ces fréquences ( $\Delta F = f(k_{sw}) - f(-k_{sw})$ ) peut être observée révélant la non-réciprocité des ondes de spin dans la géométrie DE directement liée à la DMI. Cette disparité en fréquence est dépendante du type de matériau HM comme attendue et évoquée plus tôt (cf. chapitre 1). En effet, pour une épaisseur de CFA fixe, la différence la plus importante est obtenue pour l'échantillon Pt/CFA/MgO, tandis que l'empilement W/CFA/MgO fournit la valeur la plus petite. De plus,  $\Delta F$  est positif pour W/CFA/MgO alors qu'il est négatif pour Ir/CFA/Ti et Pt/CFA/MgO. Ceci est principalement dû à la DMI d'interface induite par les couches Pt, Ir et W pour lesquels les signes sont en accord avec des études récentes similaires [130, 129, 187].

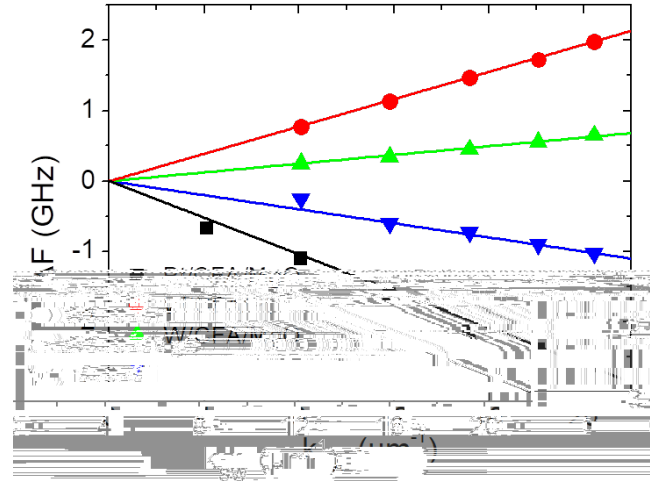


FIGURE 4.10 – Dépendance en vecteur d'onde ( $k_{sw}$ ) de la différence de fréquence expérimentale  $\Delta F$  des structures Pt/CFA(1,2 nm) MgO, W/CFA (1,2 nm)/MgO, W/Co2FeAl (1,2 nm)/Pt et Ir/CFA(1,2 nm)/Ti déposées sur substrat de silicium. Les symboles se réfèrent aux données expérimentales et les lignes continues indiquent le fit linéaire issu de l'équation (3.36) et des paramètres magnétiques des systèmes étudiés.

La figure 4.10 montre la dépendance en fonction du vecteur d'onde  $k_{sw}$  de la différence de fréquence  $\Delta F$  pour les quatre séries d'échantillon CFA, avec une épaisseur  $t_{CFA}$  fixée, dans laquelle un net comportement linéaire peut être observé.

On retrouve ici, un signe négatif de  $\Delta F$  pour Pt/CFA/MgO et Ir/CFA/Ti et un signe positif pour W/CFA/MgO et W/CFA/Pt. Ceci suggère qu'en plus du signe opposé induit entre W et Pt, qu'une couche inférieure de Pt, c'est-à-dire située en dessous de la couche FM, va induire une constante DMI effective négative. Au contraire, une couche supérieure, c'est-à-dire située au-dessus de la couche FM, va induire une constante DMI positive.

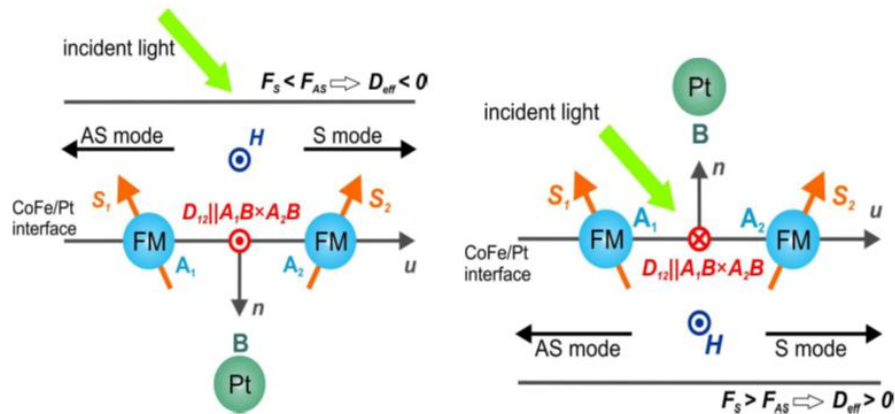


FIGURE 4.11 – Schéma représentant le mécanisme de la DMI entre deux atomes de la couche magnétique et un atome de Pt. A gauche, structuration avec une couche de Pt enterrée, à droite, structuration avec une couche de Pt de recouvrement [74].

L'inversion de signe en rapport à l'ordre des couches confirme en partie l'origine interfaciale de la DMI et coïncide avec le mécanisme d'échange indirect entre trois sites. Proposé par A. Fert en 1990 [54], ce mécanisme d'interaction entre deux spins d'atomes voisins  $A_1$  et  $A_2$  d'une couche ferromagnétique (Co) situés proche de l'interface avec le métal lourd (Pt) est propre à l'effet DMI. Celui-ci implique aussi le plus proche atome B de la couche Pt comme illustré sur la figure 4.11. L'interaction d'échange antisymétrique (ou DMI) s'écrit  $E = \mathbf{D}_{12} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2)$  avec  $\mathbf{D}_{12} = D\mathbf{w}$  où D est un scalaire,  $\mathbf{S}_1$  est un spin de  $A_1$ ,  $\mathbf{S}_2$  un spin de  $A_2$  et  $\mathbf{w}$  un vecteur unitaire le long de la direction

$A_1B \times A_2B$ . Dans ce cas, la direction de  $\mathbf{D}_{12}$  est donnée par le produit vectoriel entre  $A_1B$  et  $A_2B$ . Cela dépend donc de l'ordre des couches, c'est-à-dire si le Pt est enterré ou bien au-dessus de la couche FM :  $D_{12}^{cap} = -D_{12}^{buff}$ .

Ce mécanisme explique donc l'opposition de signe de la différence de fréquence obtenue pour les échantillons Pt/CFA et CFA/Pt et pointe l'importance du positionnement de la couche HM pour l'étude de la DMI dans les couches minces. Par ailleurs, les résultats expérimentaux nous montrent que la nature du métal lourd joue un rôle essentiel sur la non-réciprocité des ondes de spin (à travers  $\Delta F$ ) dans les systèmes HM/FM.

#### 4.2.4.2 Estimation de la constante DMI et mise en évidence de sa nature interfaciale

A partir des pentes mesurées sur la figure 4.10, les constantes DMI effectives de nos échantillons ont pu être extraites à l'aide de l'équation (3.36) issue de la relation de dispersion des ondes de spin dans les couches minces pour un rapport gyromagnétique  $\frac{\gamma}{2\pi} = 29,2$  GHz/T (déterminé précédemment dans [124, 188] à partir de mesures de FMR) et les valeurs susmentionnées de  $M_s$ , cf. tab. 4.1.

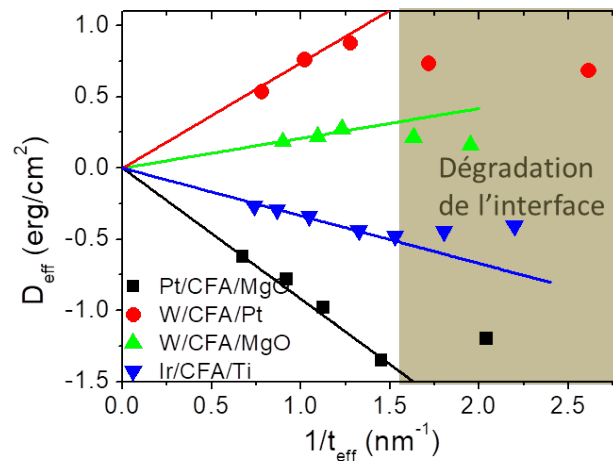


FIGURE 4.12 – Variation de la constante DMI effective ( $D_{eff}$ ) par rapport à l'inverse de l'épaisseur effective des films de CFA pour les quatre séries d'échantillons. Les symboles font référence aux mesures et les lignes continues correspondent aux fit linéaires. Les valeurs de  $D_{eff}$  ont été obtenues à partir du fit de la dépendance en  $k_{sw}$  en fonction de  $\Delta F$  à partir de l'équation (3.36) et des paramètres magnétiques des systèmes étudiés.

Afin de relever la nature interfaciale de la DMI, la variation des  $D_{eff}$  estimées par rapport à l'inverse de l'épaisseur effective de CFA, définie par  $1/t_{eff} = 1/(t_{CFA} - t_d)$ , illustrée à la figure 4.12, a également été tracée pour nos différents systèmes. Un écart peut être observé par rapport à la linéarité théorique lorsque l'épaisseur nominale de CFA se rapproche d'une épaisseur critique qui dépend de la structure. En effet, deux régimes de pentes de signes différents peuvent être distingués. Dans le second régime correspondant aux films CFA plus minces comparée à l'épaisseur critique ( $t_{eff} < 0,67$  nm),  $\Delta F$  décroît de manière inattendue avec l'épaisseur suggérant une dégradation des interfaces pour les films ultra-minces. Néanmoins, pour une épaisseur de CFA raisonnable, la variation linéaire de la DMI en fonction de l'épaisseur de la couche FM ainsi que l'écart de valeurs lorsque l'interface de moindre qualité confirme la nature interfaciale de la DMI dans de tels systèmes.

L'ajustement linéaire des données de la figure 4.12, pour l'épaisseur de CFA dans laquelle la



relation théorique entre  $D_{eff}$  et  $D_s$  donnée par l'équation (3.36) est respectée, conduit aux valeurs de constantes DMI  $D_s$  suivantes :

Echantillons	Pt/CFA/MgO	W/CFA/MgO	W/CFA/Pt	Ir/CFA/Ti
$D_s$ (erg/cm)	$-0,92 \times 10^{-7}$	$0,21 \times 10^{-7}$	$0,74 \times 10^{-7}$	$-0,33 \times 10^{-7}$

TABLEAU 4.3 – Constantes DMI de surface  $D_s$  pour des couches minces Pt/CFA/MgO, W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti.

De par leur similitude, la valeur estimée pour le système Pt/CFA reste proche de celle obtenue dans l'étude précédente concernant le Pt/CoFeB ( $D_s = -0,8 \times 10^{-7}$  erg/cm). Les valeurs obtenues ici sont nettement inférieures à celles des systèmes Pt/Co/AlOx [130] mais ont le même signe que Pt/Co et le système Ir/CFA/Ti étudié confirme les récents résultats de Kim *et al.* [129] pour Ir/Co. Il convient également de rappeler le signe positif de la constante DMI pour W/CFA/MgO et son rapprochement avec la valeur obtenue pour une structure W/CoFeB/SiO2 ( $D_s = 0,21 \times 10^{-7}$  erg/cm) [189].

D'autre part, en raison du signe opposé des constantes DMI pour les couches W/CFA/MgO et Pt/CFA/MgO, si le CFA est situé entre une couche W et Pt, on devrait s'attendre à une DMI globale égale à la somme des DMI produites aux deux interfaces. Cependant, la faible valeur obtenue de  $D_s$  pour les systèmes W/CFA/Pt ( $D_s = 0,74 \times 10^{-7}$  erg/cm) conduit à une constante DMI de surface supposée à  $0,53 \times 10^{-7}$  erg/cm pour l'interface CFA/Pt largement inférieure à la valeur absolue obtenue pour le Pt/CFA ( $D_s = 0,92 \times 10^{-7}$  erg/cm) en rapport avec le mécanisme d'échange indirect entre trois sites, ce qui suggère que cette interface est de moindre qualité pour une croissance de Pt sur CFA comparée à Pt/CFA, ou éventuellement une configuration atomique différente pour une couche de Pt de recouvrement.

#### 4.2.5 Conclusion de l'étude des systèmes Pt/CFA/MgO, W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti

Nous avons dans cette partie mis en avant une étude concernant des films de Co<sub>2</sub>FeAl, matériau possédant des caractéristiques intéressantes pour l'électronique de spin. L'étude s'est focalisée principalement sur différents effets liés à l'interfaçage avec des couches de métal lourd telles que W, Pt et Ir, et pour plusieurs épaisseurs de couche de CFA.

Les mesures de magnétométrie à échantillons vibrants (VSM) ont révélé que les films comportant du Pt et de l'Ir possédaient une aimantation à saturation plus élevée par rapport aux systèmes avec du W, probablement en raison de l'effet d'aimantation induite de proximité (PIM) dont nous avons confirmé l'existence en utilisant la réflectivité magnétique résonante aux rayons X pour le Pt et l'Ir. Nous avons également montré qu'une couche de Pt enterrée induisait un effet PIM supérieur par rapport à une couche de Pt de recouvrement.

La spectroscopie Brillouin a été utilisée pour étudier la non-réciprocité des ondes de spin induite par l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) d'interface. Il s'est avéré que le signe et la valeur effective de la DMI dépendait des matériaux et de l'ordre de dépôt comme attendu par relation au mécanisme du couplage spin-orbite (cf. chapitre 1). Alors que le Pt et l'Ir présentent le même signe de constante DMI, le W induit une DMI de signe opposé. De plus, la couche de Pt, offrant une constante DMI plus élevée par rapport à la couche d'Ir et la couche de W, semble induire un effet DMI plus fort lorsqu'elle est utilisée comme couche enterrée plutôt que comme couche de recouvrement.

Finalement, la nature interfaciale de la DMI a été confirmée à travers cette étude et les paramètres magnétiques extraits de nos systèmes regroupés dans le tableau 4.4 sont cohérents avec la littérature.

Echantillons	Pt/CFA/MgO	W/CFA/MgO	W/CFA/Pt	Ir/CFA/Ti
$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	1167 ± 70	811 ± 50	983 ± 50	1063 ± 55
$t_d$ (nm)	0,51	0,29	0,42	0,43
$K_s$ (erg/cm <sup>2</sup> )	0,91	0,68	0,22	0,39
$K_v$ (Merg/cm <sup>3</sup> )	-2	-3,1	-1,2	-1
$D_s$ ( $\times 10^{-7}$ erg/cm)	-0,92	0,21	0,74	-0,33

TABLEAU 4.4 – Paramètres magnétiques mesurés par VSM et BLS pour des couches minces Pt/CFA/MgO, W/CFA/MgO, W/CFA/Pt et Ir/CFA/Ti.



### 4.3 Effets de la température de recuit dans les couches minces

#### 4.3.1 Processus de recuit des échantillons Pt/CFA/MgO

Dans la continuité de notre étude sur les couches minces non-structurées, nous allons nous intéresser au processus de recuit de couches minces et notamment aux effets engendrés sur les paramètres magnétiques dans les systèmes HM/FM. Pour cela, nous avons gardé le même système Pt/CFA étudié précédemment afin de comparer différents degrés de recuit avec la couche de référence caractérisée.

Dans l'alliage CFA, Il existe naturellement des désordres chimiques qui influencent les propriétés physiques [74] et spécifiquement la DMI d'interface. En effet, les alliages Heusler à base de cobalt, tel que le CFA, cristallisent théoriquement dans la phase  $L2_1$  qui présente une phase complètement ordonnée où les atomes de Co, Fe et Al occupent des sites bien précis. Cependant, les alliages Heusler adoptent souvent des phases partiellement désordonnées telles que les phases B2, DO3 ou bien complètement désordonnées tel le cas de la phase A2 [124].

Par conséquent, un processus de recuit est souvent nécessaire afin d'augmenter la qualité cristalline et d'introduire un ordre atomique. Étant donné que la DMI est sensible au désordre, aux défauts et à la disposition des atomes au niveau des interfaces, l'étude de la DMI d'interface dans des couches minces de type Heusler, où différents matériaux HM peuvent être utilisés, présente ainsi un grand intérêt.

L'effet de la température de recuit sur la constante DMI  $D_{eff}$  et l'anisotropie d'interface  $K_s$  a donc été étudié pour la structure Pt/CFA/MgO pour laquelle les résultats obtenus sont les plus convaincants. Les échantillons ont été recuits à 250°C et 400°C sous vide (avec une pression inférieure à  $3 \times 10^{-8}$  torr) pendant 1 heure, puis ont été caractérisés par les techniques VSM, XRMR et BLS.

#### 4.3.2 Effet du recuit sur la statique de l'aimantation

Afin de déterminer l'aimantation à saturation le système Pt/CFA soumis à un recuit, des mesures de magnétométrie VSM ont été effectuées et ont montré que les valeurs de  $M_s$  augmentaient légèrement avec l'augmentation de la température de recuit ( $T_a$ ) comparées à la valeur déterminée à température ambiante :

$T_a$ (°C)	0	250	400
$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	1167 ± 70	1200 ± 70	1220 ± 70

TABLEAU 4.5 – Aimantation à saturation  $M_s$  mesurés par VSM pour des couches minces Pt/CFA/MgO non recuit, recuit à 250°C et recuit à 400°C.

Bien que la variation des  $M_s$  trouvées par rapport à celles des films sans recuit se situe dans la barre d'erreur, nous notons une légère amélioration de la contribution du PIM également estimée par mesures XRMR [183] pour les échantillons recuits. Il est également intéressant de noter que la largeur de la région d'aimantation réduite au voisinage de l'interface a diminué jusqu'à 0,38 nm pour le film recuit à 400°C. Par conséquent, nous pouvons supposer que le PIM se renforce avec l'amélioration de la qualité d'interface provoquée par le recuit.

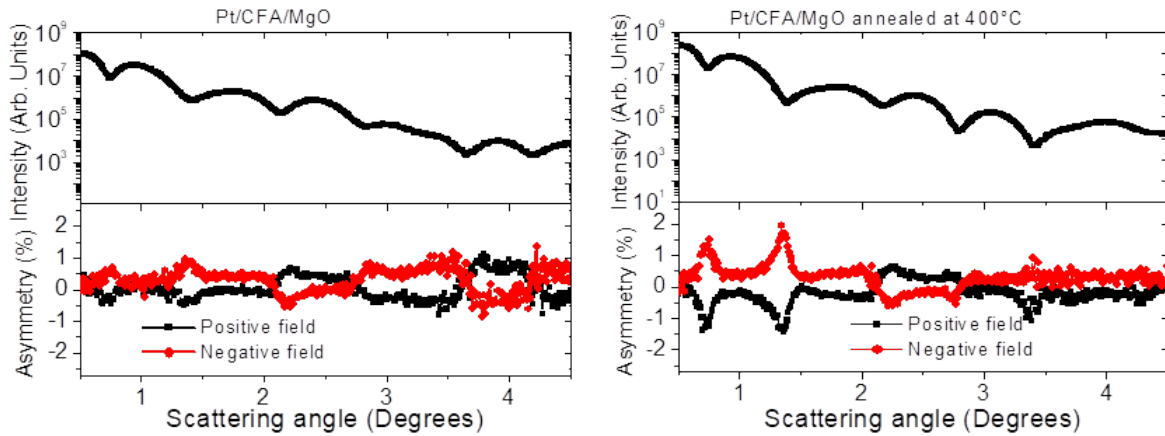


FIGURE 4.13 – Données expérimentales de réflectivité et d'asymétrie de spin obtenues à partir des mesures de réflectivité magnétique résonante aux rayons X pour une structure Pt/CFA(2 nm)/MgO sans recuit et avec recuit à 400°C.

Les mesures XRMR pour l'échantillon Pt/CFA(2 nm)/MgO recuit à 400°C illustrées à la figure 4.13 montrent des modifications à la fois de l'intensité réfléchie et de l'asymétrie après recuit, indiquant des modifications structurales et magnétiques de l'hétéro-structure. Pour des angles de diffusion les plus faibles, inférieurs à 2°, la structure reste en grande partie inchangée après un recuit à 400°C, mais le signal d'asymétrie s'est considérablement amélioré, ce qui indique un PIM accru. Notez que le PIM lui-même est assez faible et reste localisé près de l'interface [190], de sorte à ce que cette augmentation apporte une contribution négligeable aux valeurs  $M_s$  mesurées par magnéto-métrie VSM.

Pour des angles de diffusion d'environ 3° ou supérieurs, des changements dans l'intensité réfléchie peuvent être observés suggérant une possible modification de la structure cristalline de l'échantillon. Les franges, dites de Kiessig, plus prononcées pour la structure recuite suggèrent une interface plus nette entre le Pt et le CFA après un recuit à 400°C, ce qui est en corrélation avec la faible épaisseur de couche morte déterminée préalablement par VSM. Par cette technique de caractérisation, nous pouvons confirmer le renforcement du PIM induit par le Pt avec l'amélioration de la qualité d'interface pouvant être liée à la réorganisation des atomes de Fe et de Co dans l'alliage CFA, donnant lieu à une amélioration de la polarisation des atomes de Pt conduisant à une amélioration structurale des interfaces.

### 4.3.3 Effet du recuit sur la DMI et l'anisotropie magnétique perpendiculaire

Les spectres BLS mesurés pour  $k_{sw} = 20,45 \mu\text{m}^{-1}$  sont représentés à la figure 4.14 pour des films CFA de 1,2 nm d'épaisseur et pour trois températures de recuit différentes sur lesquels nous pouvons observer une amélioration significative du rapport signal sur bruit lorsque la température de recuit augmente liée à l'amélioration de la qualité d'interface précédemment évoquée. Une diminution significative de la largeur de raie à mi-hauteur ( $\Delta F$ ) avec l'augmentation de la température de recuit est également observée. En effet, pour une couche de CFA de 1 nm d'épaisseur, la valeur moyenne de  $\Delta F$  diminue de 5,8 GHz pour le film sans recuit à 4,5 GHz pour le film recuit à 400°C. Ceci est en accord avec des résultats précédemment obtenus pour lesquels une diminution de l'amortissement (directement liée à la valeur de la largeur de raie pour laquelle une étude détaillée sera présentée par la suite) dans les films de CFA est observée lorsque la température de recuit augmente en raison de l'ordre chimique engendré [188].

Les dépendances selon l'inverse de l'épaisseur effective de CFA ( $t_{\text{CFA}} - t_d$ ) de  $D_{\text{eff}}$  et  $M_{\text{eff}}$

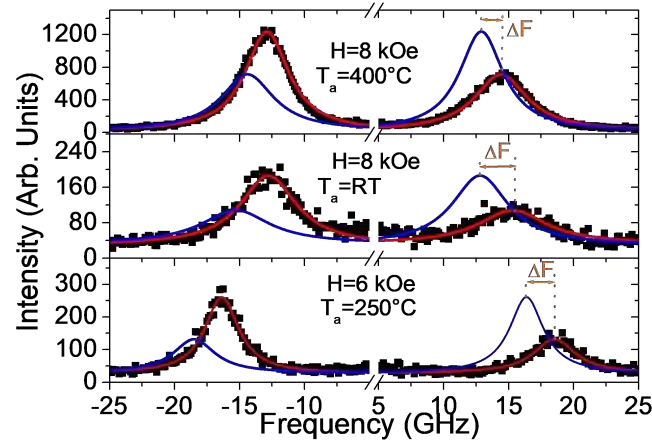


FIGURE 4.14 – Spectres BLS, de la structure Pt/CFA(1,2 nm)/MgO développée sur substrat de silicium et recuite à diverses températures ( $T_a$ ), mesurés pour des champs appliqués dans le plan de 8 kOe et 6 kOe et pour un angle d'incidence caractéristique correspondant à  $k_{sw} = 20,45 \mu\text{m}^{-1}$ . Les symboles renvoient aux données expérimentales et les lignes continues représentent les fit Lorentziens. Les fits correspondant aux champs appliqués négativement (lignes bleues) sont présentés pour la clarté et la comparaison directe des fréquences Stokes et anti-Stokes.

pour des échantillons sans et avec recuit sont représentées à la figure 4.15. Les films recuits à  $400^\circ\text{C}$  présentent une différence significative par rapport aux échantillons sans recuit et avec recuit à  $250^\circ\text{C}$ . En effet,  $D_{eff}$  montre une nette diminution à une température de recuit de  $400^\circ\text{C}$  (figure 4.15a) pour laquelle des changements significatifs dans la structure, dans l'ordre chimique et dans les propriétés magnétiques commencent à se produire [74]. De plus, la figure 4.15 montre que  $D_{eff}$  et  $M_{eff}$  suivent une variation linéaire dont la pente dépend de la température de recuit. Il est intéressant de noter que cette dépendance à l'épaisseur diffère du comportement linéaire précédent pour les films ultra-minces de CFA et devient plus prononcée pour  $T_a = 400^\circ\text{C}$ . Ce comportement non linéaire est très probablement dû à la dégradation de l'interface des couches ultra-minces lors du recuit des échantillons à des températures plus élevées additionnée à la faible épaisseur de couches FM comme mentionnée dans le cas de l'étude précédente.

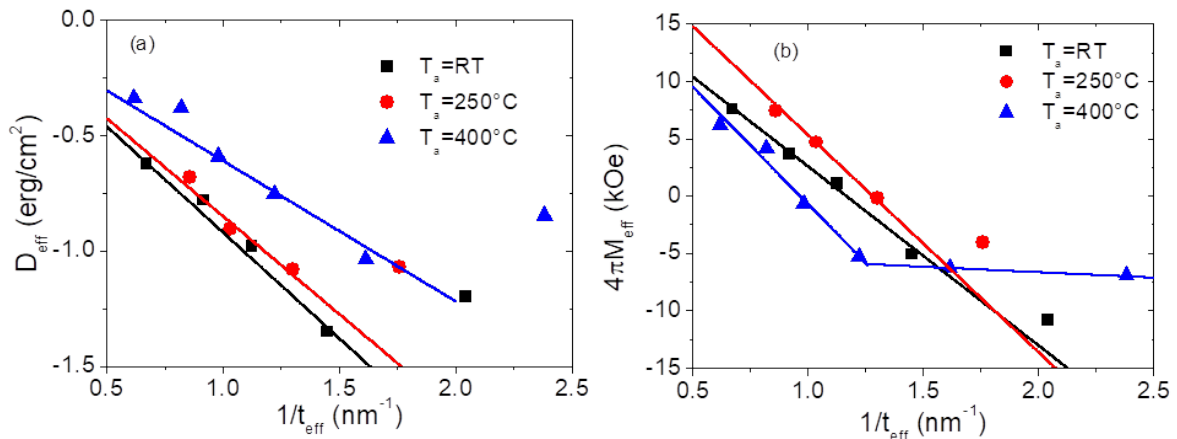


FIGURE 4.15 – Variation de la constante DMI effective ( $D_{eff}$ ) (a) et de l'aimantation effective ( $4\pi M_{eff}$ ) (b) par rapport à l'inverse de l'épaisseur effective des films de CFA pour des structures de Pt/CFA/MgO recuits à différentes températures ( $T_a$ ). Les symboles font référence aux mesures et les lignes continues correspondent aux fits linéaires. Les valeurs de  $D_{eff}$  ont été obtenues à partir de la dépendance en  $k_{sw}$  de  $\Delta F$  en utilisant l'équation (3.36) et des paramètres magnétiques des tableaux 4.3 pour le Pt/CFA/MgO et 4.6 tandis que les valeurs de  $4\pi M_{eff}$  ont été obtenues à partir du fit des mesures BLS de la fréquence moyenne des fréquences Stokes et anti-Stokes en fonction de  $k_{sw}$  en utilisant l'équation (3.35).

A partir du fit linéaire des données expérimentales de la figure 4.15, les constantes DMI de

surface et d'anisotropie d'interface ont été déduites.

$T_a$ (°C)	0	250	400
$D_s$ ( $\times 10^{-7}$ erg/cm)	-0,92	-0,85	-0,61
$K_s$ (erg/cm <sup>2</sup> )	0,91	1,14	1,25

TABLEAU 4.6 – Constante DMI de surface  $D_s$  et anisotropie d'interface  $K_s$  mesurés par BLS pour des couches minces Pt/CFA/MgO non recuit, recuit à 250°C et recuit à 400°C.

Nous constatons que l'anisotropie et les constantes DMI suivent des tendances opposées. En effet, alors que l'anisotropie d'interface augmente légèrement avec  $T_a$ ,  $D_s$  présente une diminution importante pour les films recuits à 400°C. L'augmentation de la constante d'anisotropie est cohérente avec les tendances observées précédemment pour les structures MgO/CFA/MgO dans une étude incluant un recuit [74]. Ceci est probablement dû au renforcement de l'anisotropie de surface à l'interface CFA/MgO lié entre autre à la qualité cristallographique à l'interface.

Alors que l'anisotropie de surface résulte des deux interfaces, l'effet DMI est uniquement induit à l'interface Pt/CFA. La polarisation magnétique du Pt, tout comme la DMI, est sensible à la structure électronique du Co et du Fe à l'interface, qui dépend fortement de la température. Bien que la qualité cristallographique soit meilleure avec le recuit, la qualité de la structure électronique se voit modifiée et induit alors une DMI moins forte. En revanche, il n'est pas surprenant d'observer différentes tendances pour la constante DMI et l'anisotropie de surface, car la première concerne une seule interface, tandis que la seconde implique les deux.

#### 4.3.4 Conclusion sur l'influence du recuit dans les couches minces

Les différents paramètres magnétiques mesurés lors de cette étude sont résumés dans le tableau ci-dessous pour plus de clarté.

$T_a$ (°C)	0	250	400
$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	1167 ± 70	1200 ± 70	1220 ± 70
$D_s$ ( $\times 10^{-7}$ erg/cm)	0,51	0,43	0,38
$K_s$ (erg/cm <sup>2</sup> )	0,91	1,14	1,25

TABLEAU 4.7 – Paramètres magnétiques mesurés par VSM et BLS pour des couches minces Pt/CFA/MgO non recuit, recuit à 250°C et recuit à 400°C.

L'effet de la température de recuit sur la DMI a été étudié pour des structures Pt/CFA/MgO, où une modification de la constante DMI a été observée et pour laquelle l'analyse des mesures BLS a révélé l'existence d'une anisotropie perpendiculaire à l'interface montrant un comportement différent avec la température de recuit en comparaison avec la constante DMI. L'amélioration de la qualité cristallographique à l'interface provoque un ordre chimique modifié lors du recuit qui explique en partie le renforcement observé du PIM ainsi que l'augmentation de l'anisotropie de surface.

Pressenti dans un premier temps pour favoriser le conditionnement de la DMI, il s'avère que l'effet DMI mesuré semble moins conséquent lors d'un recuit en raison de la structure électronique des éléments composant l'alliage CFA sensible à la température. De plus, le couplage spin-orbite (SOC) en relation directe avec la structure électronique et responsable entre autre de la DMI dans les systèmes HM/FM semble de ce fait être affecté par la température de recuit et amène alors une interrogation sur son rôle et son influence concernant la DMI dans les couches minces.

## 4.4 Effets liés au couplage spin-orbite dans les couches minces

### 4.4.1 Présentation de l'étude et des échantillons Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>

Les travaux présentés auparavant ont montré que la valeur de la DMI dépendait fortement de la nature des couches HM. En effet, les propriétés atomiques et les conditions d'interface différentes impactent la force du couplage spin-orbite (SOC) au niveau de l'interface HM/FM et peut donc modifier partiellement la valeur de la DMI. Cependant, certains matériaux semblent privilégiés par rapport à d'autres de par leurs propriétés physiques et magnétiques indispensables au développement de l'électronique de spin et de ses applications tel le cas du Pt pour la génération d'une forte DMI aux interfaces.

De nos jours, les chercheurs déploient des efforts considérables à travers diverses investigations pour essayer de contrôler les propriétés magnétiques des matériaux utilisés pour les mémoires de spins ou les applications à courants de spin [28, 191, 24, 192, 193, 194]. Des études récentes ont, par exemple, montré que l'addition d'impuretés non magnétiques avec un fort SOC dans les métaux légers était un moyen efficace pour améliorer et ajuster l'angle de Hall de spin  $\theta_{SH}$  [195, 196, 197]; paramètre qui quantifie l'efficacité de la génération du courant de spin d'un matériau favorable à l'effet Hall de spin (SHE) [198].

Il est donc intéressant, pour les applications comme pour la recherche fondamentale, d'évaluer comment le SOC modifie certains paramètres magnétiques ainsi que la DMI dans les couches minces. D'autre part, il convient de noter que le SOC joue également un rôle important dans la détermination du paramètre d'amortissement de Gilbert  $\alpha$  dans les systèmes magnétiques [199], qui détermine le taux de relaxation de l'aimantation.

Pour cette étude, nous allons nous focaliser sur le dosage du couplage spin-orbite (SOC), phénomène responsable de la DMI (cf. chapitre 1), tout en gardant le même matériau HM afin d'observer l'influence de ce phénomène sur certains paramètres magnétiques dans les couches minces. En effet, le SOC dans les couches magnétiques présente un intérêt du fait de son potentiel élevé pour les applications en électronique de spin comme présenté dans le chapitre 1. Notre intérêt s'est donc porté sur des systèmes composés de couche mince FM de Permalloy (Py : Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>) interfacée avec un métal léger de Cu dopé en métal lourd de Pt (voir figure 4.16. Le comportement de la constante DMI a été étudié avec l'ajout de Pt dans Cu en sondant par la technique BLS les ondes de spin dans ce système.

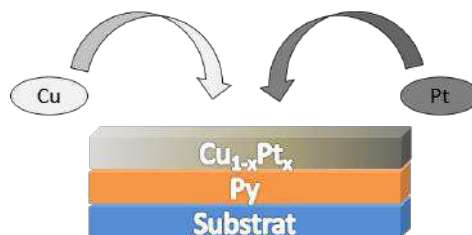


FIGURE 4.16 – Schéma de la structure Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub> étudiée. L'ajout de métal lourd Pt dans la couche Cu modifie le SOC.

Ici, l'alliage Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub> fut choisi pour sa capacité à générer un fort SHE et le Pt pour sa qualité à induire une forte DMI à l'interface avec une couche FM. Par ailleurs, toujours dans l'optique de caractériser les couches minces HM/FM, nous avons également utilisé des mesures de résonance ferromagnétique à large bande (FMR), complétées de mesures BLS, pour étudier le paramètre d'amortissement effectif de Gilbert et la dépendance de l'anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA) avec la concentration en Pt.

Les échantillons étudiés ont la structure suivante : Si/SiO<sub>2</sub>/Py(5 nm)/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>(6 nm)/MgO(1 nm)/ SiO<sub>2</sub>(3 nm), avec  $x$  le rapport atomique de Pt en % dont les proportions choisies pour cette étude sont de 0, 6,6, 28, 45, 75 et 100 %. Ces échantillons ont été préparés à l'Université Nationale de Singapour (NUS) par pulvérisation magnétron à température ambiante avec une pression de base d'environ  $2 \times 10^{-9}$  torr. L'alliage Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub> a été déposé par co-pulvérisation à partir de cibles de Cu et de Pt. La puissance de pulvérisation des deux cibles a été calibrée pour ajuster la concentration en Pt  $x$  dans l'alliage Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>. Pour  $x < 75\%$ , la puissance de pulvérisation du Cu fut fixée à 120 W et la puissance de pulvérisation de Pt variait de 0 à 150 W. Pour  $x > 75\%$ , la puissance pour le Pt fut fixée à 60 W et la puissance du Cu variait de 0 à 60 W. Le rapport atomique de Pt dans l'alliage Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub> a été caractérisé et vérifié ultérieurement par spectroscopie par rétrodiffusion de Rutherford [195].

#### 4.4.2 Influence du métal lourd sur la statique de l'aimantation

Le paramètre intrinsèque de l'aimantation à saturation dans la couche FM de Py pour un système dopé en métal lourd fut mesuré par magnétométrie VSM. L'aimantation à saturation  $M_s$  a été estimée à partir des cycles d'hystérésis dont certains sont présentés à la figure 4.17 pour une proportion en Pt de 0 % (a), 45 % (b) et 100 % (c).

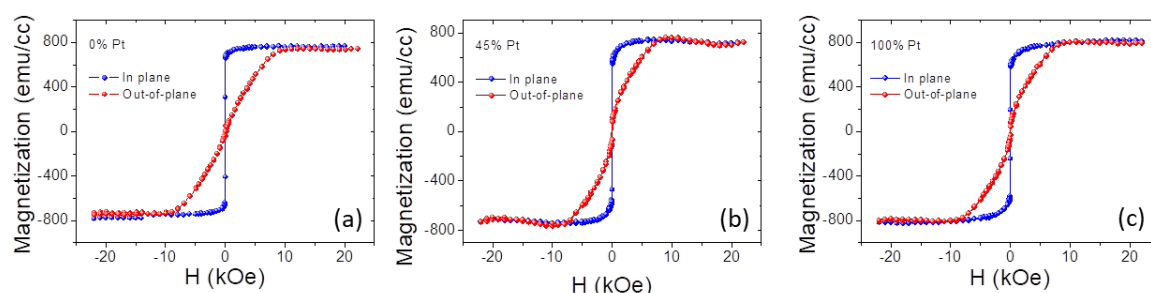


FIGURE 4.17 – (a, b, c) Exemple de cycles d'hystérésis VSM en fonction de la concentration en Pt dans les films Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>, obtenues pour un champ magnétique appliqué aussi bien dans la direction du plan de l'échantillon, que perpendiculairement à ce plan.

La dépendance de  $M_s$  en fonction de la concentration en Pt est présentée à la figure 4.18. La valeur moyenne de  $M_s$ , environ  $800 \text{ emu/cm}^3$ , est proche de celle connue pour le Py volumique « Py bulk ». Néanmoins, une variation non négligeable de  $M_s$  peut être observée sur la figure dont la valeur plus élevée pour une concentration de Pt supérieure à 75% pourrait provenir du PIM issu du Pt [182, 183] comme pour le cas des échantillons HM/CFA étudiés précédemment. Dans notre cas, on trouve une polarisation d'environ  $0,15 \mu_B/\text{atome}$  de Pt si l'on suppose que seule la première couche atomique de Pt est concernée par l'effet PIM. Cela correspond quantitativement aux valeurs rapportées dans la littérature pour des systèmes référés dans le tableau ci-dessous.

Système HM/FM	Py/Cu <sub>1-x</sub> Pt <sub>x</sub>	Fe/Pt [200]	Ni/Pt [201]	Pt/Co [202]	Pt/Co [177]	Pt/Co [203]
Moment ( $\mu_B/\text{atome}$ )	0,15	0,5	0,16	0,11	0,21	0,2

TABEAU 4.8 – Comparaison des moments magnétiques à l'interface par atomes de Pt mesurés dans divers systèmes Pt/FM.



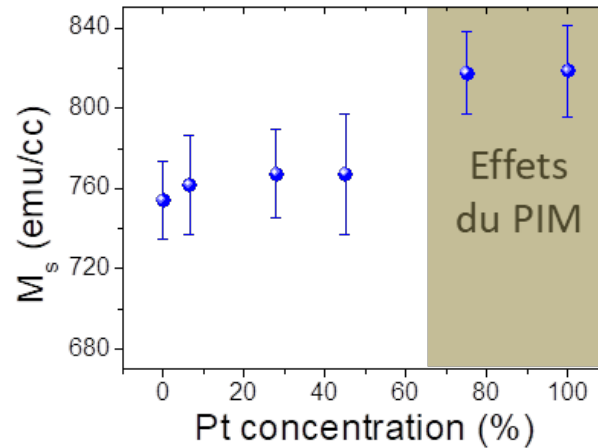


FIGURE 4.18 – Variation de l'aimantation à saturation  $M_s$  en fonction de la concentration en Pt.

### 4.4.3 Comportement de l'amortissement magnétique en fonction du couplage spin-orbite

#### 4.4.3.1 Estimation du damping par résonance ferromagnétique

Le coefficient d'amortissement effectif de Gilbert ou « damping »  $\alpha$  a ensuite été évalué dans nos échantillons par la technique FMR, notamment par l'intermédiaire d'une étude de la dépendance en fréquence de la largeur à mi-hauteur des raie FMR ( $\Delta H$ ) obtenue à partir du fit des spectres enregistrés pour un mode de précession uniforme avec un champ magnétique appliqué dans le plan.

Cette dépendance en fréquence est illustrée à la figure 4.19a pour tous les échantillons. La largeur de raie FMR montre, dans la gamme de fréquences étudiée, une dépendance linéaire par rapport à la fréquence pour tous les échantillons, suggérant une contribution négligeable du mécanisme de diffusion à deux magnons qui induit une tendance non linéaire [204]. En effet, en résonance ferromagnétique, le processus de diffusion à deux magnons implique un couplage entre le mode uniforme et les ondes de spin sur une plage de vecteurs d'onde dégénérés avec la pompe à micro-ondes et la réponse FMR. Le couplage est généralement plus fort pour les longueurs d'onde de spin qui sont de l'ordre des inhomogénéités éventuelles présentes dans le matériau. Ce processus est appelé "diffusion à deux magnons" car le mécanisme peut être exprimé théoriquement par un formalisme de seconde quantification dans lequel une précession uniforme est détruite et un magnon de même fréquence est créé.

La dépendance en fréquence de la largeur de raie a été analysée à l'aide de l'équation suivante [124] :

$$\Delta H = \Delta H_0 + 2\alpha \frac{2\pi f}{\gamma} \quad (4.2)$$

Où  $f$  est la fréquence imposée,  $\alpha$  est le paramètre d'amortissement effectif de Gilbert et  $\Delta H_0$  décrit le terme d'élargissement non homogène provenant des imperfections de l'échantillon et supposé indépendant de la fréquence.

Les valeurs du « damping » obtenues à partir du fit des données expérimentales (présentées à la figure 4.19a, en utilisant l'équation (4.2) et en supposant que le facteur gyromagnétique soit  $\frac{\gamma}{2\pi} = 2,95$  GHz/kOe rapporté dans l'étude [73], sont présentées à la figure 4.19b en fonction de la concentration en Pt. On observe une augmentation significative du paramètre d'amortissement de Gilbert avec la concentration en Pt, qui découle très probablement de la contribution du

pompage de spin [121, 205], qui est plus forte en présence d'une couche métallique ayant un fort couplage spin-orbite (SOC).

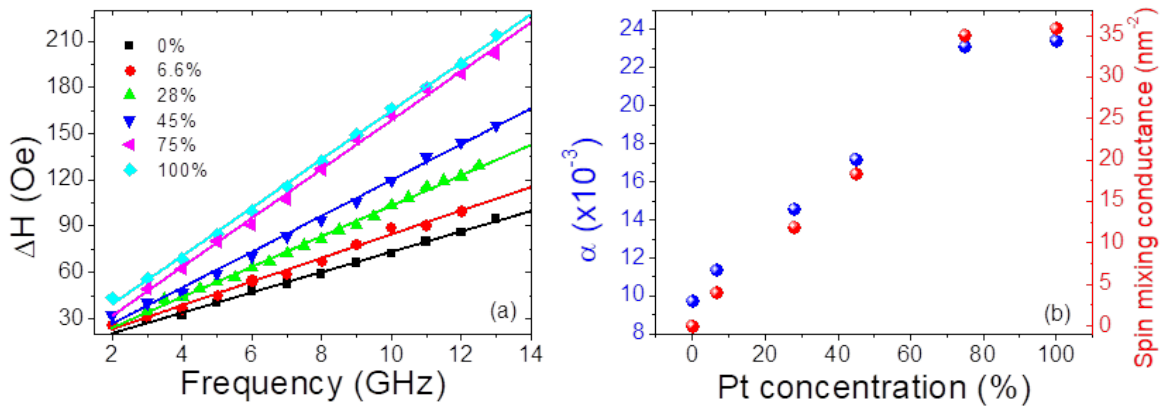


FIGURE 4.19 – (a) Largeur de raie crête à crête FMR du champ  $\Delta H$  en fonction de la fréquence imposée pour différentes concentrations de Pt dans des films Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>. Les symboles font référence aux données expérimentales et les lignes continues représentent le fit à partir de l'équation (4.2). (b) Variation du paramètre d'amortissement de Gilbert  $\alpha$  (cercles bleus) et de la conductance de mélange de spin (cercles rouges) en fonction de la concentration en Pt dans les films Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>.

#### 4.4.3.2 Pompage de spin, « spin mixing conductance » et terme d'amortissement

Lorsqu'une couche FM est en contact avec une couche métallique NM, la précession de l'aimantation, induite par exemple par FMR, comme dans le cas présent, pompe (ou injecte) un courant de spin dans la couche NM adjacente (figure 4.20). Ce courant de spin est diffusé dans la couche NM et décroît sur une échelle de longueur appelée longueur de diffusion de spin. Le processus d'injection de spin dans le NM s'accompagne d'une perte de moment cinétique dans la couche FM, ce qui entraîne un élargissement de la largeur de raie FMR, qui est directement proportionnel au damping  $\alpha$ . L'élargissement de la largeur de raie est plus prononcé lorsque la couche NM est un métal lourd ayant un fort SOC, en raison du taux plus élevé de facteur favorisant la diffusion de spin. Par conséquent, lorsque la concentration en Pt augmente, le SOC est plus fort et l'amortissement est plus élevé.

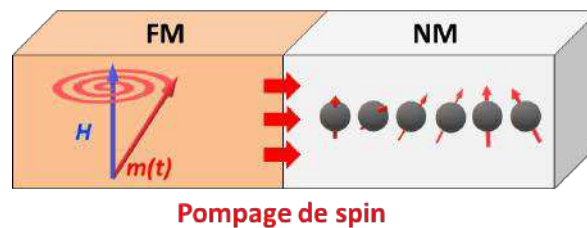


FIGURE 4.20 – Schéma du principe de pompage de spin. La précession de l'aimantation dans la couche FM induit un courant de spin dans la couche NM au niveau de l'interface.

En considérant que l'amortissement total est donné par  $\alpha = \alpha_{Py} + \alpha_{pump}$ , où  $\alpha_{Py}$  est l'amortissement de Gilbert pour Py et  $\alpha_{pump}$  l'amortissement introduit par l'effet de pompage de spin dû à la couche adjacente métallique. Du fait que la contribution liée au pompage de spin due à la couche de Cu soit négligeable, on en déduit que  $\alpha_{Py} = 0,0097$ . Cette valeur correspond qualitativement à la valeur intrinsèque typique rapportée pour une couche de Py :  $\alpha_{Py} = 0,006$  [206],  $0,0066$  [207],  $0,011$  [208].



À mesure que la concentration en Pt augmente, le damping  $\alpha$  estimé augmente rapidement, jusqu'à atteindre une concentration de Pt d'environ 70 %, puis plus lentement au-delà. En utilisant l'équation :

$$\alpha_{pump} = \frac{g\mu_B}{4\pi M_s t_{Py}} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \quad (4.3)$$

où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr,  $t_{Py} = 5$  nm est l'épaisseur de Py et  $g$  est le facteur de Landé ( $g \approx 2$ ), la « spin mixing conductance »  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  a été estimée et sa dépendance en fonction de la concentration en Pt est présentée à la figure 4.19b. Les conductances de spin  $g^{\uparrow}$  et  $g^{\downarrow}$  sont utilisées depuis longtemps pour la description du transport de spin [209].

La « spin mixing conductance » est un concept pertinent permettant d'évaluer le transport de spin aux interfaces entre deux matériaux dont l'un est forcément un ferromagnétique. Déterminer précisément cette conductance est essentiel à la compréhension quantitative des mesures des effets Hall de spin normal et inverse. La « spin mixing conductance » est généralement obtenue à partir de la dépendance inverse de l'amortissement magnétique en fonction de l'épaisseur de la couche FM, dans l'hypothèse où le pompage de spin est le mécanisme dominant qui affecte cette dépendance. Elle a la particularité de contenir des informations sur le transport de spins orientés perpendiculairement à l'aimantation de la couche FM [210]. L'estimation de  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  pour le cas du Pt pur est d'environ  $35 \text{ nm}^{-2}$ , ce qui est en accord avec les données présentées dans la référence [211]. Il est à noter qu'une estimation plus précise du paramètre physique de la conductance de spin  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  nécessite l'inclusion de plusieurs mécanismes tels que la perte de mémoire de spin (SML : spin memory loss) [212], le retournement de spin à l'interface, la « spin mixing conductance » modifiée par le SOC et la dépendance des spin à la résistance à l'interface [213].

Par ailleurs, le pompage de spin est étroitement lié au SOC par le temps de relaxation du retournement de spin et la « spin mixing conductance » à l'interface. Un formalisme sur le pompage de spin qui inclut explicitement le SOC aux interfaces et le désordre dans les couches a été proposé dans la référence [214] afin de résoudre des problématiques issues de conclusions contradictoires sur la longueur de diffusion du spin et l'origine de la perte de mémoire de spin aux interfaces en présence de métaux lourds.

#### 4.4.3.3 Estimation du damping par BLS et comparaison avec la technique FMR

En parallèle des mesures FMR, nous avons également effectué une série de mesures BLS afin de déterminer le paramètre d'amortissement de Gilbert pour différentes concentrations de Pt et d'évaluer la cohérence des résultats obtenus par ces différentes techniques. Nous avons mesuré (présentée à la figure 4.21a) la largeur de raie à mi-hauteur de chaque fréquence de résonance à partir des spectres BLS en faisant varier le champ magnétique appliqué, de manière similaire à la méthode expérimentale utilisée en FMR. Le vecteur d'onde  $k_{sw}$ , pour toutes les mesures, a été fixé égal à  $11,80 \mu\text{m}^{-1}$ . Nous avons vérifié, pour une valeur aussi faible de  $k_{sw}$ , que la largeur de raie n'était pas sensible au vecteur d'onde. En effet, l'influence du vecteur d'ondes n'est ressentie que par le terme d'échange, dont la contribution  $Jk_{sw}^2$  est d'environ 25 Oe. Pour extraire la constante d'amortissement de Gilbert, nous avons utilisé une équation similaire à celle utilisée pour les analyses FMR. La largeur de raie complète  $\Delta F$  peut être exprimée pour les mesures BLS par la relation suivante [215] :

$$\Delta F = 2\alpha \frac{Y}{2\pi} H + \Delta F_0 \quad (4.4)$$

où  $\Delta F_0$  est la contribution de la largeur de raie extrinsèque.

La dépendance du paramètre d'amortissement de Gilbert  $\alpha$  en fonction de la concentration en Pt est obtenue comme indiqué sur la figure 4.21b. Comme dans l'étude FMR, nous avons considéré comme coefficient d'amortissement total  $\alpha = \alpha_{py} + \alpha_{pump}$  et avons obtenu un  $\alpha_{py} = 0,0066$  pour le film Py/Cu, ce qui est en concordance avec les résultats présentés dans les références [206, 207] citées au préalable pour les mesures FMR.

La figure 4.21b nous montre une comparaison entre le facteur d'amortissement de Gilbert extrait des deux techniques FMR et BLS pour différentes concentrations de Pt. On observe que ces valeurs issues des deux techniques sont comparables et que les variations en ce qui concerne les concentrations en Pt sont similaires, ce qui reflète une augmentation de l'amortissement due au pompage de spin induit par l'ajout de sites SOC. La différence entre les valeurs d'amortissement obtenues par BLS et par FMR peut être attribuée à la différence de taille de la zone sondée de l'échantillon par les deux techniques : environ 50  $\mu\text{m}$  de diamètre pour la BLS et au moins 10 fois plus élevée pour la FMR. De plus, pour la BLS, les ondes de spin sondées sont thermiquement excitées, tandis que pour la FMR, l'excitation des ondes de spin par la ligne micro-ruban affecte la réponse magnétique, en particulier en provoquant un décalage en fréquence et un élargissement du pic de résonance conduisant à une surestimation de l'amortissement [216]. La technique BLS s'avère ainsi une technique efficace pour l'estimation du « damping » dans une couche mince mais demande néanmoins un temps d'acquisition plus ou moins long des données comparée à la FMR.

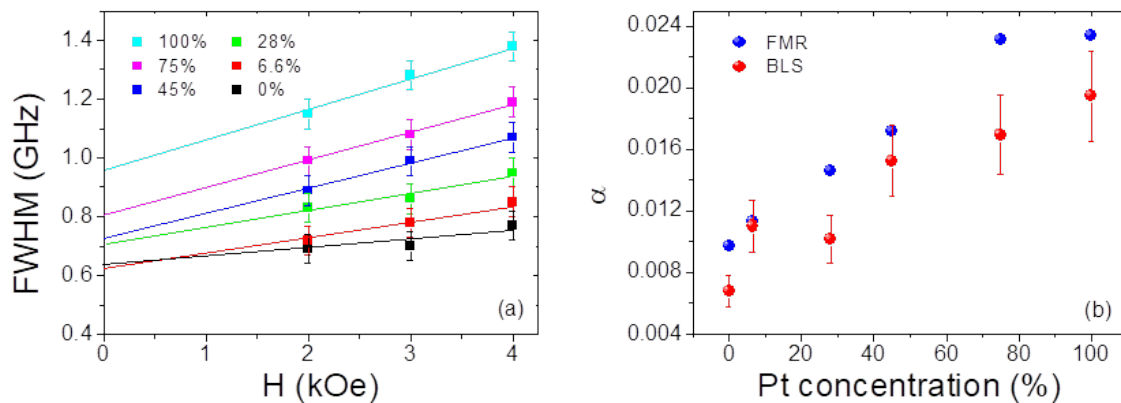


FIGURE 4.21 – (a) Largeur de raie à mi-hauteur (FWHM) à partir du pic d'intensité le plus élevé extraite des spectres BLS pour différents champs magnétiques appliqués dans le plan représentés pour différentes concentrations de Pt dans des films Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>. Les symboles font référence aux données expérimentales et les lignes continues représentent le fit à partir de l'équation (4.4). (b) Variation du paramètre d'amortissement de Gilbert  $\alpha$  en fonction de la concentration en Pt dans les films Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>. Les symboles rouges représentent les valeurs de  $\alpha$  extraites des mesures BLS et les symboles bleus représentent les valeurs de  $\alpha$  extraites des mesures FMR.

#### 4.4.4 Effets du couplage spin-orbite sur l'anisotropie magnétique perpendiculaire

L'aimantation effective exprimée par  $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - \frac{2K_{\perp}}{M_s}$ , où  $K_{\perp}$  est la constante effective d'anisotropie magnétique perpendiculaire, a également été extraite des mesures FMR. Pour rappel, dans les films ultra-minces, l'anisotropie magnétique effective est de nature d'interface, c'est-à-dire que l'anisotropie de surface se comporte comme une anisotropie globale effective, avec  $K_{\perp} = \frac{K_s}{t}$  où  $K_s$  est la constante d'anisotropie de surface et  $t$  l'épaisseur du film FM, négligeant ainsi l'anisotropie de volume (cf. chapitre 3).

L'aimantation effective  $4\pi M_{eff}$ , dont la variation est présentée à la figure 4.22 pour tous

les films ayant différentes concentrations de Pt, est nettement inférieure à la valeur de saturation  $4\pi M_s$ . En outre, l'aimantation effective diminue avec l'augmentation de la concentration en Pt, ce qui suggère une augmentation de la constante d'anisotropie de surface  $K_s$  due à l'addition du métal lourd, comme illustré à la figure 4.22.

Une des raisons possibles de l'anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA) est l'hybridation interfaciale entre les orbitales de la couche FM et de l'alliage  $\text{Cu}_{1-x}\text{Pt}_x$ , qui devient plus forte à mesure que le SOC augmente. Un tel comportement est en accord avec les résultats rapportés, par exemple pour le système Ir/Co, où l'énergie de la PMA s'est considérablement augmentée grâce à un fort SOC issue de la comparaison entre des systèmes Ta/Ir/Co/ $\text{AlO}_x$  et Ta/Pt/Co/ $\text{AlO}_x$  [129]. En prenant en compte les valeurs de  $M_s$  mesurées pour chaque échantillon et en raison de la faible anisotropie de volume pour les systèmes Py/Pt rapportées dans [207], nous avons estimé la constante d'anisotropie perpendiculaire de surface présentée dans le tableau 4.9,  $K_s$ , pour la structure Py/Pt. Celle-ci est cohérente avec la valeur obtenue à partir des mesures VSM et en bon accord avec les valeurs rapportées dans la littérature confirmant ainsi l'origine de l'anisotropie observée.

$$K_s \text{ (erg/cm}^2\text{)} \mid 0,56 \text{ (BLS)} \mid 0,57 \text{ (VSM)} \mid 0,4 \text{ [73]} \mid 0,36 \text{ [207]}$$

TABLEAU 4.9 – Anisotropies magnétiques perpendiculaire mesurées par BLS et VSM et comparées à la littérature.

Il est à noter que les variations de la PMA et du paramètre d'amortissement de Gilbert  $\alpha$  ont une tendance similaire en fonction de l'évolution de la concentration en Pt. En outre, leur comportement est cohérent avec des mesures d'angles de Hall de spin issues d'une étude sur les mêmes échantillons réalisée à Singapour (NUS) comme observé sur la figure 4.23 [195].

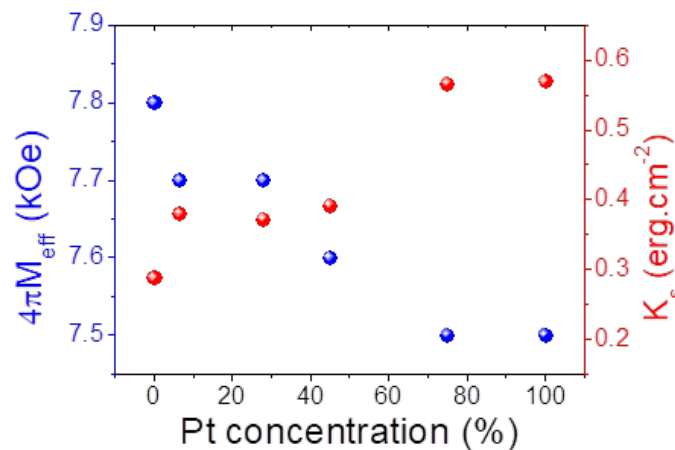


FIGURE 4.22 – Aimantation effective  $4\pi M_{eff}$  (bleu) et constante d'anisotropie magnétique de surface  $K_s$  (rouge) en fonction de la concentration en Pt dans les films Py/ $\text{Cu}_{1-x}\text{Pt}_x$ .

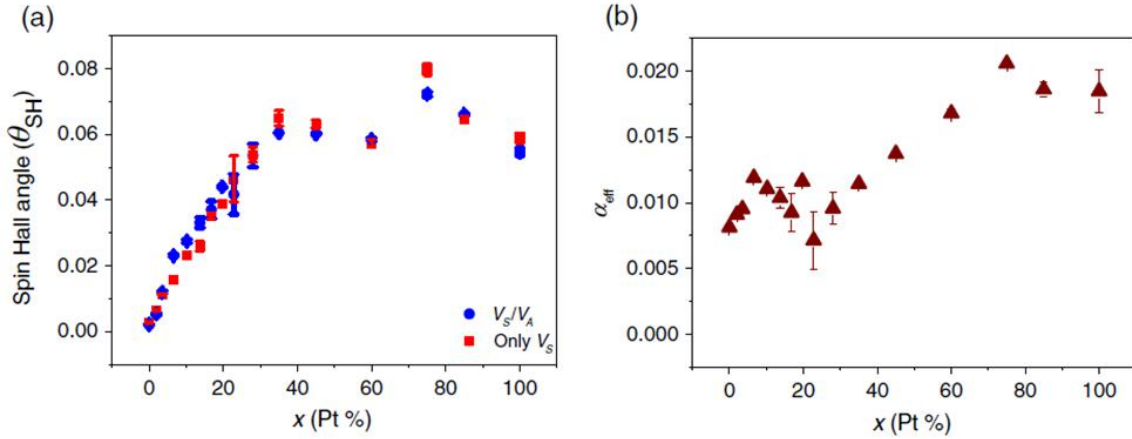


FIGURE 4.23 – (a) Angle Hall de spin  $\theta_{SH}$  et (b) amortissement effectif de Gilbert  $\alpha_{eff}$  en fonction de la concentration en Pt dans les films  $Py/Cu_{1-x}Pt_x$  extraient par technique ST-FMR («spin-torque ferromagnetic resonance») [195].

#### 4.4.5 Effet du couplage spin-orbite sur la valeur de la DMI dans les couches minces

Pour chaque proportion de Pt différente ajoutée dans la couche mince, des mesures BLS ont été effectuées afin de déterminer la constante DMI. La figure 4.24 présente les spectres BLS typiques obtenus pour différentes concentrations en Pt à un angle d'incidence de  $60^\circ$  (l'angle le plus élevé possible avec notre configuration), correspondant à un vecteur d'onde  $k_{sw}$  de  $20,45 \mu\text{m}^{-1}$ , avec un champ magnétique appliqué dans le plan  $H = \pm 3 \text{ kOe}$ , suffisamment élevé pour saturer complètement l'aimantation. Par ailleurs, une inversion du champ appliqué a permis d'annuler l'erreur systématique possible résultant de l'alignement des miroirs dans le dispositif expérimental [217].

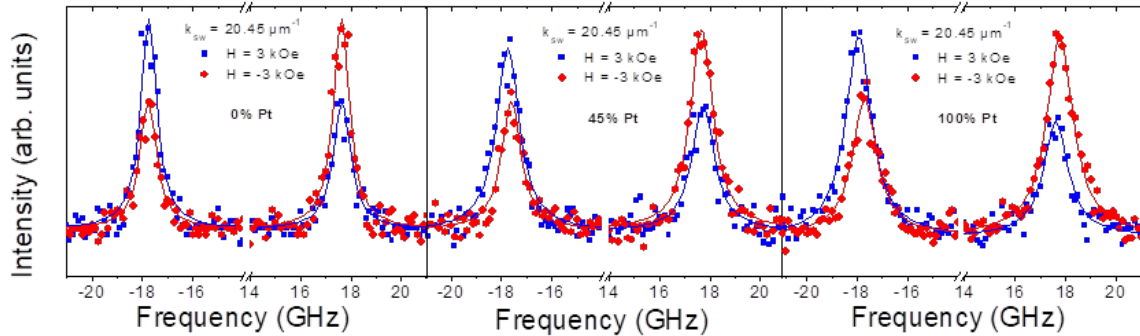


FIGURE 4.24 – Spectres BLS obtenus pour des concentrations en Pt de 0%, 45% et 100% pour des films  $Py/Cu_{1-x}Pt_x$ , avec un angle d'incidence de  $60^\circ$ , correspondant à un vecteur d'onde  $k_{sw} = 20,45 \mu\text{m}^{-1}$  et pour un champ magnétique appliqué dans le plan  $H = \pm 3 \text{ kOe}$ . Les symboles renvoient aux données expérimentales et les traits pleins représentent les fits Lorentziens.

Lorsque la concentration en Pt augmente, le décalage en fréquence  $\Delta F$  entre les fréquences Stokes et anti-Stokes augmente également, ce qui indique formellement la présence de DMI à des concentrations de Pt plus élevées. Par la suite, les données BLS ont été analysées à l'aide du modèle décrit au chapitre 3 concernant les films minces. Il est à noter que l'expression de fréquence (3.35) dérivée de ce modèle est obtenue en supposant que l'anisotropie de surface fournit un champ d'anisotropie global. Lorsque les interfaces supérieure et inférieure sont considérées séparément, une différence de fréquence due à différentes anisotropies de surface peut se produire. En supposant que l'anisotropie magnétique soit entièrement issue de la contribution de surface à l'interface avec  $Cu_{1-x}Pt_x$ , cette différence de fréquence serait égale à 0,05 GHz pour

l'interface Py/Pt (correspondant à l'anisotropie magnétique la plus élevée). Par conséquent, nous n'avons pas pris en compte cette contribution dans l'analyse qui suit.

La constante  $D_s$  a été obtenue en prenant les paramètres suivants pour Py [202];  $\frac{\gamma}{2\pi} = 2,95$  GHz/kOe,  $A_{ex} = 10^{-6}$  erg/cm et  $M_{eff}$  (% Pt) est déduit des mesures FMR précédentes (fig. 4.22). Le comportement de  $D_s$  pour différentes concentrations de Pt est présenté à la figure 4.25.

Comme prévu, avec l'ajout de métal lourd de Pt, la densité de sites SOC augmente, ce qui conduit à un renforcement de la DMI avec une valeur de constante atteignant  $0,271 \pm 0,06 \times 10^{-7}$  erg/cm ( $= 0,271 \pm 0,06$  pJ/m) pour le cas de Pt pur. Cette valeur et son signe correspondent aux résultats rapportés dans la littérature pour les systèmes Py/Pt [73, 164]. Notons, que pratiquement, l'effet DMI n'est guère détectable en dessous d'un % de Pt d'environ 45 % probablement du fait de sa très faible valeur lorsque la concentration en Pt est faible.

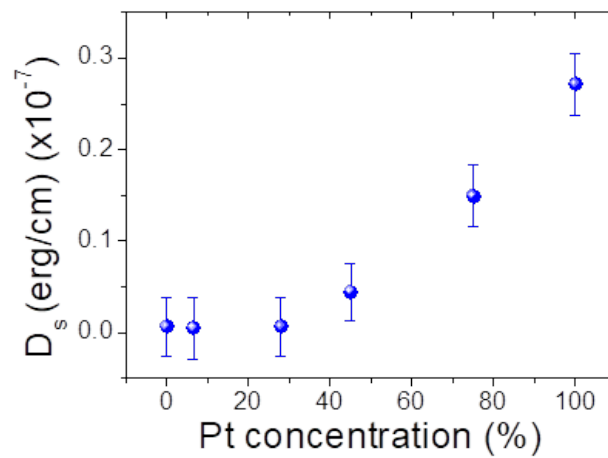


FIGURE 4.25 – Dépendance de la constante DMI de surface  $D_s$  en fonction de la concentration en Pt dans les films Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>. La valeur de  $D_s$  a été extraite de l'équation (3.36) à l'aide des paramètres présentés dans le texte :  $\frac{\gamma}{2\pi} = 2,95$  GHz/kOe,  $A_{ex} = 10^{-6}$  erg/cm et  $M_{eff}$  (% Pt) déduit des mesures FMR précédentes (fig. 4.22).

#### 4.4.6 Relation entre le « damping », l'anisotropie magnétique perpendiculaire et la DMI

Afin d'analyser plus en détail les tendances des trois grandeurs physiques liées au SOC en fonction de la concentration en Pt, nous avons représenté sur la figure 4.26a l'évolution de l'aimantation effective  $4\pi M_{eff}$  en fonction du paramètre d'amortissement déduit des mesures FMR  $\alpha_{FMR}$  et sur la figure 4.26b l'évolution de la constante DMI  $D_s$  en fonction du paramètre d'amortissement  $\alpha_{BLS}$  déduit des mesures BLS.

La PMA et le facteur d'amortissement  $\alpha$  se sont révélés être corrélés linéairement. Lorsqu'elle est mesurable, la DMI augmente également avec l'amortissement. Ce comportement est similaire à celui présenté dans la référence [218] où une corrélation entre la DMI et la conductance du mélange de spin a été observée à l'interface HM/FM pour divers films HM (Ta, W, Ir, Au, Pt). Il a été proposé que ce comportement provienne du degré d'hybridation distinct entre les orbitales 3d et 5d près du niveau de Fermi, en raison du degré de remplissage différent pour les électrons 5d dans l'élément HM. Ainsi, la corrélation observée serait probablement associée à un processus de type « spin-flip » entre les états 3d et 5d impactant alors la valeur de la DMI.

Dans notre cas, la valeur de la DMI ainsi que la conductance du mélange de spin sont

contrôlées par la concentration en Pt. En étudiant l'anisotropie magnétique dans les systèmes Pt/Fe grâce à une approche basée sur des calculs de premiers principes, Tsujikawa *et al.* [219] ont suggéré que les atomes issus de la couche Pt de couverture renforçaient une composante perpendiculaire de l'anisotropie magnétique et que la relaxation atomique la renforçait également grâce à une forte augmentation de l'hybridation entre les orbitales Fe 3d et Pt 5d. Il semble donc probable que ces effets liés au SOC sont influencés par la nature des hybridations à l'interface HM/FM. Cependant, la corrélation entre la DMI et l'anisotropie magnétique n'est pas toujours tranchée. Par exemple, dans une étude de Balk *et al.* [220], utilisant des mesures de microscopie magnéto-optique à effet Kerr (MOKE : Magneto-Optic Kerr effect) de domaines « bulles » magnétiques, il a été démontré que l'irradiation ionique permettait d'ajuster la DMI dans les systèmes Pt/Co/Pt et que la variation de la dose et de l'énergie de l'irradiation modifiait le signe et l'amplitude de la DMI sans quelconque modification de l'anisotropie magnétique, permettant le contrôle de la DMI tout en maintenant le champ coercitif constant. Par ailleurs, Tacchi *et al.* [221] ont également montré, expérimentalement et théoriquement, que la DMI n'est pas purement de nature interfaciale, car dépendant aussi de l'épaisseur du métal lourd. Ainsi, cette équipe a montré que l'ampleur de l'effet DMI saturait dans des films Pt/CoFeB pour une épaisseur de Pt supérieure à 2 nm.

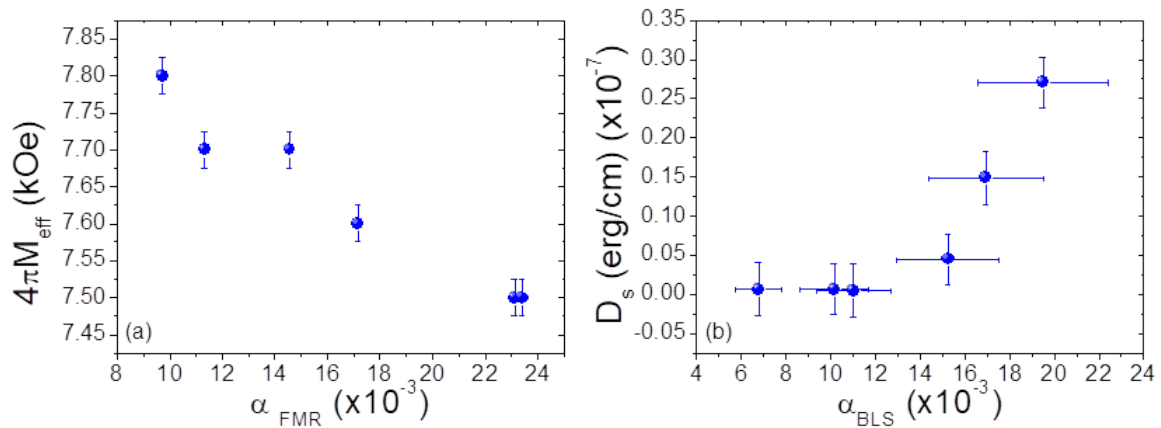


FIGURE 4.26 – (a) Aimantation effective en fonction des valeurs du paramètre  $\alpha_{FMR}$  extraites des mesures FMR. (b) Dépendance de la constante DMI  $D_s$  en fonction des valeurs du paramètre  $\alpha_{BLS}$  extraites des mesures BLS.

Nos résultats nous amènent à penser que la corrélation linéaire entre  $4\pi M_{eff}$  et  $\alpha$  prouve, pour nos échantillons, que l'anisotropie perpendiculaire (PMA) et l'amortissement impliquent la même hybridation orbitale d'interface. Il est à noter que ces dernières années, la corrélation entre le paramètre PMA et le paramètre d'amortissement a suscité une vive controverse [222]. Par exemple, aucune relation n'a été trouvée entre la PMA et le paramètre d'amortissement dans les multicouches  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}$  [222], alors qu'ils sont positivement corrélés dans des systèmes magnétiques en multicouches ou superstructures à base de Co/Ni [223, 224], Co/Pt [225, 226] et Co/Pd [227]. Dans ce dernier cas, une relation linéaire entre la PMA et le paramètre  $\alpha$  est établie et l'augmentation de l'amortissement fut attribuée à l'hybridation d-d à l'interface et au pompage de spin.

Dans notre système étudié, la DMI, l'aimantation effective (c'est-à-dire la PMA) et les variations du paramètre d'amortissement de Gilbert avec la concentration en Pt semblent clairement reliés. Cependant, la variation observée de la constante DMI avec  $\alpha$  pourrait sembler différente de celle présentée par la PMA. En réalité, alors que la corrélation entre  $4\pi M_{eff}$  (c'est-à-dire la PMA) et  $\alpha$  semble linéaire sur toute la plage de concentration en Pt, la DMI et  $\alpha$  ne semblent être corrélés que sur une plage réduite comprise entre 45 % et 100 % de Pt. Il est probable qu'en dessous 45 % de Pt, le taux de sites SOC permettant une DMI mesurable par BLS est encore faible.



Une corrélation linéaire entre la DMI et la PMA a été rapportée pour un système Pt/Co/AlO<sub>x</sub> à partir de l'étude de la dépendance des deux quantités en fonction de l'épaisseur du Pt [228]. Cependant, une dépendance quadratique fut prédite à partir des théories de perturbation pour la PMA [229] et la DMI [230]. La dépendance linéaire fut attribuée au fait que la variation de la PMA et/ou de la DMI n'est pas assez importante pour assurer la dépendance quadratique. Les variations observées à travers ces études assurent uniquement qu'une corrélation existe entre ces deux quantités physiques. Nos résultats établissent également une nette corrélation entre ces deux quantités. Enfin, il est à noter qu'une relation quadratique de l'amortissement intrinsèque de Gilbert avec le couplage spin-orbite (c'est-à-dire avec la concentration en Pt  $x$ ) a néanmoins été rapportée pour des films d'alliage L1<sub>0</sub> FePd<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub> en raison d'une grande source de SOC provenant du Pt comparée à celle des atomes de Pd [231]. La PMA, quant à elle, a montré une variation similaire avec la concentration en Pt.

Pour conclure, toutes les similitudes observées avec différents travaux à travers le système étudié Py/Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub> montrent que l'addition d'impuretés non magnétiques à fort SOC dans des métaux légers interfacés avec un ferromagnétique peut constituer une approche efficace pour améliorer et contrôler simultanément l'amortissement, l'anisotropie ainsi que la DMI pour des futures applications en électronique de spin (fig. 4.27).

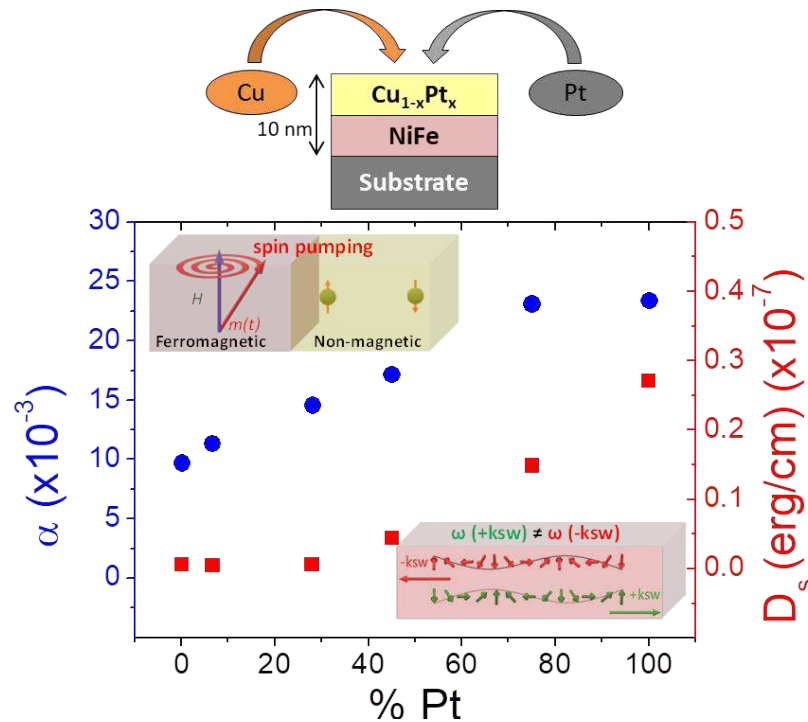


FIGURE 4.27 – Tendances majeures du comportement de l'amortissement de Gilbert  $\alpha$ , l'anisotropie magnétique et de la DMI  $D_s$ , en fonction de la concentration de Pt dans un système de couche mince Py (5 nm) / Cu<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>. Ils présentent des caractéristiques générales corrélées lorsque le Pt est remplacé par du Cu, confirmant ainsi leur nature physique commune. Cela ouvre la possibilité de créer des interfaces optimisées avec des paramètres liés au SOC réglés indépendamment pour une application spécifique.

## Chapitre 5

# Etudes expérimentales de la DMI dans les empilements de couches minces magnétiques

Nous allons, dans ce chapitre, détailler les études concernant des empilements de couches minces, structures plus complexes pressenties pour être adaptées pour les futurs dispositifs de stockage de l'information, comme présenté au chapitre 1. Une représentation schématique de différentes géométries étudiées est présentée sur la figure 5.1. L'objectif reste le même, à savoir : comprendre et interpréter les effets liés à l'interface sur les paramètres magnétiques entre différents types de couches tout en caractérisant l'effet DMI introduit par la présence d'une couche de métal lourd dans la structure. La composition de nos échantillons suivra généralement la même configuration : deux ou plusieurs couches ferromagnétiques ( $FM_n$ ), pour lesquelles le choix du matériau et l'épaisseur peuvent varier en fonction du type d'investigation prévue, séparées par une couche (espaceur) non-magnétique (NM), généralement de Cu ou de Ru, afin d'introduire un couplage Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida (RKKY) entre les deux couches FM. Une couche de métal lourd est directement en contact avec une des couches FM afin de générer un fort couplage-spin orbite amenant l'effet Dzyaloshinskii-Moriya désiré. Une attention particulière est donnée à l'interprétation des résultats par le modèle établi dans le chapitre 3.

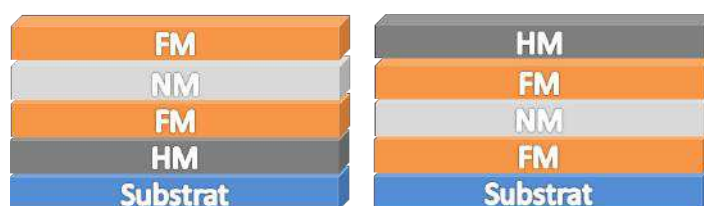


FIGURE 5.1 – Représentation schématique des empilements de couches minces étudiées. Deux couches de matériaux ferromagnétiques (FM) sont séparées par un matériau non-magnétique (NM). Un métal lourd (HM) est interfacé à une couche FM afin d'induire un effet DMI.



## 5.1 Caractérisation du couplage d'échange et de la DMI dans une structure d'empilement de couches minces Co/Cu/Co/Pt

### 5.1.1 Contexte et structures multicouches

Il a été démontré récemment que les skyrmions pouvaient être stabilisés et manipulés à température ambiante dans des structures particulières de multicouches ou d'empilement de couches magnétiques en adaptant les interactions magnétiques régissant leurs propriétés [99, 60, 61, 165, 100, 232, 102]. Les empilements de couches minces magnétiques avec un nombre adéquat de couches et une combinaison bien choisie de propriétés physiques issues des couches individuelles permettront d'optimiser les performances des multicouches pensées pour des applications spécifiques malgré diverses interactions magnétiques intra-couche et inter-couche, pas nécessairement de type échange.

Au-delà d'une interface unique, il existe une variété d'effets importants associés aux interfaces multiples dans les films minces magnétiques. Certaines propriétés magnétiques sont uniquement valables pour un film magnétique mince, comme démontré dans l'étude précédente sur les couches minces. Mais, par exemple, comment la DMI modifie-t-elle la fréquence des ondes de spin et comment caractériser celle-ci pour deux couches magnétiques couplées via un couplage d'échange de type RKKY?

Pour notre première approche expérimentale concernant l'étude d'empilement de couches, nous nous sommes fixé comme objectif d'évaluer cette influence et de valider notre modèle établi dans le chapitre précédent en étudiant par diffusion Brillouin le comportement des ondes de spin dans ces structures.

Nous avons d'abord étudié la DMI dans une structure d'empilement de couches composée comme suit (voir figure 5.2) : substrat/MgO/Co(1,2 nm)/Cu( $t_{Cu}$ )/Co(1,2 nm)/Pt(4 nm). L'épaisseur de l'espaceur Cu  $t_{Cu}$  est variable (entre 0,7 et 1,1 nm) afin d'instaurer différentes constantes de couplage entre les couches FM. La couche Pt assure la présence d'une DMI. Les multicouches ont été élaborées à l'Université Nationale de Singapour (NUS) sur des substrats de silicium oxydés thermiquement ( $SiO_2$ ) en utilisant la méthode de pulvérisation cathodique magnétron RF et DC.

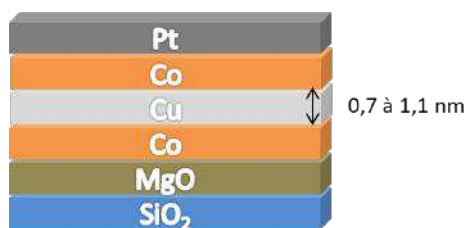


FIGURE 5.2 – Représentation schématique de l'empilement de couches minces étudié substrat/MgO/Co/Cu/Co/Pt.

### 5.1.2 Comparaison entre théorie et résultats expérimentaux dans le cas d'un empilement de couches minces

#### 5.1.2.1 Estimation des paramètres magnétiques et de la DMI dans les empilements de couches minces

Nous avons constaté en premier lieu que l'aimantation, mesurée par magnétométrie VSM, variait légèrement avec l'épaisseur  $t_{Cu}$  autour d'une valeur moyenne  $M_s = 1200 \text{ emu/cm}^3$  comme indiqué sur la figure 5.3. Cette aimantation à saturation apparente est inférieure à celle du Co «

bulk » ( $= 1400 \text{ emu/cm}^3$ ). Nous avons ainsi supposé la présence d'une couche morte à l'interface avec le MgO, comme rapporté précédemment pour d'autres systèmes (CFA et CoFeB) et similaires [74]. En conséquence, l'épaisseur effective de la couche de Co inférieure a été estimée à 0,85 nm, au lieu de 1,2 nm, afin d'être cohérent avec les mesures VSM. Les cycles d'hystérésis pour une configuration du champ magnétique appliqué dans le plan témoignent d'un couplage d'échange  $A_{12}$  positif, c'est-à-dire un couplage ferromagnétique (alignement parallèle). Le facteur gyromagnétique  $\frac{\gamma}{2\pi} = 2,9 \times 10^{-3} \text{ GHz/Oe}$  a été déduit des mesures FMR.

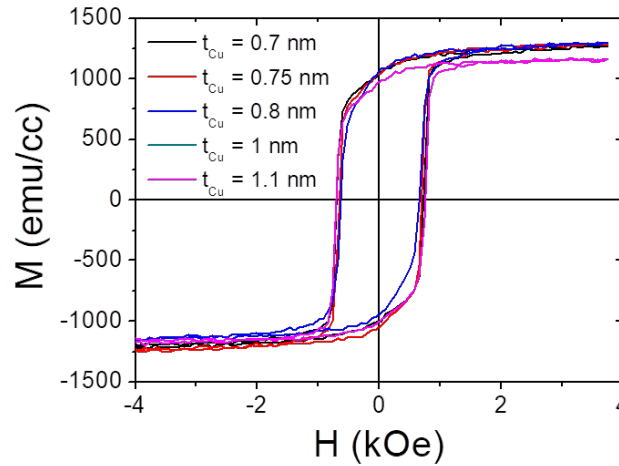


FIGURE 5.3 – Cycles d'hystérésis obtenus par magnétométrie VSM pour les échantillons de Co/Cu( $t_{Cu}$ )/Co/Pt avec un champ magnétique appliqué dans le plan de la multicouche.

Des mesures BLS, pour un vecteur d'onde  $k_{sw} = 11,81 \mu\text{m}^{-1}$  pour lequel l'effet DMI est faible et donc négligeable, ont été réalisées afin d'évaluer l'aimantation effective, grâce à l'équation (3.35), pour des champs magnétiques variant de 2 à 4 kOe. Les mesures de fréquence sont analysées en supposant que les couches FM inférieure et supérieure présentent deux champs d'anisotropie différents : ( $H_{a,FM1}$ ) pour la couche Co en contact avec Pt et ( $H_{a,FM2}$ ) pour le Co en contact avec MgO. Du fait que l'interface Cu/Co ou Co/Cu induise une faible anisotropie de surface [13], il semble valable de supposer que l'anisotropie d'interface est principalement due aux interfaces MgO/Co et Co/Pt. Nous pouvons ainsi supposer que  $H_{a,FM1}$  et  $H_{a,FM2}$  soient constants pour tous les échantillons :  $H_{a,FM1} = 6800 \text{ Oe}$ ,  $H_{a,FM2} = 6500 \text{ Oe}$ , valeurs correspondant aux meilleurs ajustements expérimentaux avec le modèle théorique. Il est à souligner que la différence de fréquences ne peut être ajustée qu'en considérant  $H_{a,FM1} > H_{a,FM2}$  [13, 233] car elle serait trop faible dans le cas contraire, comme observé ultérieurement via notre modèle.

Finalement, à partir de la différence de fréquence Stokes et anti-Stokes obtenue par BLS, et en considérant que la différence de fréquences  $\Delta F$ , pour un système d'empilement de couches minces HM/FM/NM/FM est équivalente à la moitié de la différence en fréquences pour le cas d'une couche mince FM seule déposée sur un métal lourd comme mentionnée au chapitre 3, la constante DMI a pu être estimée à  $D = 10^{-7} \text{ erg/cm}$ . Cette valeur est obtenue quel que soit l'échantillon à partir de l'équation (3.36), en supposant qu'elle provient principalement de l'interface Co/Pt. Cette valeur est légèrement inférieure à celle obtenue lorsque le Pt est enterré comme attendu par analogie avec les résultats concernant les systèmes Pt/CFA et CFA/Pt du chapitre précédent.

### 5.1.2.2 Influence du couplage d'échange sur les ondes de spin

La figure 5.4a présente les fréquences mesurées à 2 et 3 kOe, pour un vecteur d'onde  $k_{sw} = 11,81 \mu\text{m}^{-1}$ , en fonction de l'épaisseur de Cu. Les fréquences diminuent légèrement lorsque  $t_{Cu}$  augmente. Ce comportement semble lié à la dépendance de l'échange  $A_{12}$  vis-à-vis de  $t_{Cu}$  et correspond à l'approche théorique démontrée dans le chapitre précédent. En conséquence, nous avons présenté dans la figure 5.4b les variations théoriques des fréquences Stokes et anti-Stokes par rapport à  $A_{12}$  à partir de notre modèle, et nous avons également représenté, pour  $k_{sw} = 19,34 \mu\text{m}^{-1}$ , les données expérimentales (fréquences moyennes obtenues pour  $\pm 2$  kOe,  $\frac{f(-k_{sw}, -2kOe) + f(k_{sw}, +2kOe)}{2}$  et  $\frac{f(-k_{sw}, +2kOe) + f(k_{sw}, -2kOe)}{2}$ ) afin de déterminer  $A_{12}$  pour chaque échantillon. Les paramètres magnétiques utilisés ajustent parfaitement la théorie aux résultats expérimentaux et valident l'approche théorique établie du chapitre 3. Enfin, nous avons tracé  $A_{12}$  et  $t_{Cu}$  dans le graphique 5.4c pour lequel la variation observée de  $A_{12}$  par rapport à  $t_{Cu}$  est en accord avec des résultats rapportés par S. S. P. Parkin [143].

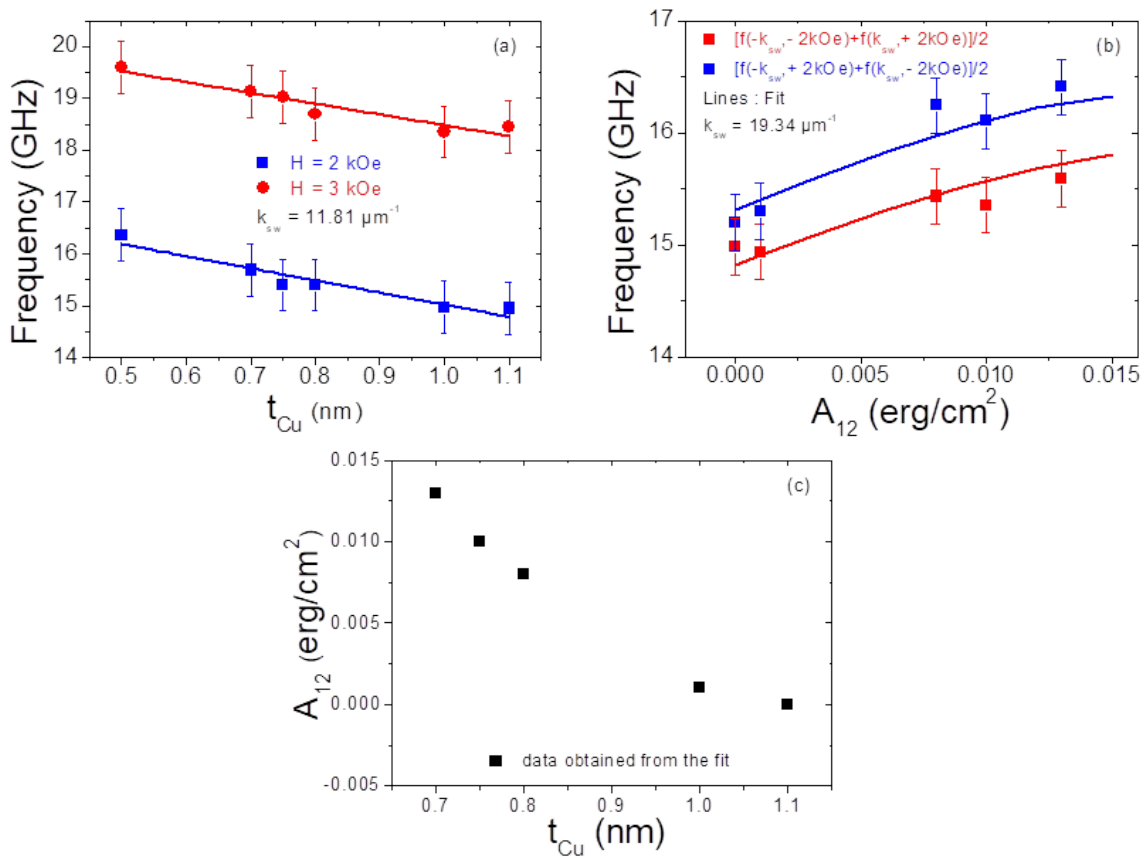


FIGURE 5.4 – (a) Fréquences mesurées par BLS à 2 et 3 kOe avec un vecteur d'onde  $k_{sw} = 11,81 \mu\text{m}^{-1}$  en fonction de l'épaisseur de Cu; (b) Variations théoriques des fréquences Stokes et anti-Stokes en fonction de  $A_{12}$  ( $H = \pm 2$  kOe,  $k_{sw} = 19,34 \mu\text{m}^{-1}$ ) et des données expérimentales ( fréquences moyennes obtenues pour  $\pm 2$  kOe,  $(f(-k_{sw}, -2kOe) + f(k_{sw}, +2kOe)) / 2$  et  $(f(-k_{sw}, +2kOe) + f(k_{sw}, -2kOe)) / 2$ ); (c) Variation du couplage d'échange  $A_{12}$  en fonction de  $t_{Cu}$ .

### 5.1.3 Conclusion sur l'étude de l'empilement de couches minces Co/Cu/Co/Pt

En conclusion, nous avons étudié expérimentalement le comportement de la DMI, de l'aimantation à saturation et du couplage d'échange (ici de type ferromagnétique) dans un système d'empilement de couches (FM/NM/FM/HM). Les couches FM sont couplées ferromagnétiquement. Un résultat à souligner, est qu'il semble possible, pour ce type de systèmes, d'estimer l'amplitude de la DMI à partir des équations proposées pour le cas d'une couche simple ferromagnétique FM en interface avec un métal lourd HM à fort couplage spin-orbite (cf. chapitre 3). En effet, les résultats obtenus ont confirmé que l'effet DMI est essentiellement imputable à la seule l'interface FM/Pt. Par ailleurs, l'évolution de la fréquence des ondes de spin en fonction du couplage imposé via l'épaisseur de l'espaceur NM est bien reproduite par le modèle théorique avec des paramètres magnétiques cohérents pour ce type de systèmes.

## 5.2 Effets de l'anisotropie magnétique et du couplage d'échange sur la non-réciprocité des ondes de spin dans les empilements de couches minces

### 5.2.1 Présentation de l'étude et des systèmes multicouches Pt/CoFeB/Ru/CoFeB

Dans la continuité de l'étude précédente, nous avons, ici, effectué une étude plus poussée et plus détaillée concernant le couplage d'échange ainsi que les effets liés aux différentes anisotropies à travers les structures multicouches afin d'en déduire qualitativement la valeur de la DMI dans ces systèmes.

Les interactions d'échange indirectes, telles que le couplage entre deux couches FM séparées par une couche espaceur NM sont régies par les électrons de conduction de la couche espaceur, qui sont diffusés successivement par les couches magnétiques (cf. chapitre 1 et 3). En pratique, un couplage antiferromagnétique entre couches est facilement révélé et mesuré en effectuant des mesures de magnétométrie VSM. Un couplage ferromagnétique est beaucoup plus difficile à détecter et à mesurer quantitativement par les techniques statiques d'aimantation, car l'application d'un champ magnétique externe n'a pas d'action directe sur les orientations mutuelles des aimantations des couches magnétiques distinctes. Par conséquent, les méthodes dynamiques telles que la FMR et la BLS restent les moyens les plus puissants et les plus utilisés pour la caractérisation précise des deux types de couplage. En effet, dans ces méthodes, et par analogie avec des oscillateurs harmoniques couplés, les modes issus des magnons de deux films magnétiques couplés via une couche intermédiaire non magnétique peuvent être classés soit en modes acoustiques soit en modes optiques selon que les aimantations dans les deux films précèdent respectivement en phase ou en opposition de phase [234]. Par conséquent, le comportement des fréquences des ondes de spin en fonction du champ appliqué fournit de nombreuses informations utiles sur l'énergie de couplage.

Par ailleurs, des études récentes [99, 100, 235] ont rapporté la possibilité de stabiliser des skyrmions dans une structure d'empilement par l'intermédiaire d'un couplage entre couches. De ce fait, il est intéressant d'étudier le spectre des ondes de spin en présence à la fois de DMI et du couplage d'échange. Par conséquent, nous présentons dans ce qui suit les études expérimentales et théoriques que nous avons menées sur ces aspects.

FIGURE 5.5 – Représentation schématique de l'empilement de couches minces étudié Pt/CoFeB/Ru/CoFeB.

La série de multicouches analysées  $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}(1,12 \text{ nm})/\text{Ru}(t_{\text{Ru}})/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}(1,12 \text{ nm})$  ( $t_{\text{Ru}} = 0,5, 0,6, 0,8$  et  $1 \text{ nm}$ ) a été élaborée à l'Université de Cluj-Napoca, à température ambiante, sur un substrat de Si oxydé thermiquement par pulvérisation cathodique. Avant le dépôt de la multicouche, une bicouche tampon Ta(3 nm)/Pt(3 nm) a été déposée sur le substrat. Enfin, l'ensemble a été recouvert d'une bicouche MgO(1 nm)/Ta(3 nm) comme illustré dans la figure 5.5. Dans ce système, la couche inférieure de Pt induit une anisotropie magnétique perpendiculaire ainsi que l'effet DMI, tandis que la couche espaceur de Ru est censée induire uniquement une anisotropie perpendiculaire et assurer le couplage entre les couches FM. L'épaisseur de Ru avait été choisie afin d'induire un couplage antiferromagnétique entre les couches de CoFeB. Afin

de déterminer l'anisotropie perpendiculaire à l'interface et les constantes DMI, des couches individuelles de Ta(3 nm)/Pt(3 nm)/Ru(0,8 nm)/CoFeB( $t_{\text{CFB}}$ )/MgO(1 nm)/Ta(3 nm) et Ta(3 nm)/Pt(3 nm)/CoFeB( $t_{\text{CFB}}$ )/Ru(0,8 nm)/Ta(3 nm) d'épaisseurs variables de CoFeB ( $0,9 \text{ nm} \leq t_{\text{CFB}} \leq 5 \text{ nm}$ ) ont également été élaborées dans les mêmes conditions afin de comparer les valeurs des paramètres magnétiques extraites individuellement dans ces couches minces avec celles obtenues dans le système d'empilement.

### 5.2.2 Etude de la statique de l'aimantation : estimation du couplage d'échange

Les cycles d'hystérésis provenant de mesures VSM pour le système CoFeB/Ru/CoFeB avec différentes épaisseurs de couche de Ru sont représentés à la figure 5.6. Ces cycles montrent clairement que, pour tous les échantillons, les aimantations des deux couches de CoFeB sont couplées de manière antiferromagnétique (AFM). En effet, pour des champs magnétiques nuls, les aimantations de couches magnétiques voisines sont antiparallèles l'une à l'autre, ce qui entraîne une aimantation rémanente nulle en raison de l'interaction AFM. Lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué, l'énergie Zeeman tend à aligner les aimantations des deux couches dans la direction du champ, de sorte à ce que les aimantations augmentent progressivement jusqu'à ce qu'un champ de saturation soit atteint. Ce champ de saturation dépend de l'épaisseur de Ru, comme illustré à la figure 5.6. Le champ de saturation dans le plan permet d'obtenir les constantes de couplage AFM. La variation de l'aimantation en fonction du champ appliqué avant saturation étant linéaire (figure 5.6), seule la constante de couplage bilinéaire  $J_1$  doit être prise en compte. En supposant des aimantations dans le plan, on peut écrire l'énergie par unité de surface sous la forme :

$$E = -t_{\text{CFB}}HM_s \cos(\phi_{M1} - \phi_H) - t_{\text{CFB}}HM_s \cos(\phi_{M2} - \phi_H) - J_1 \cos(\phi_{M1} - \phi_{M2}) \quad (5.1)$$

Dans l'expression ci-dessus, l'anisotropie dans le plan a été négligée,  $\phi_{M1}$ ,  $\phi_{M2}$  et  $\phi_H$ , respectivement, représentent les angles dans le plan (se rapportant au plan du substrat) définissant la direction de l'aimantation des deux couches de CoFeB et du champ magnétique appliqué. L'énergie  $E$  est minimale pour  $\phi_{M1} = \phi_{M2} = \phi_H$  si  $H > -\frac{2J_1}{t_{\text{CFB}}M_s}$  et le champ de saturation dans le plan est donc  $H_{\text{sat}} = -\frac{2J_1}{t_{\text{CFB}}M_s}$ .

Par ailleurs, l'aimantation à saturation  $M_s$  mesurée par VSM est identique quelle que soit l'épaisseur de l'espaceur NM et proche de la valeur du bulk CoFeB excluant l'hypothèse d'une présence de couches mortes dans nos échantillons.

En utilisant la valeur de  $M_s = 1200 \text{ emu/cm}^3$  et les champs de saturation déduits des cycles d'hystérésis, on obtient alors les constantes de couplage correspondantes suivantes :

$t_{\text{Ru}}$ (nm)	0,5	0,6	0,8	1
$J_1$ (erg/cm <sup>2</sup> )	-0,45	-0,2	-0,14	-0,0013

TABLEAU 5.1 – Constantes de couplage d'échange déduites de mesures VSM pour différentes épaisseurs d'espaceur NM dans une multicouche Pt/CoFeB/Ru/CoFeB.

Notons le signe négatif de l'échange correspondant à un couplage AFM et la très faible valeur pour un espaceur en Ru de 1 nm d'épaisseur.

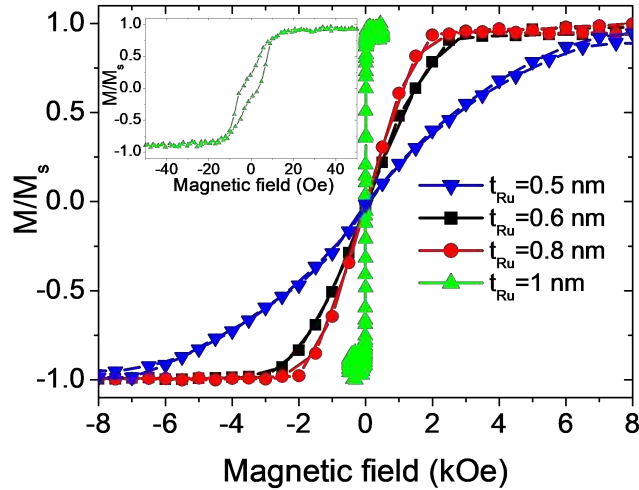


FIGURE 5.6 – Cycles d’hystérésis obtenues par mesures VSM montrant la composante d’aimantation normalisée dans le plan en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan pour les systèmes Pt/CoFeB(1,12 nm)/ Ru( $t_{Ru}$ )/CoFeB(1,12 nm)/MgO de différentes épaisseurs de Ru ( $t_{Ru}$ ). L’image insérée montre un zoom sur le cycle d’hystérésis de  $t_{Ru} = 1$  nm.

### 5.2.3 Conditions d’observation des modes magnétiques en BLS

Les spectres obtenus par mesures BLS sont représentés sur la figure 5.7 pour deux épaisseurs de Ru à  $k_{sw} = 20,45$  et  $8,08 \mu\text{m}^{-1}$  et pour deux valeurs de champs appliqués dans le plan suffisantes pour saturer les aimantations. Deux caractéristiques principales sont à noter : un mode (acoustique) est observable dans les parties Stokes et anti-Stokes de chaque spectre et les positions des raies ne sont pas symétriques. La structure étant composée de deux couches FM couplées, on devrait s’attendre à deux modes magnétiques (modes optique et acoustique) au niveau des parties Stokes et anti-Stokes, comme mentionné dans le modèle théorique proposé dans le chapitre 3.

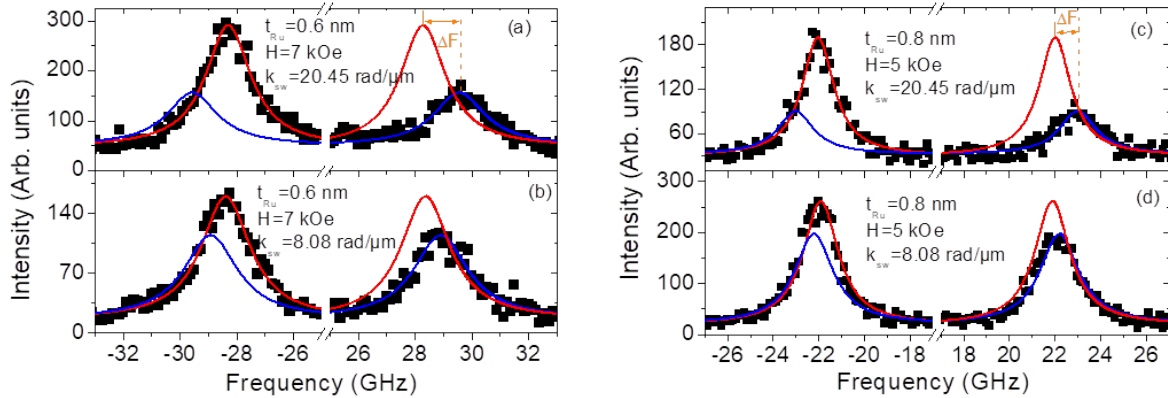


FIGURE 5.7 – Spectres BLS mesurés pour les structures Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru( $t_{Ru}$ )/CoFeB(1,12 nm)/MgO avec deux épaisseurs de Ru ( $t_{Ru}$ ) à une valeur de 7 kOe [(a) et (b)] et de 5 kOe [(c) et (d)] pour un champ magnétique appliqué dans le plan et à deux angles d’incidence caractéristiques correspondant à  $k_{sw} = 8,08$  et  $20,45 \mu\text{m}^{-1}$ . Les symboles renvoient aux données expérimentales et les traits pleins représentent les fits Lorentziens. Les lignes correspondant aux champs appliqués négativement sont présentées pour plus de clarté et pour une comparaison directe des fréquences Stokes et anti-Stokes.

Néanmoins, des calculs d’intensité, similaires à ceux référés dans [135] et incluant les conditions aux limites proposées par Kostylev [160] également présentés dans le chapitre 3, utilisant les paramètres magnétiques déduits de la dépendance au champ magnétique des modes de fréquence (non représentés ici), le facteur gyromagnétique égal à  $30,13 \text{ GHz/T}$  mesuré par FMR et une constante DMI  $D_{eff}$  proche de celle mesurée par la suite révèlent que l’intensité de la deuxième raie (mode optique) est très faible et donc expérimentalement non-observable. En ef-



fet, dans le cas des films ferromagnétiques identiques couplés, le profil d'aimantation du mode optique présente des signes opposés dans les couches FM, entraînant ainsi une résultante nulle. Les couches de CoFeB ont les mêmes épaisseurs et des champs d'anisotropie perpendiculaire (environ 400 Oe) peu différents, comme le montre la figure 5.8a pour  $t_{Ru} = 0,8$  nm. Pour observer ce mode optique, la différence d'anisotropie perpendiculaire doit être significative, comme illustré à la figure 5.8b, où les calculs de spectres sont présentés pour  $t_{Ru} = 0,8$  nm, mais en supposant une différence de champ d'anisotropie de 4 kOe.

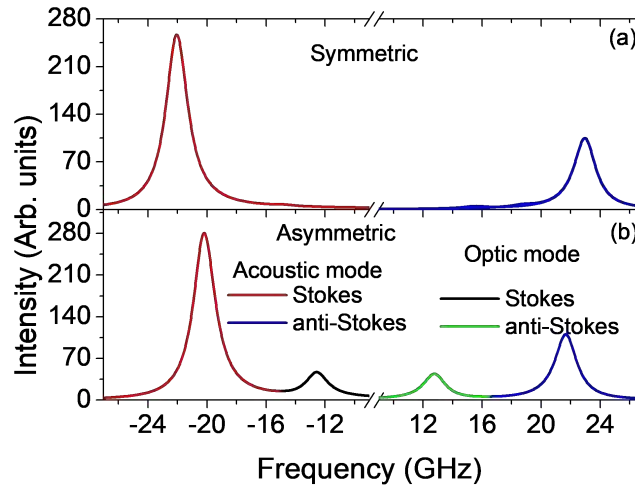


FIGURE 5.8 – Exemple de spectres BLS calculés pour Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/MgO soumis à un champ magnétique appliqué de 5 kOe. Ces simulations sont obtenues en utilisant le modèle présenté dans [135], incluant les conditions aux limites DMI de [160],  $M_s = 1200$  emu/cm<sup>3</sup>,  $J_1 = -0,14$  erg/cm<sup>2</sup>, un facteur gyromagnétique de 30,13 GHz/T,  $k_{sw} = 20,45$   $\mu\text{m}^{-1}$ ,  $D_{eff} = -0,84$  erg/cm<sup>2</sup> et (a)  $H_{\perp} = 9,3$  kOe et  $H_{\perp} = 9,7$  kOe pour les couches inférieure et supérieure de CoFeB, respectivement. Pour (b) les mêmes paramètres avec  $H_{\perp} = 9,3$  kOe et  $H_{\perp} = 13,3$  kOe pour les couches inférieure et supérieure de CoFeB, respectivement, ont été utilisés. Notons l'existence de deux modes distincts en (b) en raison de la différence de champ d'anisotropie perpendiculaire entre les couches CoFeB supérieure et inférieure.

## 5.2.4 Rôle du couplage d'échange sur la non-réciprocité des ondes de spin

La différence de fréquence observée entre les raies Stokes et anti-Stokes ( $\Delta F = f(-k_{sw}) - f(k_{sw})$ , où  $f(-k_{sw})$  et  $f(k_{sw})$  sont les fréquences des raies Stokes et anti-Stokes, respectivement) du mode acoustique devrait être liée, entre autres, à l'effet DMI. Néanmoins, les simulations effectuées à partir du modèle présenté dans le chapitre 3 et illustrées à la figure 5.9 montrent que le décalage de fréquence pour des couches de CoFeB symétriques aux propriétés magnétiques similaires doit être indépendant de l'intensité du couplage et donc de l'épaisseur de Ru. Il est à noter que  $\Delta F$  pour le mode optique (non observé) est légèrement dépendant du couplage mais que sa variation ne pourrait pas être détectée de manière expérimentale, selon l'insert de la figure 5.9a. De plus, la valeur de  $\Delta F$  ( $\approx 0,86$  GHz) maximale pour le mode acoustique semble être égale à la moitié de celle d'une couche unique (selon [130],  $\Delta F = \frac{2\gamma}{\pi M_s} D_{eff} k_{sw} = 1,72$  GHz pour du Pt/CoFeB) et il s'avère que les couches couplées se comportent donc comme une couche simple à double épaisseur comme présentés dans le chapitre 3. Pour les systèmes ayant la même épaisseur de couche FM et différentes anisotropies perpendiculaires,  $\Delta F$  dépend du couplage d'échange (figure 5.9b). Pour les couches couplées antiferromagnétiquement (considérées dans la figure 5.9b), la non-réciprocité ( $\Delta F$ ) des ondes de spin du mode acoustique présente un maximum au voisinage de  $J_1 = 0$ .



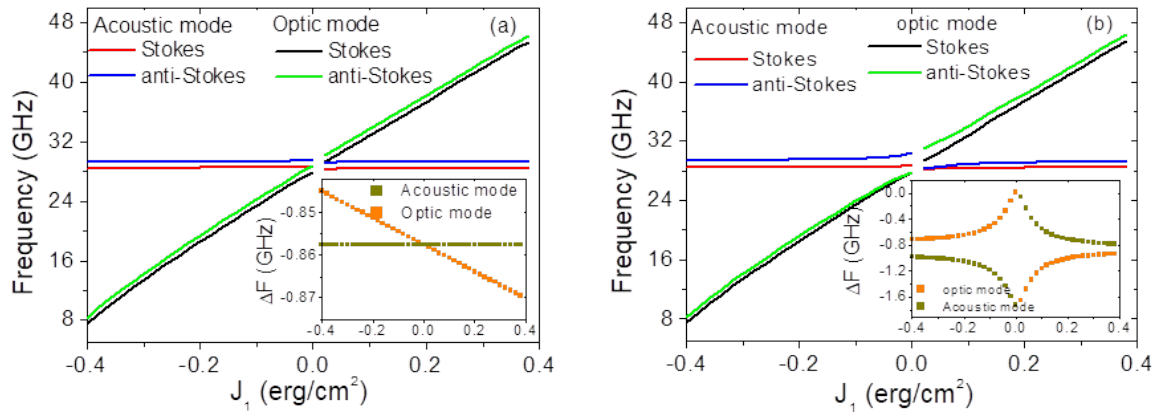


FIGURE 5.9 – Simulations montrant la variation des fréquences des deux modes excités (modes acoustique et optique) pour une structure Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru/CoFeB(1,12 nm)/MgO en fonction de la constante de couplage inter-couches  $J_1$  entre deux couches FM pour l'application d'un champ magnétique dans le plan de 7 kOe, avec  $k_{sw} = 20,45 \mu\text{m}^{-1}$  et (a)  $H_{\perp,1} = 9,4$  kOe et  $H_{\perp,2} = 9,4$  kOe pour les couches inférieure et supérieure de CoFeB, respectivement. Pour (b)  $H_{\perp,1} = 8,6$  kOe et  $H_{\perp,2} = 10,2$  kOe pour les couches inférieure et supérieure de CoFeB, respectivement. Les simulations sont basées sur le modèle présenté au chapitre 3 en utilisant les paramètres du texte. Les inserts de (a) et (b) sont les différences de fréquence  $\Delta F$  correspondant aux modes acoustique et optique en fonction du couplage d'échange  $J_1$ .

### 5.2.5 L'importance de l'anisotropie magnétique dans les empilements de couches minces

Cette caractéristique concernant la différenciation des champs d'anisotropie est très importante pour évaluer correctement le paramètre DMI et interpréter le comportement des fréquences. Afin de comprendre comment cette différence de champ d'anisotropie affecte la non-réciprocité des ondes de spin, le profil de la composante perpendiculaire au plan de l'aimantation en fonction de l'épaisseur totale du système Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/MgO a été simulé.

La figure 5.10 montre le profil obtenu sur la profondeur de la structure pour deux constantes de couplage bilinéaires différentes ( $J_1 = 0$  et  $J_1 = -0,14 \text{ erg/cm}^2$ ) et pour des films de CoFeB présentant des caractéristiques similaires ( $H_{\perp} = 9,5$  kOe pour les deux couches de CoFeB) ou différents champs d'anisotropie ( $H_{\perp,1} = 7,5$  kOe et  $H_{\perp,2} = 11,5$  kOe pour les couches inférieure et supérieure de CoFeB, respectivement) soumis à une DMI avec  $D_{eff} = 0$  ou  $-0,84 \text{ erg/cm}^2$  sous un champ magnétique appliqué dans le plan de 5 kOe. Notons que 0 nm correspond au début de la couche de CoFeB supérieure.

Les profils ont été calculés à l'aide du théorème de fluctuation-dissipation, comme le calcul des intensités linéaires présenté à la figure 5.8. Les courbes affichées correspondent au carré de l'amplitude de la composante d'aimantation perpendiculairement aux films. Afin de comprendre l'influence de la DMI et de l'anisotropie sur le comportement des fréquences, le profil du mode de Stokes sera comparé à celui du mode anti-Stokes.

Si ces profils sont identiques lorsqu'ils sont inversés par rapport au plan médian de la structure CoFeB/Ru/CoFeB, cela signifie que les fréquences correspondantes sont égales alors qu'un profil non-symétrique indiquerait des fréquences différentes. Par conséquent, l'ampleur de l'asymétrie des profils mesure ainsi la différence de fréquence. En effet, dans le cas parfaitement symétrique avec  $D_{eff} = 0$  et  $H_{\perp} = 9,5$  kOe pour les deux couches de CoFeB, quelle que soit la valeur de couplage d'échange, le profil calculé du mode anti-Stokes est obtenu par symétrie par rapport au plan médian du profil calculé pour le mode Stokes (figures 5.10a et 5.10d pour  $J_1 =$

0 et  $-0,14 \text{ erg/cm}^2$ , respectivement). De ce fait, les fréquences Stokes et anti-Stokes pour cette configuration sont égales.

En présence de DMI ( $D_{eff} = -0,84 \text{ erg/cm}^2$ ), les profils Stokes et anti-Stokes ne sont plus symétriques par rapport au plan médian mais cette asymétrie visible en figure 5.10b pour  $J_1 = 0$  ne dépend pas du couplage d'échange  $J_1$  comme nous le montre la figure 5.10e pour  $J_1 = -0,14 \text{ erg/cm}^2$ . Par conséquent, les fréquences Stokes et anti-Stokes sont dans ce cas différents mais la différence de fréquence ne varie pas avec la valeur  $J_1$ , comme indiqué à la figure 5.9a (mode acoustique).

Finalement, l'influence mutuelle de la DMI et d'une différence d'anisotropie entre couches FM sur la différence de fréquence peut s'expliquer par l'effet direct de la DMI et de l'anisotropie sur les profils des modes propres.

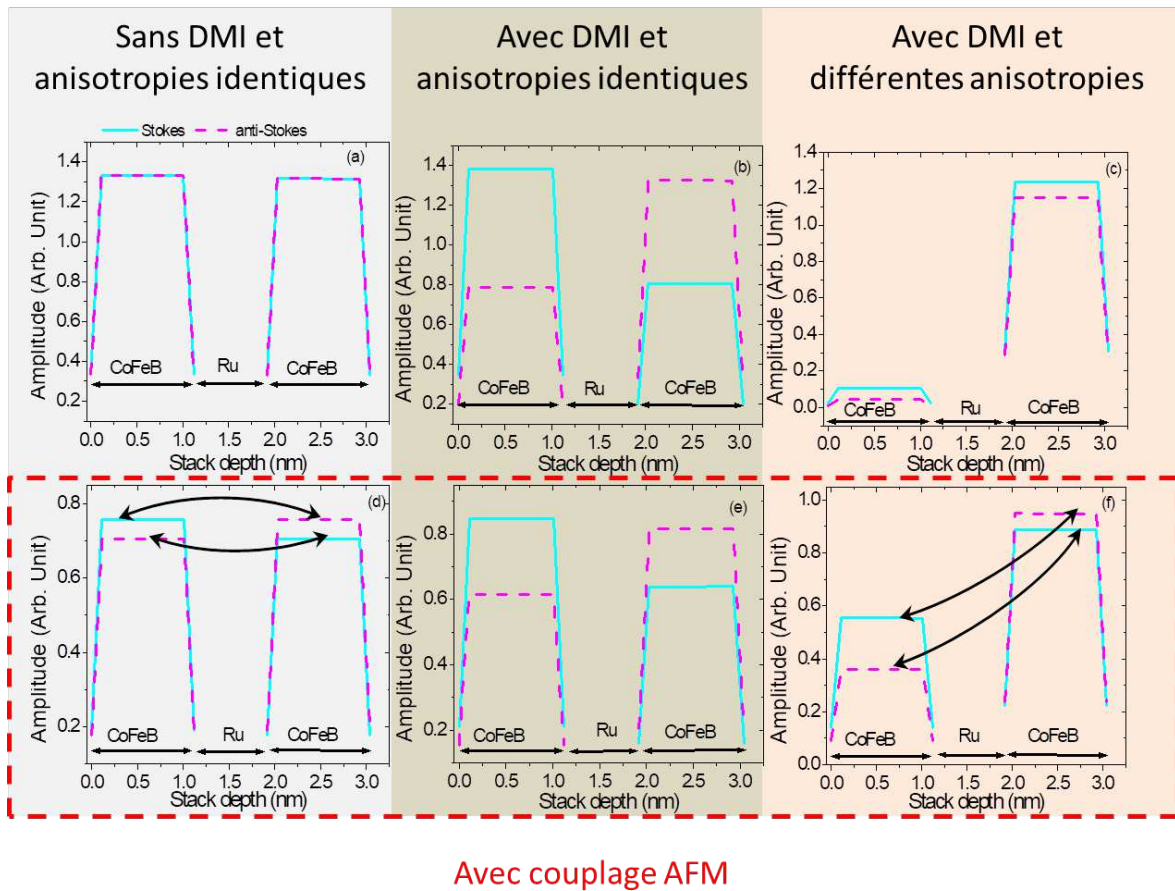


FIGURE 5.10 – Profil de la composante perpendiculaire au plan de l'aimantation pour les modes Stokes (ligne continue cyan) et anti-Stokes (ligne discontinue magenta) par rapport à la profondeur de l'empilement pour la structure Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/ MgO soumis à un champ magnétique appliqué dans le plan de 5 kOe. Les première et deuxième colonnes correspondent aux calculs pour les films CoFeB ayant des champs d'anisotropie similaires ( $H_{\perp} = 9,5 \text{ kOe}$  pour les deux couches de CoFeB), tandis que la troisième colonne se rapporte aux simulations de films CoFeB avec différents champs d'anisotropie ( $H_{\perp,1} = 7,5 \text{ kOe}$  et  $H_{\perp,2} = 11,5 \text{ kOe}$  pour les couches inférieure et supérieure de CoFeB, respectivement). Différents cas ont été simulés avec les paramètres suivants correspondant à (a)  $J_1 = 0$  et  $D_{eff} = 0$ , (b)  $J_1 = 0$  et  $D_{eff} = -0,84 \text{ erg/cm}^2$ , (c)  $J_1 = 0$  et  $D_{eff} = -0,84 \text{ erg/cm}^2$ , (d)  $J_1 = -0,14 \text{ erg/cm}^2$  et  $D_{eff} = 0$ , (e)  $J_1 = -0,14 \text{ erg/cm}^2$  et  $D_{eff} = -0,84 \text{ erg/cm}^2$  et (f)  $J_1 = -0,14 \text{ erg/cm}^2$  et  $D_{eff} = -0,84 \text{ erg/cm}^2$ . Notez que pour la profondeur de la structure, 0 correspond au début de la couche de CoFeB supérieure. Les flèches indiquent les profils à comparer pour comprendre le comportement particulier des fréquences.

### 5.2.6 Evaluation des anisotropies magnétiques dans les couches FM individuelles du système Pt/CoFeB/Ru/CoFeB

Conformément à l'importance de l'anisotropie décrite précédemment, il est primordial d'estimer la valeur de l'anisotropie magnétique dans les deux couches de CoFeB afin d'interpréter correctement le comportement des ondes de spin dans ces systèmes. Pour cela, il a été nécessaire de séparer le système en deux couches minces distinctes afin de mesurer séparément, par la technique BLS, les anisotropies magnétiques des deux couches FM.

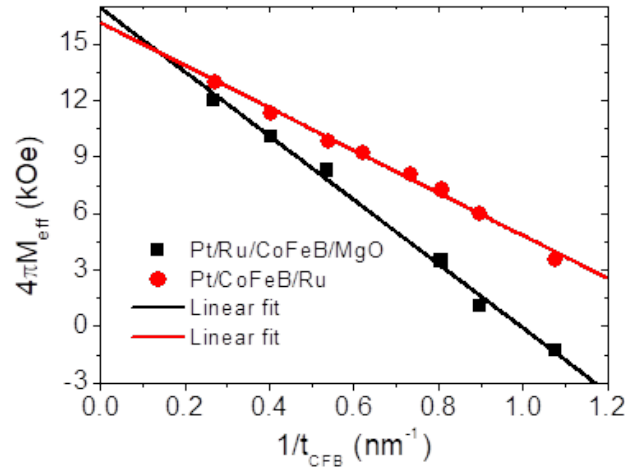


FIGURE 5.11 – Dépendance en fonction de l'épaisseur de CoFeB de l'aimantation effective ( $4\pi M_{eff}$ ) extraite de l'ajustement des mesures de résonance ferromagnétique pour Pt/CoFeB( $t_{CFB}$ )/Ru(0,8 nm) et Pt/Ru(0,8 nm)/CoFeB( $t_{CFB}$ )/MgO. Les symboles font référence aux données expérimentales tandis que les lignes continues correspondent aux fits linéaires.

La différence d'anisotropie d'interface a été confirmée expérimentalement par mesures BLS en étudiant la dépendance en épaisseur de l'aimantation effective ( $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - H_{\perp}$ ) des différentes couches ferromagnétiques individuelles Ta(3 nm)/Pt(3nm)/Ru(0.8nm)/CoFeB( $t_{CFB}$ )/MgO (1 nm)/Ta(3 nm) et Ta(3 nm)/Pt(3 nm)/CoFeB( $t_{CFB}$ )/Ru(0,8 nm)/Ta(3 nm) d'épaisseurs de CoFeB variables, illustrée à la figure 5.11. Les valeurs de  $M_{eff}$  ont été déduites par ajustement de la dépendance au champ magnétique appliqué de la fréquence du mode de précession uniforme mesurée par FMR. En utilisant la valeur de  $M_s$  mentionnée en début de section, nous avons trouvé que l'anisotropie d'interface était respectivement de  $1,02 \text{ erg/cm}^2$  et  $0,68 \text{ erg/cm}^2$  pour Pt/Ru(0,8 nm)/CoFeB/MgO et Pt/CoFeB/Ru(0,8 nm), soit plus grande pour la couche FM supérieure.

### 5.2.7 Caractérisation de la DMI et des anisotropies magnétiques dans la structure Pt/CoFeB/Ru/CoFeB

#### 5.2.7.1 Nature interfaciale de la DMI dans les empilements de couches minces

Compte-tenu de l'influence du couplage d'échange et de l'anisotropie sur la non-réciprocité des ondes de spin ( $\Delta F$ ) détaillées ci-dessus dans le cas d'une différence d'anisotropie magnétique entre les deux couches CoFeB, un paramètre magnétique tel que la DMI ne peut être facilement quantifié par l'intermédiaire de la différence de fréquences Stokes/anti-Stokes, comme proposée dans le modèle pour le calcul de la DMI dans les systèmes HM/FM/NM/FM. En revanche, en supposant la DMI et le couplage d'échange comme deux paramètres indépendants, il est alors possible de la déterminer par l'étude des couches minces distinctes composants l'empilement proposé.

A cette fin, les dépendances expérimentales en vecteur d'onde  $k_{sw}$  de  $\Delta F$  pour différentes épaisseurs de Ru, ainsi que celles des structures indépendantes de Ta(3 nm)/Pt(3 nm)/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm)/Ta(3 nm) et Ta(3 nm)/Pt(3 nm)/ Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/MgO(1 nm)/Ta(3 nm) ont été mesurées par BLS et sont illustrées à la figure 5.12. Notons le signe négatif de  $\Delta F$ , la variation de sa pente avec l'épaisseur de Ru et sa faible valeur comparée à celle de la couche simple CoFeB en contact avec le Pt (Ta(3 nm)/Pt(3 nm)/CoFeB(1,8 nm)/Ru(0,8 nm)/Ta(3 nm)).

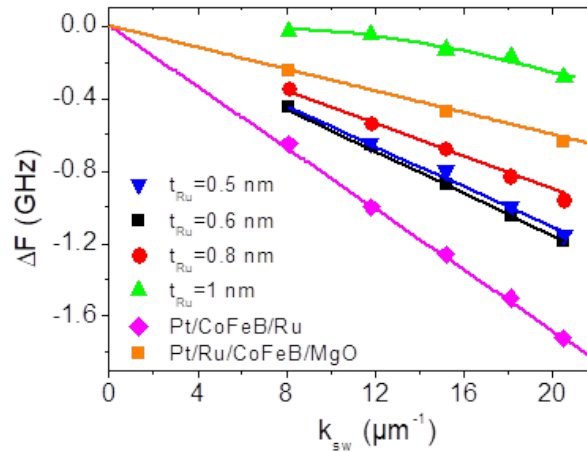


FIGURE 5.12 – Dépendance à l'égard du vecteur d'onde ( $k_{sw}$ ) de la différence de fréquence expérimentale  $\Delta F$  de Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru( $t_{Ru}$ )/CoFeB(1,12 nm)/MgO de différentes épaisseurs de Ru  $t_{Ru}$  ainsi que celles du Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm) et Pt/Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/MgO. Les lignes continues désignent les ajustements effectués à l'aide du modèle décrit dans le chapitre 3.

Les constantes DMI effectives ( $D_{eff}$ ) des couches individuelles, déduites de la pente des dépendances en  $k_{sw}$  de  $\Delta F$  en utilisant les valeurs susmentionnées de l'aimantation à saturation et du rapport gyromagnétique, sont de  $-0,84 \text{ erg/cm}^2$  et  $-0,3 \text{ erg/cm}^2$ , respectivement pour Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm) et Pt/Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/MgO.

La constante DMI pour la structure Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm) est en bon accord avec celle obtenue par Tacchi [221] et Di [131]. Bien que la couche de Pt ne soit pas en contact direct avec la couche FM, la plus faible valeur de DMI pour le système Pt/Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/MgO suggère que la couche mince de Ru filtre partiellement l'interaction entre les atomes de Pt et de CoFeB et annihile fortement l'effet DMI. Ceci semble en accord avec les travaux de Tacchi *et al.* [221] où leurs observations indiquent que seuls les atomes de Pt à l'interface sont impliqués dans l'effet DMI et qu'au moins 1 nm d'épaisseur de Pt y est concernée. L'effet d'écran généré par l'espaceur NM tels que Ir et Au entre le Pt et la couche ferromagnétique a été rapporté dans les travaux de Rowan-Robinson *et al.* [183] selon lesquels l'annulation de la DMI se produirait pour une épaisseur d'espaceur d'environ 1 nm. Nous croyons donc fermement que la DMI reste principalement induite par le Pt dans nos échantillons. Étant donné que la structure substrat/couche tampon/HM/FM n'a pas été modifiée dans les systèmes empilés, la constante DMI a été supposée identique pour tous les échantillons présentant la même séquence.

Par conséquent, la dépendance expérimentale observée de  $\Delta F$  selon la constante d'échange est une indication supplémentaire du fait que les couches inférieure et supérieure de CoFeB possèdent une anisotropie perpendiculaire différente, comme le montrent les simulations (figure 5.9b). Cependant, la variation de l'anisotropie magnétique en fonction de l'épaisseur de Ru (avec l'échange) ne permet pas de comparaison directe de la dépendance observée de  $\Delta F$  et celle proposée dans nos simulations pour lesquelles les deux anisotropies magnétiques sont supposées constantes.

### 5.2.7.2 Variation des anisotropies magnétiques des couches CoFeB en fonction de l'épaisseur de Ru

Les données expérimentales ont, ensuite, pu être interprétées en utilisant le même paramètre DMI  $D_{eff} = -0,84 \text{ erg/cm}^2$  (issu de la couche simple de CoFeB dans le système Pt/CoFeB/Ru) et les valeurs susmentionnées de  $J_1$  (-0,45, -0,2, -0,14, -0,0013  $\text{erg/cm}^2$  pour respectivement  $t_{Ru} = 0,5, 0,6, 0,8$  et 1 nm). Concernant les différents champs d'anisotropie pour les couches de CoFeB inférieure et supérieure, les seuls paramètres magnétiques inconnus jusqu'ici, nous avons utilisé des valeurs, en fonction de l'étude des couches individuelles, qui correspondent aux résultats observés.

Les valeurs des champs d'anisotropies  $H_{\perp}$  en fonction de l'épaisseur de l'espaceur NM  $t_{Ru}$ , pour les systèmes complets, obtenues par l'ajustement des résultats de la figure 5.12 sont présentées sur la figure 5.13. Des champs d'anisotropie plus élevés ont été fixés pour le CoFeB supérieur avec des couches de Ru plus minces comme mentionnés par les mesures précédentes. À mesure que l'épaisseur de Ru augmente, la différence d'anisotropie diminue et change de signe pour une épaisseur de Ru d'environ 1 nm. En effet, alors que l'anisotropie de la couche FM inférieure continuait à augmenter avec l'épaisseur de l'espaceur, l'anisotropie de la couche FM supérieure variait légèrement. Quelle que soit l'épaisseur de l'espaceur, la couche FM supérieure est toujours déposée sur une couche de Ru, ce qui produit un effet constant au niveau de cette couche. Au contraire, plus l'espaceur est épais, plus son effet sur la couche FM inférieure est important. Cette caractéristique pourrait être interprétée, par exemple, en supposant que la structure atomique de la couche FM supérieure serait imposée par la couche de Ru, tandis que la couche FM inférieure aurait une structure atomique différente dont le paramètre varierait avec l'épaisseur de l'espaceur en raison de la déformation induite par la couche de Ru située au-dessus. Cette dépendance à l'épaisseur de Ru est en accord avec le comportement de l'anisotropie perpendiculaire observé dans les systèmes Ru/Co/Ru, présenté dans les travaux de Kolesnikov *et al.* [236] dans lesquels il est montré que l'anisotropie est très sensible à l'épaisseur de la couche de Ru.

Par conséquent, étant donné que l'épaisseur de l'espaceur de Ru varie d'un échantillon à l'autre, nous pouvions prévoir que l'anisotropie d'interface changerait avec l'épaisseur du Ru, comme indiqué sur la figure 5.13. Cette différence de champ d'anisotropie est donc bien due à l'anisotropie d'interface perpendiculaire induite par les différentes couches tampon et de recouvrement utilisées ici (Pt, Ru ou MgO).

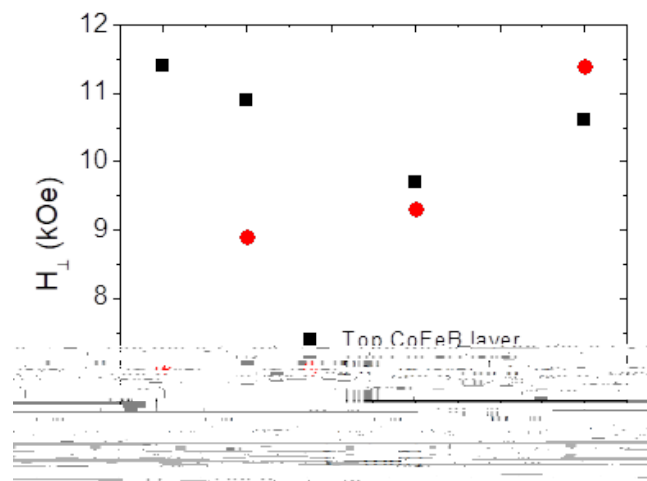


FIGURE 5.13 – Dépendance à l'égard de l'épaisseur de Ru du champ d'anisotropie perpendiculaire déduit du fit des données expérimentales de la figure 5.12.

Finalement, la dépendance expérimentale en vecteur d'onde  $k_{sw}$  des fréquences Stokes et anti-Stokes de chaque échantillon a été ajustée par la relation de dispersion dans les empilements de couches minces présentée dans le chapitre 3, comme illustré à la figure 5.14 pour  $t_{Ru} = 0,8$  nm et le comportement de la non-réciprocité des ondes de spin à travers  $\Delta F$  a pu finalement être interprété.

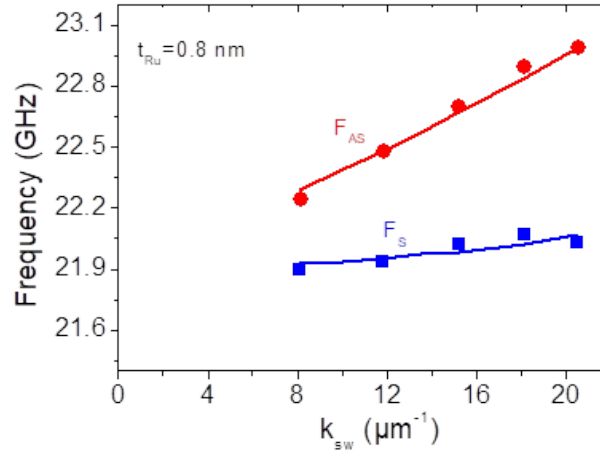


FIGURE 5.14 – Dépendance en  $k_{sw}$  de la fréquence expérimentale du mode observé (mode acoustique) pour la structure Pt/CoFeB(1,12 nm)/Ru(0,8 nm)/CoFeB(1,12 nm)/MgO avec un champ magnétique dans le plan de 5 kOe. Les lignes continues désignent les ajustements effectués à l'aide du modèle décrit dans le chapitre 3.

### 5.2.8 Conclusion de l'étude sur les systèmes multicouches Pt/CoFeB/Ru/CoFeB

En conclusion et résumé de cette étude, nous avons à l'aide de notre modèle interprété le comportement des modes des ondes de spin dans des empilements multicouches constitués de deux couches ferromagnétiques couplées AFM, déposées sur un métal lourd induisant une interaction interfaciale de Dzyaloshinskii-Moriya. Les mesures statiques prouvent que les couches couplées ont des aimantations opposées spontanées et permettent de déduire l'intensité du couplage entre les deux couches ferromagnétiques. Les observations des ondes de spin au moyen de la BLS révèlent une différence de fréquence Stokes et anti-Stokes qui pourrait être liée à la DMI. Néanmoins, les calculs numériques présentés dans le chapitre 3 concernant les systèmes (HM/FM1/NM/FM2) ont montré que la différence de fréquence est également influencée par le couplage entre les couches ferromagnétiques lorsqu'elles possèdent des paramètres magnétiques différents. Les calculs de profil de l'aimantation ont permis d'expliquer cette disparité en fréquence en incluant une différence de champ d'anisotropie entre les couches ferromagnétiques supérieure et inférieure de la structure. Par conséquent, le comportement des ondes de spin a pu être correctement interprété une fois les différentes anisotropies et la DMI évaluées.





## Chapitre 6

# Etudes expérimentales de la DMI dans les couches minces magnétiques nanostructurées en réseaux de nanolignes

Dans le chapitre 1, nous avons vu que certains phénomènes liés aux effets de tailles apparaissent principalement lors de la nanostructuration réduisant les dimensions des objets magnétiques. Ici, nous allons présenter deux études expérimentales sur le comportement magnétique dans des systèmes nanostructurés pensés pour l'électronique de spin de demain. Pour cela, nous avons, dans un premier temps, choisi de caractériser la DMI dans des structures en réseaux de nanolignes séparées puis d'évaluer le comportement des ondes de spin lorsque ces lignes sont couplées entre elles. Plusieurs largeurs de nanolignes sont considérées afin d'évaluer les effets de tailles ainsi que deux choix de matériaux ferromagnétiques usuels, le Co et le CoFeB. La nanostructuration en nanolignes s'effectue par gravure uniquement sur la couche ferromagnétique et la composition des échantillons reste identique à celles étudiées précédemment à savoir une couche ferromagnétique (FM) nanostructurée déposée sur un métal lourd (HM) de Pt telle indiquée sur la figure 6.1. Les résultats obtenus sont alors comparés aux résultats d'une couche mince continue de référence.

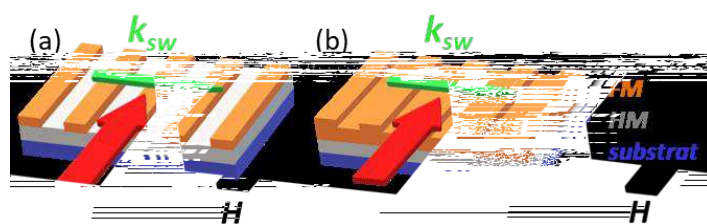


FIGURE 6.1 – Systèmes étudiés composés d'une couche mince ferromagnétique (FM) déposée sur une couche de métal lourd (HM). (a) Système nanostructuré en réseau de nanolignes. (b) Système nanostructuré en réseau périodique (lignes couplées). Le champ magnétique  $H$  est appliquée dans la direction des lignes et perpendiculairement au vecteur d'onde  $k_{sw}$  (configuration de Damon-Eshbach).



## 6.1 Comportement de la DMI dans des nanolignes ferromagnétiques non couplées

### 6.1.1 Présentation des réseaux de nanolignes Pt/Co

Les effets de taille sont connus pour influencer fortement sur la dynamique de l'aimantation dans les films minces à motifs nanométriques et pour introduire de nouveaux phénomènes physiques qu'il convient de comprendre notamment dans le cas des nanolignes ou nanostripes. Ces derniers sont utilisés par exemple en tant que ligne directrice pour les domaines magnétiques ou comme plate-forme de transport pour les skyrmions dans les nouveaux dispositifs à mémoire magnétique tels que les « racetrack memory » [103, 105], présentés dans le chapitre 1. Dans l'optique de stabiliser les skyrmions magnétiques, il est, bien évidemment, nécessaire d'engendrer une forte DMI à travers un système bien adapté telles que les couches Pt/Co [81, 237]. Cependant, bien que la DMI soit un effet purement d'interface, pour des épaisseurs très fines et lorsque que les dimensions latérales du système sont réduites, les ondes de spin peuvent se confronter à des effets de bords pour lesquels des répercussions possibles engendrées sont à étudier sur l'intensité de la DMI.

Pour une première démarche concernant les nanostructures, nous nous sommes focalisés, à l'aide de la technique BLS, sur l'étude de l'effet de la réduction de la taille latérale sur la constante DMI, dans des réseaux de nanolignes Pt/Co avec des largeurs de lignes de 100 et 300 nm en les comparant à un film continu de référence.

Les échantillons étudiés, élaborés à l'Université Nationale de Singapour, consistent en une multicouche Pt/Co déposée sur un substrat de verre<sup>1</sup> tel l'empilement suivant : verre/MgO(2 nm)/Pt(6 nm)/Co(3 nm)/Ru(3 nm). Deux réseaux périodiques de nanolignes aux dimensions suivantes : longueur = 400  $\mu\text{m}$ , largeur  $W = 100$  et 300 nm et un espacement fixe entre chaque ligne d'environ 100 nm ont été fabriqués. La lithographie à faisceau électronique à haute résolution a d'abord été utilisée pour obtenir des structures en nanolignes à travers une résine négative (ma-N 2401). Le film a ensuite été gravé par un procédé de gravure ionique (ion milling) à faible puissance afin d'éviter d'endommager les nanolignes. La zone recouverte par la résine négative restante sur le substrat, forme alors les nanolignes. De l'acétone a été appliquée pour éliminer la résine restante après la gravure. Un film Pt/Co sans motif a été utilisé comme film de référence.

La figure 6.2 montre des images obtenues par microscopie électronique à balayage (MEB) réalisées juste après élaboration des échantillons permettant de rendre compte de la bonne largeur des lignes élaborées. La structure des échantillons y est également schématisée.

### 6.1.2 Evaluation de l'aimantation et de l'anisotropie magnétique dans les systèmes de nanolignes

Nous avons effectué une série de mesures BLS en fonction du champ magnétique appliqué  $H$ , présentées à la figure 6.3, afin de déduire l'aimantation effective  $M_{eff}$  de nos échantillons, puis le champ d'anisotropie  $H_a$ , en utilisant l'expression (3.35) de la fréquence dans les couches minces sans la contribution de la DMI.

La valeur de l'aimantation à saturation  $M_s$  a été déterminée égale à  $1297 \pm 50$  emu/cm<sup>3</sup> à partir de mesures VSM effectuée sur le film continu, et supposée valable également dans le cas de la des nanolignes de par la nature intrinsèque de ce paramètre. Les valeurs des paramètres

---

1. Echantillons proposés à la base pour une étude FMR. Le choix d'un substrat SiO<sub>2</sub> aurait été plus judicieux pour des mesures BLS

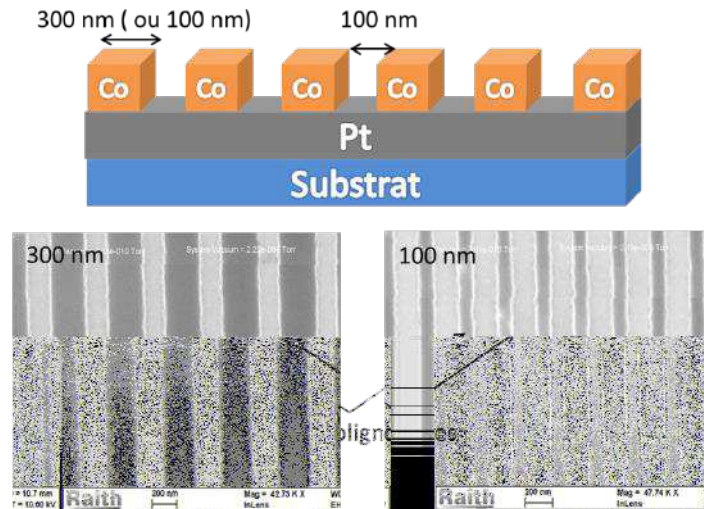


FIGURE 6.2 – Image MEB post-gravure du système Pt/Co nanostructuré en réseau de nanolignes de 300 et 100 nm de large.

extraits à partir de l'ajustement des données expérimentales utilisant l'équation (3.35) sont présentées dans le tableau suivant :

Echantillons	$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	$M_{eff}$ (emu/cm <sup>3</sup> )	$H_a$ (kOe)	$K_{eff}$ (erg/cm <sup>3</sup> )
Film	1297	$653 \pm 40$	$8,1 \pm 0,5$	$5,3 \times 10^6$
Nanolignes (300 nm)	1297	$653 \pm 40$	$8,1 \pm 0,5$	$5,3 \times 10^6$
Nanolignes (100 nm)	1297	$605 \pm 40$	$8,7 \pm 0,5$	$5,6 \times 10^6$

TABLEAU 6.1 – Paramètres magnétiques extraits des mesures BLS et VSM pour des systèmes Pt/Co gravés en nanolignes de 300 et 100 nm de large ainsi que pour le film continu de référence.

La valeur réduite de  $M_{eff}$  pour les nanolignes les plus étroites est attribuée à la contribution de l'anisotropie de forme plus importante pour ces dimensions et estimée approximativement à  $0,3 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> en supposant une anisotropie de surface constante au vue de l'interface inchangée entre les différentes largeurs de lignes. La différence significative entre  $M_{eff}$  et  $M_s$  résulte de l'anisotropie perpendiculaire élevée probablement due aux contributions des interfaces pour le Pt/Co [13].

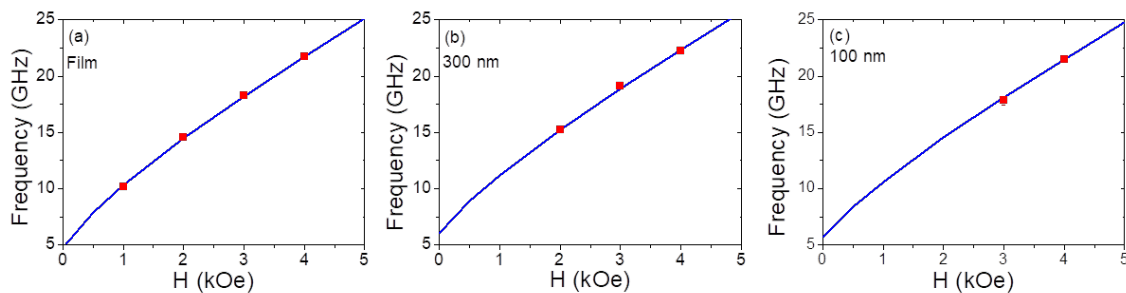


FIGURE 6.3 – Variation de la fréquence moyenne ( $\frac{|f(k_{sw})|+|f(-k_{sw})|}{2}$ ) en fonction du champ magnétique appliqué H obtenue par mesures BLS pour (a) le film continu, (b) les nanolignes de 300 nm de large et (c) les nanolignes de 100 nm de large.

### 6.1.3 Mesures de la non-réciprocité des ondes de spin dans les réseaux de nanolignes

Afin d'évaluer la DMI dans ce type de système, les ondes de spin dans les réseaux de nanolignes ont été sondées en utilisant la technique BLS. Le champ magnétique a été appliqué dans la direction des nanolignes afin de se confronter aux éventuels effets de bords ou de couplages magnétiques et de garder un champ homogène dans tout l'échantillon. Cette géométrie permet de sonder les ondes de spin se propageant perpendiculairement à l'aimantation et donc aux nanolignes.

La figure 6.4 montre les spectres BLS typiques enregistrés pour une largeur de nanolignes de 300 nm pour  $k_{sw} = 18,09 \mu\text{m}^{-1}$  et en utilisant un champ magnétique appliqué dans le plan  $H = \pm 3$  kOe, suffisamment élevé pour saturer complètement l'aimantation. Les spectres révèlent deux lignes associées à des modes magnétiques (M) indiquant les positions des fréquences Stokes et anti-Stokes, ainsi que deux lignes de phonons pointées (P). Pour les raies liées aux magnons, un décalage de fréquence  $\Delta F$  entre les fréquences Stokes et anti-Stokes pour le même champ appliqué, ou de manière équivalente un décalage de fréquence entre les lignes anti-Stokes obtenues pour des champs opposés, est observable, indiquant la présence d'une DMI non négligeable, alors que les positions des raies liées aux phonons sont symétriques par rapport à la fréquence nulle. Une telle différence de fréquence  $\Delta F$  ne peut pas se produire pour les ondes dites stationnaires confinées dans la largeur d'une nanoligne (cas étudié dans la section suivante). Par conséquent, nous pouvons en déduire que les ondes de spin à l'intérieur de nos nanolignes se propagent comme dans un film infini.

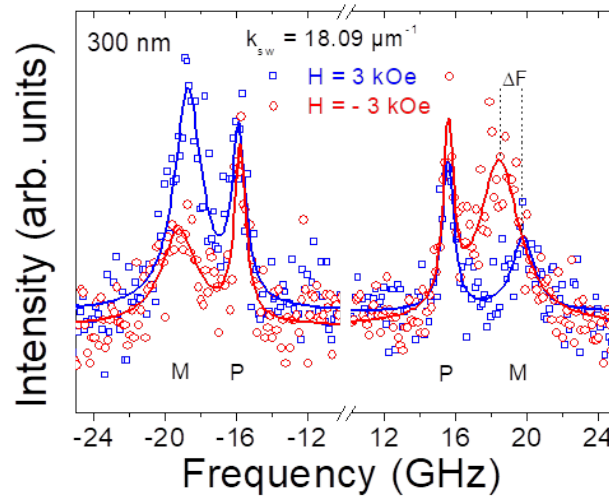


FIGURE 6.4 – Spectres BLS obtenus pour les nanostripes de 300 nm de large, avec un angle d'incidence de  $50^\circ$ , correspondant à un vecteur d'onde  $k_{sw} = 18,09 \mu\text{m}^{-1}$  et utilisant des champs magnétiques appliqués  $H = \pm 3$  kOe. Les symboles font référence aux données expérimentales (carrés bleus : +3 kOe; cercles rouges : -3 kOe), et les traits pleins représentent les fits Lorentziens. Les pics (P) du spectre correspondent aux phonons et (M) aux magnons. Notons qu'aucune différence de fréquence n'est observable pour les pics de phonons.

La figure 6.5 présente la variation des fréquences Stokes et anti-Stokes en fonction du vecteur d'onde  $k_{sw}$ , pour les réseaux de nanolignes de 100 et 300 nm de large et le film continu. Aucun comportement non-linéaire (quantification) n'est observé, ce qui confirme que les ondes de spin dans les nanolignes se comportent comme dans un film continu infini. Cette caractéristique inattendue pour les films structurés est probablement due à la faible longueur d'atténuation des ondes de spin, discutée par la suite dans l'interprétation des résultats. Au final, les données BLS ont par conséquent été analysées à l'aide du modèle pour couches minces décrit dans le chapitre 3.

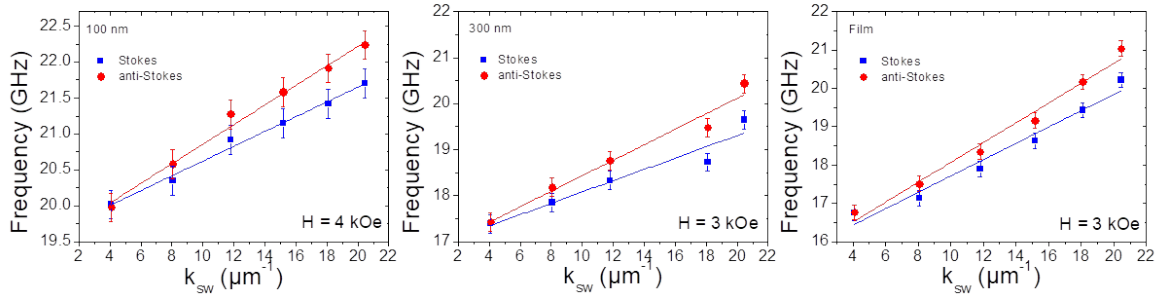


FIGURE 6.5 – Variation de la fréquence en fonction du vecteur d’onde  $k_{sw}$  pour les nanolignes de 100 nm de large avec un champ magnétique  $H = 4$  kOe, et pour les nanolignes de 300 nm de largeur ainsi que pour le film continu un champ magnétique  $H = 3$  kOe. Les symboles font référence aux données expérimentales, et les lignes continues correspondent aux fits utilisant l’équation (3.35).

#### 6.1.4 Estimation de la DMI dans les systèmes Pt/Co gravés en réseaux de nanolignes

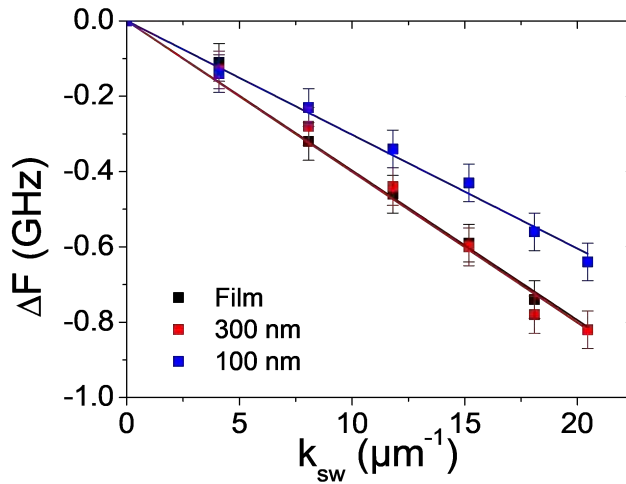


FIGURE 6.6 – Différence de fréquence en fonction du vecteur d’onde  $k_{sw}$  pour les nanolignes de 100 nm de large, 300 nm de large et le film continu. Les symboles font référence aux données BLS expérimentales, tandis que les lignes continues représentent les fits issus de l’équation 3.36 permettant la détermination des constantes DMI de surface  $D_s$ .

La différence de fréquence  $\Delta F$  en fonction de  $k_{sw}$ , à champ magnétique  $H$  fixe, est présentée à la figure 6.6. Dans tous les cas, il a été constaté que  $\Delta F$  variait linéairement avec  $k_{sw}$ , ce qui prouve la présence de DMI à l’interface entre Pt et Co [130, 170, 81]. A partir de l’ajustement des mesures BLS par la relation de dispersion des ondes de spin dans les couches minces (3.35), nous avons obtenu les constantes DMI suivantes :

Echantillons	$D_s$ ( $\times 10^{-7}$ erg/cm)	$D_{s,-}$ ( $\times 10^{-7}$ erg/cm)	$D_{eff}$ (erg/cm <sup>2</sup> )
Film	$-1,3 \pm 0,1$	$-1,1 \pm -0,1$	$-0,43 \pm 0,03$
Nanolignes (300 nm)	$-1,3 \pm 0,1$	$-1,1 \pm -0,1$	$-0,43 \pm 0,03$
Nanolignes (100 nm)	$-1 \pm 0,1$	$-0,8 \pm 0,1$	$-0,33 \pm 0,03$

TABEAU 6.2 – Estimation de la DMI à partir des mesures BLS pour des systèmes Pt/Co gravés en nanolignes de 300 et 100 nm de large ainsi que pour le film continu de référence.

Si nous prenons en compte la réduction de l’épaisseur de Co due à une éventuelle interdiffusion avec le Ru rapportée dans [238], ces valeurs ( $D_{s,-}$ ) sont réduites pour une épaisseur de Co effective de 2,6 nm.

Les valeurs de  $D_s$  obtenues ainsi que le signe correspondent aux résultats rapportés dans la littérature pour les systèmes Pt/Co :  $D_s = -1,7 \pm 0,11$  [130],  $-1,71 \pm 0,14$  [170],  $-1,51$  [183]  $\times 10^{-7}$  erg/cm. Dans un premier temps, l'estimation proposée ci-dessus est basée sur l'évaluation de  $D_{eff}$  à partir de la pente de la variation de  $\Delta F$  en fonction de  $k_{sw}$ , en supposant que tous les échantillons se comportent comme des films continus au vu des ondes de spin qui ne semblent alors pas sensibles aux effets de bords.

### 6.1.5 Première interprétation des résultats : importance de la longueur d'atténuation des ondes de spin

Comme mentionné précédemment, aucune quantification des ondes de spin n'a été observée. On peut en déduire que les réseaux de nanolignes étudiés peuvent être considérés comme des films continus infinis et que, par conséquent, les modes de propagation opposés ne sont pas couplés. Par conséquent, ces modes ont toujours des fréquences différentes en relation avec la DMI et cette différence de fréquence est proportionnelle à l'intensité de cet effet. De plus, les nanolignes séparées ne sont pas couplées car le champ de fuite dynamique n'est pas assez grand pour produire un tel couplage. Si l'épaisseur des nanolignes était de 30 nm, c'est-à-dire dix fois supérieure à celle de nos échantillons, l'amplitude du champ de fuite pour une distance entre chaque ligne de 100 nm serait alors suffisante pour produire un couplage dynamique [139]. Ces arguments sont aussi valables pour des nanolignes plus étroites : aucune quantification ne prouve que les ondes se propageant dans le sens contraire sont indépendantes et la DMI produit toujours des fréquences Stokes et anti-Stokes différentes. Néanmoins, nous observons que la différence de fréquence mesurée est réduite pour les nanolignes de 100 nm de large. Nous avons donc proposé dans ce cas une approche alternative au comportement « film continu infini » pour expliquer la valeur apparente réduite de la constante DMI  $D_{eff}$ . Dans cette approche, nous supposons que  $D_{eff}$  est similaire à celle mesurée pour le film continu et nous proposons de prendre en compte les effets de bords.

Les résultats doivent donc être interprétés au niveau du comportement des ondes de spin. En effet, la largeur finie  $W$  d'une nanoligne influence la longueur d'atténuation des ondes de spin  $\ell$  [239] et peut modifier le profil des ondes de spin [240, 241, 242, 243, 244, 245]. Comme mentionné ci-dessus, une réduction de la constante DMI pour des nanolignes de 100 nm de largeur par rapport aux nanolignes plus larges et au film continu a été observée.

Pour interpréter cette observation, nous avons déduit la longueur d'atténuation, qui représente la distance parcourue par une onde de spin. Elle est évaluée en tant que vitesse de groupe divisée par la largeur de raie issues de la raie spectrale, sous la forme  $\frac{d\omega}{dk_{sw}} \frac{1}{\delta F}$ , où  $\delta F$  est la largeur complète à mi-hauteur de la raie d'intensité maximale (Stokes ou anti-Stokes). L'estimation de  $\ell$  pour les échantillons étudiés en prenant la valeur moyenne  $\delta F = 2,7 \pm 0,2$  GHz déduite des spectres BLS conduit à une valeur de  $\ell$  d'environ  $130 \pm 20$  nm dans la gamme de vecteur d'onde  $k_{sw}$  étudiée. Ainsi, nous pouvons en déduire que la largeur de ligne  $W$  influence également la non-réciprocité des ondes de spin lorsque celle-ci est comparable à la longueur d'atténuation. Lorsque  $\ell$  est inférieur à  $W$ , la constante  $D_{eff}$  mesurée correspond à celle d'un film infini :  $D_{eff} = D_{eff}^{\infty}$ , tandis que si  $\ell > W$ , l'effet de la DMI est réduit, ce qui donne une constante DMI apparente égale à  $D_{eff} = \frac{W}{\ell} \times D_{eff}^{\infty}$ . En utilisant  $W = 100$  nm,  $\ell = 130$  nm et  $D_{eff}^{\infty} = -0,43$  erg/cm<sup>2</sup>, on obtient  $D_{eff} = -0,33$  erg/cm<sup>2</sup>, ce qui correspond à la valeur déterminée expérimentalement pour la largeur d'une nanoligne de 100 nm. Le schéma de la figure 6.7 résume l'interprétation proposée pour trois configurations différentes.

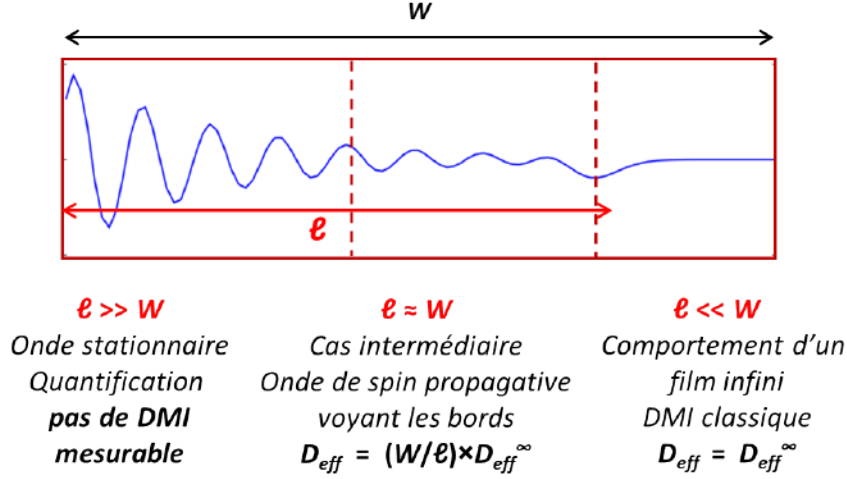


FIGURE 6.7 – Schéma représentant une onde de spin se propageant dans une nanoligne de largeur  $W$ . Pour une longueur d'atténuation  $\ell$ , nous pouvons supposer trois comportements différents selon la largeur de la ligne.

Cette influence pourrait être liée à la modification du profil des ondes de spin au voisinage des bords. Récemment, Guo *et al.* ont montré, à l'aide de simulations micromagnétiques, que la DMI induisait une inclinaison des ondes de spin se propageant le long d'une nanoligne ferromagnétique [240]. Rohart et Thiaville ont proposé un modèle montrant que le profil de l'aimantation est sensible à la DMI près des bords dans des nanolignes [134]. Ils ont proposé une condition aux limites particulière, qui assure la rotation de l'aimantation proche des bords, à prendre en compte lorsqu'un effet DMI est présent dans une structuration en nanolignes. Les effets de bords sur la configuration d'aimantation statique dans de telles structures ont également été théoriquement étudiés par Muratov *et al.* [246] où ils montrent que, pour une DMI modérée, l'angle d'inclinaison des parois de domaines peut être utilisé pour estimer expérimentalement et directement la valeur de la DMI.

### 6.1.6 Interprétation numérique des effets de bords liés à la structure en nanolignes

Pour une analyse plus approfondie, nous proposons de prendre en compte l'effet de bord en considérant un film avec des propriétés magnétiques variables.

Premièrement, nous rappelons l'équation de mouvement de l'aimantation dans un film ferromagnétique mince déposé sur un métal lourd, puis nous la modifions pour tenir compte du cas de la structuration en nanoligne où la longueur d'atténuation est légèrement supérieure à la largeur de celle-ci. Considérons le système de coordonnées suivant : le champ appliqué et l'aimantation statique sont situés le long de l'axe  $z$ , l'axe  $x$  fait référence à la direction de propagation de l'onde de spin et l'axe  $y$  est perpendiculaire au plan du film magnétique comme indiqué sur la figure 6.8. Comme l'épaisseur est beaucoup plus petite que la longueur d'onde, l'équation de Landau-Lifshitz pour une aimantation dynamique  $\mathbf{m} \exp i(k_{sw}x - \omega t)$  dans un film ultra-mince ( $k_{sw}t \ll 1$ ) s'écrit :

$$i \frac{\omega}{\gamma} \mathbf{m} = \mathbf{M} \times \left( -k_{sw}^2 \frac{2A_{ex}}{M_s^2} \right) \mathbf{m} + \left( \frac{2K_{eff}}{M_s^2} \right) m_y \mathbf{u}_y - (1-G(|k_{sw}|t)) m_x \mathbf{u}_x - G(|k_{sw}|t) m_y \mathbf{u}_y + \mathbf{m} \times \mathbf{H} + \mathbf{M} \times \left( i k_{sw} \left( \frac{2D_{eff}}{M_s^2} \right) \mathbf{u}_z \times \mathbf{m} \right) \quad (6.1)$$



où  $-k^2(\frac{2A_{ex}}{M_s^2})\mathbf{m}$  est le champ d'échange dynamique,  $(\frac{2K_{eff}}{M_s^2})m_y\mathbf{u}_y$  est le champ d'anisotropie dynamique,  $-(1-G(|k_{sw}|t))m_x\mathbf{u}_x - G(|k_{sw}|t)m_y\mathbf{u}_y$  est le champ démagnétisant dynamique,  $ik_{sw}(\frac{2D_{eff}}{M_s^2})\mathbf{u}_z \times \mathbf{m}$  est le champ dynamique lié à la DMI.

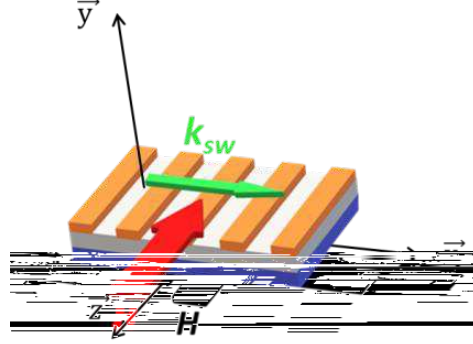


FIGURE 6.8 – Représentation des axes considérés par rapport au système d'étude.

Deuxièmement, afin de simuler une onde qui se propage dans une nanoligne, nous supposons que l'anisotropie effective  $K_{eff}$  dépend de la position  $x$ . Si nous supposons que  $K_{eff} = K_0 + K_1 \cos(qx)$ , alors il est possible de déduire analytiquement la fréquence des ondes de spin et la variable  $q$  est prise en compte dans les composantes d'aimantations dynamiques comme suit :  $m_{k_{sw}}$ ,  $m_{k_{sw}+q}$ , etc.

Un fit satisfaisant des données expérimentales est présenté dans la figure 6.9 obtenu avec les paramètres suivants :

Echantillons	$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	$\frac{2K_0}{M_s}$ (kOe)	$\frac{2K_1}{M_s}$ (kOe)	$D_{eff}$ (erg/cm <sup>2</sup> )	$q$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )
Film	1297	8,1	0	0,42	-
Nanolignes (300 nm)	1297	8,1	0	0,42	-
Nanolignes (100 nm)	1297	8,1	2,5	0,42	126

TABLEAU 6.3 – Paramètres permettant l'ajustement des données expérimentales.

Par conséquent, cela signifie que la nanoligne de 100 nm de largeur présente la même constante DMI que le film continu, mais que les propriétés magnétiques non homogènes (en relation avec les bords des nanolignes) induisent une valeur apparemment réduite de cette constante.

En utilisant cette approche pour analyser les données expérimentales, on observe que la différence de fréquence est négative au voisinage de  $k_{sw} = 0$ . Ce comportement peut être expliqué comme suit : pour  $k_{sw} > 0$ , la fréquence anti-Stokes  $f(k_{sw})$  est supérieure à la fréquence de Stokes  $|f(-k_{sw})|$ , ainsi le croisement des branches  $|f(k_{sw} - q)|$  et  $f(k_{sw})$  se produit pour une valeur  $k_0$  inférieure à  $|-k_1|$  où  $-k_1$  correspond au croisement des branches  $f(-k_{sw} + q)$  et  $|f(-k_{sw})|$ . Au voisinage de  $k_{sw} = 0$ , l'influence du croisement en  $k_0$  peut être beaucoup plus importante que celle du croisement au niveau de  $-k_1$ . Pour cette raison, il est possible d'observer un décalage de la fréquence anti-Stokes alors qu'aucun décalage de fréquence Stokes n'est visible. Par conséquent,  $f(k_{sw}) - f(-k_{sw})$  peut être négatif au voisinage de  $k_{sw} = 0$ , comme le montre l'encadré de la figure 6.9.

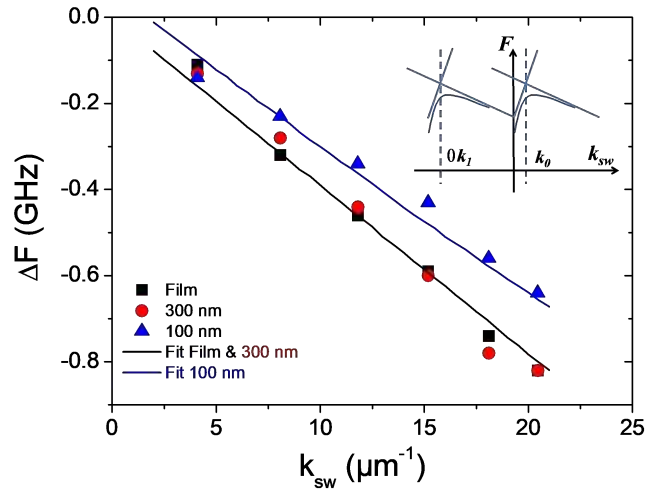


FIGURE 6.9 – Différence de fréquence en fonction du nombre vecteur d’onde  $k_{sw}$  pour les nanolignes de 100 nm de large, 300 nm de large et le film continu. Les symboles font référence aux données expérimentales issues des mesures BLS tandis que les lignes continues représentent les fits utilisant le modèle incorporant les effets de bords avec les paramètres mentionnés dans le texte. L’encadré présente l’explication qualitative de la différence de fréquence non nulle pour un vecteur d’onde  $k_{sw} = 0$  (voir texte) : les branches  $f(k_{sw} - q)$  et  $f(k_{sw})$  se croisent à  $k_0$ , tandis que les branches  $f(-k_{sw} + q)$  et  $f(-k_{sw})$  se croisent à  $-k_1$  et  $k_0 < k_1$ .

### 6.1.7 Conclusion de l’étude sur la DMI dans les réseaux de nanolignes ferromagnétiques

En conclusion de cette première approche de la DMI dans des couches minces nanostructurées, nous avons étudié la non-réciprocité des ondes de spin induites par DMI dans des réseaux de nanolignes à base de Pt(6 nm)/Co(3 nm). À cette fin, la technique BLS a été utilisée pour étudier le comportement dynamique dans des nanolignes de largeur 100 et 300 nm par rapport à un film continu de référence.

La non-réciprocité mesurée induite par la DMI est légèrement différente pour les nanolignes de 100 nm de large par rapport aux autres échantillons, ce qui laissait penser que la largeur de la ligne pouvait influencer l’amplitude de la DMI observée.

Pour analyser plus en détail cette réduction supposée de la DMI dans les lignes plus étroites, la longueur d’atténuation des ondes de spin estimée étant proche de la largeur des nanolignes (c’est-à-dire 100 nm), nous avons proposé de prendre en compte les effets de bords sur le comportement des ondes de spin en tenant compte d’une anisotropie variable épousant la périodicité du réseau. En utilisant cette approche, il a été possible de garder la même constante DMI pour les deux réseaux de nanolignes ainsi que pour le film de référence continue.



## 6.2 Comportement des ondes de spin dans les réseaux magnétiques périodiques

### 6.2.1 Préambule de l'étude et préparations des structures Pt/CoFeB périodiques

Après avoir étudié le comportement des ondes de spin dans des réseaux de nanolignes non couplées, nous avons choisi de nous intéresser à un système similaire mais avec cette fois-ci un couplage entre les lignes. Il existe deux façons de coupler les lignes : d'un côté en les rapprochant de manière à ce que le champ de fuite, suffisamment fort, d'une ligne soit ressenti par la ligne voisine, comme évoquée dans l'étude précédente mais difficilement réalisable par les techniques de développement et de gravure dans les dimensions souhaitables. Et d'un autre côté, en les couplant de façon directe en les gravant partiellement afin d'obtenir une surface périodique.

Dans cette optique, nous avons décidé d'étudier expérimentalement les ondes de spin ainsi que la DMI dans des couches ultra-mince à structures périodiques pour lesquelles des études récentes, souvent numériques, ont montré de belles perspectives quant à l'observation et l'interprétation des modes d'ondes de spin dans ces structures périodiques [240, 247, 248, 249, 250].

Le but de cette étude expérimentale est de mettre en évidence des modes magnétiques collectifs influencés par la DMI. A cette fin, un film partiellement gravé a été élaboré. Par ailleurs, le film d'origine (avant gravure) et certains réseaux de lignes non couplées (complètement gravés) ont également été étudiés afin de mettre en évidence la spécificité de la loi de dispersion pour les modes magnétiques collectifs influencés par la DMI et rendre compte des modes stationnaires pour des ondes confinées dans une nanoligne magnétique.

Dans un premier temps, la période  $p$  de structuration doit être compatible avec la plage de vecteurs expérimentaux, autrement-dit, la limite de la zone de Brillouin de la structure périodique doit se situer au milieu de la gamme de vecteurs d'onde de notre dispositif BLS  $\frac{\pi}{p} \approx 10 \mu\text{m}^{-1}$ . Cela nous conduit à choisir  $p \approx 0,3 \mu\text{m}$ . En outre, nous avons choisi une structure partiellement gravée pour conserver un couplage direct entre les bandes magnétiques. Les mesures de DMI sont généralement effectuées sur des films épais de 1 à 5 nm. Pour les nanolignes séparées, le couplage dipolaire dynamique est efficient jusqu'à une distance similaire à l'épaisseur. Une telle nanostructuration est complexe à réaliser pour une épaisseur aussi faible.

Dans un second temps, les modes magnétiques collectifs ne peuvent être mis en évidence que si la longueur d'atténuation  $\ell$  des ondes de spin est beaucoup plus grande que la période du réseau  $\ell \gg p$ . Comme détaillé dans la section précédente pour des nanolignes de Pt/Co, cette longueur peut être estimée par le rapport entre la vitesse du groupe des ondes de spin et la largeur de la raie spectrale  $\ell \approx v_g / \delta F$ . En utilisant l'expression fréquentielle dans les couches minces sans la contribution de la DMI (3.35), on obtient l'expression de la vitesse de groupe pour un vecteur d'onde décroissant :

$$v_g = \frac{\gamma \pi M_s (4\pi M_s - H_a) t}{\sqrt{H(H + 4\pi M_s - H_a)}} \quad (6.2)$$

où  $\gamma$ ,  $H$ ,  $M_s$ ,  $H_a$ ,  $t$  sont, respectivement, le facteur gyromagnétique, le champ magnétique externe, l'aimantation à saturation, le champ d'anisotropie perpendiculaire et l'épaisseur. La dépendance de  $v_g$  avec le champ appliqué suggère d'utiliser une valeur faible pour  $H$ .

Cette expression de la vitesse de groupe suggère également de choisir un film épais. Néanmoins, la DMI est une interaction d'interface, l'épaisseur est donc limitée par la précision de la mesure de fréquence. Pour cette raison, la plupart des films étudiés pour l'effet DMI ont une épaisseur comprise entre 1 et 5 nm. De plus, les mesures BLS de la DMI reposent sur la différence de fréquences pour deux ondes se propageant dans des directions opposées. Finalement, notre

choix s'est porté sur un film de CoFeB de 6 nm d'épaisseur avec des rainures profondes de 2 à 3 nm afin de répondre aux critères exigés : pour de tels films,  $M_s = 1300 \text{ emu/cm}^3$ ,  $4\pi M - H_a \approx 14 \text{ kOe}$ ,  $\gamma/2\pi = 3 \text{ GHz/kOe}$ ,  $\delta F \approx 0,5 \text{ GHz}$  pour  $H = 0,5 \text{ kOe}$  et l'épaisseur moyenne est d'environ 4,5 nm, par conséquent,  $\ell \approx 1,2 \text{ }\mu\text{m}$  ce qui est largement supérieur à la largeur des lignes proposées permettant ainsi d'avoir des ondes propagatives dans nos films et d'observer des modes stationnaires évoqués dans l'étude précédente pour les nanolignes non-couplées.

Pour cette étude, un film initial de Pt(6 nm)/CoFeB(6 nm)/Cu(4 nm) a donc été déposé, à Singapour (NUS), sur un substrat de Si oxydé thermiquement en utilisant la méthode de pulvérisation par magnétron dc dans un environnement d'argon. La lithographie par faisceau électronique à haute résolution avec une résine négative (Ma-N 2401) a ensuite été utilisée pour structurer des réseaux de nanolignes de  $0,5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$  avec une périodicité de 350 nm et une largeur de ligne variable, entre 150 et 200 nm, qui dépend de la dose électronique appliquée au réseau. Le film a ensuite été gravé par une gravure ionique (ion milling) à faible puissance de telle sorte que l'épaisseur totale de CoFeB ait été réduite de manière nominale de 2 à 3 nm dans la région de fente pour certains réseaux (réseaux périodiques) et gravée complètement (jusqu'au Pt) pour d'autres. Après gravure, une couche de Cu de 4 nm a été déposée in situ afin d'empêcher l'oxydation en contact de l'air des régions gravées. La résine restante a ensuite été éliminée à l'aide d'acétone. Une seconde étape de structuration et de gravure a été réalisée afin d'éliminer toute trace de CoFeB des régions externes aux réseaux ayant subi la structuration. De plus, une région isolée non gravée a été protégée pendant les étapes de structuration et de gravure pour servir de région de référence. Les réseaux ont été imagés par microscopie électronique à balayage (MEB) directement après l'étape de gravure. Les images MEB ainsi que des représentations schématiques des échantillons étudiés sont visibles sur la figure 6.10.

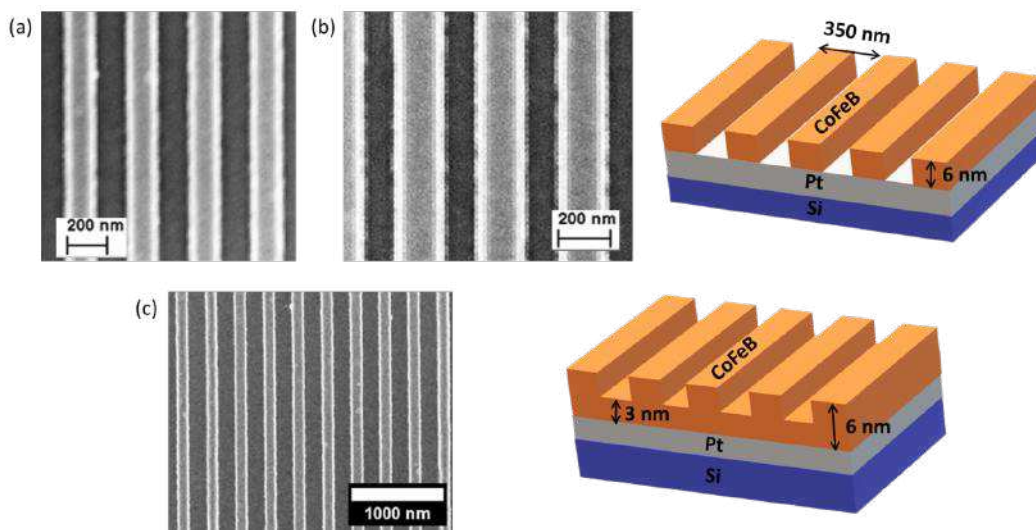


FIGURE 6.10 – Réseaux de nanolignes étudiés imagés par microscopie électronique à balayage : (a) nanolignes de 170 nm de large, (b) nanolignes de 200 nm de large, (c) couche partiellement gravée (réseau périodique), le schéma supérieur correspond aux nanolignes complètement séparées et le schéma inférieur correspond à la structure partiellement gravée.

## 6.2.2 Caractérisation par magnétométrie VSM et spectroscopie BLS des structures étudiées

Les cycles d'hystérésis du film initial de référence de 6 nm d'épaisseur sont représentés à la figure 6.11. À partir des mesures VSM, nous obtenons une estimation du champ de saturation perpendiculaire  $4\pi M_s - H_a \approx 14$  kOe ( $M_s$  est l'aimantation à saturation et  $H_a$  le champ d'anisotropie perpendiculaire). Cette estimation est en accord avec celle obtenue à partir des mesures BLS sur le film continu présentées par la suite.

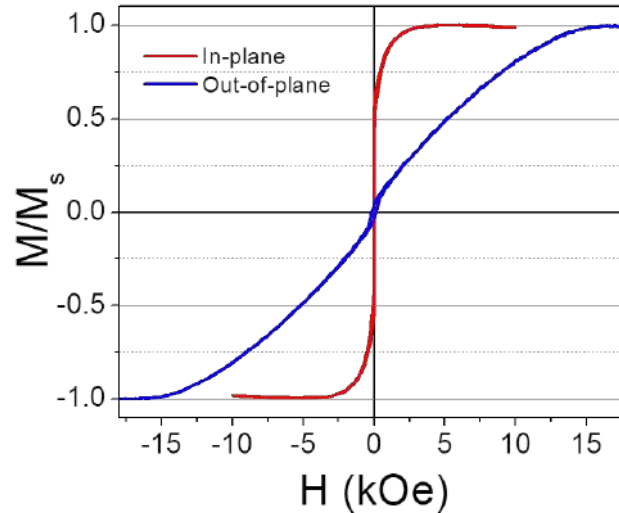


FIGURE 6.11 – Cycles d'hystérésis obtenus par VSM pour un champ magnétique appliqué perpendiculairement (bleu) et parallèlement (rouge) au plan d'un échantillon de Pt/CoFeB(6 nm) correspondant au film de référence.

Pour le film continu et pour les réseaux de lignes, les spectres obtenus par mesures BLS avec un champ magnétique appliqué parallèlement aux lignes, pour les mêmes raisons que dans l'étude précédente, sont présentés dans la figure 6.12. Sur le spectre du film continu (a), une seule raie du côté Stokes et anti-Stokes est observable, tandis que plusieurs raies peuvent être observées sur les spectres des réseaux (b), (c) et (d). Nous nous sommes assurés que ces raies supplémentaires étaient bien de nature magnétique en variant la valeur du champ appliquée et en observant une dépendance à celui-ci. Les spectres (c) et (d) ont été obtenus à partir du même réseau partiellement gravé pour différents vecteurs d'onde, correspondant à des angles d'incidences de  $10^\circ$  et  $50^\circ$  respectivement pour  $k_{sw} = 8,07$  et  $15,18 \mu\text{m}^{-1}$ . Ils sont présentés afin de mettre en évidence le changement de position des lignes avec le vecteur d'onde dans le cas de cette structuration (réseau périodique).

Nous avons ensuite rapporté les positions des raies déduites à partir de fit Lorentzien, en fonction du vecteur d'onde sondé, dans les figures 6.13, 6.14 et 6.15 présentées ci-dessous. La fréquence des ondes de spin pour le film continu dépend du vecteur d'onde sondé, tandis que les fréquences mesurées sur le réseau de nanolignes séparées sont sans dispersion. Plusieurs modes peuvent être obtenus pour les ondes de spin dans le réseau périodique et les fréquences associées dépendent de la valeur absolue du vecteur d'onde et de son signe.

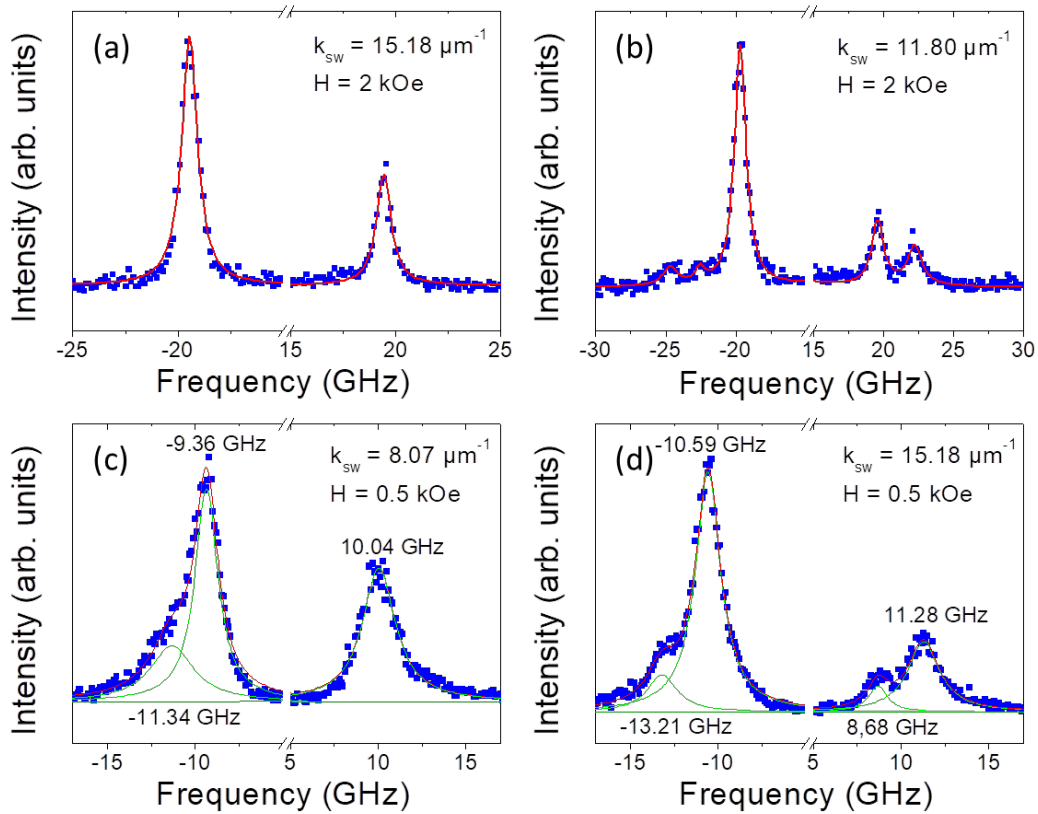


FIGURE 6.12 – Spectres BLS (a) pour le film de référence de 6 nm d'épaisseur, (b) pour le réseau de nanolignes de 170 nm larges (réseau complètement gravé), (c) et (d) pour la couche partiellement gravée (réseau périodique) pour différents vecteur d'onde  $k_{sw}$ . Les lignes continues correspondent au fit Lorentzien des données expérimentaux.

### 6.2.3 Estimation des paramètres magnétiques pour le film continu de référence

Dans un premier temps, les données expérimentales des variations en fréquence du film en fonction du vecteur d'onde de la figure 6.13 ont été ajustées par l'expression habituelle (3.35). Certains paramètres ont été estimés à partir de la littérature  $\gamma/2\pi = 3 \text{ GHz/kOe}$ ,  $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ,  $D_{eff} = D_s/t$  avec  $D_s = -10^{-7} \text{ erg/cm}$  ( $= -1 \text{ pJ/m}$ ) [131].

L'aimantation à saturation est déduite à partir des mesures VSM  $M_s = 1300 \text{ emu/cm}^3$  et est supposée identique pour les réseaux de lignes de par sa nature intrinsèque. Le champ d'anisotropie déterminé pour le film continu de 6 nm d'épaisseur est égal à  $H_a = 2,5 \text{ kOe}$ , ce qui est en accord avec l'estimation extraite des mesures VSM. Comme les fréquences pour des vecteurs d'onde  $k_{sw}$  et  $-k_{sw}$  sont très proches,  $D_{eff}$  peut sembler quasi-nul pour le film continu. En utilisant  $D_s = -10^{-7} \text{ erg/cm}$  et  $t = 6 \text{ nm}$ , la différence de fréquence maximale est de  $4 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{D_s}{tM_s} k_{max} \approx 0,3 \text{ GHz}$ . Ces paramètres permettent d'ajuster la dépendance en fréquence par rapport au vecteur d'onde ainsi que la variation de fréquence par rapport au champ appliqué présentée à la figure 6.13.

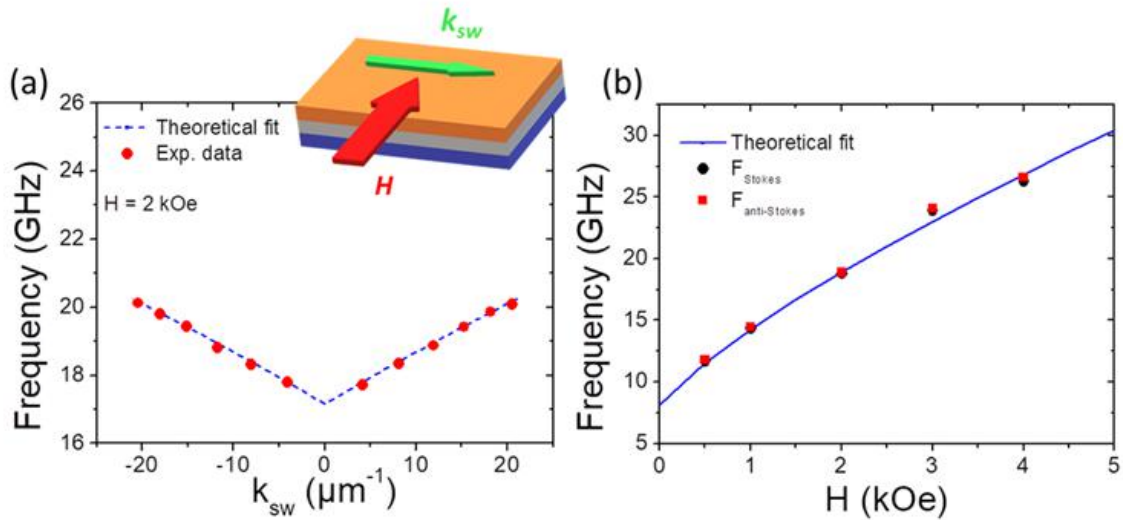


FIGURE 6.13 – (a) Courbes de dispersion correspondant à la variation de la fréquence en fonction du vecteur d’onde  $k_{sw}$  et (b) variation de la fréquence en fonction du champ magnétique pour le film continu Pt/Co (6 nm). Les symboles représentent les données expérimentales et les lignes discontinues indiquent les fréquences calculées par l’expression (3.35) concernant les couches minces magnétiques.

#### 6.2.4 Interprétation des résultats pour le réseau de nanolignes : ondes stationnaires confinées dans des lignes magnétiques

Par la suite, les données expérimentales pour les réseaux de nanolignes séparées ont été ajustées en utilisant des valeurs quantifiées pour le vecteur d’onde. En supposant que les paramètres du film continu soient toujours valables pour les réseaux de nanolignes séparées, nous avons également estimé, par ajustements des fréquences mesurées, la largeur des bandes magnétiques. Il est intéressant de noter que, même si une différence de fréquence pour  $k_{sw}$  et  $-k_{sw}$  était mesurable pour le film, une telle différence ne se produit jamais dans des bandes séparées, car les modes stationnaires sont des combinaisons d’ondes se propageant dans des sens opposés avec la même fréquence.

L’expression de fréquence (3.35) avec  $D_{eff} = 0$  permet d’ajuster les variations de fréquence du réseau de nanolignes par rapport au champ externe en prenant  $k_{sw} = \frac{\pi}{W}, \frac{2\pi}{W}, \frac{3\pi}{W}$ . Des ajustements raisonnables de toutes les données concernant les réseaux de lignes sont obtenus pour les largeurs  $W = 170$  et  $200$  nm comme le montre la figure 6.14. De plus, afin de vérifier les valeurs du vecteur quantifié dans le cas de nanolignes séparées, nous avons comparé les fréquences calculées aux fréquences des modes propres observées pour plusieurs champs appliqués comme indiqué à la figure 6.14. Les largeurs utilisées pour l’ajustement des données sont en accord avec celles déterminées sur les images MEB de la figure 6.10.

Dans un cas géométriquement comparable avec l’étude précédente sur les nanolignes de Co/Pt, les largeurs de lignes mentionnées ici comparées à la longueur d’atténuation des ondes de spin dans le CoFeB ( $\approx 1,2 \mu\text{m}$ ), pour laquelle les largeurs de raies spectrales mesurées par BLS semblent correspondre, nous confirme le caractère stationnaire (ondes effectuant des allers/retours dans la ligne magnétique) des ondes se propageant à l’intérieur des nanolignes ( $\ell > W$ ).



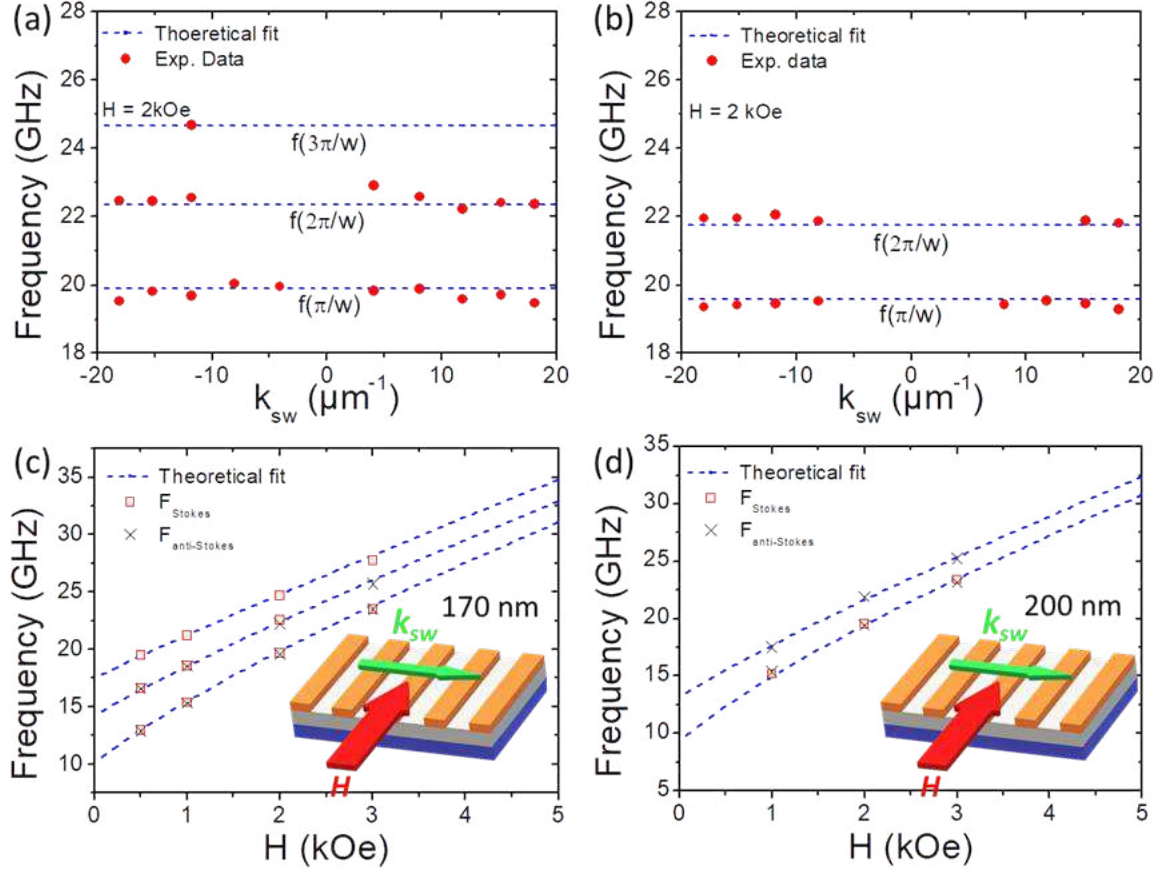


FIGURE 6.14 – (a) et (b) Courbes de dispersion correspondant à la variation de la fréquence en fonction du vecteur d'onde  $k_{sw}$  et (c) et (d) variation de la fréquence en fonction du champ magnétique pour la structure Pt/Co gravée en nanolignes de 170 nm et 200 nm de large respectivement. Les symboles représentent les données expérimentales et les lignes discontinues indiquent les fréquences calculées par l'expression (3.35) concernant les couches minces magnétiques.

### 6.2.5 Interprétation des résultats pour le réseau périodique : comportement magnétique des ondes de spin

L'interprétation des données expérimentales pour les réseaux périodiques repose sur une généralisation de l'équation (3.35) tenant compte d'une épaisseur périodique. Pour rappel, l'équation (3.35) est déduite de l'équation de Landau-Lifshitz :

$$i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_{eff}}{M_s} k_{sw}\right)\mathbf{m} = \mathbf{M} \times (\mathbf{h}_d + \mathbf{h}_e + \mathbf{h}_a + \mathbf{m} \times \mathbf{H}) \quad (6.3)$$

où  $\mathbf{m}$  est l'aimantation dynamique,  $\mathbf{h}_d$ ,  $\mathbf{h}_e$ ,  $\mathbf{h}_a$  sont les champs dynamiques de démagnétisation, d'échange et d'anisotropie. On note  $\mathbf{u}_z$  le vecteur unitaire parallèle au champ appliqué,  $\mathbf{u}_x$  le vecteur unitaire parallèle au vecteur d'onde et  $\mathbf{u}_y$  la normale à l'échantillon. Les champs dynamiques s'écrivent :

$$\mathbf{h}_d = -4\pi((1-G)m_x\mathbf{u}_x + Gm_y\mathbf{u}_y)$$

$$\mathbf{h}_e = -\frac{2A}{M_s} k_{sw}^2 \mathbf{m}$$

$$\mathbf{h}_a = \frac{2K}{M_s} m_y \mathbf{u}_y$$

où la constante d'anisotropie  $K$  est déduite du champ d'anisotropie statique  $H_a$  par la relation  $K = \frac{1}{2}MH_a$ .

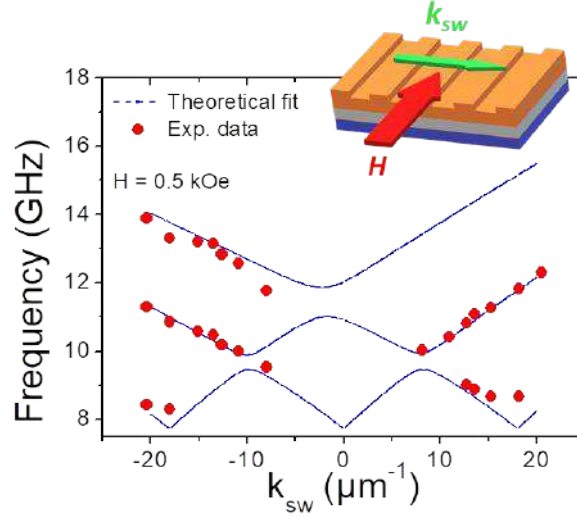


FIGURE 6.15 – Courbes de dispersion correspondant à la variation de la fréquence en fonction du vecteur d'onde  $k_{sw}$  pour la structure Pt/Co partiellement gravée (réseaux périodiques). Les symboles représentent les données expérimentales et les lignes discontinues indiquent les fréquences calculées.

Dans le cas d'une épaisseur périodique, on considère  $t = t_0 + t_1 \cos(qx)$ , le facteur démagnétisant, l'anisotropie et les constantes DMI sont donc modulés tels que :

$$G = G(|k_{sw}|t_0) + |k_{sw}|t_1 \cos(qx) \frac{\partial G}{\partial u} \quad (6.4)$$

avec  $G(u) = u^{-1}(1 - \exp(-u))$ ,

$$K = K(t_0) + t_1 \cos(qx) \frac{\partial K}{\partial t} \quad (6.5)$$

avec  $K(t) = K_v + K_s t^{-1}$

et

$$D_{eff} = D_{eff}(t_0) + t_1 \cos(qx) \frac{\partial D_{eff}}{\partial t} \quad (6.6)$$

avec  $D_{eff} = D_s/t$

En conséquence, les ondes  $\exp(ik_{sw}x)$ ,  $\exp(i(k_{sw} - q)x)$  et  $\exp(i(k_{sw} + q)x)$  sont couplées (voir les détails du calcul dans l'annexe). Ce couplage explique l'apparition de trois raies distinctes au lieu d'une raie dans les spectres BLS (fig. 6.16).

La raie principale correspond à l'onde de spin  $\exp(ik_{sw}x)$ . Les raies voisines correspondantes aux ondes  $\exp(i(k_{sw} - q)x)$  et  $\exp(i(k_{sw} + q)x)$  ne sont pas visibles si elles sont trop proches ou trop éloignées de la raie principale : si elles sont trop proches, elles disparaissent dans la raie principale, trop loin le couplage n'est pas efficace pour rendre les raies voisines visibles. Les fréquences calculées correspondent aux valeurs mesurées pour les paramètres suivants :

$M_s = 1300 \text{ emu/cm}^3$ ,  $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma/2\pi = 3 \text{ GHz/kOe}$ ,  $K_v = 1,625 \text{ Merg/cm}^3$  (4 paramètres identiques à ceux du film initial,  $K_v$  correspondant à  $H_a = 2,5 \text{ kOe}$ ),  $D_s = -10^{-7} \text{ erg/cm}$  (=  $-1 \text{ pJ/m}$ ),  $q = 18 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ . L'ajustement de la valeur de  $q$  correspond à une périodicité  $p = \frac{2\pi}{q} = 350 \text{ nm}$ .



De plus, la valeur d'ajustement pour  $t_0$  est de 3,3 nm. Contrairement aux résultats obtenus sur le film ou sur les nanolignes séparées, une différence de fréquence mesurable pour les vecteurs d'ondes opposés peut être observée. Cette différence imputable à la DMI est observable car l'épaisseur minimale de 3 nm est faible favorisant une DMI plus forte.

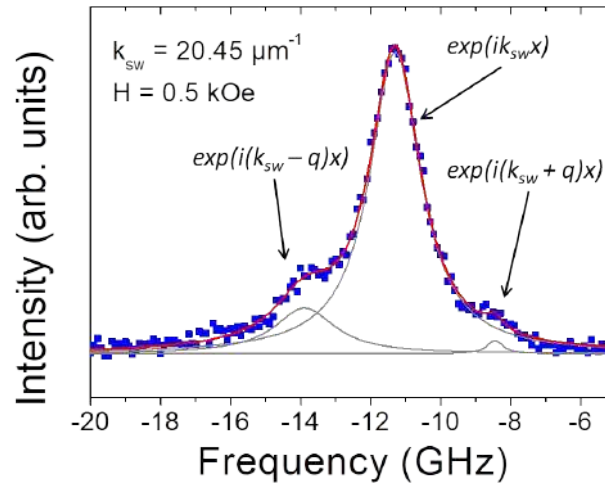


FIGURE 6.16 – Zoom d'un spectre BLS montrant trois raies Stokes distinctes dont la raie principale correspondant au pic le plus intense. Les symboles se réfèrent aux données expérimentales et les lignes continues aux fits Lorentziens.

### 6.2.6 Conclusion de l'étude sur le comportement des ondes de spin dans une couche mince Pt/CoFeB structurée

En conclusion, nous avons étudié des réseaux de nanolignes non couplées, une couche partiellement gravée (réseau périodique) et un film complet, structurés à partir d'une couche de CoFeB d'une épaisseur de 6 nm et déposée sur du Pt.

Les variations de fréquence en fonction du vecteur d'onde ont été mesurées au moyen de la technique BLS où un mode dispersif est observé pour le film, quelques modes sans dispersion sont mis en évidence pour les lignes non couplées et plusieurs modes dispersifs sont visibles pour la couche partiellement gravée.

La loi de dispersion observée pour le film est analysée à l'aide de la formule de fréquence usuelle pour les films magnétiques ultra minces présentée dans le chapitre 3. De surcroît, les modes sans dispersion mis en évidence pour les réseaux de lignes séparées correspondent à des valeurs quantifiées du vecteur d'onde en relation avec la largeur des lignes.

Les données expérimentales pour la couche partiellement gravée ont été analysées au moyen d'une approche d'épaisseur périodique rendant compte de la caractéristique magnonique observée de la dépendance en fréquence par rapport au vecteur d'onde. Finalement, il est intéressant de noter que les ondes se propageant dans des sens opposés dans la couche partiellement gravée ont des fréquences différentes en raison de l'effet DMI généré par la sous-couche Pt et dont l'effet est plus important pour une telle épaisseur.



# Conclusion

Cette thèse présente une étude théorique et expérimentale de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface (DMI) pour des nanostructures magnétiques exhibant des effets de tailles et d'interface.

A l'aide d'outils expérimentaux adaptés permettant d'évaluer le comportement statique et dynamique de l'aimantation, tels que la magnétométrie à échantillon vibrant (VSM) et la spectroscopie Brillouin (BLS) (Chapitre 2), ainsi que d'une théorie principalement basée sur des calculs numériques décrivant la dynamique de l'aimantation dans des structures de couches minces simples et multicouches (Chapitre 3), nous avons caractérisé le comportement des ondes de spin en présence de DMI pour diverses géométries de couches minces dans lesquelles la variation de plusieurs paramètres magnétiques et physiques peuvent influencer ce comportement.

Nous avons proposé au chapitre 3, un modèle permettant d'évaluer les caractéristiques majeures du comportement dynamique de l'aimantation dans des empilements de couches minces magnétiques en tenant compte des principales interactions magnétiques connues tels que le couplage d'échange de type Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) et la DMI. Des calculs numériques et une approche analytique sont présentés permettant de caractériser la DMI, notamment par l'intermédiaire du spectre des ondes de spin dans des structures variées d'empilements de couches minces. L'aspect théorique nous a permis ensuite d'interpréter la majorité des résultats expérimentaux.

Dans notre première approche (Chapitre 4), nous avons évalué les paramètres magnétiques dans des systèmes composés d'une couche ferromagnétique (FM) déposée sur une couche de métal lourd (HM) afin d'introduire un fort couplage-spin orbite (SOC) amenant l'effet DMI désiré. L'étude d'un système Pt/CoFeB a permis d'obtenir des résultats convaincants par spectroscopie BLS et de valider sur un système simple le modèle précédemment discuté pour des couches minces non-structurées. Par la suite, nous avons mis en avant une étude, concernant des films de  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  (CFA), focalisée principalement sur différents effets liés à l'interfaçage avec des couches de métal lourd telles que MgO, W, Pt et Ir, et pour plusieurs épaisseurs de couche de CFA. L'existence d'un effet d'aimantation induite de proximité (PIM) par mesures de réflectivités magnétiques résonantes aux rayons X aux interfaces Pt/CFA et Ir/CFA a permis d'expliquer l'aimantation à saturation plus élevée mesurée par magnétométrie VSM dans ces systèmes. La DMI a été caractérisée par spectroscopie BLS et il a été démontré que sa valeur et son signe dépendait des matériaux HM et de l'ordre de dépôt comme attendu par relation au mécanisme du SOC. Une étude complémentaire, abordant l'effet de la température de recuit sur la DMI, fut présentée pour des structures Pt/CFA/MgO où une modification de la constante DMI a été observée, et pour laquelle l'analyse des mesures BLS a révélé l'existence d'une anisotropie perpendiculaire à l'interface montrant un comportement différent avec la température de recuit en comparaison avec celui de la constante DMI. L'ordre chimique modifié lors du recuit explique en partie le renforcement observé du PIM ainsi que l'augmentation de l'anisotropie de surface aux interfaces, paramètres importants à prendre en compte pour une analyse propre des résultats. Finalement, nous avons conclu notre investigation sur les couches minces HM/FM à travers le système  $\text{Py}/\text{Cu}_{1-x}\text{Pt}_x$  montrant que l'addition d'impuretés non magnétiques à fort SOC dans des

métaux légers, par l'intermédiaire du Pt, interfacés avec un ferromagnétique peut constituer une approche efficace pour améliorer et contrôler simultanément l'amortissement, l'anisotropie ainsi que la DMI pour des futures applications en électronique de spin.

Dans un second temps (Chapitre 5), nous nous sommes intéressés à un système d'empilements de couches minces, structures plus complexes pressenties pour être adaptées pour les futurs dispositifs de stockage de l'information. La première étude d'une multicouche de Co/Cu/Co/Pt, couplée ferromagnétiquement, a montré que l'effet DMI est essentiellement imputable à la seule l'interface FM/Pt. Par ailleurs, le comportement de la fréquence des ondes de spin en fonction du couplage imposé *via* l'épaisseur de l'espaceur non-magnétique de Cu est bien reproduite par le modèle théorique avec des paramètres magnétiques cohérents pour ce type de systèmes. En effet, l'estimation de l'amplitude de la DMI à partir des équations proposées pour le cas d'une couche simple ferromagnétique FM en interface avec un métal lourd HM à fort couplage spin-orbite (Chapitre 3) est en parfaite corrélation avec les résultats issus de la littérature pour des cas simples FM/Pt. Dans la seconde étude, nous avons à l'aide de notre modèle interprété le comportement des modes des ondes de spin dans un empilement Pt/CoFeB/Ru/CoFeB couplée anti-ferromagnétiquement. De plus, les calculs numériques présentés dans le chapitre 3 concernant les systèmes (HM/FM1/NM/FM2) ainsi que les résultats expérimentaux, ont confirmé que la non-réciprocité des ondes de spin était également influencée par le couplage entre les couches ferromagnétiques lorsqu'elles possédaient des paramètres magnétiques différents, notamment une différence de champ d'anisotropie entre les couches ferromagnétiques supérieure et inférieure de la structure.

Finalement, l'étude de couches minces nanostructurées en réseaux de nanolignes couplées et non-couplées (Chapitre 6) nous a permis d'établir une approche théorique et expérimentale du comportement des ondes de spin dans ces systèmes notamment par des considérations géométriques. En effet, dans des systèmes de nanolignes Pt/Co non-couplées, la non-réciprocité mesurée induite par la DMI fut légèrement différente pour les nanolignes moins larges, ce qui laissait penser que la largeur de la ligne pouvait influencer l'amplitude de la DMI observée. Afin d'interpréter cette réduction de DMI non-conventionnelle, nous avons proposé de prendre en compte les effets de bords sur le comportement des ondes de spin en tenant compte d'une anisotropie variable épousant la périodicité du réseau. En utilisant cette approche, il a été possible d'évaluer correctement la DMI dans des systèmes de nanolignes non-couplée où la longueur d'atténuation des ondes de spin est proche de la largeur des lignes magnétiques. Par la suite, nous avons étudié des réseaux de nanolignes non couplées, une couche partiellement gravée (réseau périodique) et un film complet à base de Pt/CoFeB. Quelques modes sans dispersion ont été mis en évidence par mesures BLS pour les lignes non couplées et plusieurs modes dispersifs d'ondes de spin sont visibles pour la couche partiellement gravée. Le comportement des ondes de spin fut analysé par le modèle pour couches minces présenté dans le chapitre 3 et les modes sans dispersion mis en évidence pour les réseaux de lignes séparées correspondent à des valeurs quantifiées du vecteur d'onde (ondes stationnaires) en relation avec la largeur des lignes pour lesquelles une absence de DMI est observée. Les données expérimentales pour la couche partiellement gravée ont été analysées au moyen d'une approche d'épaisseur périodique rendant compte de la caractéristique magnonique observée de la dépendance en fréquence par rapport au vecteur d'onde et en présence d'effet DMI.

Les études expérimentales de diverses géométries de couches minces pensées pour l'exploitation de skyrmions magnétiques ont permis de mettre en évidence certains problèmes liés à la nanostructuration et la réduction des tailles, notamment sur l'évaluation de la DMI, des anisotropies magnétiques et de l'amortissement magnétique liés au même phénomène d'interface, à savoir le couplage spin-orbite.

Dans la continuité de nos travaux et dans l'optique de s'approcher de plus en plus des skyrmions magnétiques, l'avenir du stockage de l'information doit s'appuyer sur l'évaluation de certains paramètres magnétiques, dont la DMI d'interface, à travers la dynamique de l'aimantation dans des systèmes où la réduction des dimensions est extrême tels que les nanodots. Cette géométrie constitue un intérêt majeur dans le développement et l'exploitation des futurs dispositifs permettant le confinement d'un seul skyrmion magnétique pour lequel les recherches théoriques et expérimentales ont bien avancé de nos jours [251, 252, 253, 254, 255]. Cette étude fut envisagée pour cette thèse mais, faute de temps, celle-ci est restée au stade de l'approche théorique permettant notamment la conception d'échantillons permettant d'observer et d'étudier des skyrmions stables, dont les détails sont présentés en annexe.

Par ailleurs, en termes de perspectives, l'étude de la statique et la dynamique de l'aimantation dans des systèmes où règnent des effets d'interfaces importants, avec ou sans DMI, est essentielle pour le développement de systèmes optimisés pour l'exploitation des spins et pour lesquels les études et les méthodologies présentées dans cette thèse offrent une approche et des résultats prometteurs. Bien que les effets de tailles et d'interfaces soient au cœur de la miniaturisation des systèmes novateurs exploitant certains phénomènes magnétiques tels que la DMI ou l'anisotropie magnétique perpendiculaire issus du SOC dans les systèmes de base HM/FM, il existe d'autres systèmes tout aussi intéressants du point de vue de l'électronique de spin exploitant des effets d'interfaces particuliers provenant de combinaisons de matériaux adaptés tels que les hétérostructures hybrides FM/Molécules et FM/Matériaux 2D ou les « spring-magnets »

L'électronique de spin organique [256] est depuis quelques années une nouvelle discipline exploitant des effets d'interfaces spécifiques. Le couplage entre le moment de spin des électrons issus d'un métal avec ceux d'une couche organique peut permettre la réalisation de nouveaux nanosystèmes avec des capacités comparables aux systèmes d'électronique de spin existants d'ordre nanométrique. L'idée est d'utiliser des matériaux organiques comme couche de transport de spin dans lesquels les longs temps de vie des spins sont attendus notamment grâce au faible couplage spin-orbite et aux interactions hyperfines faibles (transport via des orbitales -délocalisées). L'étude des effets d'interfaces et de la dynamique de l'aimantation dans ces nouveaux de type de matériaux est donc une approche intéressante dans le but de comprendre comment les interfaces jouent un rôle important dans le comportement de l'aimantation.

Dans la même idée que les systèmes FM/molécules, les systèmes hybrides FM/matériaux 2D tels que le graphène, hBN etc... sont des systèmes à explorer car pouvant également répondre à ce challenge important de l'électronique de spin qu'est le développement de canaux de transport avec des temps de vie et des longueur de propagations longs. Un avantage par rapport aux molécules réside dans le fait que ces systèmes sont stables et résistent mieux au phénomène de « vieillissement ». D'un point de vue fondamental, l'étude du comportement magnétique dynamique, des effets de couplage spin-orbite et d'interface, en fonction de paramètres tels que la densité de défauts (du graphène par exemple) ou le nombre de feuillet est très excitante.

Les « spring-magnets » sont des systèmes intéressants en raison de leurs propriétés spécifiques basées sur l'interaction d'échange entre phases magnétiques « hard » et « soft » [257]. Dans ces systèmes, en couplant des couches magnétiques « hard » et « soft » avec des épaisseurs appropriées, il est non seulement possible de produire des bicouches à propriétés magnétiques contrôlables, mais également possible de manipuler artificiellement la structure des domaines magnétiques [258, 259]. L'étude et la description de la dynamique de l'aimantation d'un « spring-magnet » CoPt/NiFe, présentées en annexe, ont fait partie de travaux ultérieurs à cette thèse dans lesquels des mesures VSM et BLS furent analysées par l'intermédiaire d'un modèle interprétant le comportement statique et dynamique de l'aimantation.



# Annexe A

## Annexes

### A.1 Conception de nanostructures magnétiques pour l'étude et l'observation de skyrmions magnétiques

Les skyrmions magnétiques individuels dans des dimensions nanométriques ont beaucoup attiré l'attention des chercheurs en raison de leurs applications potentielles dans les dispositifs à venir dont certains sont présentés dans le chapitre 1. Afin de manipuler efficacement cette texture de spin particulière et de réaliser des dispositifs en électronique de spin à faible consommation énergétique basés sur le skyrmion, il est essentiel de comprendre la stabilité et la dynamique du skyrmion magnétique dans des géométries confinées, par exemple dans des nanodots et des nanolignes magnétiques ultra-minces où l'interaction Dzyaloshinskii – Moriya (DMI) joue un rôle important.

Cet aspect des skyrmions magnétiques fut présenté dans une récente étude de K. Guslienko [254] où il y détaille les calculs d'énergie magnétique d'un seul skyrmion de type Néel confiné dans des nanodots cylindriques et ultra-minces, mais également abordant les conditions de stabilité (et méta-stabilité) du skyrmion ainsi que son rayon d'équilibre. Les paramètres magnétiques et géométriques des nanodots, y compris la force de la DMI, sont analysés afin d'établir les conditions nécessaires à la stabilité/métastabilité/instabilité des configurations de skyrmions.

A partir de cette étude, nous aimerions étudier les skyrmions piégés dans les nanodots. Pour cela, nous avons déterminé les conditions pour stabiliser un seul skyrmion. En effet, nous avons dérivé l'énergie d'un skyrmion en un point et nous l'avons comparée à l'énergie des configurations d'aimantation dans le plan et hors du plan. Les détails du calcul de l'énergie sont donnés ci-dessous et les paramètres sont choisis en fonction d'un système CoFeB/Pt fourni par nos collaborateurs :  $M_s = 1350$  emu/cc,  $K_v = 1,2$  Merg/cc et  $K_s = 0,7$  erg/cm<sup>2</sup>.

Si l'on considère que la direction de l'aimantation est donnée par :

$$\mathbf{M} = M(\cos\theta(r)\mathbf{u}_z + \sin\theta(r)\mathbf{u}_r) \quad (\text{A.1})$$

Alors l'énergie d'un skyrmion peut s'écrire :

$$E = 2\pi t \int r dr \left( A \left( \left( \frac{d\theta}{dr} \right)^2 + \frac{\sin^2\theta}{r^2} \right) - D \left( \frac{d\theta}{dr} + \frac{\cos\theta \sin\theta}{r} \right) - K \cos^2\theta + \frac{1}{2} H_{dem}(r) M \cos\theta \right) \quad (\text{A.2})$$

Avec  $H_{dem} = \int \int dx_1 dy_1 \cos\theta(x_1, y_1) \frac{t}{((r-x_1)^2 + (y_1)^2 + \frac{1}{4}t^2)^{\frac{3}{2}}}$

Par ailleurs, d'après K. Guslienko, nous assumons que le profil est  $\tan(\frac{\theta}{2}) = \frac{R_s}{r}$  où  $R_s$  est le



rayon du skyrmion.

- Premièrement, un skyrmion est stable si l'énergie de surface  $(K_v - 2^2)t + K_s$  est négative et proche de zéro.

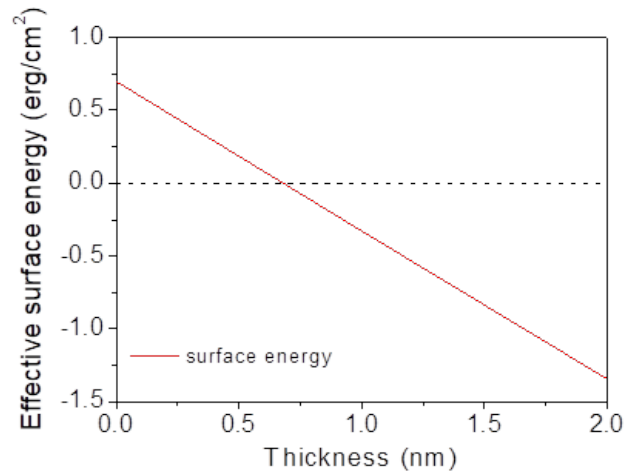


FIGURE A.1 – Simulation de l'énergie de surface effective en fonction de l'épaisseur  $t$  de la couche de CoFeB à partir des paramètres suivants :  $M_s = 1350$  emu/cc,  $K_v = 1,2$  Merg/cc et  $K_s = 0,7$  erg/cm<sup>2</sup>

D'après les simulations de la figure A.1, nous pouvons donc choisir un film de base CoFeB d'une épaisseur de 0,8 à 1 nm afin d'y graver des nanodots pouvant accueillir des skyrmions.

- Deuxièmement, un skyrmion est stable si son énergie est inférieure à celle de la configuration d'aimantation dans le plan. La figure A.2 présente des simulations de l'énergie d'un skyrmion en fonction de son rayon pour différentes épaisseurs (0,8, 0,9 et 1 nm) de couches CoFeB.

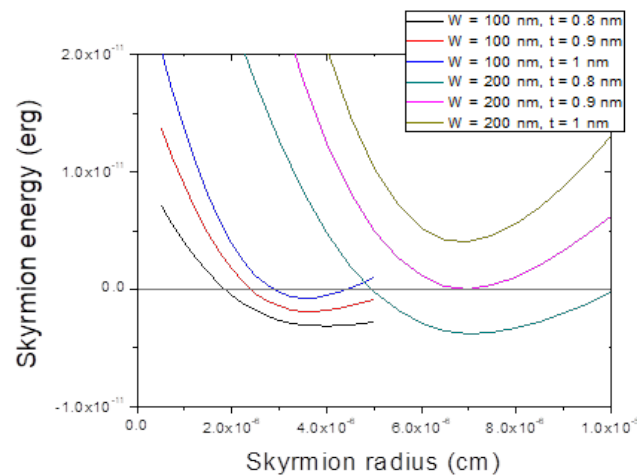


FIGURE A.2 – Simulations de l'énergie d'un skyrmion en fonction de son rayon pour différentes épaisseurs ( $t = 0,8, 0,9$  et  $1$  nm) de couches CoFeB et pour une largeur de nanodots  $W = 100$  et  $200$  nm.

- Pour  $t = 0,8$  ou  $0,9$  ou  $1$  nm, un skyrmion est stable si la largeur  $W$  est de  $100$  nm.
- Pour  $t = 0,8$  nm, un skyrmion est également stable avec  $W = 200$  nm.
- Pour  $t = 0,9$  ou  $1$  nm et  $W = 200$  nm, un skyrmion n'est pas stable.

En conclusion, nous proposons d'étudier des skyrmions magnétiques confinés dans des

nanodots de CoFeB avec les dimensions suivantes (fig. A.3) :  $t = 0,8$  nm et  $W = s = 100$  nm. Ces dimensions semblent être le meilleur choix car un espacement plus étroit signifie une plus grande surface magnétique. De plus, si  $t = 0,8$  nm, alors  $W$  et  $s$  peuvent être légèrement augmentés et  $t = 0,9$  nm et  $W = s = 100$  nm sont également des dimensions acceptables.

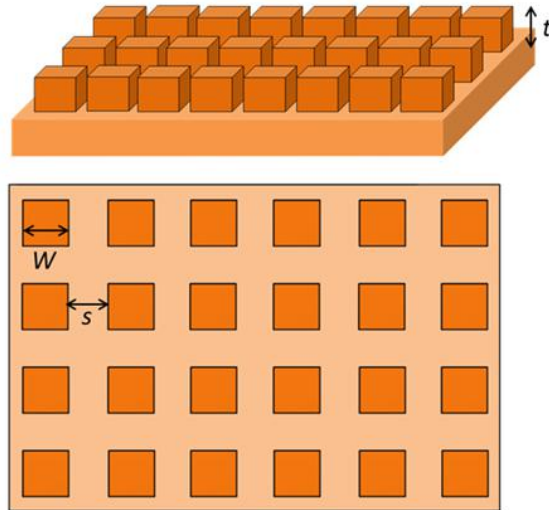


FIGURE A.3 – Schéma représentant la géométrie et les dimensions du système de nanodots CoFeB proposé.

## A.2 Propriétés magnétiques statiques et dynamiques d'un « spring-magnet » CoPt/NiFe : Mesures expérimentales et modèle d'interprétation

Les « spring-magnets » (fig. A.4) ont été proposés afin d'améliorer les aimants permanents existants et d'outrepasser les défauts de certains matériaux « hard » et « soft », particulièrement au niveau de l'aspect énergétique. En effet, la large aimantation à saturation  $M_s$  du matériau « soft » et la haute coercivité  $H_c$  du matériau « hard » augmentent grandement l'énergie maximale produite par leur association  $(BH)_{max}$  [257, 260] et amène à un large cycle d'hystérésis défini par le produit de  $H_c$  par  $M_s$  [257, 261]. Dans cette optique, ces systèmes ont attiré l'attention sur plusieurs points fondamentaux associés aux problèmes d'interfaces ainsi que sur leur potentielle application en tant que nouveaux aimants permanents et dispositifs de stockage d'information [262, 263, 264].

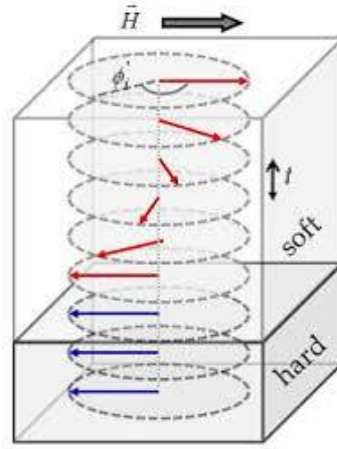


FIGURE A.4 – Illustration d'un « spring-magnet ». Un gradient de moment magnétique subsiste à travers la couche soft en raison du contact avec une couche hard lorsque qu'un champ magnétique  $H$  est appliqué.

Dans la continuité de plusieurs études récentes concernant les « spring-magnets » [265, 266, 267], nous avons proposé d'étudier et d'analyser à la fois la statique et la dynamique de l'aimantation dans des systèmes CoPt(10 nm)/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> ( $t_{NiFe}$ ) avec une épaisseur de NiFe variable ( $< 10$  nm). Un modèle analytique fut proposé nous permettant d'interpréter les mesures statiques par magnétométrie VSM ainsi que les mesures dynamiques par spectroscopie BLS et FMR.

Dans un premier temps, afin d'interpréter correctement nos mesures, nous avons expliqué pourquoi nos échantillons ne pouvaient être considérés comme des « spring-magnets » usuels. Un « spring-magnet » peut être décrit grossièrement comme une couche « hard » uniformément aimantée couplée à une couche « soft » dans laquelle la direction de l'aimantation varie. Par souci de simplicité, la couche « soft » est décrite en tant que deux sous-couches uniformément aimantées couplées : la sous-couche étiquetée soft1 se situe entre la couche « hard » et l'autre sous-couche étiquetée soft2. L'énergie correspondante s'écrit comme suit :

$$E = t_{hard}(-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{hard} - a_{hard}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}_{hard})^2) + t_{soft1}(-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{soft1} - a_{soft1}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}_{soft1})^2) + t_{soft2}(-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{soft2} - a_{soft2}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}_{soft2})^2) - J_{hard,soft1} \frac{(\mathbf{M}_{hard} \cdot \mathbf{M}_{soft1})}{(M_{hard} M_{soft1})} - J_{soft1,soft2} \frac{(\mathbf{M}_{soft1} \cdot \mathbf{M}_{soft2})}{(M_{soft1} M_{soft2})} \quad (\text{A.3})$$

Avec  $t_X$  représentant l'épaisseur de la couche marquée X,  $\mathbf{H}$  le champ magnétique appliqué.  $\mathbf{M}_X$  représente le vecteur aimantation de la couche X,  $M_X$  est sa norme,  $a_X$  est le coefficient effectif  $\frac{K_X}{M_X^2} - 2\pi$  résultant de l'anisotropie perpendiculaire  $K_X$  et de l'énergie démagnétisante,  $\mathbf{n}$  est un vecteur unitaire perpendiculaire aux couches.  $J_{XY}$  est le couplage d'énergie de surface entre les couches X et Y. Dans les sous-couches « soft »  $a_{soft1} = a_{soft2} = -2\pi$  (sans anisotropie) alors que

dans la couche « hard »  $a_{hard} > 0$ .

Par la suite, la configuration de l'aimantation à l'équilibre est obtenue en minimisant l'énergie  $E$  et les modes propres sont obtenus à partir de l'équation de Landau-Lifshitz linéarisée, comme présenté dans le chapitre 3.

Comme indiqué plus haut, nous démontrons en premier lieu que nos échantillons ne peuvent pas être considérés comme des « spring-magnets » habituels. En effet, la fréquence la plus basse observée par mesures de spectroscopie BLS n'est pas proche de :

$$f_{soft} = (\gamma_{soft}/(2\pi))(H(H - 2a_{soft}M_{soft}))^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.4})$$

La fréquence expérimentale la plus basse varie approximativement de 10 GHz à 40 GHz pour un champ appliqué variant de 5 kOe à 15 kOe, tandis que la fréquence calculée la plus basse varie de 20 GHz à 50 GHz dans la même plage de champ appliqué. Cela nous amène à la conclusion que les échantillons étudiés ne peuvent pas être considérés de manière rigoureuse comme des « spring-magnets » usuels dont la description fut mentionnée plus haut.

Par conséquent, nous avons supposé, comme déjà observé dans la référence [268], que la couche de CoPt n'est pas magnétiquement homogène avec la présence de zones magnétiques « hard » ainsi que de zones magnétiques plus « soft ». En prenant en compte cette configuration particulière, nous considérons comme précédemment, un terme d'énergie avec trois composantes : la couche de NiFe « soft », les zones de CoPt magnétiquement « hard » (caractérisées par une grande anisotropie  $K_{hard,CoPt}$ ) et les zones de CoPt magnétiquement plus « soft » (caractérisées par une anisotropie inférieure  $K_{softer,CoPt}$ ). En conséquence, l'énergie de surface s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} E = & t_{CoPt} f_{softer} (-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{softer,CoPt} - a_{softer} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}_{softer,CoPt})^2) \\ & + t_{CoPt} f_{hard} (-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{hard,CoPt} - a_{hard} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}_{hard,CoPt})^2) + t_{NiFe} (-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{NiFe} - a_{NiFe} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}_{NiFe})^2) \\ & - J_{softer,NiFe} \frac{\mathbf{M}_{softer,CoPt} \cdot \mathbf{M}_{NiFe}}{M_{CoPt} M_{NiFe}} - J_{hard,NiFe} \frac{(\mathbf{M}_{hard,CoPt} \cdot \mathbf{M}_{NiFe})}{(M_{hard,CoPt} M_{NiFe})} - J_{hard,softer} \frac{(\mathbf{M}_{hard,CoPt} \cdot \mathbf{M}_{softer,CoPt})}{(M_{CoPt}^2)} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Où  $f_{softer}$  et  $f_{hard}$  sont respectivement les proportions de zones « soft » et « hard » dans le CoPt.

Finalement, le modèle analytique, incluant des zones magnétiquement « hard » ainsi que des zones magnétiquement « soft » dans le CoPt, nous a permis d'ajuster parfaitement les données expérimentales comme indiqué sur la figure A.5 notamment à l'aide de paramètres magnétiques raisonnables et cohérents avec la littérature [269, 270, 271, 272, 273, 274] présentés dans le tableau A.1 pour une proportion softer/hard déterminée à  $f_{softer} = 0,35$  et  $f_{hard} = 0,65$ .

Paramètres	$M_{CoPt}$ (emu/cc)	$M_{NiFe}$ (emu/cc)	$J_{hard,NiFe}$ (erg/cm <sup>2</sup> )	$J_{soft,NiFe}$ (erg/cm <sup>2</sup> )	$J_{hard,soft}$ (erg/cm <sup>2</sup> )
Communs	800	650	0,104	0,104	0,128
Paramètres	$K_{soft,CoPt}$ (erg/cc)	$a_{soft,CoPt}$	$K_{hard,CoPt}$ (erg/cc)	$a_{hard,CoPt}$	
$t_{NiFe} = 8,5$ nm	$5,2 \times 10^6$	1,84	$1,11 \times 10^7$	11,1	
$t_{NiFe} = 5,5$ nm	$5,8 \times 10^6$	2,78	$1,11 \times 10^7$	11,1	
$t_{NiFe} = 0,5$ nm	$6,7 \times 10^6$	4,19	$1,11 \times 10^7$	11,1	

TABLEAU A.1 – Paramètres magnétiques utilisés afin d’ajuster le modèle analytique avec les données expérimentales pour des systèmes « spring-magnets » CoPt/NiFe.

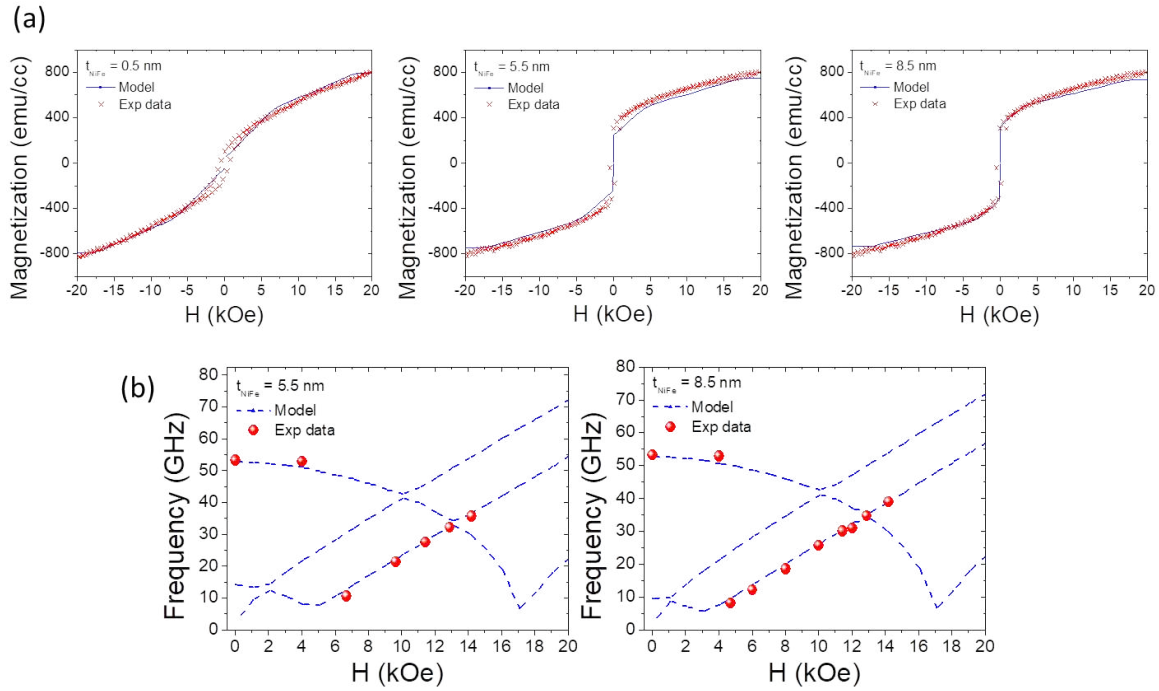


FIGURE A.5 – (a) Cycles d’hystérésis simulées (lignes bleues) pour les systèmes CoPt / NiFe à partir du modèle analytique incluant des zones de CoPt magnétiquement « hard » et des zones de CoPt magnétiquement plus « soft », pour  $t_{NiFe} = 0,5, 5,5$  et  $8,5$  nm, en utilisant les paramètres d’ajustement présentés dans le tableau A.1. Les points rouges correspondent aux données expérimentales issues de mesures de magnéto-métrie VSM. (b) Dépendance de la fréquence des ondes de spin simulées (traits en pointillés bleus) en fonction du champ magnétique appliqué pour les systèmes CoPt / NiFe pour  $t_{NiFe} = 5,5$  et  $8,5$  nm, à l’aide du modèle analytique incluant des zones de CoPt magnétiquement « hard » et des zones de CoPt magnétiquement plus « soft » en utilisant les paramètres d’ajustement présentés dans le tableau A.1. Les points rouges correspondent aux données expérimentales issues de mesures par spectroscopie BLS.

### A.3 Calcul du couplage dipolaire dans un système HM/FM/NM/FM

Dans le cas de deux couches FM couplées, le champ démagnétisant engendré par les deux couches doit être estimé afin d'obtenir une indication sur les fréquences propres des ondes de spin se propageant dans ce systèmes. Ce calcul sera effectué en utilisant la même méthode permettant d'obtenir le facteur démagnétisant G. La première étape consiste à déterminer la composante perpendiculaire du champ généré par la précession de l'aimantation uniforme à travers le matériau :

$$h_y(x, y) = \int \int m_y \exp(ik_{sw}x') \left( \frac{y-t/2}{((x-x')^2+(y-t/2)^2+(z')^2)^{3/2}} - \frac{y+t/2}{((x-x')^2+(y+t/2)^2+(z')^2)^{3/2}} \right) dx' dz' \quad (\text{A.6})$$

En utilisant la propriété  $\frac{d}{du} \left( \frac{u}{\sqrt{u^2+c^2}} \right) = \frac{c^2}{(u^2+c^2)^{3/2}}$ , on obtient :

$$h_y(x, y) = \int 2m_y \exp(ik_{sw}x') \left( \frac{y-t/2}{(x-x')^2+(y-t/2)^2} - \frac{y+t/2}{(x-x')^2+(y+t/2)^2} \right) dx' \quad (\text{A.7})$$

Et en utilisant la relation  $\int \frac{\exp(ik_{sw}u)}{u^2+c^2} du = \pi \exp(-|k_{sw}c|)/|c|$ , on en déduit :

$$h_y(x, y) = 2\pi m_y (\exp(ik_{sw}x - |k_{sw}(y-t/2)|) \frac{y-t/2}{|y-t/2|} - \exp(ik_{sw}x - |k_{sw}(y+t/2)|) \frac{y+t/2}{|y+t/2|}) \quad (\text{A.8})$$

La seconde étape consiste à homogénéiser  $h_y(x, y)$  autour de la valeur de  $y$  appropriée. Pour  $y > t/2$  :

$$h_y(x, y) = 2\pi m_y (\exp(ik_{sw}x - |k_{sw}(y-t/2)|) - \exp(ik_{sw}x - |k_{sw}(y+t/2)|)) \quad (\text{A.9})$$

Par conséquent, la valeur moyenne entre  $t/2 + s < y < 3t/2 + s$  correspondant à une distance hors-couche  $s$  s'écrit :

$$h_y(x) = 2\pi m_y \exp(ik_{sw}x) \exp(-|k_{sw}s|) \frac{(1 - \exp(-|k_{sw}t|))^2}{|k_{sw}t|} \quad (\text{A.10})$$

En posant  $F = \frac{1}{2} \exp(-|k_{sw}s|) \frac{(1 - \exp(-|k_{sw}t|))^2}{|k_{sw}t|}$ , on obtient  $h_y(x) = 4\pi F m_y \exp(ik_{sw}x)$ .

A l'intérieur du matériau,  $-t/2 < y < t/2$ , l'aimantation est à prendre en compte et l'équation s'écrit alors :

$$h_y(x, y) = 2\pi m_y (-\exp(ik_{sw}x - |k_{sw}(t/2 - y)|) - \exp(ik_{sw}x - |k_{sw}(y + t/2)|)) \quad (\text{A.11})$$

Où la valeur moyenne peut s'écrire  $-4\pi m_y \exp(ik_{sw}x) \frac{1 - \exp(-|k_{sw}t|)}{|k_{sw}t|}$ .

En posant  $G = \frac{1 - \exp(-|k_{sw}t|)}{|k_{sw}t|}$ , on obtient alors  $h_y(x) = -4\pi G m_y \exp(ik_{sw}x)$ .

Finalement, la dernière étape consiste à utiliser la relation entre les facteurs démagnétisant : à l'intérieur du système avec  $h_x = -4\pi(1 - G)m_x$  et à l'extérieur où  $h_x = -4\pi F m_x$  afin d'obtenir le couplage dipolaire.

## A.4 Comportement des ondes de spin dans les réseaux périodiques magnétiques

Dans le cas d'une couche d'épaisseur uniforme l'équation de Landau-Lifshitz s'écrit :

$$i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_{eff}}{M}k_{sw}\right)m_x^{(k_{sw})} = \left(H + \frac{2A}{M}k_{sw}^2 + 4\pi MG - \frac{2K}{M}\right)m_y^{(k_{sw})} \quad (\text{A.12})$$

$$i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_{eff}}{M}k_{sw}\right)m_y^{(k_{sw})} = -\left(H + \frac{2A}{M}k_{sw}^2 + 4\pi M(1-G)\right)m_x^{(k_{sw})} \quad (\text{A.13})$$

En annulant le déterminant associé aux équations (A.12) et (A.13), on obtient l'équation (3.35).

Si on considère

$$\begin{aligned} G_0^{(k_{sw})} &= G(|k_{sw}|t_0) \\ G_1^{(k_{sw})} &= t_1 \frac{\partial G(k_{sw}t)}{\partial t}(t_0) \\ G_0^{(k_{sw} \pm q)} &= G(k_{sw} \pm qt_0) \\ G_1^{(k_{sw} \pm q)} &= t_1 \frac{\partial G(k_{sw} \pm qt)}{\partial t}(t_0) \\ K_0 &= K(t_0) \\ K_1 &= t_1 \frac{\partial K}{\partial t}(t_0) \\ D_0 &= D_{eff}(t_0) \\ D_1 &= t_1 \frac{\partial D_{eff}}{\partial t}(t_0) \end{aligned}$$

Alors les équations (A.12) et (A.13) deviennent :

$$\begin{aligned} i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_0}{M}k_{sw}\right)m_x^{(k_{sw})} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} - q)\right)m_x^{(k_{sw}-q)} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} + q)\right)m_x^{(k_{sw}+q)} \\ = \left(H + \frac{2A}{M}k_{sw}^2 + 4\pi MG_0^{(k_{sw})} - \frac{2K_0}{M}\right)m_y^{(k_{sw})} \\ + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw}-q)} - \frac{K_1}{M}\right)m_y^{(k_{sw}-q)} + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw}+q)} - \frac{K_1}{M}\right)m_y^{(k_{sw}+q)} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_0}{M}k_{sw}\right)m_y^{(k_{sw})} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} - q)\right)m_y^{(k_{sw}-q)} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} + q)\right)m_y^{(k_{sw}+q)} \\ = -\left(H + \frac{2A}{M}k_{sw}^2 + 4\pi M(1-G_0^{(k_{sw})})\right)m_x^{(k_{sw})} \\ + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw}-q)}\right)m_x^{(k_{sw}-q)} + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw}+q)}\right)m_x^{(k_{sw}+q)} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned} i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_0}{M}(k_{sw} - q)\right)m_x^{(k_{sw}-q)} + i\left(\frac{D_1}{M}k_{sw}\right)m_x^{(k_{sw})} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} + q)\right)m_x^{(k_{sw}+q)} \\ = \left(H + \frac{2A}{M}(k_{sw} - q)^2 + 4\pi MG_0^{(k_{sw}-q)} - \frac{2K_0}{M}\right)m_y^{(k_{sw}-q)} \\ + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw})} - \frac{K_1}{M}\right)m_y^{(k_{sw})} + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw}+q)} - \frac{K_1}{M}\right)m_y^{(k_{sw}+q)} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_0}{M}(k_{sw} - q)\right)m_y^{(k_{sw}-q)} + i\left(\frac{D_1}{M}k_{sw}\right)m_y^{(k_{sw})} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} + q)\right)m_y^{(k_{sw}+q)} \\ = -\left(H + \frac{2A}{M}(k_{sw} - q)^2 + 4\pi M(1-G_0^{(k_{sw}-q)})\right)m_x^{(k_{sw}-q)} \\ + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw})}\right)m_x^{(k_{sw})} + \left(2\pi MG_1^{(k_{sw}+q)}\right)m_x^{(k_{sw}+q)} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$



$$\begin{aligned}
& i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_0}{M}(k_{sw} + q)\right)m_x^{(k_{sw}+q)} + i\left(\frac{D_1}{M}k_{sw}\right)m_x^{(k_{sw})} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} - q)\right)m_x^{(k_{sw}-q)} \\
& = \left(H + \frac{2A}{M}(k_{sw} + q)\right)^2 + 4\pi MG_0^{(k_{sw}+q)} - \frac{2K_0}{M}m_y^{(k_{sw}+q)} \\
& + (2\pi MG_1^{(k_{sw})} - \frac{K_1}{M})m_y^{(k_{sw})} + (2\pi MG_1^{(k_{sw}-q)} - \frac{K_1}{M})m_y^{(k_{sw}-q)}
\end{aligned} \tag{A.18}$$

$$\begin{aligned}
& i\left(\frac{\omega}{\gamma} + \frac{2D_0}{M}(k_{sw} + q)\right)m_y^{(k_{sw}+q)} + i\left(\frac{D_1}{M}k_{sw}\right)m_y^{(k_{sw})} + i\left(\frac{D_1}{M}(k_{sw} - q)\right)m_y^{(k_{sw}-q)} \\
& = -\left(H + \frac{2A}{M}(k_{sw} + q)\right)^2 + 4\pi M(1 - G_0^{(k_{sw}+q)})m_x^{(k_{sw}+q)} \\
& + (2\pi MG_1^{(k_{sw})})m_x^{(k_{sw})} + (2\pi MG_1^{(k_{sw}-q)})m_x^{(k_{sw}-q)}
\end{aligned} \tag{A.19}$$

Annuler le déterminant associé aux équations (A.14), (A.15), (A.16), (A.17), (A.18), (A.19) nous donne les trois fréquences propres des ondes couplées :  $\exp(ik_{sw}x)$ ,  $\exp(i(k_{sw}q)x)$  et  $\exp(i(k_{sw} + q)x)$ .



# Bibliographie

- [1] CP Bean and undJ D Livingston. Superparamagnetism. *Journal of Applied Physics*, 30(4) :S120–S129, 1959. [1](#)
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :2472–2475, Nov 1988. [1](#), [9](#)
- [3] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39 :4828–4830, Mar 1989. [1](#), [9](#)
- [4] Anjan Soumyanarayanan, Nicolas Reyren, Albert Fert, and Christos Panagopoulos. Emergent phenomena induced by spin–orbit coupling at surfaces and interfaces. *Nature*, 539(7630) :509, 2016. [2](#), [12](#), [13](#)
- [5] Axel Hoffmann and Sam D Bader. Opportunities at the frontiers of spintronics. *Physical Review Applied*, 4(4) :047001, 2015. [2](#)
- [6] Igor Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4(4) :241–255, 1958. [2](#), [14](#), [17](#)
- [7] Tôru Moriya. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. *Physical Review*, 120(1) :91, 1960. [2](#), [14](#), [18](#)
- [8] William Fuller Brown. Theory of the approach to magnetic saturation. *Phys. Rev.*, 58 :736–743, Oct 1940. [6](#)
- [9] T Valet and A Fert. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 48(10) :7099, 1993. [10](#)
- [10] Michel Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics letters A*, 54(3) :225–226, 1975. [11](#)
- [11] S Ikeda, J Hayakawa, Y Ashizawa, YM Lee, K Miura, H Hasegawa, M Tsunoda, F Matsukura, and H Ohno. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 k by suppression of ta diffusion in co fe b/ mg o/ co fe b pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, 93(8) :082508, 2008. [11](#)
- [12] Gene Dresselhaus. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Physical Review*, 100(2) :580, 1955. [12](#)
- [13] MT Johnson, PJH Bloemen, FJA Den Broeder, and JJ De Vries. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Reports on Progress in Physics*, 59(11) :1409, 1996. [13](#), [101](#), [117](#)
- [14] MW Wu, JH Jiang, and MQ Weng. Spin dynamics in semiconductors. *Physics Reports*, 493(2-4) :61–236, 2010. [13](#)
- [15] Douglas L Mills and Sergio M Rezende. Spin damping in ultrathin magnetic films. In *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*, pages 27–59. Springer, 2003. [13](#)
- [16] T McGuire and RL Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetics*, 11(4) :1018–1038, 1975. [13](#)
- [17] Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda, Allan H MacDonald, and Nai Phuan Ong. Anomalous hall effect. *Reviews of modern physics*, 82(2) :1539, 2010. [13](#)

- [18] Aurelien Manchon, Hyun Cheol Koo, Junsaku Nitta, SM Frolov, and RA Duine. New perspectives for rashba spin–orbit coupling. *Nature materials*, 14(9) :871, 2015. [13](#)
- [19] Emmanuel I Rashba. Properties of semiconductors with an extremum loop. i. cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop. *Soviet Physics, Solid State*, 2 :1109–1122, 1960. [13](#)
- [20] Gustav Bihlmayer, O Rader, and R Winkler. Focus on the rashba effect. *New journal of physics*, 17(5) :050202, 2015. [13](#)
- [21] O Krupin, G Bihlmayer, K Starke, Serguei Gorovikov, JE Prieto, K Döbrich, Stefan Blügel, and G Kaindl. Rashba effect at magnetic metal surfaces. *Physical Review B*, 71(20) :201403, 2005. [13](#)
- [22] Joel E Moore. The birth of topological insulators. *Nature*, 464(7286) :194, 2010. [13](#)
- [23] JC Rojas Sánchez, Laurent Vila, G Desfonds, S Gambarelli, JP Attané, JM De Teresa, C Magén, and A Fert. Spin-to-charge conversion using rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nature communications*, 4 :2944, 2013. [13](#)
- [24] Arne Brataas, Yaroslav Tserkovnyak, Gerrit EW Bauer, and Bertrand I Halperin. Spin battery operated by ferromagnetic resonance. *Physical Review B*, 66(6) :060404, 2002. [13](#), [88](#)
- [25] Victor M Edelstein. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. *Solid State Communications*, 73(3) :233–235, 1990. [13](#)
- [26] JE Hirsch. Spin hall effect. *Physical Review Letters*, 83(9) :1834, 1999. [13](#)
- [27] Axel Hoffmann. Spin hall effects in metals. *IEEE transactions on magnetics*, 49(10) :5172–5193, 2013. [13](#)
- [28] Murat Cubukcu, Olivier Boulle, Marc Drouard, Kevin Garello, Can Onur Avci, Ioan Mihai Miron, Juergen Langer, Berthold Ocker, Pietro Gambardella, and Gilles Gaudin. Spin-orbit torque magnetization switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction. *Applied Physics Letters*, 104(4) :042406, 2014. [14](#), [88](#)
- [29] Dieter Weller and Andreas Moser. Thermal effect limits in ultrahigh-density magnetic recording. *IEEE Transactions on magnetics*, 35(6) :4423–4439, 1999. [15](#)
- [30] Bharati Tudu and Ashutosh Tiwari. Recent developments in perpendicular magnetic anisotropy thin films for data storage applications. *Vacuum*, 146 :329–341, 2017. [16](#)
- [31] R Sbiaa, H Meng, and SN Piramanayagam. Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory. *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters*, 5(12) :413–419, 2011. [16](#)
- [32] Mark H Kryder, Edward C Gage, Terry W McDaniel, William A Challener, Robert E Rottmayer, Ganping Ju, Yiao-Tee Hsia, and M Fatih Erden. Heat assisted magnetic recording. *Proceedings of the IEEE*, 96(11) :1810–1835, 2008. [16](#)
- [33] Caroline A Ross. Patterned magnetic recording media. *Annual Review of Materials Research*, 31(1) :203–235, 2001. [16](#)
- [34] SN Piramanayagam. Perpendicular recording media for hard disk drives. *Journal of Applied Physics*, 102(1) :2, 2007. [16](#)
- [35] Shun-ichi Iwasaki. Perpendicular magnetic recording—its development and realization. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324(3) :244–247, 2012. [16](#)
- [36] PF Carcia, AD Meinhaldt, and A Suna. Perpendicular magnetic anisotropy in pd/co thin film layered structures. *Applied Physics Letters*, 47(2) :178–180, 1985. [17](#)
- [37] PF Carcia. Perpendicular magnetic anisotropy in pd/co and pt/co thin-film layered structures. *Journal of applied physics*, 63(10) :5066–5073, 1988. [17](#)

- [38] Brad N Engel, Craig D England, Robert A Van Leeuwen, Michael H Wiedmann, and Charles M Falco. Interface magnetic anisotropy in epitaxial superlattices. *Physical review letters*, 67(14) :1910, 1991. [17](#)
- [39] FJA Den Broeder, W Hoving, and PJH Bloemen. Magnetic anisotropy of multilayers. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 93 :562–570, 1991. [17](#)
- [40] C Chappert, K Le Dang, P Beauvillain, H Hurdequint, and D Renard. Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate. *Physical Review B*, 34(5) :3192, 1986. [17](#), [34](#)
- [41] JG Gay and Roy Richter. Spin anisotropy of ferromagnetic films. *Physical review letters*, 56(25) :2728, 1986. [17](#)
- [42] GHO Daalderop, PJ Kelly, and MFH Schuurmans. Magnetic anisotropy of a free-standing co monolayer and of multilayers which contain co monolayers. *Physical Review B*, 50(14) :9989, 1994. [17](#)
- [43] D Weller, J Stöhr, R Nakajima, A Carl, MG Samant, C Chappert, R Mégy, P Beauvillain, P Veillet, and GA Held. Microscopic origin of magnetic anisotropy in au/co/au probed with x-ray magnetic circular dichroism. *Physical Review Letters*, 75(20) :3752, 1995. [17](#)
- [44] J Stöhr. Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with x-ray magnetic circular dichroism (xmcd) spectroscopy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200(1-3) :470–497, 1999. [17](#)
- [45] GHO Daalderop, PJ Kelly, and FJA Den Broeder. Prediction and confirmation of perpendicular magnetic anisotropy in co/ni multilayers. *Physical review letters*, 68(5) :682, 1992. [17](#)
- [46] S Monso, B Rodmacq, S Auffret, G Casali, F Fettar, B Gilles, B Dieny, and P Boyer. Crossover from in-plane to perpendicular anisotropy in pt/cofe/alo x sandwiches as a function of al oxidation : A very accurate control of the oxidation of tunnel barriers. *Applied physics letters*, 80(22) :4157–4159, 2002. [17](#)
- [47] B Rodmacq, S Auffret, B Dieny, S Monso, and P Boyer. Crossovers from in-plane to perpendicular anisotropy in magnetic tunnel junctions as a function of the barrier degree of oxidation. *Journal of applied physics*, 93(10) :7513–7515, 2003. [17](#)
- [48] B Rodmacq, A Manchon, C Ducruet, S Auffret, and B Dieny. Influence of thermal annealing on the perpendicular magnetic anisotropy of pt/co/alox trilayers. *Physical Review B*, 79(2) :024423, 2009. [17](#)
- [49] HX Yang, M Chshiev, B Dieny, JH Lee, Aurelien Manchon, and KH Shin. First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at fe/ mgo and co/ mgo interfaces. *Physical Review B*, 84(5) :054401, 2011. [17](#), [78](#)
- [50] James M Rondinelli, Massimiliano Stengel, and Nicola A Spaldin. Carrier-mediated magnetoelectricity in complex oxide heterostructures. *Nature nanotechnology*, 3(1) :46, 2008. [17](#)
- [51] Martin Weisheit, Sebastian Fähler, Alain Marty, Yves Souche, Christiane Poinsignon, and Dominique Givord. Electric field-induced modification of magnetism in thin-film ferromagnets. *Science*, 315(5810) :349–351, 2007. [17](#)
- [52] Manish K Niranjana, Chun-Gang Duan, Sitaram S Jaswal, and Evgeny Y Tsybal. Electric field effect on magnetization at the fe/ mgo (001) interface. *Applied Physics Letters*, 96(22) :222504, 2010. [17](#)
- [53] A Fert and Peter M Levy. Role of anisotropic exchange interactions in determining the properties of spin-glasses. *Physical Review Letters*, 44(23) :1538, 1980. [18](#)
- [54] AR Fert. Magnetic and transport properties of metallic multilayers. In *Materials Science Forum*, volume 59, pages 439–480. Trans Tech Publ, 1990. [18](#), [80](#)

- [55] André Thiaville, Stanislas Rohart, Émilie Jué, Vincent Cros, and Albert Fert. Dynamics of dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(5) :57002, 2012. [19](#)
- [56] Sebastian Mühlbauer, Benedikt Binz, F Jonietz, Christian Pfleiderer, Achim Rosch, Anja Neubauer, Robert Georgii, and Peter Böni. Skyrmion lattice in a chiral magnet. *Science*, 323(5916) :915–919, 2009. [20](#)
- [57] XZ Yu, Yoshinori Onose, Naoya Kanazawa, JH Park, JH Han, Yoshio Matsui, Naoto Nagaosa, and Yoshinori Tokura. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature*, 465(7300) :901, 2010. [20](#), [23](#)
- [58] Stefan Heinze, Kirsten Von Bergmann, Matthias Menzel, Jens Brede, André Kubetzka, Roland Wiesendanger, Gustav Bihlmayer, and Stefan Blügel. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions. *Nature Physics*, 7(9) :713, 2011. [20](#), [23](#)
- [59] Sajid Husain, Naveen Sisodia, Avinash Kumar Chaurasiya, Ankit Kumar, Jitendra Pal Singh, Brajesh S Yadav, Serkan Akansel, Keun Hwa Chae, Anjan Barman, PK Muduli, et al. Observation of skyrmions at room temperature in co<sub>2</sub> feal heusler alloy ultrathin film heterostructures. *Scientific reports*, 9(1) :1085, 2019. [20](#)
- [60] Constance Moreau-Luchaire, C Moutafis, Nicolas Reyren, João Sampaio, CAF Vaz, N Van Horne, Karim Bouzehouane, K Garcia, C Deranlot, P Warnicke, et al. Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature.

- [70] A Kubetzka, M Bode, O Pietzsch, and R Wiesendanger. Spin-polarized scanning tunneling microscopy with antiferromagnetic probe tips. *Physical review letters*, 88(5) :057201, 2002. [23](#)
- [71] Matthias Bode, M Heide, K Von Bergmann, P Ferriani, Stefan Heinze, G Bihlmayer, A Kubetzka, O Pietzsch, Stefan Blügel, and R Wiesendanger. Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry. *Nature*, 447(7141) :190, 2007. [23](#)
- [72] M Heide, G Bihlmayer, and Stefan Blügel. Dzyaloshinskii-moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films : Fe/w (110). *Physical Review B*, 78(14) :140403, 2008. [23](#)
- [73] A. A. Stashkevich, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, S. M. Cherif, M. Kostylev, M. Gabor, D. Lacour, C. Tiusan, and M. Hehn. Experimental study of spin-wave dispersion in py/pt film structures in the presence of an interface dzyaloshinskii-moriya interaction. *Phys. Rev. B*, 91 :214409, Jun 2015. [23](#), [37](#), [57](#), [59](#), [72](#), [73](#), [90](#), [94](#), [96](#)
- [74] M Belmeguenai, MS Gabor, Y Roussigné, A Stashkevich, SM Chérif, F Zighem, and C Tiusan. Brillouin light scattering investigation of the thickness dependence of dzyaloshinskii-moriya interaction in c o 0.5 f e 0.5 ultrathin films. *Physical Review B*, 93(17) :174407, 2016. [23](#), [24](#), [58](#), [74](#), [76](#), [80](#), [84](#), [86](#), [87](#), [101](#)
- [75] M Quinsat, Y Ootera, T Shimada, M Kado, S Hashimoto, H Morise, S Nakamura, and T Kondo. Dzyaloshinskii-moriya interaction in pt/co/pt films prepared by chemical vapor deposition with various substrate temperatures. *AIP Advances*, 7(5) :056318, 2017. [23](#), [24](#)
- [76] Hongxin Yang, Olivier Boulle, Vincent Cros, Albert Fert, and Mairbek Chshiev. Controlling dzyaloshinskii-moriya interaction via chirality dependent atomic-layer stacking, insulator capping and electric field. *Scientific reports*, 8, 2018. [23](#)
- [77] Yuto Ishikuro, Masashi Kawaguchi, Yong-Chang Lau, Yoshinobu Nakatani, and Masamitsu Hayashi. Domain-wall resistance in cofeb-based heterostructures with interface dzyaloshinskii-moriya interaction. *Applied Physics Express*, 11(7) :073001, 2018. [23](#)
- [78] Mohamed Belmeguenai, Yves Roussigne, Salim Mourad Cherif, Andrey Stachkevich, Traian Petrișor Jr, Mircea Nasui, and Mihai Gabor. Influence of the capping layer material on the interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction in pt/co/capping layer structures probed by brillouin light scattering. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 2019. [23](#)
- [79] Philippa M Shepley, Harry Tunnicliffe, Kowsar Shahbazi, Gavin Burnell, and Thomas A Moore. Magnetic properties, domain-wall creep motion, and the dzyaloshinskii-moriya interaction in pt/co/ir thin films. *Physical Review B*, 97(13) :134417, 2018. [23](#)
- [80] Bertrand Dupé, Markus Hoffmann, Charles Paillard, and Stefan Heinze. Tailoring magnetic skyrmions in ultra-thin transition metal films. *Nature communications*, 5 :4030, 2014. [24](#)
- [81] Hongxin Yang, André Thiaville, Stanislas Rohart, Albert Fert, and Mairbek Chshiev. Anatomy of dzyaloshinskii-moriya interaction at co/pt interfaces. *Physical review letters*, 115(26) :267210, 2015. [24](#), [25](#), [41](#), [71](#), [74](#), [116](#), [119](#)
- [82] Abderrezak Belabbes, G Bihlmayer, F Bechstedt, S Blügel, and Aurelien Manchon. Hund's rule-driven dzyaloshinskii-moriya interaction at 3 d- 5 d interfaces. *Physical review letters*, 117(24) :247202, 2016. [24](#)
- [83] Anni Cao, Xueying Zhang, Bert Koopmans, Shouzhong Peng, Yu Zhang, Zilu Wang, Shaohua Yan, Hongxin Yang, and Weisheng Zhao. Tuning the dzyaloshinskii-moriya interaction in pt/co/mgo heterostructures through the mgo thickness. *Nanoscale*, 10(25) :12062–12067, 2018. [24](#)
- [84] Hongxin Yang, Gong Chen, Alexandre AC Cotta, Alpha T N'Diaye, Sergey A Nikolaev, Edmar A Soares, Waldemar AA Macedo, Kai Liu, Andreas K Schmid, Albert Fert, et al. Significant dzyaloshinskii-moriya interaction at graphene-ferromagnet interfaces due to the rashba effect. *Nature materials*, 17(7) :605, 2018. [24](#)



- [85] Jaehun Cho, Nam-Hui Kim, Sukmock Lee, June-Seo Kim, Reinoud Lavrijsen, Aurelie Solignac, Yuxiang Yin, Dong-Soo Han, Niels JJ Van Hoof, Henk JM Swagten, et al. Thickness dependence of the interfacial dzyaloshinskii–moriya interaction in inversion symmetry broken systems. *Nature communications*, 6 :7635, 2015. [24](#), [59](#), [72](#), [74](#)
- [86] William H Meiklejohn and Charles P Bean. New magnetic anisotropy. *Physical review*, 102(5) :1413, 1956. [25](#)
- [87] Josep Nogués and Ivan K Schuller. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192(2) :203–232, 1999. [25](#)
- [88] AE Berkowitz and Kentaro Takano. Exchange anisotropy—a review. *Journal of Magnetism and Magnetic materials*, 200(1-3) :552–570, 1999. [25](#)
- [89] Bernard Dieny, Virgil S Speriosu, Stuart SP Parkin, Bruce A Gurney, Dennis R Wilhoit, and Daniele Mauri. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. *Physical Review B*, 43(1) :1297, 1991. [25](#)
- [90] Said Tehrani, JM Slaughter, E Chen, M Durlam, J Shi, and M DeHerren. Progress and outlook for mram technology. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(5) :2814–2819, 1999. [25](#)
- [91] Jian-Gang Jimmy Zhu and Chando Park. Magnetic tunnel junctions. *Materials today*, 9(11) :36–45, 2006. [25](#)
- [92] SSP Parkin, N More, and KP Roche. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures : Co/ru, co/cr, and fe/cr. *Physical review letters*, 64(19) :2304, 1990. [25](#)
- [93] JC Slonczewski. Overview of interlayer exchange theory. *Journal of Magnetism and magnetic materials*, 150(1) :13–24, 1995. [25](#)
- [94] P Bruno and Ch Chappert. Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer. *Physical review letters*, 67(12) :1602, 1991. [25](#)
- [95] DM Edwards, J Mathon, RB Muniz, and MS Phan. Oscillations in the exchange coupling of ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metallic layer. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 3(26) :4941, 1991. [25](#)
- [96] JE Ortega and FJ Himpsel. Quantum well states as mediators of magnetic coupling in superlattices. *Physical review letters*, 69(5) :844, 1992. [25](#)
- [97] C Carbone, E Vescovo, O Rader, W Gudat, and W Eberhardt. Exchange split quantum well states of a noble metal film on a magnetic substrate. *Physical review letters*, 71(17) :2805, 1993. [25](#)
- [98] Seonghoon Woo, Kai Litzius, Benjamin Krüger, Mi-Young Im, Lucas Caretta, Kornel Richter, Maxwell Mann, Andrea Krone, Robert M Reeve, Markus Weigand, et al. Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets. *Nature materials*, 15(5) :501, 2016. [26](#)
- [99] Gong Chen, Arantzazu Mascaraque, Alpha T N’Diaye, and Andreas K Schmid. Room temperature skyrmion ground state stabilized through interlayer exchange coupling. *Applied Physics Letters*, 106(24) :242404, 2015. [26](#), [61](#), [100](#), [104](#)
- [100] Shawn D Pollard, Joseph A Garlow, Jiawei Yu, Zhen Wang, Yimei Zhu, and Hyunsoo Yang. Observation of stable néel skyrmions in cobalt/palladium multilayers with lorentz transmission electron microscopy. *Nature communications*, 8 :14761, 2017. [26](#), [27](#), [61](#), [100](#), [104](#)
- [101] A Hrabec, M Belmeguenai, A Stashkevich, SM Chérif, S Rohart, Y Roussigné, and A Thia-ville. Making the dzyaloshinskii-moriya interaction visible. *Applied Physics Letters*, 110(24) :242402, 2017. [26](#), [27](#), [42](#), [61](#)
- [102] William Legrand, Davide Maccariello, Nicolas Reyren, Karin Garcia, Christoforos Moutafis, Constance Moreau-Luchaire, Sophie Collin, Karim Bouzehouane, Vincent Cros, and Albert Fert. Room-temperature current-induced generation and motion of sub-100 nm skyrmions. *Nano letters*, 17(4) :2703–2712, 2017. [26](#), [61](#), [100](#)



- [103] Stuart SP Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320(5873) :190–194, 2008. [27](#), [116](#)
- [104] Stuart Parkin and See-Hun Yang. Memory on the racetrack. *Nature nanotechnology*, 10(3) :195, 2015. [27](#)
- [105] Albert Fert, Vincent Cros, and Joao Sampaio. Skyrmions on the track. *Nature nanotechnology*, 8(3) :152, 2013. [27](#), [116](#)
- [106] Riccardo Tomasello, E Martinez, Roberto Zivieri, Luis Torres, Mario Carpentieri, and Giovanni Finocchio. A strategy for the design of skyrmion racetrack memories. *Scientific reports*, 4 :6784, 2014. [27](#)
- [107] Xichao Zhang, GP Zhao, Hans Fangohr, J Ping Liu, WX Xia, J Xia, and FJ Morvan. Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory. *Scientific reports*, 5 :7643, 2015. [27](#), [28](#), [52](#)
- [108] Wataru Koshibae, Yoshio Kaneko, Junichi Iwasaki, Masashi Kawasaki, Yoshinori Tokura, and Naoto Nagaosa. Memory functions of magnetic skyrmions. *Japanese Journal of Applied Physics*, 54(5) :053001, 2015. [28](#)
- [109] João Sampaio, Vincent Cros, Stanislas Rohart, André Thiaville, and Albert Fert. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nature nanotechnology*, 8(11) :839, 2013. [28](#)
- [110] XZ Yu, Naoya Kanazawa, WZ Zhang, T Nagai, Toru Hara, Koji Kimoto, Yoshio Matsui, Yoshinori Onose, and Yoshinori Tokura. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density. *Nature communications*, 3 :988, 2012. [28](#)
- [111] Xichao Zhang, Yan Zhou, Motohiko Ezawa, GP Zhao, and Weisheng Zhao. Magnetic skyrmion transistor : skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack. *Scientific reports*, 5 :11369, 2015. [28](#)
- [112] AV Chumak, AA Serga, and B Hillebrands. Magnonic crystals for data processing. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(24) :244001, 2017. [28](#)
- [113] SA Nikitov, Ph Tailhades, and CS Tsai. Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 236(3) :320–330, 2001. [28](#)
- [114] CG Sykes, JD Adam, and JH Collins. Magnetostatic wave propagation in a periodic structure. *Applied Physics Letters*, 29(6) :388–391, 1976. [28](#)
- [115] Maciej Krawczyk and D Grundler. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 26(12) :123202, 2014. [29](#)
- [116] AV Chumak, T Neumann, AA Serga, B Hillebrands, and MP Kostylev. A current-controlled, dynamic magnonic crystal. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(20) :205005, 2009. [29](#)
- [117] Fusheng Ma, Yan Zhou, HB Braun, and WS Lew. Skyrmion-based dynamic magnonic crystal. *Nano letters*, 15(6) :4029–4036, 2015. [29](#)
- [118] Simon Foner. Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 30(7) :548–557, 1959. [32](#)
- [119] JHE Griffiths. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. *Nature*, 158(4019) :670, 1946. [34](#)
- [120] Charles Kittel. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Physical Review*, 73(2) :155, 1948. [34](#)
- [121] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas, and Gerrit EW Bauer. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Physical review letters*, 88(11) :117601, 2002. [34](#), [91](#)
- [122] G Counil, Joo-Von Kim, T Devolder, P Crozat, C Chappert, and Alfonso Cebollada. Magnetic anisotropy of epitaxial mg o / fe / mg o films studied by network analyzer ferromagnetic resonance. *Journal of applied physics*, 98(2) :023901, 2005. [34](#)

- [123] Z Zhang, L Zhou, PE Wigen, and K Ounadjela. Angular dependence of ferromagnetic resonance in exchange-coupled co/ru/co trilayer structures. *Physical Review B*, 50(9) :6094, 1994. [34](#)
- [124] M. Belmeguenai, H. Tuzcuoglu, M. S. Gabor, T. Petrisor, C. Tiusan, D. Berling, F. Zighem, T. Chauveau, S. M. Chérif, and P. Moch. Co<sub>2</sub>FeAl thin films grown on MgO substrates : Correlation between static, dynamic, and structural properties. *Phys. Rev. B*, 87 :184431, May 2013. [35](#), [74](#), [81](#), [84](#), [90](#)
- [125] RJ Hicken, DEP Eley, M Gester, SJ Gray, C Daboo, AJR Ives, and JAC Bland. Brillouin light scattering studies of magnetic anisotropy in epitaxial Fe/GaAs films. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 145(3) :278–292, 1995. [37](#)
- [126] Burkard Hillebrands, C Mathieu, M Bauer, SO Demokritov, B Bartenlian, C Chappert, D Decanini, F Rousseaux, and F Carcenac. Brillouin light scattering investigations of structured Permalloy films. *Journal of applied physics*, 81(8) :4993–4995, 1997. [37](#)
- [127] M Grimsditch, R Camley, EE Fullerton, S Jiang, SD Bader, and CH Sowers. Exchange-spring systems : Coupling of hard and soft ferromagnets as measured by magnetization and Brillouin light scattering. *Journal of applied physics*, 85(8) :5901–5904, 1999. [37](#)
- [128] J Hamrle, O Gaier, Seong-Gi Min, B Hillebrands, Y Sakuraba, and Y Ando. Determination of exchange constants of Heusler compounds by Brillouin light scattering spectroscopy : application to Co<sub>2</sub>MnSi. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(8) :084005, 2009. [37](#)
- [129] Nam-Hui Kim, Jinyong Jung, Jaehun Cho, Dong-Soo Han, Yuxiang Yin, June-Seo Kim, Henk JM Swagten, and Chun-Yeol You. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction, surface anisotropy energy, and spin pumping at spin orbit coupled Ir/Co interface. *Applied Physics Letters*, 108(14) :142406, 2016. [37](#), [40](#), [59](#), [74](#), [79](#), [82](#), [94](#)
- [130] Mohamed Belmeguenai, Jean-Paul Adam, Yves Roussigné, Sylvain Eimer, Thibaut Devolder, Joo-Von Kim, Salim Mourad Cherif, Andrey Stashkevich, and André Thiaville. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized Pt/Co/AlO<sub>x</sub> ultrathin films measured by Brillouin light spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 91 :180405, May 2015. [37](#), [41](#), [52](#), [57](#), [59](#), [79](#), [82](#), [107](#), [119](#), [120](#)
- [131] Kai Di, Vanessa Li Zhang, Hock Siah Lim, Ser Choon Ng, Meng Hau Kuok, Jiawei Yu, Jungbum Yoon, Xuepeng Qiu, and Hyunsoo Yang. Direct observation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in a Pt/Co/Ni film. *Physical review letters*, 114(4) :047201, 2015. [37](#), [52](#), [57](#), [59](#), [72](#), [111](#), [127](#)
- [132] JR Sandercock. Trends in Brillouin scattering : studies of opaque materials, supported films, and central modes. In *Light Scattering in Solids III*, pages 173–206. Springer, 1982. [39](#), [40](#)
- [133] R Mock, B Hillebrands, and R Sandercock. Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a triple-pass tandem Fabry-Perot interferometer. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 20(6) :656, 1987. [39](#)
- [134] S Rohart and A Thiaville. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Physical Review B*, 88(18) :184422, 2013. [41](#), [57](#), [121](#)
- [135] Y Roussigné, F Ganot, C Dugautier, P Moch, and D Renard. Brillouin scattering in Co/Cu/Co and Co/Au/Co trilayers : Anisotropy fields and interlayer magnetic exchange. *Physical Review B*, 52(1) :350, 1995. [42](#), [106](#), [107](#)
- [136] Y Roussigné, SM Chérif, C Dugautier, and P Moch. Experimental and theoretical study of quantized spin-wave modes in micrometer-size Permalloy wires. *Physical Review B*, 63(13) :134429, 2001. [43](#)
- [137] SM Chérif, Y Roussigné, C Dugautier, and P Moch. Spin waves in magnetic wires : a Brillouin study. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 222(3) :337–346, 2000. [43](#)

- [138] J Jorzick, SO Demokritov, C Mathieu, B Hillebrands, B Bartenlian, C Chappert, F Rousseaux, and AN Slavin. Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires. *Physical Review B*, 60(22) :15194, 1999. [43](#), [52](#)
- [139] G Gubbiotti, S Tacchi, G Carlotti, N Singh, S Goolaup, AO Adeyeye, and M Kostylev. Collective spin modes in monodimensional magnonic crystals consisting of dipolarly coupled nanowires. *Applied Physics Letters*, 90(9) :092503, 2007. [43](#), [120](#)
- [140] ZK Wang, VL Zhang, HS Lim, SC Ng, MH Kuok, S Jain, and AO Adeyeye. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal. *Applied Physics Letters*, 94(8) :083112, 2009. [43](#)
- [141] Paul Adrien Maurice Dirac. On the theory of quantum mechanics. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 112(762) :661–677, 1926. [46](#)
- [142] Werner Heisenberg. Mehrkörperproblem und resonanz in der quantenmechanik. *Zeitschrift für Physik*, 38(6-7) :411–426, 1926. [46](#)
- [143] Stuart SP Parkin. Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals. *Physical Review Letters*, 67(25) :3598, 1991. [47](#), [64](#), [102](#)
- [144] Melvin A Ruderman and Charles Kittel. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons. *Physical Review*, 96(1) :99, 1954. [47](#)
- [145] Tadao Kasuya. A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on zener's model. *Progress of theoretical physics*, 16(1) :45–57, 1956. [47](#)
- [146] Kei Yosida. Magnetic properties of cu-mn alloys. *Physical Review*, 106(5) :893, 1957. [47](#)
- [147] BN Engel, J Akerman, B Butcher, RW Dave, M DeHerrera, M Durlam, G Grynkewich, J Janesky, SV Pietambaram, ND Rizzo, et al. A 4-mb toggle mram based on a novel bit and switching method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(1) :132–136, 2005. [47](#)
- [148] SSP Parkin and D Mauri. Spin engineering : Direct determination of the ruderman-kittel-kasuya-yosida far-field range function in ruthenium. *Physical Review B*, 44(13) :7131, 1991. [47](#), [64](#)
- [149] PETER Grünberg, R Schreiber, Y Pang, MB Brodsky, and H Sowers. Layered magnetic structures : Evidence for antiferromagnetic coupling of fe layers across cr interlayers. *Physical review letters*, 57(19) :2442, 1986. [47](#)
- [150] Akimasa Sakuma. First principle calculation of the magnetocrystalline anisotropy energy of fept and copt ordered alloys. *Journal of the Physical Society of Japan*, 63(8) :3053–3058, 1994. [48](#)
- [151] WB Zeper, FJAM Greidanus, PF Carcia, and CR Fincher. Perpendicular magnetic anisotropy and magneto-optical kerr effect of vapor-deposited co/pt-layered structures. *Journal of Applied Physics*, 65(12) :4971–4975, 1989. [48](#)
- [152] S Ikeda, K Miura, H Yamamoto, K Mizunuma, HD Gan, M Endo, SI Kanai, J Hayakawa, F Matsukura, and H Ohno. A perpendicular-anisotropy cofeb–mgo magnetic tunnel junction. *Nature materials*, 9(9) :721, 2010. [48](#), [75](#)
- [153] S Kanai, M Yamanouchi, S Ikeda, Y Nakatani, F Matsukura, and H Ohno. Electric field-induced magnetization reversal in a perpendicular-anisotropy cofeb-mgo magnetic tunnel junction. *Applied Physics Letters*, 101(12) :122403, 2012. [48](#)
- [154] Charles Kittel. Physical theory of ferromagnetic domains. *Reviews of modern Physics*, 21(4) :541, 1949. [49](#)
- [155] M Gueye, BM Wague, F Zighem, M Belmeguenai, MS Gabor, T Petrisor Jr, C Tiusan, S Merccone, and D Faurie. Bending strain-tunable magnetic anisotropy in co<sub>2</sub>feal heusler thin film on kapton®. *Applied Physics Letters*, 105(6) :062409, 2014. [49](#)

- [156] RF W Damon and JR Eshbach. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19(3-4) :308–320, 1961. [51](#)
- [157] L Landau and E Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, 8 :153–169, 1935. [53](#)
- [158] Thomas L Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(6) :3443–3449, 2004. [53](#)
- [159] Burkard Hillebrands. Spin-wave calculations for multilayered structures. *Physical Review B*, 41(1) :530, 1990. [55](#), [56](#), [60](#), [65](#)
- [160] M Kostylev. Interface boundary conditions for dynamic magnetization and spin wave dynamics in a ferromagnetic layer with the interface dzyaloshinskii-moriya interaction. *Journal of Applied Physics*, 115(23) :233902, 2014. [55](#), [57](#), [106](#), [107](#)
- [161] Rodrigo Arias and DL Mills. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Physical review B*, 60(10) :7395, 1999. [55](#)
- [162] RE Camley and DL Mills. Surface response of exchange- and dipolar-coupled ferromagnets : Application to light scattering from magnetic surfaces. *Physical Review B*, 18(9) :4821, 1978. [55](#)
- [163] Jung-Hwan Moon, Soo-Man Seo, Kyung-Jin Lee, Kyoung-Whan Kim, Jisu Ryu, Hyun-Woo Lee, Robert D McMichael, and Mark D Stiles. Spin-wave propagation in the presence of interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction. *Physical Review B*, 88(18) :184404, 2013. [57](#)
- [164] Hans T Nembach, Justin M Shaw, Mathias Weiler, Emilie Jué, and Thomas J Silva. Linear relation between heisenberg exchange and interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction in metal films. *Nature Physics*, 11(10) :825, 2015. [59](#), [96](#)
- [165] Anjan Soumyanarayanan, M Raju, AL Gonzalez Oyarce, Anthony KC Tan, Mi-Young Im, Alexander Paul Petrović, Pin Ho, KH Khoo, M Tran, CK Gan, et al. Tunable room-temperature magnetic skyrmions in ir/fe/co/pt multilayers. *Nature materials*, 16(9) :898, 2017. [61](#), [100](#)
- [166] P Bruno and C Chappert. Ruderman-kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling. *Physical Review B*, 46(1) :261, 1992. [64](#)
- [167] Kai Di, Vanessa Li Zhang, Hock Siah Lim, Ser Choon Ng, Meng Hau Kuok, Xuepeng Qiu, and Hyunsoo Yang. Asymmetric spin-wave dispersion due to dzyaloshinskii-moriya interaction in an ultrathin pt/cofeb film. *Applied Physics Letters*, 106(5) :052403, 2015. [72](#)
- [168] M Belmeguenai, MS Gabor, T Petrisor Jr, F Zighem, SM Chérif, and C Tiusan. Capping layer-tailored interface magnetic anisotropy in ultrathin co2feal films. *Journal of Applied Physics*, 117(2) :023906, 2015. [74](#), [75](#)
- [169] W Akhtar, A Hrabec, Saddem Chouaieb, Angela Haykal, Isabell Gross, M Belmeguenai, MS Gabor, B Shields, P Maletinsky, A Thiaville, et al. Current-induced nucleation and dynamics of skyrmions in a co-based heusler alloy. *Physical Review Applied*, 11(3) :034066, 2019. [74](#)
- [170] A Hrabec, NA Porter, A Wells, MJ Benitez, G Burnell, S McVitie, D McGrouther, TA Moore, and CH Marrows. Measuring and tailoring the dzyaloshinskii-moriya interaction in perpendicularly magnetized thin films. *Physical Review B*, 90(2) :020402, 2014. [74](#), [119](#), [120](#)
- [171] I Gross, LJ Martínez, J-P Tetienne, T Hingant, J-F Roch, K Garcia, R Soucaille, JP Adam, J-V Kim, S Rohart, et al. Direct measurement of interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction in x|cofeb|mgo heterostructures with a scanning nv magnetometer (x= ta, tan, and w). *Physical Review B*, 94(6) :064413, 2016. [74](#)
- [172] MS Gabor, T Petrisor Jr, RB Mos, A Mesaros, M Nasui, M Belmeguenai, F Zighem, and C Tiusan. Spin-orbit torques and magnetization switching in w/co2feal/mgo structures. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 49(36) :365003, 2016. [74](#), [78](#)

- [173] MS Gabor, T Petrisor Jr, RB Mos, M Nasui, C Tiusan, and T Petrisor. Interlayer exchange coupling in perpendicularly magnetized pt/co/ir/co/pt structures. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(46) :465004, 2017. 74, 78
- [174] Jun Hayakawa, Shoji Ikeda, Young Min Lee, Ryutaro Sasaki, Toshiyasu Meguro, Fumihiko Matsukura, Hiromasa Takahashi, and Hideo Ohno. Current-driven magnetization switching in cofeb/mgo/cofeb magnetic tunnel junctions. *Japanese Journal of Applied Physics*, 44(9L) :L1267, 2005. 75
- [175] MS Gabor, T Petrisor Jr, C Tiusan, and T Petrisor. Perpendicular magnetic anisotropy in ta/co<sub>2</sub>feal/mgo multilayers. *Journal of Applied Physics*, 114(6) :063905, 2013. 75
- [176] M Belmeguenai, MS Gabor, Y Roussigné, T Petrisor Jr, RB Mos, A Stashkevich, SM Chérif, and C Tiusan. Interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction sign in ir/co<sub>2</sub> feal systems investigated by brillouin light scattering. *Physical Review B*, 97(5) :054425, 2018. 75
- [177] J Geissler, E Goering, M Justen, F Weigand, G Schütz, J Langer, D Schmitz, H Maletta, and R Mattheis. Pt magnetization profile in a pt/co bilayer studied by resonant magnetic x-ray reflectometry. *Physical Review B*, 65(2) :020405, 2001. 76, 89
- [178] AM Clogston, BT Matthias, M Peter, HJ Williams, E Corenzwit, and RC Sherwood. Local magnetic moment associated with an iron atom dissolved in various transition metal alloys. *Physical Review*, 125(2) :541, 1962. 76
- [179] Thomas PA Hase, Matthew S Brewer, Unnar B Arnalds, Martina Ahlberg, Vassilios Kapaklis, Matts Björck, Laurence Bouchenoire, Paul Thompson, Daniel Haskel, Yongseong Choi, et al. Proximity effects on dimensionality and magnetic ordering in pd/fe/pd trilayers. *Physical Review B*, 90(10) :104403, 2014. 76
- [180] F Wilhelm, P Pouloupoulos, H Wende, A Scherz, K Baberschke, M Angelakeris, NK Flevaris, and A Rogalev. Systematics of the induced magnetic moments in 5 d layers and the violation of the third hund's rule. *Physical review letters*, 87(20) :207202, 2001. 76
- [181] G Schütz, S Stähler, M Knülle, P Fischer, S Parkin, and H Ebert. Distribution of magnetic moments in co/pt and co/pt/ir/pt multilayers detected by magnetic x-ray absorption. *Journal of applied physics*, 73(10) :6430–6432, 1993. 76
- [182] Kwang-Su Ryu, See-Hun Yang, Luc Thomas, and Stuart SP Parkin. Chiral spin torque arising from proximity-induced magnetization. *Nature communications*, 5 :3910, 2014. 76, 89
- [183] Richard M Rowan-Robinson, AA Stashkevich, Y Roussigné, M Belmeguenai, S-M Chérif, A Thiaville, TPA Hase, AT Hindmarch, and D Atkinson. The interfacial nature of proximity-induced magnetism and the dzyaloshinskii-moriya interaction at the pt/co interface. *Scientific reports*, 7(1) :16835, 2017. 77, 84, 89, 111, 120
- [184] Yue Zhang, Weisheng Zhao, Yahya Lakys, Jacques-Olivier Klein, Joo-Von Kim, Dafiné Ravelosona, and Claude Chappert. Compact modeling of perpendicular-anisotropy cofeb/mgo magnetic tunnel junctions. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(3) :819–826, 2012. 78
- [185] Zhenchao Wen, Hiroaki Sukegawa, Seiji Mitani, and Koichiro Inomata. Perpendicular magnetization of co<sub>2</sub> feal full-heusler alloy films induced by mgo interface. *Applied Physics Letters*, 98(24) :242507, 2011. 78
- [186] JW Koo, S Mitani, TT Sasaki, H Sukegawa, ZC Wen, T Ohkubo, T Niizeki, K Inomata, and K Hono. Large perpendicular magnetic anisotropy at fe/mgo interface. *Applied Physics Letters*, 103(19) :192401, 2013. 78
- [187] R Soucaille, M Belmeguenai, J Torrejon, J-V Kim, T Devolder, Y Roussigné, S-M Chérif, AA Stashkevich, M Hayashi, and J-P Adam. Probing the dzyaloshinskii-moriya interaction in cofeb ultrathin films using domain wall creep and brillouin light spectroscopy. *Physical Review B*, 94(10) :104431, 2016. 79
- [188] M Belmeguenai, H Tuzcuoglu, MS Gabor, T Petrisor Jr, C Tiusan, F Zighem, SM Chérif, and P Moch. Co<sub>2</sub>feal heusler thin films grown on si and mgo substrates : Annealing temperature effect. *Journal of Applied Physics*, 115(4) :043918, 2014. 81, 85



- [189] Avinash Kumar Chaurasiya, Chandrima Banerjee, Santanu Pan, Sourav Sahoo, Samiran Choudhury, Jaivardhan Sinha, and Anjan Barman. Direct observation of interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction from asymmetric spin-wave propagation in w/cofeb/sio<sub>2</sub> heterostructures down to sub-nanometer cofeb thickness. *Scientific reports*, 6 :32592, 2016. [82](#)
- [190] Timo Kuschel, Christoph Klewe, J-M Schmalhorst, Florian Bertram, Olga Kuschel, Tobias Schemme, Joachim Wollschläger, Sonia Francoual, Jörg Stremper, Arunava Gupta, et al. Static magnetic proximity effect in pt/nife<sub>2</sub>o<sub>4</sub> and pt/fe bilayers investigated by x-ray resonant magnetic reflectivity. *Physical review letters*, 115(9) :097401, 2015. [85](#)
- [191] AV Khvalkovskiy, D Apalkov, S Watts, R Chepulsii, RS Beach, A Ong, X Tang, A Driskill-Smith, WH Butler, PB Visscher, et al. Basic principles of stt-mram cell operation in memory arrays. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(7) :074001, 2013. [88](#)
- [192] Yabin Fan, Pramey Upadhyaya, Xufeng Kou, Murong Lang, So Takei, Zhenxing Wang, Jianshi Tang, Liang He, Li-Te Chang, Mohammad Montazeri, et al. Magnetization switching through giant spin-orbit torque in a magnetically doped topological insulator heterostructure. *Nature materials*, 13(7) :699, 2014. [88](#)
- [193] CJ Lin, SH Kang, YJ Wang, K Lee, X Zhu, WC Chen, X Li, WN Hsu, YC Kao, MT Liu, et al. 45nm low power cmos logic compatible embedded stt mram utilizing a reverse-connection 1t/1mtj cell. In *2009 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pages 1–4. IEEE, 2009. [88](#)
- [194] Aleš Hrabec, Kowsar Shahbazi, Thomas A Moore, Eduardo Martinez, and Christopher H Marrows. Tuning spin-orbit torques at magnetic domain walls in epitaxial pt/co/pt1-x au x trilayers. *Nanotechnology*, 30(23) :234003, 2019. [88](#)
- [195] Rajagopalan Ramaswamy, Yi Wang, Mehrdad Elyasi, M Motapothula, T Venkatesan, Xuepeng Qiu, and Hyunsoo Yang. Extrinsic spin hall effect in cu<sub>1-x</sub>pt<sub>x</sub>. *Physical Review Applied*, 8(2) :024034, 2017. [88](#), [89](#), [94](#), [95](#)
- [196] Y Niimi, Y Kawanishi, DH Wei, C Deranlot, HX Yang, M Chshiev, T Valet, A Fert, and Y Otani. Giant spin hall effect induced by skew scattering from bismuth impurities inside thin film cubi alloys. *Physical review letters*, 109(15) :156602, 2012. [88](#)
- [197] Y Niimi, M Morota, DH Wei, Cyrile Deranlot, M Basletic, A Hamzic, Albert Fert, and Y Otani. Extrinsic spin hall effect induced by iridium impurities in copper. *Physical review letters*, 106(12) :126601, 2011. [88](#)
- [198] Luqiao Liu, Takahiro Moriyama, DC Ralph, and RA Buhrman. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin hall effect. *Physical review letters*, 106(3) :036601, 2011. [88](#)
- [199] Mark C Hickey and Jagadeesh S Moodera. Origin of intrinsic gilbert damping. *Physical review letters*, 102(13) :137601, 2009. [88](#)
- [200] WJ Antel Jr, MM Schwickert, Tao Lin, WL O'Brien, and GR Harp. Induced ferromagnetism and anisotropy of pt layers in fe/pt (001) multilayers. *Physical Review B*, 60(18) :12933, 1999. [89](#)
- [201] F Wilhelm, P Pouloupoulos, G Ceballos, H Wende, K Baberschke, P Srivastava, D Benea, H Ebert, M Angelakeris, NK Flevaris, et al. Layer-resolved magnetic moments in ni/pt multilayers. *Physical review letters*, 85(2) :413, 2000. [89](#)
- [202] T Koyama, Y Guan, Y Hibino, M Suzuki, and D Chiba. Magnetization switching by spin-orbit torque in pt with proximity-induced magnetic moment. *Journal of Applied Physics*, 121(12) :123903, 2017. [89](#), [96](#)
- [203] S Ferrer, J Alvarez, E Lundgren, X Torrelles, P Fajardo, and F Boscherini. Surface x-ray diffraction from c o/p t (111) ultrathin films and alloys : Structure and magnetism. *Physical Review B*, 56(15) :9848, 1997. [89](#)

- [204] SM Rezende, A Azevedo, MA Lucena, and FM De Aguiar. Anomalous spin-wave damping in exchange-biased films. *Physical Review B*, 63(21) :214418, 2001. [90](#)
- [205] GY Luo, M Belmeguenai, Y Roussigné, CR Chang, JG Lin, and SM Chérif. Enhanced magnetic damping in  $\text{La}_0.7\text{Sr}_0.3\text{MnO}_3$  capped by normal metal layer. *AIP Advances*, 5(9) :097148, 2015. [91](#)
- [206] Shigemi Mizukami, Yasuo Ando, and Terunobu Miyazaki. The study on ferromagnetic resonance linewidth for  $\text{nm}/80\text{nm}$  ( $\text{nm} = \text{Cu, Ta, Pd and Pt}$ ) films. *Japanese journal of applied physics*, 40(2R) :580, 2001. [91](#), [93](#)
- [207] M Belmeguenai, MS Gabor, F Zighem, and C Tiusan. Damping and spin mixing conductance in  $\text{Ni}_80\text{Fe}_{20}/\text{Cu}$  structures : effect of Ir doping. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(13) :135002, 2017. [91](#), [93](#), [94](#)
- [208] Z Feng, J Hu, L Sun, B You, D Wu, J Du, W Zhang, A Hu, Y Yang, DM Tang, et al. Spin hall angle quantification from spin pumping and microwave photoresistance. *Physical Review B*, 85(21) :214423, 2012. [91](#)
- [209] Peter M Levy and Shufeng Zhang. Resistivity due to domain wall scattering. *Physical Review Letters*, 79(25) :5110, 1997. [92](#)
- [210] Arne Brataas, Yaroslav Tserkovnyak, and Gerrit EW Bauer. Scattering theory of Gilbert damping. *Physical review letters*, 101(3) :037207, 2008. [92](#)
- [211] M Obstbaum, M Hartinger, HG Bauer, T Meier, F Swientek, CH Back, and G Woltersdorf. Inverse spin hall effect in  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ /normal-metal bilayers. *Physical Review B*, 89(6) :060407, 2014. [92](#)
- [212] J-C Rojas-Sanchez, N Reyren, P Laczkowski, W Savero, J-P Attane, C Deranlot, M Jamet, J-M George, Laurent Vila, and H Jaffres. Spin pumping and inverse spin hall effect in platinum : the essential role of spin-memory loss at metallic interfaces. *Physical review letters*, 112(10) :106602, 2014. [92](#)
- [213] Yi Liu, Zhe Yuan, Rien JH Wesselink, Anton A Starikov, and Paul J Kelly. Interface enhancement of Gilbert damping from first principles. *Physical review letters*, 113(20) :207202, 2014. [92](#)
- [214] Kai Chen and Shufeng Zhang. Spin pumping in the presence of spin-orbit coupling. *Physical review letters*, 114(12) :126602, 2015. [92](#)
- [215] Bijoy K Kuanr, RE Camley, and Z Celinski. Relaxation in epitaxial Fe films measured by ferromagnetic resonance. *Journal of applied physics*, 95(11) :6610–6612, 2004. [92](#)
- [216] G Counil, Joo-Von Kim, T Devolder, C Chappert, K Shigeto, and Y Otani. Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods. *Journal of applied physics*, 95(10) :5646–5652, 2004. [93](#)
- [217] Xin Ma, Guoqiang Yu, Xiang Li, Tao Wang, Di Wu, Kevin S Olsson, Zhaodong Chu, Kyongmo An, John Q Xiao, Kang L Wang, et al. Interfacial control of Dzyaloshinskii-Moriya interaction in heavy metal/ferromagnetic metal thin film heterostructures. *Physical Review B*, 94(18) :180408, 2016. [95](#)
- [218] Xin Ma, Guoqiang Yu, Chi Tang, Xiang Li, Congli He, Jing Shi, Kang L Wang, and Xiaoqin Li. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction : Effect of 5 d band filling and correlation with spin mixing conductance. *Physical review letters*, 120(15) :157204, 2018. [96](#)
- [219] Masahito Tsujikawa, Akihiko Hosokawa, and Tatsuki Oda. Magnetic anisotropy of  $\text{Fe}/\text{Pt}$  (001) and  $\text{Pt}/\text{Fe}/\text{Pt}$  (001) using a first-principles approach. *Physical Review B*, 77(5) :054413, 2008. [97](#)
- [220] Andrew L Balk, Kyoung-Whan Kim, Daniel T Pierce, Mark D Stiles, John Unguris, and Samuel M Stavis. Simultaneous control of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction and magnetic anisotropy in nanomagnetic trilayers. *Physical review letters*, 119(7) :077205, 2017. [97](#)



- [221] Silvia Tacchi, RE Troncoso, Martina Ahlberg, Gianluca Gubbiotti, Marco Madami, Johan Åkerman, and Pedro Landeros. Interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction in pt/cofeb films : effect of the heavy-metal thickness. *Physical review letters*, 118(14) :147201, 2017. [97](#), [111](#)
- [222] Justin M Shaw, Hans T Nembach, and Thomas J Silva. Resolving the controversy of a possible relationship between perpendicular magnetic anisotropy and the magnetic damping parameter. *Applied Physics Letters*, 105(6) :062406, 2014. [97](#)
- [223] J-ML Beaujour, W Chen, K Krycka, C-C Kao, JZ Sun, and AD Kent. Ferromagnetic resonance study of sputtered co|ni multilayers. *The European Physical Journal B*, 59(4) :475–483, 2007. [97](#)
- [224] M Haertinger, CH Back, SH Yang, SSP Parkin, and G Woltersdorf. Properties of ni/co multilayers as a function of the number of multilayer repetitions. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(17) :175001, 2013. [97](#)
- [225] Anjan Barman, Suqin Wang, Olav Hellwig, Andreas Berger, Eric E Fullerton, and Holger Schmidt. Ultrafast magnetization dynamics in high perpendicular anisotropy [co/pt]n multilayers. *Journal of applied physics*, 101(9) :09D102, 2007. [97](#)
- [226] S Mizukami, EP Sajitha, D Watanabe, F Wu, T Miyazaki, H Naganuma, M Oogane, and Y Ando. Gilbert damping in perpendicularly magnetized pt/co/pt films investigated by all-optical pump-probe technique. *Applied Physics Letters*, 96(15) :152502, 2010. [97](#)
- [227] S Pal, B Rana, O Hellwig, T Thomson, and A Barman. Tunable magnonic frequency and damping in [co/pd] 8 multilayers with variable co layer thickness. *Applied Physics Letters*, 98(8) :082501, 2011. [97](#)
- [228] Nam-Hui Kim, Dong-Soo Han, Jinyong Jung, Kwonjin Park, Henk JM Swagten, June-Seo Kim, and Chun-Yeol You. Dependence of interfacial dzyaloshinskii–moriya interaction and perpendicular magnetic anisotropy on the thickness of the heavy-metal layer. *Applied Physics Express*, 10(10) :103003, 2017. [98](#)
- [229] Patrick Bruno. Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. *Physical Review B*, 39(1) :865, 1989. [98](#)
- [230] M Heide, G Bihlmayer, and S Blügel. Describing dzyaloshinskii–moriya spirals from first principles. *Physica B : Condensed Matter*, 404(18) :2678–2683, 2009. [98](#)
- [231] P He, X Ma, JW Zhang, HB Zhao, G Lüpke, Z Shi, and SM Zhou. Quadratic scaling of intrinsic gilbert damping with spin-orbital coupling in l 1 0 fepdpt films : Experiments and ab initio calculations. *Physical review letters*, 110(7) :077203, 2013. [98](#)
- [232] Ales Hrabec, Joao Sampaio, Mohamed Belmeguenai, Isabell Gross, Raphael Weil, Salim Mourad Chérif, A Stashkevich, Vincent Jacques, Andre Thiaville, and Stanislas Rohart. Current-induced skyrmion generation and dynamics in symmetric bilayers. *Nature communications*, 8 :15765, 2017. [100](#)
- [233] Jian-Wang Cai, Satoshi Okamoto, Osamu Kitakami, and Yutaka Shimada. Large coercivity and surface anisotropy in mgo/co multilayer films. *Physical Review B*, 63(10) :104418, 2001. [101](#)
- [234] M Belmeguenai, T Martin, Georg Woltersdorf, M Maier, and Günther Bayreuther. Frequency-and time-domain investigation of the dynamic properties of interlayer-exchange-coupled ni 81 fe 19/ ru/ ni 81 fe 19 thin films. *Physical Review B*, 76(10) :104414, 2007. [104](#)
- [235] William Legrand, Davide Maccariello, Fernando Ajejas, Sophie Collin, Aymeric Vecchiola, Karim Bouzehouane, Nicolas Reyren, Vincent Cros, and Albert Fert. Room-temperature stabilization of antiferromagnetic skyrmions in synthetic antiferromagnets. *Nature Materials*, pages 1–9, 2019. [104](#)

- [236] Alexander G Kolesnikov, Maxim E Stebliy, Alexey V Ognev, Alexander S Samardak, Aleksandr N Fedorets, Vladimir S Plotnikov, Xiufeng Han, and Ludmila A Chebotkevich. Enhancement of perpendicular magnetic anisotropy and coercivity in ultrathin ru/co/ru films through the buffer layer engineering. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 49(42) :425302, 2016. [112](#)
- [237] Dieter Suess, Christoph Vogler, Florian Bruckner, P Heistracher, and C Abert. A repulsive skyrmion chain as a guiding track for a racetrack memory. *AIP Advances*, 8(11) :115301, 2018. [116](#)
- [238] S Zoll, A Dinia, JP Jay, C Mény, GZ Pan, A Michel, L El Chahal, V Pierron-Bohnes, P Panissod, and HAM Van den Berg. Influence of the growth technique on the coupling and magnetoresistance of co/ru sandwiches. *Physical Review B*, 57(8) :4842, 1998. [119](#)
- [239] Soo-Man Seo, Kyung-Jin Lee, Hyunsoo Yang, and Teruo Ono. Current-induced control of spin-wave attenuation. *Physical review letters*, 102(14) :147202, 2009. [120](#)
- [240] Jun Guo, Xiaoyan Zeng, and Ming Yan. Spin-wave canting induced by the dzyaloshinskii-moriya interaction in ferromagnetic nanowires. *Physical Review B*, 96(1) :014404, 2017. [120](#), [121](#), [124](#)
- [241] Y Roussigné, SM Chérif, and P Moch. Spin waves calculations in magnetic stripes. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 263(3) :289–294, 2003. [120](#)
- [242] Y Roussigné, SM Chérif, and P Moch. Shape anisotropy in arrays of micrometric magnetic stripes : a brillouin study. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 16(25) :4591, 2004. [120](#)
- [243] K Yu Guslienko, SO Demokritov, B Hillebrands, and AN Slavin. Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes. *Physical Review B*, 66(13) :132402, 2002. [120](#)
- [244] K Yu Guslienko, V Pishko, V Novosad, K Buchanan, and SD Bader. Quantized spin excitation modes in patterned ferromagnetic stripe arrays. *Journal of applied physics*, 97(10) :10A709, 2005. [120](#)
- [245] Konstantin Y Guslienko and Andrei N Slavin. Magnetostatic green's functions for the description of spin waves in finite rectangular magnetic dots and stripes. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323(18-19) :2418–2424, 2011. [120](#)
- [246] Cyrill B Muratov, Valeriy V Slastikov, Alexander G Kolesnikov, and Oleg A Tretiakov. Theory of the dzyaloshinskii domain-wall tilt in ferromagnetic nanostrips. *Physical Review B*, 96(13) :134417, 2017. [121](#)
- [247] B Hussain and MG Cottam. Spin waves in quasiperiodic magnonic crystal arrays of metallic nanostripes. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 51(35) :355003, 2018. [124](#)
- [248] A Digiaco, R Mantovan, N Vernier, T Devolder, K Garcia, G Tallarida, M Fanciulli, A Lamperti, B Ocker, L Baldi, et al. Engineering domain-wall motion in co- fe- b/mg o ultrathin films with perpendicular anisotropy using patterned substrates with subnanometer step modulation. *Physical Review Applied*, 10(6) :064053, 2018. [124](#)
- [249] Manuel Langer, Rodolfo A Gallardo, Tobias Schneider, Sven Stienen, Alejandro Roldán-Molina, Ye Yuan, Kilian Lenz, Jürgen Lindner, Pedro Landeros, and Jürgen Fassbender. Spin-wave modes in transition from a thin film to a full magnonic crystal. *Physical Review B*, 99(2) :024426, 2019. [124](#)
- [250] Rodolfo A Gallardo, David Cortés-Ortuño, Roberto E Troncoso, and Pedro Landeros. Spin waves in thin films and magnonic crystals with dzyaloshinskii-moriya interactions. *arXiv preprint arXiv :1903.04288*, 2019. [124](#)
- [251] Wang Kang, Xing Chen, Daoqian Zhu, Sai Li, Yangqi Huang, Youguang Zhang, and Weisheng Zhao. Magnetic skyrmions for future potential memory and logic applications : Alternative information carriers. In *2018 Design, Automation & Test in Europe Conference & Exhibition (DATE)*, pages 119–124. IEEE, 2018. [135](#)

- [252] R Tomasello, KY Guslienko, M Ricci, A Giordano, J Barker, M Carpentieri, O Chubykalo-Fesenko, and G Finocchio. Origin of temperature and field dependence of magnetic skyrmion size in ultrathin nanodots. *Physical Review B*, 97(6) :060402, 2018. [135](#)
- [253] David Cortés-Ortuño, Niklas Romming, Marijan Beg, Kirsten von Bergmann, André Kubetzka, Ondrej Hovorka, Hans Fangohr, and Roland Wiesendanger. Nanoscale magnetic skyrmions and target states in confined geometries. *Physical Review B*, 99(21) :214408, 2019. [135](#)
- [254] Konstantin Y Guslienko. Néel skyrmion stability in ultrathin circular magnetic nanodots. *Applied Physics Express*, 11(6) :063007, 2018. [135, I](#)
- [255] ZV Gareeva and K Yu Guslienko. Dynamics of magnetic skyrmions in nanodots. *Physics of the Solid State*, 60(6) :1146–1152, 2018. [135](#)
- [256] Jagadeesh S Moodera, Bert Koopmans, and Peter M Oppeneer. On the path toward organic spintronics. *Mrs Bulletin*, 39(7) :578–581, 2014. [135](#)
- [257] Eckart F Kneller and Reinhard Hawig. The exchange-spring magnet : a new material principle for permanent magnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(4) :3588–3560, 1991. [135, IV](#)
- [258] S Mangin, G Marchal, C Bellouard, W Wernsdorfer, and B Barbara. Magnetic behavior and resistivity of the domain-wall junction  $\text{gdfe}$  (1000 Å)/ $\text{tbfe/gdfe}$  (500 Å). *Physical Review B*, 58(5) :2748, 1998. [135](#)
- [259] Eiichi Goto, Nobuo Hayashi, Takaaki Miyashita, and Keisuke Nakagawa. Magnetization and switching characteristics of composite thin magnetic films. *Journal of Applied Physics*, 36(9) :2951–2958, 1965. [135](#)
- [260] Ralph Skomski and JMD Coey. Giant energy product in nanostructured two-phase magnets. *Physical Review B*, 48(21) :15812, 1993. [IV](#)
- [261] Samuel D Bader. Colloquium : Opportunities in nanomagnetism. *Reviews of modern physics*, 78(1) :1, 2006. [IV](#)
- [262] JMD Coey. Permanent magnetism. *Solid State Communications*, 102(2-3) :101–105, 1997. [IV](#)
- [263] RH Victora and Xiao Shen. Composite media for perpendicular magnetic recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(2) :537–542, 2005. [IV](#)
- [264] Dieter Suess. Micromagnetics of exchange spring media : Optimization and limits. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 308(2) :183–197, 2007. [IV](#)
- [265] TN Anh Nguyen, Yeyu Fang, Vahid Fallahi, Nadjib Benatmane, SM Mohseni, RK Dumas, and Johan Åkerman.  $[\text{co}/\text{pd}]$ - $\text{nife}$  exchange springs with tunable magnetization tilt angle. *Applied Physics Letters*, 98(17) :172502, 2011. [IV](#)
- [266] TN Anh Nguyen, Nadjib Benatmane, Vahid Fallahi, Yeyu Fang, Seyed Majid Mohseni, RK Dumas, and Johan Åkerman.  $[\text{co}/\text{pd}]$  4- $\text{co}$ - $\text{pd}$ - $\text{nife}$  spring magnets with highly tunable and uniform magnetization tilt angles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324(22) :3929–3932, 2012. [IV](#)
- [267] P Saravanan, Jen-Hwa Hsu, CL Tsai, CY Tsai, YH Lin, CY Kuo, J-C Wu, and C-M Lee. Interplay between out-of-plane anisotropic  $\text{l11}$ -type  $\text{copt}$  and in-plane anisotropic  $\text{nife}$  layers in  $\text{copt}/\text{nife}$  exchange springs. *Journal of Applied Physics*, 115(24) :243905, 2014. [IV](#)
- [268] P Saravanan, Jen-Hwa Hsu, Salim Mourad Chérif, Yves Roussigné, Mohamed Belmeguenai, Andrey Stashkevich, Nicolas Vernier, Akhilesh Kr Singh, and Ching-Ray Chang. Correlation between static and dynamic magnetic properties of highly perpendicular magnetized  $\text{co}$  49 p t 51 thin films. *Physical Review B*, 92(14) :144431, 2015. [V](#)
- [269] B Heinrich and JF Cochran. Ultrathin metallic magnetic films : magnetic anisotropies and exchange interactions. *Advances in Physics*, 42(5) :523–639, 1993. [V](#)

- [270] Dieter Suess, Thomas Schrefl, S Fähler, Markus Kirschner, Gino Hrkac, Florian Dorfbauer, and Josef Fidler. Exchange spring media for perpendicular recording. *Applied Physics Letters*, 87(1) :012504, 2005. [V](#)
- [271] Eric E Fullerton, JS Jiang, M Grimsditch, CH Sowers, and SD Bader. Exchange-spring behavior in epitaxial hard/soft magnetic bilayers. *Physical Review B*, 58(18) :12193, 1998. [V](#)
- [272] S Tacchi, TN Anh Nguyen, G Carlotti, G Gubbiotti, M Madami, RK Dumas, JW Lau, Johan Åkerman, A Rettori, and MG Pini. Spin wave excitations in exchange-coupled [co/pd]-nife films with tunable tilting of the magnetization. *Physical Review B*, 87(14) :144426, 2013. [V](#)
- [273] S Tacchi, TN Anh Nguyen, G Gubbiotti, M Madami, G Carlotti, MG Pini, A Rettori, V Fallahi, RK Dumas, and Johan Åkerman. [co/pd]-cofeb exchange spring magnets with tunable gap of spin wave excitations. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(49) :495004, 2014. [V](#)
- [274] G Gubbiotti, G Carlotti, J Weston, G Zangari, DC Crew, and RL Stamps. Asymmetry in the static and dynamic magnetic properties of a weak exchange spring trilayer. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 286 :479–483, 2005. [V](#)



# Abréviations

Abréviation	Signification
ACW	<i>Anti-ClockWise</i> - Sens anti-horaire
AFM	Anti-FerroMagnétique
BLS	<i>Brillouin Light Scattering</i> - Diffusion de la lumière Brillouin
CFA	Co <sub>2</sub> FeAl
CFB	CoFeB
CW	<i>Clockwise</i> - Sens horaire
DE	Damon-Eshbach
DMI (iDMI)	<i>Dzyaloshinskii-Moriya Interaction</i> ( <i>interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction</i> Interaction Dzyaloshinskii-Moriya (Interaction Dzyaloshinskii-Moriya d'interface))
DW	<i>Domain Wall</i> - Paroi de domaine
EA	<i>Easy Axis</i> - Axe facile (d'aimantation)
FM	FerroMagnétique
FMR	<i>FerroMagnetic Resonance</i> - Résonance ferromagnétique
FP	Fabry-Pérot
FSR	<i>Free Spectral Range</i> - Intervalle spectral libre
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i> - Largeur à mi-hauteur
GMR	<i>Giant MagnetoResistance</i> - Magnéto-résistance géante
HA	<i>Hard Axis</i> - Axe difficile (d'aimantation)
HM	<i>Heavy Metal</i> - Métal lourd
IMA	<i>In-Plane Anisotropy</i> - Anisotropie dans le plan

---

LL	Landau-Lifshitz
LLG	Landau-Lifshitz-Gilbert
LSPM	Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux
MEB	Microscopie Electronique à Balayage
MFM	Microscopie à Force Magnétique
MOKE	<i>Magneto-Optique Kerr Effect</i> - (Microscopie) magnéto-optique à effet Kerr
MRAM	<i>Magnetic Random Acces Memory</i> - Mémoire magnétique à accès aléatoire
MS-FMR	<i>MicroStripe-FerroMagnetic Resonance</i> - Résonance ferromagnétique à micro-ruban
MSBVW	<i>Magneto-Static Backward Volume Waves</i> - Ondes magnétostatiques de volume rétrogrades
MSFVW	<i>Magneto-Static Forward Volume Waves</i> - Ondes magnétostatiques de volume
MSSW	<i>Magneto-Static Surface Waves</i> - Ondes magnétostatiques de surface
MTJ	<i>Magnetic Tunnel Junction</i> - Jonction tunnel magnétique
NM	non-magnétique
NUS	National University of Singapore
PIM	<i>Proximity Induced Magnetization</i> - Aimantation induite par effet de proximité
PMA	<i>Perpendicular Magnetic Anisotropy</i> - Anisotropie perpendiculaire magnétique
PSSW	<i>Perpendicular Standing Spin Waves</i> - Ondes de spin stationnaires
Py	Permalloy (NiFe)
RKKY	(Interaction) Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida
SHE	<i>Spin Hall Effect</i> - Effet Hall de spin
SML	<i>Spin Memory Loss</i> - Perte de mémoire de spin
SOC	<i>Spin-Orbit Coupling</i> - Couplage spin-orbite
ST-FMR	<i>Spin-Torque FerroMagnetic Resonance</i> - Résonance ferromagnétique à couple de spin
TMR	<i>Tunnel MagnetoResistance</i> - Magnéto-résistance à effet tunnel
VSM	<i>Vibrating Sample Magnetometry</i> - Magnétométrie à échantillon vibrant
XRMR	<i>Xray Resonant Magnetic Reflectivity</i> - Réflectivité magnétique résonante par rayons X

---



# Tableau des unités magnétiques

Paramètre	Symboles	Unités (CGS)	Unités (SI)
Densité de flux magnétique, induction magnétique	B	G	$10^{-4}$ T, Wb/m <sup>2</sup>
Flux magnétique	$\Phi$	Mx, G.cm <sup>2</sup>	$10^{-8}$ Wb, V.s
Différence de potentiel magnétique, force magnétomotrice	U, F	Gb	$10/4\pi$ A
Champ magnétique	H	Oe, Gb/cm	$10^3/4\pi$ A/m
Aimantation (volume)	M	emu/cm <sup>3</sup>	$10^3$ A/m
Aimantation (volume)	$4\pi M$	G	$10^3/4\pi$ A/m
Polarisation magnétique, intensité d'aimantation	J, I	emu/cm <sup>3</sup>	$4\pi \times 10^{-4}$ T, Wb/m <sup>2</sup>
Aimantation (masse)	$\sigma$ , M	emu/g	A.m <sup>2</sup> /kg $4\pi \times 10^{-7}$ Wb.m/kg
Moment magnétique	<i>m</i>	emu, erg/G	$10^{-3}$ A.m <sup>2</sup> , J/T
Moment dipolaire magnétique	<i>j</i>	emu, erg/G	$4\pi \times 10^{-10}$ Wb.m
Susceptibilité (volume)	$\chi$ , $\kappa$	sans dimension, emu/cm <sup>3</sup>	$4\pi$ sans dimension $(4\pi)^2 \times 10^{-7}$ H/m, Wb/(A.m)
Susceptibilité (masse)	$\chi_p$ , $\kappa_p$	cm <sup>3</sup> /g, emu/g	$4\pi \times 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /kg $(4\pi)^2 \times 10^{-10}$ H.m <sup>2</sup> /kg
Susceptibilité (molaire)	$\chi_{mol}$ , $\kappa_{mol}$	cm <sup>3</sup> /mol, emu/mol	$4\pi \times 10^{-6}$ m <sup>3</sup> /mol $(4\pi)^2 \times 10^{-13}$ H.m <sup>2</sup> /mol
Perméabilité	$\mu$	sans dimension	$4\pi \times 10^{-7}$ H/m, Wb/(A.m)
Densité d'énergie (volume)	W	erg/cm <sup>3</sup>	$10^{-1}$ J/m <sup>3</sup>
Facteur démagnétisant	D, N	sans dimension	$1/4\pi$ sans dimension

*Remarques :*

Les unités Gaussienne et CGS emu sont les mêmes pour les propriétés magnétiques. La relation qui les lie est  $B = H + 4\pi M$ .

Le SI (Système International d'unité) a été adopté par le "National Bureau of Standards". Le facteur de conversion utilisé par le SI est basé sur la définition  $B = \mu_0(H + M)$ , où  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m.

Le tableau des unités magnétiques présenté est extrait et traduit de <http://www.ieemagnetics.org/>.