



**HAL**  
open science

# Excitations magnétiques hautes fréquences dans des films minces à aimantation non uniforme

Nicolas Vukadinovic

► **To cite this version:**

Nicolas Vukadinovic. Excitations magnétiques hautes fréquences dans des films minces à aimantation non uniforme. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. tel-00003276

**HAL Id: tel-00003276**

**<https://theses.hal.science/tel-00003276>**

Submitted on 28 Aug 2003

**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 de Paris-Sud  
Centre Scientifique d'Orsay

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES  
SPÉCIALITÉ SCIENCES : PHYSIQUE

présentée par

Nicolas Vukadinovic

Excitations magnétiques hautes fréquences dans  
des films minces à aimantation non uniforme

Soutenue publiquement le 23 juin 2003  
devant le jury constitué de :

J. Miltat	Président
B. Barbara	Rapporteur
B. Hillebrands	- -
Y. Samson	- -
M. Labrune	Examineur
H. Le Gall	- -
B. Stoufflet	Invité



## Remerciements

J'exprime ma profonde gratitude à Jacques Miltat pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette habilitation.

Je remercie vivement Bernard Barbara, Burkard Hillebrands et Yves Samson pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Michel Labrune, Henri Le Gall et Bruno Stoufflet pour leur participation à ce jury.

Enfin, ces travaux de recherche m'ont permis d'établir des collaborations fructueuses avec différents chercheurs et ingénieurs que je souhaite remercier chaleureusement : Jamal Ben Youssef, Olivier Acher, Alain Marty, Jean Ostorero, Damien Pain, Abdelkader Serraj, Jean-Christophe Toussaint, Olivier Vacus.



# Table des matières

<b>Préambule</b>	<b>3</b>
<b>1 Généralités</b>	<b>7</b>
1.1 Cadre théorique . . . . .	7
1.2 Mode gyromagnétique uniforme - Résonance ferromagnétique . . . . .	8
1.3 Film uniformément aimanté à anisotropie uniaxiale planaire . . . . .	11
1.4 Systèmes magnétiques étudiés . . . . .	13
<b>2 Excitations magnétiques dans des films ferrimagnétiques à forte anisotropie perpendiculaire</b>	<b>15</b>
2.1 Introduction . . . . .	15
2.2 Résonances de domaines magnétiques (RDM) . . . . .	16
2.2.1 Phénoménologie . . . . .	16
2.2.2 Susceptibilité dynamique . . . . .	17
2.2.3 Comparaison théorie - expérience . . . . .	22
2.3 Résonances de parois magnétiques (RPM) . . . . .	23
2.3.1 Introduction . . . . .	23
2.3.2 Susceptibilité dynamique de parois fléchies. . . . .	25
2.3.3 Simulations micromagnétiques dynamiques . . . . .	31
2.3.4 Relaxation des parois magnétiques . . . . .	34
2.4 Conclusion et perspectives . . . . .	40
<b>3 Excitations magnétiques dans des films ferromagnétiques à faible anisotropie perpendiculaire</b>	<b>41</b>
3.1 Introduction . . . . .	41
3.2 Films magnétiques considérés . . . . .	42
3.3 Spectres expérimentaux . . . . .	44
3.3.1 Mesures de perméabilité dynamique . . . . .	44
3.3.2 Mesures de résonance ferromagnétique . . . . .	45
3.4 Tentatives d'interprétation à l'aide des modèles analytiques . . . . .	46
3.5 Simulations micromagnétiques dynamiques . . . . .	48
3.5.1 Contexte . . . . .	48
3.5.2 Principe du calcul de la susceptibilité dynamique . . . . .	48
3.5.3 Principaux résultats obtenus . . . . .	51
3.5.4 Avantages et limitations de l'approche harmonique . . . . .	61
3.6 Conclusion et perspectives . . . . .	62

<b>Conclusion générale et perspectives de recherche</b>	<b>65</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>67</b>
<b>Annexe</b>	<b>71</b>

# Préambule

Ce mémoire rassemble les travaux de recherche que j'ai effectués dans le domaine du magnétisme et plus précisément sur le thème de la dynamique de l'aimantation dans des films ferri ou ferromagnétiques.

Cette thématique fait actuellement l'objet d'études considérables sur le plan international tant du point de vue de la recherche fondamentale que des applications. Dans ce dernier cas, la dynamique de l'aimantation est au coeur des préoccupations notamment dans des domaines tels que l'enregistrement magnétique à haute densité de stockage et temps d'accès très court, l'électronique de spin ou encore les nouveaux composants hyperfréquences.

Le terme de dynamique de l'aimantation recouvre différents aspects qu'il convient de préciser [1]. Schématiquement, on distingue les mouvements de l'aimantation de forte amplitude et ceux de faible amplitude. La première situation se rencontre typiquement dans le problème du renversement de l'aimantation sous l'action d'un champ magnétique d'amplitude significative. Le second cas correspond notamment aux oscillations de l'aimantation induites par un champ magnétique harmonique de faible amplitude. Les travaux présentés dans ce manuscrit se rattachent à cette seconde classe de problèmes.

De très nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été dédiés depuis une cinquantaine d'années à l'étude des excitations magnétiques de faible amplitude apparaissant dans des matériaux possédant une distribution d'aimantation uniforme [2]. *A contrario*, la dynamique de l'aimantation dans des systèmes magnétiques à aimantation non uniforme est un sujet d'étude beaucoup plus récent dont l'intérêt a cru fortement au cours de ces dernières années. Un exemple idéal de structures magnétiques non uniformes est constitué par les variations spatiales régulières de l'aimantation que sont les domaines et les parois apparaissant au sein des films minces magnétiques. L'étude des excitations magnétiques existant à l'intérieur de ce type de configurations dans le domaine des hautes fréquences, typiquement entre quelques dizaines de MHz et quelques dizaines de GHz, constitue le sujet de ce mémoire.

La réponse en fréquence des films magnétiques dans le régime des faibles excitations est caractérisée par le spectre de susceptibilité dynamique. Mon activité de recherche a donc consisté en grande partie à modéliser les spectres de susceptibilité dynamique associés à différentes structures magnétiques non uniformes avec pour motivation l'interprétation de résultats expérimentaux. Sur ce dernier point, la résonance ferromagnétique (RFM) a constitué un moyen expérimental de choix pour sonder la réponse dynamique des films ferri ou ferromagnétiques.



J'ai abordé ce thème de recherche dans le cadre de ma thèse qui s'est déroulée de 1984 à 1988 (interruption d'un an pour cause de service national) au Laboratoire de Magnétisme et d'Optique des Solides du CNRS de Bellevue sous la direction d'Henri Le Gall. Dans le cadre de cette thèse, j'ai développé un spectromètre de RFM dont la principale originalité reposait sur l'utilisation d'une cellule d'excitation non résonante à large bande (10 MHz - 18 GHz) composée d'une ligne micro-ruban à la place d'une cavité résonante standard. Ce spectromètre permet d'effectuer soit un balayage en fréquence à champ magnétique polarisant fixé soit un balayage en champ magnétique polarisant à fréquence fixée et permet donc de caractériser une excitation magnétique donnée dans le plan (fréquence, champ magnétique). Ce spectromètre a tout d'abord été utilisé en régime saturé (champ magnétique polarisant supérieur au champ de saturation de l'échantillon) afin de déterminer certains paramètres magnétiques (constantes d'anisotropie, de magnétostriction, rapport gyromagnétique, paramètre d'amortissement) des films de grenats ferrimagnétiques puis, en régime non saturé, afin d'étudier les résonances collectives de parois magnétiques apparaissant dans la gamme de fréquence 20 MHz - 1 GHz dans le cas de films de grenats à anisotropie perpendiculaire. Des corrélations entre les paramètres physiques des films (aimantation, anisotropie, épaisseur) et la position spectrale des résonances de parois ont pu être établies. Ces résultats expérimentaux ont été analysés en décrivant ces vibrations de parois à l'aide d'un modèle d'oscillateur harmonique.

A la fin de l'année 1988, j'ai rejoint la société Dassault Aviation afin de travailler sur le thème de la discrétion électromagnétique des avions militaires. Il s'agit de concevoir des revêtements qui, de par leurs propriétés intrinsèques et leurs architectures, vont permettre de réduire les signatures radar et infrarouge de ces avions. A cette fin, il est nécessaire de comprendre les mécanismes physiques qui vont pouvoir être exploités, de suivre les nouvelles technologies susceptibles d'être utilisées pour réaliser ces revêtements et de développer des outils de modélisation pour quantifier leur performance. Cette situation thématique a été propice au développement de nombreuses coopérations avec des laboratoires de recherche (Universités de Paris-Nord, de Paris-Sud, de Bretagne Occidentale, CNRS, CEA, ONERA, INRIA).

Dans le domaine de la discrétion radar, les matériaux ferri ou ferromagnétiques occupent une place privilégiée liée à l'existence de raies d'absorption dans une large plage de fréquence (de quelques MHz à quelques dizaines de GHz). Pour ce type d'application, la grandeur d'intérêt correspond là encore au spectre de perméabilité dynamique\* et plus spécifiquement à sa partie imaginaire qui dimensionne en grande partie l'efficacité d'absorption du matériau. La conception d'un absorbant magnétique relève de l'ingénierie de la perméabilité dynamique et notamment de la possibilité de synthétiser certains profils en fréquence de cette perméabilité.

Une première famille classique d'absorbants magnétiques correspond aux milieux composites isotropes constitués de poudres ferri ou ferromagnétiques dispersées aléatoirement dans une matrice non magnétique. La perméabilité dynamique de ces composites dépend naturellement des propriétés magnétiques de la poudre mais aussi de sa morphologie (forme et taille des particules de la poudre) et de sa concentration volumique. Des travaux de recherche concernant

---

\*Dans le domaine de la discrétion radar, le tenseur de perméabilité dynamique  $\overline{\mu}(f)$  est utilisé préférentiellement au tenseur de susceptibilité dynamique  $\overline{\chi}(f)$ . Ces deux grandeurs sont reliées par la relation suivante (unité CGS) :  $\overline{\mu}(f) = \overline{I} + 4\pi\overline{\chi}(f)$  où  $\overline{I}$  est le tenseur identité.

l'étude de nouvelles compositions de poudres ferri et ferromagnétiques polycristallines ont été effectués par le biais de collaborations respectivement avec l'Institut de Physique et Chimie des Matériaux du CNRS de Strasbourg (S. Vilminot et G. Pourroy) et avec le Laboratoire de Cristallographie (D. Fruchart) et le Laboratoire de Magnétisme Louis Néel (B. Barbara) du CNRS de Grenoble dans le cadre de la thèse de V. Lachèvre [3]. Toutefois, ces absorbants magnétiques possèdent des limitations fortes par construction. Premièrement, l'effet de dilution entraîne une forte diminution du niveau de perméabilité et un décalage de la bande d'absorption vers les hautes fréquences par rapport au matériau massif dont est issue la poudre. En second lieu, la microstructure complexe des particules de la poudre (porosités, défauts intra-grains, joints de grains), les dispersions de forme et de granulométrie ainsi que la répartition aléatoire de la poudre au sein de la matrice conduisent à une réponse dynamique étendue spectralement et difficilement contrôlable.

Une seconde famille plus innovante d'absorbants magnétiques correspond à des milieux composites ordonnés constitués d'une alternance périodique à l'échelle micronique de films ferromagnétiques et de films isolants électriquement agencés verticalement [4]. A partir de 1994, des travaux sur ce thème ont été menés en étroite collaboration avec le Laboratoire des Matériaux Magnétiques et Hyperfréquence (LMMH) du CEA Le Ripault dirigé par O. Acher qui est à l'origine de ce concept. Ces composites anisotropes permettent d'obtenir un fort niveau de perméabilité dynamique et un faible niveau de permittivité pour une polarisation de l'onde incidente (champ électrique perpendiculaire à la structuration). Les propriétés d'absorption de ces composites sont intimement liées, et de façon quantifiable, aux spectres de perméabilité dynamique des films magnétiques constitutifs. Pour ce type de composites, les films magnétiques amorphes ou nano-cristallisés optimaux possèdent une anisotropie uniaxiale planaire (films à aimantation planaire). Le spectre de perméabilité dynamique fait alors apparaître une raie d'absorption unique assimilable au mode gyromagnétique uniforme. Les travaux sur ce composite ordonné ont alors rejoint un axe de recherche mené chez Dassault Aviation depuis 1992 avec le Laboratoire de Magnétisme et des Matériaux Magnétiques (LMMM) du CNRS de Bellevue (H. Le Gall) puis, plus récemment, avec le Laboratoire de Magnétisme Louis Néel (G. Suran), consistant à explorer expérimentalement différentes voies afin soit d'abaisser soit d'augmenter la fréquence de résonance du mode gyromagnétique uniforme. L'abaissement de la fréquence de résonance peut être obtenu par exemple en modifiant la composition du film afin de réduire son aimantation à saturation [5]. L'augmentation de la fréquence de résonance peut être réalisée notamment à l'aide d'une structure bicouche (couche douce - couche dure) [6] ou d'une structuration dans le plan du film à l'échelle submillimétrique par ablation laser [7].

Parallèlement à mon activité d'ingénieur d'études chez Dassault Aviation, j'ai entrepris à partir de 1993 des travaux de recherche plus académiques sur le thème des excitations magnétiques de faible amplitude apparaissant dans les films ferri ou ferromagnétiques présentant une anisotropie perpendiculaire.

Un premier axe de recherche s'inscrivant dans la continuité de mon travail de thèse a consisté à approfondir l'étude des résonances gyromagnétiques intra-domaines et des résonances de parois existant dans les films de grenats à forte anisotropie perpendiculaire. J'ai étendu différents modèles analytiques afin de calculer la dépendance en fréquence du tenseur de susceptibilité

dynamique associé à ces excitations. Outre l'investigation des fréquences de résonance, ces modèles ont notamment permis d'étudier les règles de sélection gouvernant l'apparition de ces résonances en fonction de l'orientation du champ exciteur et d'analyser les intensités et les largeurs de raie associées à ces résonances, ces aspects ayant été peu abordés précédemment. Cette analyse théorique a été menée de concert avec un travail expérimental effectué par J. Ben Youssef au LMMM consistant en des mesures de RFM en régime non saturé qui ont permis d'éprouver ces modèles.

Un second axe de recherche est issu d'une collaboration établie à partir de 1995 avec O. Acher. Des spectres expérimentaux de perméabilité dynamique mesurés sur des films ferromagnétiques amorphes présentant une faible anisotropie perpendiculaire faisaient apparaître de multiples raies d'absorption. Les modèles analytiques développés dans le cas des films à forte anisotropie perpendiculaire se sont vite révélés insuffisants pour interpréter ces spectres. Le calcul de la réponse dynamique de ces films doit prendre en compte précisément l'hétérogénéité de la configuration d'équilibre de l'aimantation. Je me suis alors engagé en 1998, avec l'aide d'O. Vacus (ingénieur chez Dassault Aviation durant la période 1998 - 2000), dans le développement d'un code de calcul bidimensionnel de micromagnétisme dynamique permettant de calculer la dépendance en fréquence du tenseur de susceptibilité dynamique associé à une distribution d'aimantation non uniforme. Ces simulations réalisées à partir de configurations d'équilibre de l'aimantation calculées par M. Labrune du Laboratoire des Propriétés Mécaniques et Thermodynamiques des Matériaux de l'Institut Galilée (Université de Paris-Nord) ont permis, pour la première fois à notre connaissance, de reproduire fidèlement les spectres de perméabilité dynamique observés expérimentalement. Une cartographie des modes excités a également été réalisée permettant d'attribuer l'origine de ces résonances à différentes régions spatiales du film magnétique. Les caractéristiques de ces spectres (nombre de raies, fréquences de résonance, intensités et largeurs de raie) ont ainsi pu être étudiées en détail. Ces travaux ont été étendus récemment à l'étude de ces excitations en présence d'un champ magnétique polarisant puis, au calcul des spectres de RFM complets (régimes saturé et non saturé). Des premières comparaisons avec des données expérimentales obtenues dans le cadre d'une collaboration avec A. Marty et Y. Samson du Laboratoire Nanostructures et Magnétisme du CEA de Grenoble et J. Ben Youssef ont montré l'apport indéniable de ces simulations de micromagnétisme dynamique. Enfin, les résultats de ces simulations micromagnétiques dynamiques basées sur une approche harmonique ont été comparés de façon très satisfaisante à ceux issus de simulations effectuées à l'aide du code temporel développé par J. C. Toussaint du Laboratoire de Magnétisme Louis Néel.

Le présent document est constitué de trois chapitres principaux. Quelques rappels généraux relatifs à la dynamique de l'aimantation de faible amplitude et aux structures magnétiques non uniformes existant dans les films à anisotropie perpendiculaire sont présentés dans le chapitre 1. Le principaux résultats obtenus dans le cadre de mes travaux de recherche durant la période 1993 - 2002 concernant les excitations magnétiques apparaissant dans les films à forte anisotropie perpendiculaire puis, à faible anisotropie perpendiculaire, sont ensuite exposés respectivement dans les chapitres 2 et 3.

# Chapitre 1

## Généralités

Le but de ce chapitre est de présenter brièvement les concepts de base nécessaires à la compréhension des chapitres 2 et 3 ainsi que la terminologie employée dans ce manuscrit. Le cadre théorique dans lequel se situent mes travaux sur la dynamique de l'aimantation est tout d'abord défini. Avant d'aborder l'étude des excitations magnétiques dans des milieux magnétiques non uniformes, il est instructif de considérer le cas d'un milieu uniformément aimanté et de rappeler quelques résultats importants. Enfin, les systèmes magnétiques non uniformes étudiés correspondent à des configurations de domaines réguliers et périodiques qui apparaissent dans les films à anisotropie perpendiculaire. Les conditions d'existence de ces configurations magnétiques sont précisées.

### 1.1 Cadre théorique

L'étude de la dynamique de l'aimantation reportée dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre de la théorie du micromagnétisme [8]. Les matériaux ferro ou ferrimagnétiques sont considérés comme des milieux continus caractérisés par le vecteur aimantation  $\vec{M}(\vec{r}, t)$  qui dépend du vecteur position  $\vec{r}$  et du temps  $t$ . L'évolution temporelle du vecteur aimantation est décrite à l'aide de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [9] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma| \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}. \quad (1.1)$$

Le premier terme du second membre correspond au couple exercé par le champ effectif  $\vec{H}_{eff}$  sur l'aimantation  $\vec{M}$ . L'annulation de ce couple en tout point de l'échantillon magnétique détermine la configuration d'équilibre de l'aimantation  $\vec{M}_{eq}(\vec{r})$ .  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique. Le second terme du second membre correspond au terme dissipatif de Gilbert qui tend à aligner le vecteur aimantation suivant le champ effectif. Ce terme est caractérisé par le paramètre d'amortissement  $\alpha$ . Il est important de souligner que l'équation de LLG conserve le module de l'aimantation.

Le champ effectif s'exprime en fonction de la densité d'énergie libre magnétique  $G^*$  :

$$\vec{H}_{eff} = - \frac{\delta G}{\delta \vec{M}}, \quad (1.2)$$

où  $\frac{\delta}{\delta \vec{M}} = \frac{\partial}{\partial \vec{M}} - \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{\nabla} \vec{M}}$  représente la dérivée fonctionnelle.

Le champ effectif se décompose en plusieurs contributions correspondant respectivement au champ d'échange, au champ d'anisotropie, au champ démagnétisant et au champ magnétique appliqué [3] :

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2A}{M_s^2} \Delta \vec{M} - \frac{\partial G_{ani}}{\partial \vec{M}} + \vec{H}_d + \vec{H}. \quad (1.3)$$

$A$  représente la constante d'échange,  $M_s$  l'aimantation à saturation et  $G_{ani}$  l'énergie d'anisotropie volumique. Le champ démagnétisant  $\vec{H}_d$  satisfait aux équations de la magnétostatique :

$$div \vec{H}_d = -4\pi div \vec{M}, \quad rot \vec{H}_d = \vec{0}. \quad (1.4)$$

L'analyse théorique des excitations magnétiques hautes fréquences, de faible amplitude, existant dans les configurations magnétiques non uniformes repose sur le calcul du tenseur de susceptibilité dynamique. La configuration d'équilibre de l'aimantation  $\vec{M}_{eq}(\vec{r})$  est soumise à un champ magnétique exciteur supposé uniforme, de faible amplitude, possédant une dépendance temporelle de forme harmonique  $\delta \vec{h}(\omega)$ . La réponse de la configuration d'équilibre, elle-même de faible amplitude et de forme harmonique, est caractérisée par l'aimantation dynamique  $\delta \vec{m}(\vec{r}, \omega)$  solution de l'équation de LLG linéarisée au voisinage de  $\vec{M}_{eq}(\vec{r})$ . Le tenseur de susceptibilité dynamique locale est alors défini par la relation :

$$\delta \vec{m}(\vec{r}, \omega) = \bar{\chi}(\vec{r}, \omega) \delta \vec{h}(\omega). \quad (1.5)$$

On en déduit le tenseur de susceptibilité dynamique moyenné sur le volume de l'échantillon :

$$\bar{\chi}(\omega) = \langle \bar{\chi}(\vec{r}, \omega) \rangle_r. \quad (1.6)$$

On définit également la susceptibilité dynamique scalaire  $\chi$  suivant la direction de  $\delta \vec{h}$  par :

$$\chi(\omega) = \frac{\bar{\chi}(\omega) \delta \vec{h} \cdot \delta \vec{h}}{|\delta \vec{h}|^2}. \quad (1.7)$$

## 1.2 Mode gyromagnétique uniforme - Résonance ferromagnétique

Dans le cas d'un matériau possédant une aimantation et un champ effectif homogènes, la précession spatialement uniforme du vecteur aimantation  $\vec{M}$  autour de la direction du champ

---

\*Le système d'unités CGS est adopté dans ce manuscrit.

effectif  $\vec{H}_{eff}$  correspond au mode gyromagnétique uniforme. Ce mode est excité par un champ magnétique micro-onde uniforme et de faible amplitude  $\delta\vec{h}$ , appelé champ de pompage, possédant une composante dans le plan perpendiculaire à la direction de l'aimantation statique (direction du champ effectif) (Fig. 1.1). Lorsque la fréquence du champ de pompage coïncide avec la fréquence propre du mode gyromagnétique uniforme, une forte absorption du signal micro-onde par l'échantillon magnétique se produit, c'est le phénomène de résonance ferromagnétique (RFM). Les expériences de RFM en présence d'un champ magnétique polarisant  $\vec{H}$  d'amplitude suffisante pour saturer l'échantillon sont basées sur l'analyse du mode gyromagnétique uniforme.

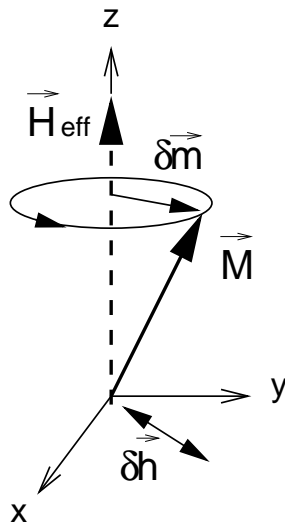


FIG. 1.1: *Mode gyromagnétique uniforme en présence d'un champ de pompage appliqué dans le plan (x,y).*

Dans le cas où  $\delta\vec{m}$  et  $\delta\vec{h}$  sont uniformes et possèdent une dépendance temporelle harmonique, la puissance absorbée par unité de volume de l'échantillon à partir du champ de pompage s'exprime simplement en fonction de la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique scalaire  $\chi''$  suivant  $\delta\vec{h}$  [11] :

$$P_a(\omega, H) = \frac{\omega}{2} \chi''(\omega, H) \delta h^2. \quad (1.8)$$

Le calcul du tenseur de susceptibilité dynamique est basé sur la méthode de Smit et Beljers<sup>†</sup> [12]. L'équation de LLG exprimée en coordonnées sphériques est linéarisée en considérant des petites oscillations  $\delta\theta, \delta\phi$  du vecteur aimantation autour de sa position d'équilibre définie par l'angle polaire  $\theta_0$  et l'angle azimutal  $\phi_0$ . En développant la densité d'énergie libre  $G$  au second ordre en  $\delta\theta$  et  $\delta\phi$ , l'équation de LLG est transformée en un système linéaire  $2 \times 2$  dont la solution donne accès à l'aimantation dynamique  $\delta\vec{m}$ , puis au tenseur de susceptibilité dynamique. Celui-ci s'exprime au premier ordre en  $\alpha$  dans la base  $(\vec{u}_\theta, \vec{u}_\phi)$  correspondant aux vecteurs unitaires en coordonnées sphériques dans le plan perpendiculaire à l'aimantation statique par la relation

<sup>†</sup>Ce formalisme a été proposé simultanément par H. Suhl (Phys. Rev. 97, 555 (1955)).

[13, 14] :

$$\bar{\chi} = \gamma^2 (\omega_r^2 + j\omega\Delta\omega_r - \omega^2)^{-1} \left[ \begin{pmatrix} \frac{G_{\phi,\phi}}{\sin^2 \theta_0} & \frac{G_{\theta,\phi}}{\sin \theta_0} \\ \frac{G_{\theta,\phi}}{\sin \theta_0} & G_{\theta,\theta} \end{pmatrix} + j\omega M_s \gamma \begin{pmatrix} \alpha & -1 \\ 1 & \alpha \end{pmatrix} \right], \quad (1.9)$$

où la pulsation de résonance est définie par l'expression :

$$\omega_r = \frac{\gamma}{M_s \sin \theta_0} [G_{\theta,\theta} G_{\phi,\phi} - G_{\theta,\phi}^2]^{1/2}, \quad (1.10)$$

et la largeur de raie à mi-hauteur de la raie d'absorption est donnée par la relation :

$$\Delta\omega_r = \frac{\alpha M_s}{\gamma} \left[ G_{\theta,\theta} + \frac{G_{\phi,\phi}}{\sin^2 \theta_0} \right]. \quad (1.11)$$

La connaissance des dérivées secondes de l'énergie libre  $G_{i,j}$ ,  $i, j = \theta, \phi$  évaluées pour les angles d'équilibre  $\theta_0$  et  $\phi_0$  détermine complètement le tenseur de susceptibilité dynamique.

D'un point de vue expérimental, il existe différents types de spectromètres de RFM. Les spectromètres standard utilisent une cavité résonante. Les mesures de RFM sont alors réalisées à fréquence fixe en effectuant un balayage en champ magnétique. Dans notre cas, l'utilisation d'une ligne de transmission micro-ruban non résonante et large bande [15] permet d'effectuer des mesures de RFM soit en balayage en champ magnétique à fréquence fixée soit à champ magnétique fixé en faisant un balayage en fréquence. Afin d'augmenter la sensibilité des signaux de RFM, une modulation en champ magnétique ou en fréquence est utilisée. Les spectres de RFM enregistrés correspondent respectivement à la dérivée en champ de la puissance absorbée en fonction du champ magnétique polarisant  $dPa/dH = f(H)$  (Fig. 1.2) ou à la dérivée en fréquence de la puissance absorbée en fonction de la fréquence  $dPa/dF = f(F)$ .

Dans le cas d'un film magnétique, on distingue les configurations en champ magnétique polarisant perpendiculaire ( $\vec{H} \perp$  au plan du film) et parallèle ( $\vec{H} \parallel$  au plan du film). Deux configurations d'excitation peuvent également être utilisées : le pompage perpendiculaire ( $\vec{H} \perp \delta\vec{h}$ ) et le pompage parallèle ( $\vec{H} \parallel \delta\vec{h}$ ). Cette dernière configuration sera utilisée dans le cas des films magnétiques non saturés.

La technique de RFM en régime saturé permet d'identifier de nombreux paramètres magnétiques [16]. Les constantes d'anisotropie peuvent ainsi être obtenues à partir de la dépendance angulaire du champ de résonance  $H_R$  (Fig. 1.2) [17]. L'évolution du champ de résonance en fonction de la fréquence pour une configuration du champ polarisant donnée permet de déterminer précisément le facteur gyromagnétique  $\gamma$  [ $A_3$ ]. Dans ces deux cas, l'exploitation des mesures de RFM est basée sur l'expression de la condition de résonance (Eq. (1.10)). La mesure de la largeur de raie pic à pic  $\Delta H^{pp}$  correspondant à l'écart en champ entre les extrema de la courbe  $dPa/dH$  (Fig. 1.2) donne des informations sur les mécanismes de relaxation de l'aimantation. Cette largeur de raie se décompose généralement en une contribution indépendante de la fréquence liée aux inhomogénéités magnétiques  $\Delta H_{inhom}^{pp}$ , et en une contribution intrinsèque

dépendant de la fréquence  $\Delta H_{int.}^{pp}(\omega)$ . En adoptant le formalisme de Smit et Beljers et en supposant que la raie de résonance est de forme lorentzienne,  $\Delta H_{int.}^{pp}$  s'exprime en fonction de  $\Delta\omega_r$  (Eq. (1.11)) par la relation  $\Delta H_{int.}^{pp} = 1/\sqrt{3}(dH/d\omega) \Delta\omega_r$ . La mesure de  $\Delta H^{pp}$  en fonction de la fréquence pour une configuration du champ polarisant donnée permet de déterminer  $\Delta H_{inhom.}^{pp}$  et le paramètre d'amortissement  $\alpha$  [18]. Les caractéristiques (constantes d'anisotropie,  $\gamma$ ,  $\alpha$ ) des échantillons magnétiques reportées dans ce mémoire sont issues de ces différentes mesures.

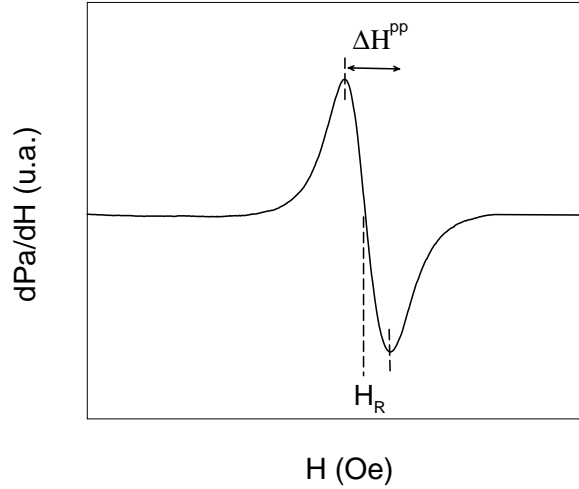


FIG. 1.2: Spectre typique de RFM. Balayage en champ magnétique polarisant à fréquence fixée.

### 1.3 Film uniformément aimanté à anisotropie uniaxiale planaire

Il est intéressant de considérer le cas idéal d'un film magnétique d'extension latérale infinie, uniformément aimanté, présentant une anisotropie uniaxiale planaire [19](Fig. 1.3).

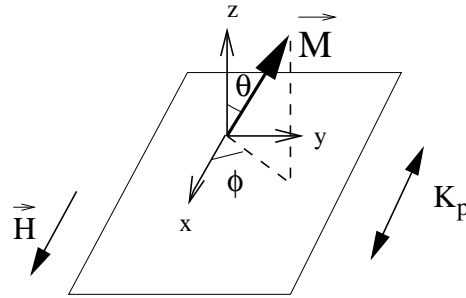


FIG. 1.3: Système de coordonnées et conventions angulaires pour un film magnétique à anisotropie uniaxiale planaire.

En définissant l'axe x comme la direction préférentielle de l'anisotropie, la densité d'énergie libre d'anisotropie volumique  $G_{ani}$  prend la forme suivante :

$$G_{ani} = K_p (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad (K_p > 0), \quad (1.12)$$



où  $K_p$  est la constante d'anisotropie uniaxiale planaire du premier ordre.

En présence d'un champ magnétique polarisant  $\vec{H}$  appliqué suivant l'axe  $x$ , la densité d'énergie libre du milieu magnétique incluant les contributions de l'énergie d'anisotropie, de l'énergie démagnétisante du film uniformément aimanté et de l'énergie d'interaction entre le champ magnétique  $\vec{H}$  et l'aimantation  $\vec{M}$  (énergie Zeeman) s'écrit :

$$G = K_p (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta - M_s H \sin \theta \cos \phi. \quad (1.13)$$

A l'équilibre, le vecteur aimantation est aligné suivant l'axe  $x$  (axe de facile aimantation).

La méthode de Smit et Beljers permet de déterminer les éléments du tenseur de susceptibilité dynamique qui dans ce cas s'expriment simplement dans le repère  $(x, y, z)$ . On obtient ainsi au premier ordre en  $\alpha$  :

$$\chi_{yy} = \gamma^2 M_s \frac{H_1 + j\alpha\omega/\gamma}{\omega_r^2 + j\omega\Delta\omega_r - \omega^2}, \quad \chi_{zz} = \gamma^2 M_s \frac{H_2 + j\alpha\omega/\gamma}{\omega_r^2 + j\omega\Delta\omega_r - \omega^2}, \quad (1.14)$$

$$\chi_{yz} = -\chi_{zy} = \frac{\gamma M_s j\omega}{\omega_r^2 + j\omega\Delta\omega_r - \omega^2}, \quad (1.15)$$

où la pulsation de résonance et la largeur de raie à mi-hauteur de la raie d'absorption sont données respectivement par les relations :

$$\omega_r = \gamma\sqrt{H_1 H_2}, \quad \Delta\omega_r = \alpha\gamma(H_1 + H_2), \quad (1.16)$$

avec  $H_1 = H + \frac{2K_p}{M_s} + 4\pi M_s$  et  $H_2 = H + \frac{2K_p}{M_s}$ .

Les susceptibilités imaginaires évaluées à la fréquence de résonance prennent également les formes simples suivantes :

$$\chi''_{max,yy} = \frac{\gamma M_s}{\Delta\omega_r} \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} = \frac{M_s}{\alpha} \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} \frac{1}{H_1 + H_2} = \frac{H_1}{H_2} \chi''_{max,zz}. \quad (1.17)$$

La figure 1.4 montre l'évolution des parties imaginaires des éléments diagonaux du tenseur de susceptibilité dynamique dans le plan (fréquence, champ magnétique) dans le cas d'un film de Permalloy ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ). La réponse dynamique suivant la direction de difficile aimantation dans le plan du film ( $\chi''_{yy}$ ) excède de plus de deux ordres de grandeur celle suivant la normale au film ( $\chi''_{zz}$ ). L'augmentation de l'amplitude du champ polarisant conduit à une augmentation de la fréquence de résonance ainsi qu'à une diminution du niveau de susceptibilité pour l'élément  $\chi''_{yy}$  et une augmentation de ce niveau pour l'élément  $\chi''_{zz}$ .

Les expressions (1.14) et (1.15) utilisées couramment permettent de décrire très correctement la réponse gyromagnétique de films ferromagnétiques déposés sous champ magnétique et possédant une épaisseur faible devant l'épaisseur de peau [20, 5].

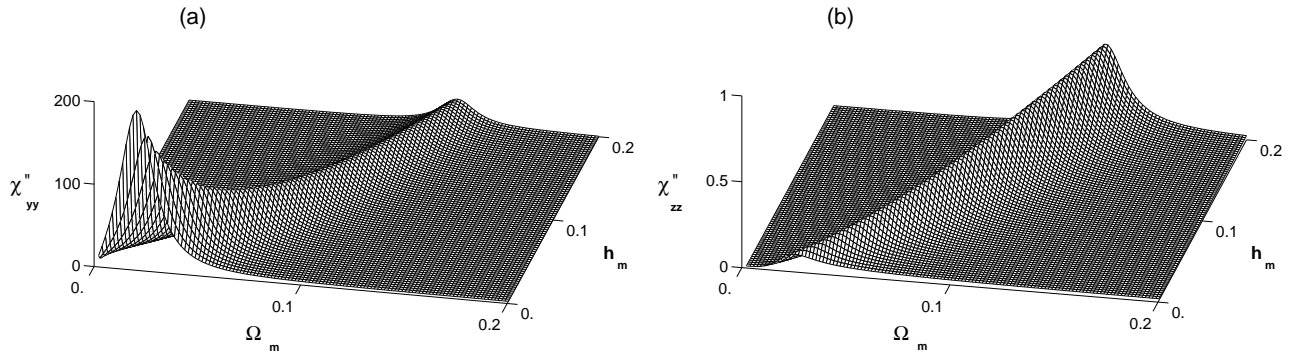


FIG. 1.4: Evolution théorique des parties imaginaires des éléments diagonaux du tenseur de susceptibilité dynamique en fonction de la pulsation réduite  $\Omega_m = \omega/\gamma 4\pi M_s$  et du champ magnétique réduit  $h_m = H/4\pi M_s$  : (a)  $\chi''_{yy}$ , (b)  $\chi''_{zz}$ . Paramètres magnétiques du Permalloy :  $4\pi M_s = 10400$  G,  $K_p = 2067$  erg/cm<sup>3</sup>,  $\gamma = 1,85 \cdot 10^7$  s<sup>-1</sup> Oe<sup>-1</sup>,  $\alpha = 0,02$ .

## 1.4 Systèmes magnétiques étudiés

Les films minces magnétiques que nous avons étudiés se caractérisent par l'existence d'une anisotropie orientée suivant la normale au film (anisotropie perpendiculaire). Cette anisotropie est essentiellement de symétrie uniaxiale et peut être décrite par la densité d'énergie :

$$G_{ani} = K_u \sin^2 \theta \quad (K_u > 0), \quad (1.18)$$

où  $K_u$  est la constante d'anisotropie uniaxiale du premier ordre et  $\theta$  est l'angle entre l'aimantation et l'axe préférentiel d'anisotropie. On définit le facteur de qualité  $Q$  comme le rapport entre l'énergie d'anisotropie uniaxiale d'un film uniformément aimanté dans son plan et l'énergie démagnétisante d'un film uniformément aimanté suivant sa normale,  $Q = K_u/2\pi M_s^2$ . Ce facteur de qualité permet de distinguer les films à forte anisotropie perpendiculaire ( $Q > 1$ ) présentant un axe de facile aimantation suivant la normale au film et les films à faible anisotropie perpendiculaire ( $Q < 1$ ) pour lesquels le plan du film correspond au plan de facile aimantation.

L'état micromagnétique d'un film à anisotropie perpendiculaire uniaxiale en l'absence d'un champ magnétique polarisant peut être représenté dans un diagramme de phase dépendant de deux paramètres réduits : le facteur de qualité  $Q$  et, par exemple, l'épaisseur réduite  $h/\Lambda$  où  $\Lambda$  est la longueur d'échange,  $\Lambda = (A/2\pi M_s^2)^{1/2}$  [21] (Fig. 1.5).

Pour les films à forte anisotropie perpendiculaire, la configuration d'équilibre correspond à une structure de domaines en rubans quelle que soit l'épaisseur du film. Ces rubans se présentent généralement sous forme de labyrinthes. Un traitement sous champs magnétiques statiques permet de nucléer des domaines en rubans parallèles [22]. C'est cette dernière configuration magnétique que nous considérerons. A l'intérieur des domaines, l'aimantation est uniforme et pointe alternativement vers le haut puis vers le bas (configuration "up" et "down"). Ces domaines sont séparés par des parois à l'intérieur desquelles l'aimantation varie rapidement et

dont la largeur est faible devant celle des domaines. Cette configuration monodimensionnelle est représentée schématiquement en insert de la figure 1.5. Cette structure en domaines a été largement étudiée notamment dans le cas des films monocristallins de grenats ferrimagnétiques [23] et, plus récemment, dans le cas de films ferromagnétiques de  $\text{Co}_3\text{Pt}$  [24] et de  $\text{FePd}$  [25].

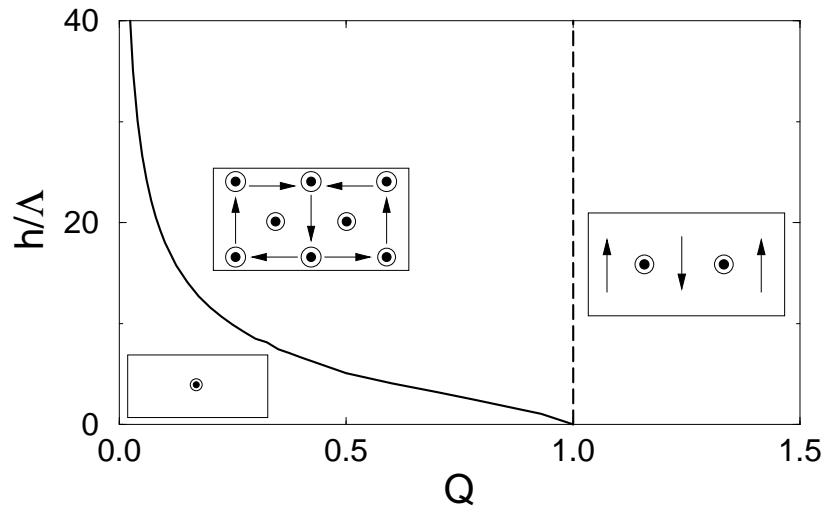


FIG. 1.5: *Diagramme de phase pour la nucléation des domaines en rubans.*

Pour les films à faible anisotropie perpendiculaire, il existe une épaisseur critique  $h_c$ . Pour les films de faible épaisseur  $h < h_c$ , l'aimantation se trouve dans le plan du film. Pour des épaisseurs excédant l'épaisseur critique  $h > h_c$ , l'aimantation commence à osciller de manière périodique en dehors du plan du film. Cette transition de réorientation est une transition de phase du second ordre dont le paramètre d'ordre est la composante perpendiculaire de l'aimantation. Une configuration magnétique régulière dite en rubans faibles apparaît alors dont les caractéristiques dépendent des coordonnées du film dans le diagramme de phase [21]. Un exemple d'une telle configuration d'aimantation bidimensionnelle est indiquée schématiquement en insert de la figure 1.5. La distinction entre parois et domaines ne conserve un sens qu'au coeur du film, la largeur des parois étant significative par rapport à celle des domaines. Des structures magnétiques en rubans faibles ont été observées pour la première fois dans des films minces de Permalloy [26, 27]. Plus récemment, l'émergence de la microscopie à force magnétique (MFM) a permis de révéler des domaines en rubans faibles dans des films ferromagnétiques de  $\text{Co}$  [28], de  $\text{CoFeZr}$  [29] et de  $\text{FePd}$  [30]. Bien qu'il existe des structures en rubans plus complexes [31], seules les configurations magnétiques en rubans faibles seront considérées.

# Chapitre 2

## Excitations magnétiques dans des films ferrimagnétiques à forte anisotropie perpendiculaire

### 2.1 Introduction

Dans le cas des films ferrimagnétiques à forte anisotropie perpendiculaire, la structure d'équilibre de l'aimantation que nous avons considérée est constituée de domaines en rubans parallèles aimantés alternativement "up" et "down". Les domaines possèdent une aimantation quasi-uniforme et leur largeur est de l'ordre de quelques microns. Ces domaines sont séparés par des parois dont la largeur est de l'ordre du dixième de micron et à l'intérieur desquelles l'aimantation varie rapidement. D'un point de vue spectral, la réponse dynamique de ces films est constituée de deux types d'excitations magnétiques [32] : des modes gyromagnétiques intra-domaines, notés de façon synthétique modes de domaines et des modes de parois. En l'absence d'un champ magnétique polarisant, les excitations associées aux modes collectifs de parois (modes de translation) se situent à des fréquences nettement inférieures à celles des modes de domaines. Par ailleurs, l'excitation des modes de domaines est réalisée en présence d'un champ de pompage appliqué dans le plan du film tandis que la configuration d'excitation standard des modes de parois correspond à un champ de pompage appliqué suivant la direction de facile aimantation donc perpendiculairement au film. Il est ainsi possible dans un très grand nombre de cas de découpler ces deux types d'excitations et de développer des outils d'analyse théoriques et expérimentaux spécifiques à chacune d'entre elles.

Depuis plusieurs décennies, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été dévolus à l'étude de ces modes dans des oxydes magnétiques et plus particulièrement dans des films de grenats monocristallins à anisotropie perpendiculaire [23]. Toutefois, la très grande majorité de ces travaux a été consacrée à l'étude des fréquences de résonance associées à ces excitations ainsi qu'à leur dépendance vis-à-vis d'un champ magnétique polarisant. Or, comme il a été indiqué dans le chapitre précédent, seule la connaissance du tenseur de susceptibilité dynamique permet de caractériser totalement une excitation magnétique donnée en régime linéaire.

Une partie importante de mon travail sur ce thème a donc consisté à modéliser les spectres de

susceptibilité dynamique associés à ces modes de domaines et de parois par une approche analytique puis, plus récemment, à l'aide de simulations numériques. L'effet de différents paramètres intrinsèques (facteur de qualité, paramètre d'amortissement, épaisseur des films) et extrinsèques (champ polarisant, champ de pompage) sur les caractéristiques des spectres (nombre de raies, fréquences de résonance, largeurs de raie, intensités) a ensuite été étudié. Ces résultats théoriques ont été comparés à des résultats expérimentaux de RFM en régime non saturé. Pour ces expériences, les films de grenats monocristallins épitaxiés ont constitué des matériaux de choix. En effet, il est possible de faire varier finement et de façon contrôlée leurs propriétés magnétiques à l'aide de substitutions multiples. Les films de grenats reportés dans ce mémoire ont été élaborés et caractérisés au LMMM de Bellevue par J. Ben Youssef.

Ce chapitre présente les principaux résultats obtenus concernant l'étude des spectres de résonance de domaines magnétiques (RDM) et de parois magnétiques (RPM).

## 2.2 Résonances de domaines magnétiques (RDM)

### 2.2.1 Phénoménologie

La présence d'une structure en domaines magnétiques peut affecter considérablement la résonance gyromagnétique uniforme. L'une des principales conséquences est la levée de dégénérescence de ce mode et l'apparition de modes de domaines. Dans le cas d'un film à forte anisotropie perpendiculaire, d'épaisseur  $h$ , possédant une structure de domaines périodiques (période à l'équilibre  $P_0$ ) sous forme de rubans parallèles equi-espacés aimantés alternativement "up" et "down" (Fig. 2.1 (a)), deux modes de domaines existent notés\* respectivement  $\omega^+$  et  $\omega^-$ . Ces modes se distinguent par la relation de phase existant entre les précessions des vecteurs aimantation associés aux deux types de domaines. Pour le mode  $\omega^+$ , les mouvements de précession des vecteurs aimantation de deux domaines adjacents sont en phase suivant la direction perpendiculaire aux rubans (mode acoustique). Ce mode est excité par un champ magnétique haute fréquence  $\delta\vec{h}$  appliqué perpendiculairement à la direction des rubans (Fig. 2.1 (b)). Pour le mode  $\omega^-$ , les mouvements de précession des vecteurs aimantation de deux domaines adjacents sont en opposition de phase suivant la direction perpendiculaire aux rubans (mode optique). Des pôles magnétiques dynamiques apparaissent alors au niveau de la paroi magnétique créant un champ démagnétisant dynamique qui couple les mouvements de précession des vecteurs aimantation à l'intérieur des domaines (effet Polder-Smit [33]). L'existence de ce champ démagnétisant dynamique entraîne une augmentation de la fréquence de résonance de ce mode par rapport au mode acoustique. Le mode  $\omega^-$  est excité par un champ magnétique haute fréquence appliqué parallèlement à la direction des rubans (Fig. 2.1 (b)).

Depuis les premiers travaux de Smit et Beljers [12] et d'Artman [34, 35], de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été consacrées à la détermination des fréquences de résonance des modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  et à leur évolution en fonction d'un champ magnétique polarisant [36, 37, 38, 39].

---

\*Nous utilisons la convention la plus couramment rencontrée dans les articles récents.

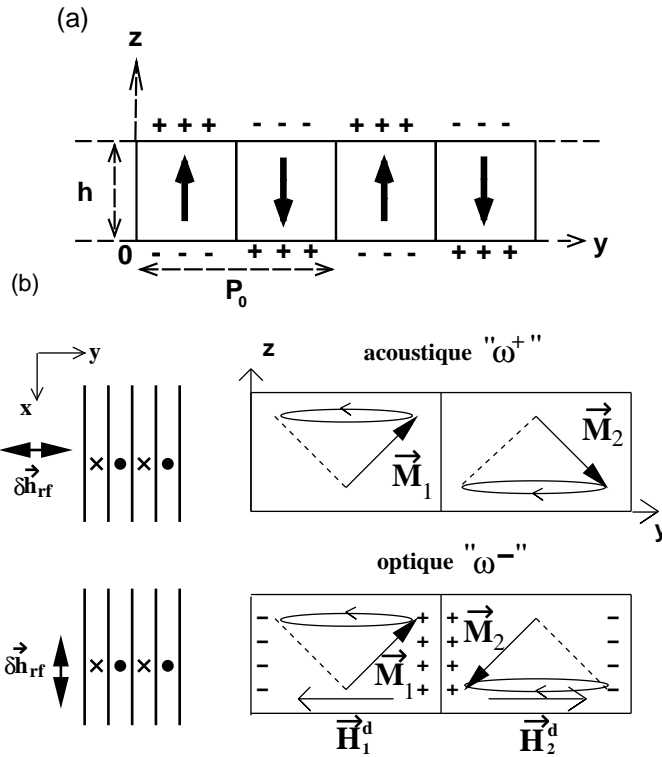


FIG. 2.1: (a) Représentation schématique de la configuration d'équilibre de l'aimantation pour un film à forte anisotropie perpendiculaire. Les domaines en rubans parallèles sont orientés suivant l'axe  $Ox$ . (b) Modes de domaines  $\omega^+$  et  $\omega^-$  en l'absence d'un champ magnétique polarisant (vue transversale).

Ma contribution sur ce thème a consisté à établir une expression complète de la susceptibilité dynamique associée à ces modes de domaines puis, à étudier l'influence de paramètres magnétiques (facteur de qualité, rapport de forme des domaines, amortissement, champs magnétiques polarisant et de pompage) sur les caractéristiques des spectres de susceptibilité dynamique. Enfin, ces résultats théoriques ont été comparés à quelques résultats expérimentaux [A<sub>1</sub>].

## 2.2.2 Susceptibilité dynamique

Le calcul du tenseur de susceptibilité dynamique associé aux modes de domaines est basé sur la méthode de Smit et Beljers [12, 40]. Les principales étapes du calcul sont décrites brièvement.

On considère une cellule de périodicité comprenant deux domaines uniformément aimantés respectivement "up" et "down". L'effet d'un champ magnétique polarisant  $\vec{H}$  appliqué dans le plan du film et parallèlement aux domaines est pris en compte.

La réponse gyromagnétique de ce système soumis à une faible excitation harmonique  $\delta\vec{h}(\omega)$  est traitée en écrivant une équation de LLG pour chaque vecteur aimantation  $\vec{M}_i(\theta_i, \phi_i)$ ,  $i = 1, 2$ , où  $\theta_i, \phi_i$  sont les angles polaires et azimutaux des vecteurs aimantation (Fig. 2.2). La densité d'énergie libre par unité de volume  $G$  intervenant dans les équations de LLG se décompose en trois contributions :  $G = G_{ani} + G_d + G_{app}$ .

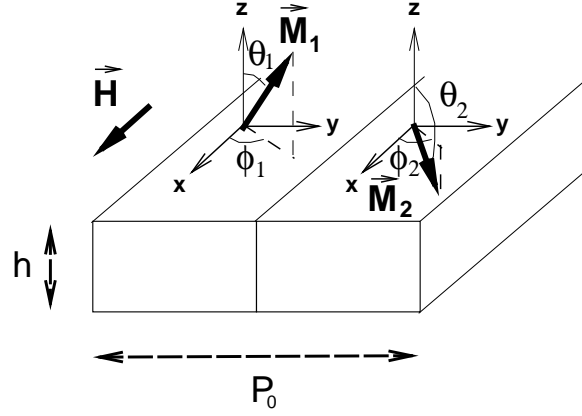


FIG. 2.2: Systèmes de coordonnées et conventions angulaires à l'intérieur de la cellule de périodicité dans le modèle de RDM.

$G_{ani}$  correspond à l'énergie d'anisotropie uniaxiale :

$$G_{ani} = \frac{K_u}{2}(\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2). \quad (2.1)$$

$G_d$  est l'énergie démagnétisante qui se décompose en deux termes :  $G_d = G_{d1} + G_{d2}$ .

$G_{d1}$  est l'énergie démagnétisante associée aux pôles magnétiques aux surfaces du film :

$$G_{d1} = \frac{\pi M_s^2}{2}(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)^2 + \frac{N_{zz} M_s^2}{8}(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^2. \quad (2.2)$$

$G_{d2}$  est l'énergie démagnétisante associée aux pôles magnétiques au niveau des parois :

$$G_{d2} = (4\pi - N_{zz}) \frac{M_s^2}{8}(\sin \theta_1 \sin \phi_1 - \sin \theta_2 \sin \phi_2)^2, \quad (2.3)$$

où  $N_{zz}$  est le facteur démagnétisant suivant l'axe  $z$  associé à la structure en domaines [41].

$G_{app}$  correspond à l'énergie Zeeman :

$$G_{app} = -\frac{M_s H}{2}(\sin \theta_1 \cos \phi_1 + \sin \theta_2 \cos \phi_2). \quad (2.4)$$

En faisant l'approximation de petites variations des vecteurs aimantation  $(\delta\theta_i, \delta\phi_i)$ ,  $i = 1, 2$  autour de leur position d'équilibre, les équations de LLG sont linéarisées en développant la densité d'énergie libre en série de Taylor à l'ordre 2 en  $\delta\theta_i$  et  $\delta\phi_i$ . On aboutit ainsi à un système linéaire  $4 \times 4$  dont la résolution donne accès à l'aimantation dynamique  $\delta\vec{m}(\omega)$  puis, au tenseur de susceptibilité dynamique. A l'instar de la résonance gyromagnétique uniforme (régime saturé), le tenseur de susceptibilité dynamique s'exprime en fonction des dérivées secondes de l'énergie libre évaluées à la position d'équilibre :  $G_{i,j} = (\frac{\partial^2 G}{\partial X_i \partial X_j})_{eq}$ ,  $i, j = 1, \dots, 4$  où les variables généralisées  $\{X_i, i = 1, 2, 3, 4\}$  correspondent respectivement à  $\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2$ .

On obtient ainsi :

$$\chi_{xx} = \frac{M_s^2 \cos^2 \theta_0}{2} \frac{[G_{22} - G_{24} + j\alpha z \sin \theta_0]}{[(G_{11} - G_{13} + j\alpha z / \sin \theta_0)(G_{22} - G_{24} + j\alpha z \sin \theta_0)] - z^2}, \quad (2.5)$$

$$\chi_{yy} = \frac{M_s^2 \sin^2 \theta_0}{2} \frac{[G_{11} + G_{13} + j\alpha z / \sin \theta_0]}{[(G_{11} + G_{13} + j\alpha z / \sin \theta_0)(G_{22} + G_{24} + j\alpha z \sin \theta_0)] - z^2}, \quad (2.6)$$

$$\chi_{zz} = \frac{M_s^2 \sin^2 \theta_0}{2} \frac{[G_{22} + G_{24} + j\alpha z \sin \theta_0]}{[(G_{11} + G_{13} + j\alpha z / \sin \theta_0)(G_{22} + G_{24} + j\alpha z \sin \theta_0)] - z^2}, \quad (2.7)$$

$$\chi_{yz} = \frac{M_s^2 \sin^2 \theta_0}{2} \frac{jz}{[(G_{11} + G_{13} + j\alpha z / \sin \theta_0)(G_{22} + G_{24} + j\alpha z \sin \theta_0)] - z^2}, \quad (2.8)$$

$$\chi_{zy} = -\chi_{yz} \text{ et } \chi_{xy} = \chi_{yx} = \chi_{xz} = \chi_{zx} = 0, \quad (2.9)$$

avec  $z = \frac{M_s \sin \theta_0}{2\gamma} \omega$  et  $\theta_0$  l'angle polaire à l'équilibre,  $\theta_0 \equiv \theta_{1,eq} = \pi - \theta_{2,eq}$ .

Les pulsations de résonance s'expriment alors au premier ordre en  $\alpha$  par les relations :

$$\omega_{xx} \equiv \omega^- = \frac{2\gamma}{M_s \sin \theta_0} \sqrt{(G_{11} - G_{13})(G_{22} - G_{24})} \quad (\text{mode optique}), \quad (2.10)$$

$$\omega_{yy} = \omega_{zz} \equiv \omega^+ = \frac{2\gamma}{M_s \sin \theta_0} \sqrt{(G_{11} + G_{13})(G_{22} + G_{24})} \quad (\text{mode acoustique}). \quad (2.11)$$

De même, les largeurs de raie à mi-hauteur sont données par les expressions :

$$\Delta\omega_{xx} \equiv \Delta\omega^- = \alpha \frac{2\gamma}{M_s} [(G_{11} - G_{13}) + (G_{22} - G_{24}) / \sin^2 \theta_0] \quad (\text{mode optique}), \quad (2.12)$$

$$\Delta\omega_{yy} = \Delta\omega_{zz} \equiv \Delta\omega^+ = \alpha \frac{2\gamma}{M_s} [(G_{11} + G_{13}) + (G_{22} + G_{24}) / \sin^2 \theta_0] \quad (\text{mode acoustique}). \quad (2.13)$$

Pour chaque valeur de  $H$ , la configuration d'équilibre est obtenue par la minimisation de l'énergie libre incluant l'énergie de paroi par rapport à la période des domaines et aux variables angulaires [42].

A partir de ces expressions, nous nous sommes intéressés à l'influence de différents paramètres magnétiques (facteur de qualité  $Q$ , rapport de forme des domaines  $P_0/h$ , paramètre d'amortissement  $\alpha$ , champ magnétique polarisant  $H$ ) sur le spectre de susceptibilité dynamique. La figure 2.3 montre quelques unes de ces dépendances en considérant les parties imaginaires des éléments du tenseur de susceptibilité dynamique  $\chi''_t = (\chi''_{xx} + \chi''_{yy})/2$  et  $\chi''_{zz}$ .



Plusieurs constatations peuvent être faites :

- En l'absence d'un champ magnétique polarisant ( $h_K = 0$ ,  $h_K = H/H_{Ku}$  avec  $H_{Ku} = 2K_u/M_s$ , Figs. 2.3 (a) et 2.3 (b)), les modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  ne peuvent être excités que par un champ de pompage  $\delta\vec{h}$  appliqué dans le plan du film ( $\chi_t \neq 0, \chi_{iz} = 0, i = x, y, z$ ).
- La diminution du facteur de qualité (augmentation de  $r$ ) par augmentation de l'induction à saturation  $4\pi M_s$  à rapport de forme des domaines constant se traduit par une diminution de la fréquence de résonance du mode  $\omega^+$  et par une augmentation de celle du mode  $\omega^-$ . Les intensités des résonances  $\omega^+$  et  $\omega^-$  augmentent lorsque  $r$  augmente (Fig. 2.3 (a)).
- Lorsque le rapport de forme des domaines augmente ( $p$  augmente) à facteur de qualité constant, les fréquences de résonance des modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  diminuent et leur écart en fréquence décroît. Ces modes fusionnent pour les très grands rapports de forme. Les intensités de ces résonances augmentent lorsque le rapport de forme des domaines croît (Fig. 2.3 (b)).
- L'existence d'un champ magnétique polarisant d'amplitude croissante appliqué dans le plan du film et parallèlement à la direction des rubans entraîne une diminution des fréquences de résonance des modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$ . L'intensité de la raie  $\omega^+$  augmente en fonction du champ magnétique polarisant contrairement à celle de la raie  $\omega^-$  (Fig. 2.3 (c)). Le mode  $\omega^+$  peut être excité par un champ de pompage appliqué perpendiculairement au film (Fig. 2.3 (d)).

L'évolution des fréquences de résonance  $F_r$  des modes de domaines et du mode gyromagnétique uniforme en fonction du champ magnétique polarisant est reportée sur la figure 2.4 (a). On observe que le mode  $\omega^+$  existant en régime non saturé ( $H < H_{sat}$ ) se transforme en mode gyromagnétique uniforme (résonance ferromagnétique en configuration parallèle,  $RFM_{||}$ ) en régime saturé ( $H > H_{sat}$ ). En régime non saturé, il existe une valeur du champ magnétique polarisant pour laquelle les branches acoustique et optique s'intersectent. Ce comportement correspond au cas où les deux modes de domaines sont indépendants. Une répulsion entre les modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  peut exister lorsque le film possède une anisotropie magnétique de symétrie cubique ou orthorhombique [36, 38] ou s'il existe un angle de désorientation entre la direction des domaines et celle du champ magnétique polarisant [36].

L'évolution des largeurs de raie à mi-hauteur  $\Delta F_r$  des modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  en fonction du champ polarisant est indiquée sur la figure 2.4 (b). On note qu'en régime non saturé, les largeurs de raie décroissent lorsque le champ polarisant augmente. Au-delà de la saturation, la largeur de raie du mode gyromagnétique uniforme (continuité du mode  $\omega^+$ ) croît linéairement en fonction du champ magnétique polarisant. La largeur de raie du mode  $\omega^-$  est supérieure à celle du mode  $\omega^+$ . Toutefois, les largeurs de raies relatives  $\Delta F_r/F_r$  sont équivalentes pour les deux résonances et faiblement dépendantes de  $H$  sauf au voisinage du champ de saturation où  $\Delta F_r/F_r$  diverge pour le mode  $\omega^-$ .

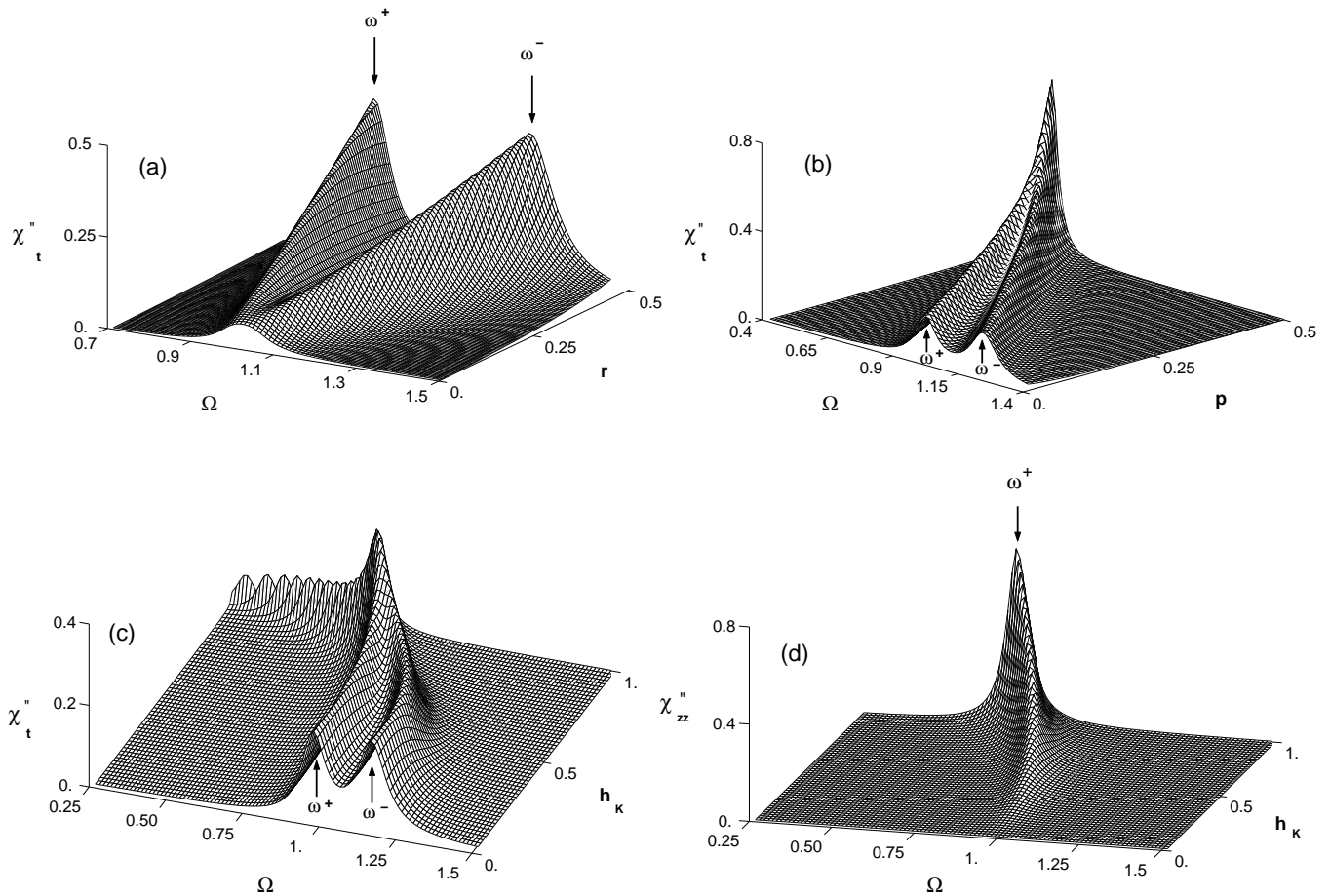


FIG. 2.3: Evolution des susceptibilités imaginaires  $\chi''_t = (\chi''_{xx} + \chi''_{yy})/2$  et  $\chi''_{zz}$  en fonction de la pulsation réduite  $\Omega = \omega/\gamma H_{Ku}$  et des paramètres réduits : (a)  $r = 1/2Q$ , (b)  $p = N_{zz}/4\pi Q$ , (c) et (d)  $h_K = H/H_{Ku}$ .

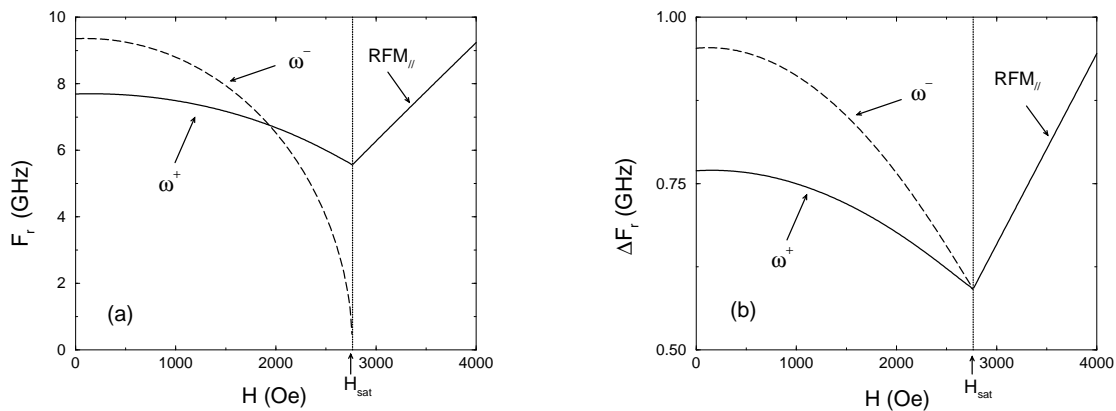


FIG. 2.4: Dépendance en champ magnétique des fréquences de résonance (a) et des largeurs de raie à mi-hauteur (b) pour les modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  (régime non saturé) et pour le mode gyromagnétique uniforme (RFM en configuration parallèle, régime saturé). Paramètres magnétiques :  $4\pi M_s = 1400 \text{ G}$ ,  $H_{Ku} = 2K_u/M_s = 2800 \text{ Oe}$ ,  $A = 4 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma = 1,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ ,  $\alpha = 0,05$ .  $h = 5 \mu\text{m}$ .

### 2.2.3 Comparaison théorie - expérience

Les nombreuses comparaisons publiées concernant l'évolution des fréquences de résonance des modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  en fonction d'un champ magnétique polarisant indiquent que le modèle de RDM reproduit très correctement les évolutions expérimentales pour des films de grenats monocristallins ayant un facteur de qualité  $Q > 1$  [38, 39].

De notre côté, des mesures de RFM dans la gamme 7 - 12 GHz ont été réalisées dans le cas de films de grenats monocristallins de composition générique  $(\text{YSmLuBiCa})_3(\text{FeSi})_5\text{O}_{12}$  possédant une orientation cristallographique (111). Ces échantillons diffèrent principalement par la valeur du paramètre d'amortissement  $\alpha$  variant entre 0,06 et 0,15. Les comparaisons ont porté sur la dépendance en fréquence de la puissance micro-onde absorbée par l'échantillon en l'absence d'un champ magnétique polarisant normalisée par la puissance absorbée à la RFM (configuration perpendiculaire). Un exemple de comparaison est reporté sur la figure 2.5 pour l'échantillon possédant le plus faible paramètre d'amortissement. Plusieurs observations peuvent être faites :

- L'écart relatif entre les valeurs théoriques et expérimentales des fréquences de RDM n'excède pas 5 %.
- Le niveau théorique de puissance absorbée, calculé en considérant un couplage idéal entre le champ excitateur et le film magnétique, est supérieur à celui déterminé expérimentalement.
- Les largeurs de raies expérimentales des RDM sont assez correctement reproduites par la théorie en considérant le paramètre d'amortissement déduit des mesures de RFM en régime saturé. Toutefois, il faut souligner que pour ces échantillons, les fréquences de résonance des modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  en l'absence d'un champ magnétique polarisant se situent dans la gamme de fréquence utilisée pour déterminer  $\alpha$ . Nous reviendrons sur ce point lors du paragraphe dédié à la relaxation des parois magnétiques.

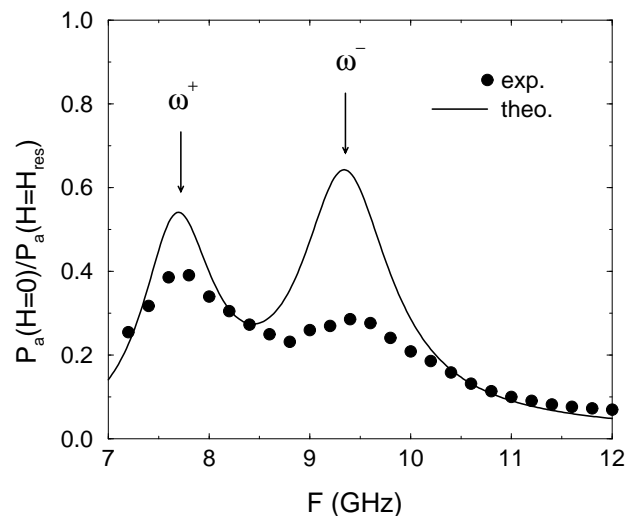


FIG. 2.5: Dépendance en fréquence des puissances micro-ondes théorique et expérimentale absorbées ( $H = 0$ ). Les puissances absorbées sont normalisées par rapport à celle de la RFM (échantillon saturé).

## 2.3 Résonances de parois magnétiques (RPM)

### 2.3.1 Introduction

La seconde famille d'excitations magnétiques rencontrée dans les milieux ferrimagnétiques à forte anisotropie perpendiculaire présentant une configuration magnétique en rubans parallèles correspond aux modes de parois. Il a été établi théoriquement [43] que le spectre des excitations de parois magnétiques est constitué de modes de translation résultant d'un double mécanisme gyromagnétique et de modes de précession assimilables à des ondes de spin intra-paroi. Nos recherches se sont focalisées sur les modes de translation correspondant à des oscillations collectives résonantes des parois magnétiques.

Des travaux approfondis concernant les RPM dans les films de grenats à anisotropie perpendiculaire ont été menés au LMMM sous l'impulsion d'Henri Le Gall dans le cadre de thèses successives [44, 45, 46]. La disponibilité de nombreux films de grenats épitaxiés présentant des propriétés magnétiques variées associée à des techniques d'excitation et de détection efficaces nous ont permis de collecter un grand nombre de spectres expérimentaux de RPM.

L'analyse de ces données expérimentales a été effectuée en adoptant une description simplifiée de la dynamique de paroi basée sur le formalisme de Slonczewski [23]. Dans le cas d'un film à forte anisotropie perpendiculaire ( $Q \gg 1$ ), le modèle asymptotique de Slonczewski consiste à assimiler la paroi à une membrane infiniment mince, déformable, d'énergie de surface  $\sigma$ . L'intégration de l'équation de LLG suivant l'épaisseur de la paroi sous la condition de conservation du profil de la paroi conduit alors aux équations de Slonczewski [23] :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \alpha \Delta_0^{-1} \frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\gamma}{2M_s} \frac{\delta \sigma}{\delta q} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} - \alpha \Delta_0 \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\gamma}{2M_s} \frac{\delta \sigma}{\delta \psi}, \quad (2.15)$$

où  $\delta \sigma / \delta X = \partial \sigma / \partial X - \vec{\nabla} \cdot \partial \sigma / \partial \vec{\nabla} X$ ,  $X=q, \psi$  et  $\Delta_0 = (A/K_u)^{1/2}$ .

La dynamique de la paroi est alors décrite à l'aide de deux variables :  $q$ , la coordonnée du centre de la paroi suivant sa normale et  $\psi$ , l'angle azimutal de l'aimantation au centre de la paroi.

Dans le cas d'une structure de domaines en rubans parallèles, un premier niveau de modélisation a consisté à décrire les oscillations de parois de faible amplitude excitées par un champ de pompage appliqué suivant l'axe de facile aimantation (axe  $z$ ) en faisant l'hypothèse de parois rigides (Fig. 2.6). Les équations de Slonczewski se réduisent alors à celle d'un oscillateur harmonique (OH) et la susceptibilité dynamique est alors donnée par l'expression suivante [23] :

$$\chi_{OH}(\omega) = \chi_0 \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 + j\omega \Delta \omega_r - \omega^2}, \quad (2.16)$$

où  $\chi_0 = 8M_s^2/kP_0$ ,  $\omega_r = (k/m_D)^{1/2}$  (pulsation de résonance) et  $\Delta \omega_r = b/m_D = \alpha \gamma 4\pi M_s$  (largeur de raie à mi hauteur).  $k$  est la constante de rappel associée à la structure en domaines

[ $A_2$ ],  $m_D$  est la masse de Döring de la paroi,  $m_D = (2\pi\gamma^2\Delta_0)^{-1}$  et  $b$  est le paramètre d'amortissement visqueux,  $b = 2M_s\alpha/(\gamma\Delta_0) \equiv 2M_s/\mu$  où  $\mu$  est la mobilité de la paroi. Un exemple de spectre de susceptibilité imaginaire associé au mode rigide de parois est représenté sur la figure 2.7. Ce modèle rend compte des dépendances expérimentales de la fréquence de RPM (mode fondamental) vis-à-vis de paramètres intrinsèques (anisotropie, aimantation) [44, 45, 46] mais ne permet pas d'expliquer l'existence d'une seconde RPM observée expérimentalement (Fig. 2.8).

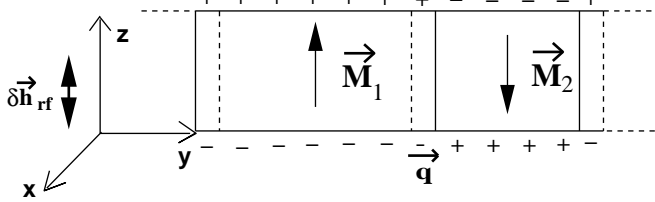


FIG. 2.6: Représentation schématique d'une oscillation collective de parois rigides.

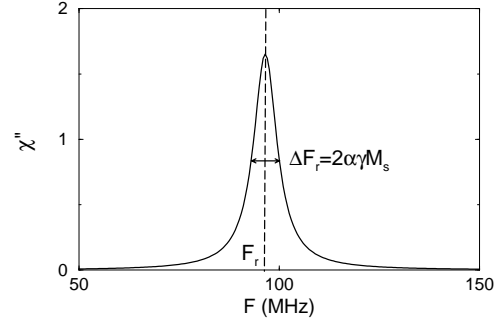


FIG. 2.7: Spectre théorique (OH) de RPM. Paramètres magnétiques :  $4\pi M_s = 250 G$ ,  $H_{Ku} = 750 Oe$ ,  $A = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma = 1,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} Oe^{-1}$ .  $h = 6 \mu m$ .

Slonczewski [47] a interprété plus généralement les RPM en termes d'oscillations collectives de parois de type flexion dont l'origine est liée au champ démagnétisant statique inter-domaines provenant des pôles magnétiques aux surfaces du film. Ce champ induit une dépendance de l'angle azimutal de l'aimantation statique à l'intérieur de la paroi  $\psi_0$  avec la coordonnée suivant la normale au film (axe  $z$ ). Cette torsion entraîne une répartition inhomogène de la masse de la paroi suivant l'épaisseur du film qui conduit à des déplacements de parois fonction de la coordonnée  $z$ . La figure 2.9 montre l'exemple d'une oscillation de parois attendue sous l'action d'un champ de pompage appliqué suivant la direction de facile aimantation (axe  $z$ ).

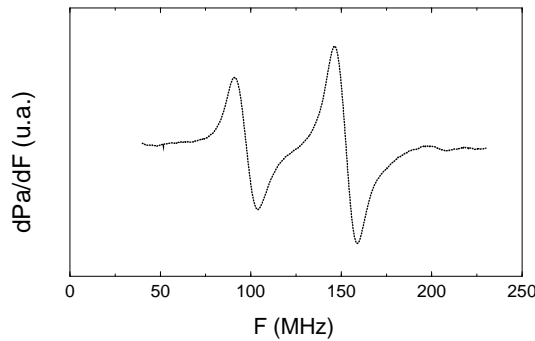


FIG. 2.8: Spectre expérimental typique de RPM en l'absence d'un champ magnétique polarisant.

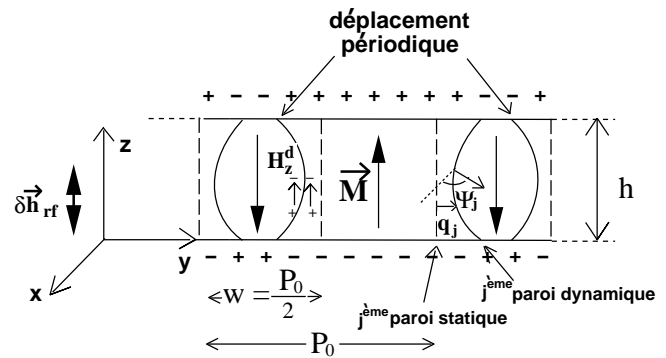


FIG. 2.9: Représentation schématique d'une oscillation collective de parois de type flexion.

Sous l'approximation d'un milieu à forte anisotropie perpendiculaire, le modèle de Slonczewski [47], dénoté modèle de parois fléchies (PF), permet de calculer les fréquences propres et les modes propres associés à ces oscillations de parois de faible amplitude. Celles-ci consistent en des déplacements 3D,  $q(z, \vec{k})$ , dépendant de la coordonnée  $z$  (mode de flexion) et d'un vecteur d'onde  $\vec{k}$  dans le plan du film. Pour un vecteur d'onde donné, le modèle prédit une infinité de modes de flexion indexés selon le nombre de noeuds dans la dépendance  $q(z)$  (Fig. 2.10).

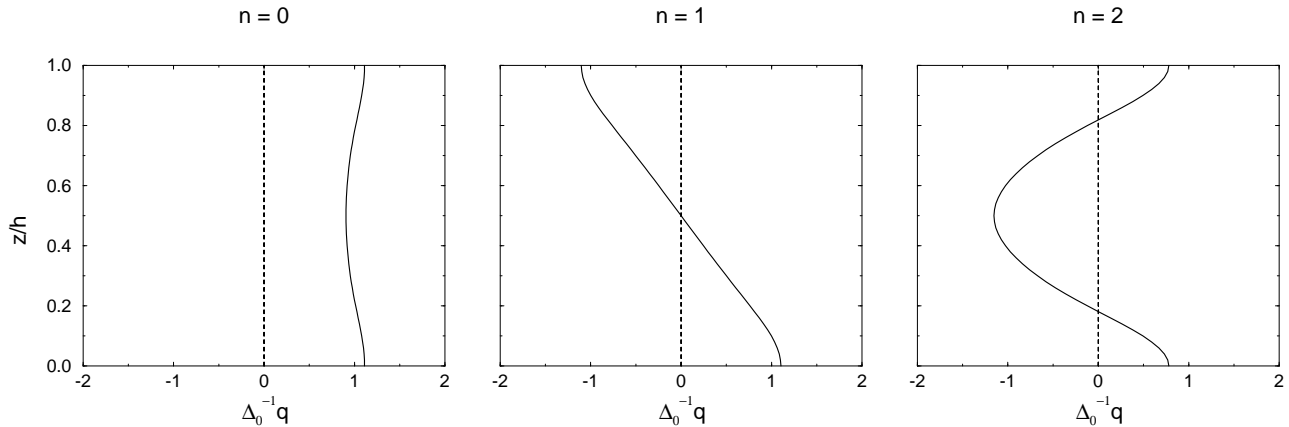


FIG. 2.10: *Profils théoriques des trois premiers modes de flexion  $n=0, 1$  et  $2$ . Paramètres magnétiques :  $4\pi M_s = 250 G$ ,  $H_{Ku} = 750 Oe$ ,  $A = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma = 1,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} Oe^{-1}$ .  $h = 6 \mu\text{m}$ .*

Parmi l'ensemble des oscillations collectives de parois, celles ayant un vecteur d'onde  $k_x = 0$  et  $k_y \pm \frac{2\pi}{P_0}$  correspondent à des vibrations en phase des parois de même chiralité et représentent des oscillations uniformes de parois [48]. Celles-ci seront fortement couplées à un champ de pompage uniforme. Le modèle de parois fléchies a permis d'identifier les deux RPM observées expérimentalement aux oscillations uniformes associées aux modes de flexion  $n = 0$  et  $n = 2$  [48] et de reproduire l'effet d'un champ magnétique polarisant appliqué dans le plan du film et suivant la direction des rubans sur les fréquences de résonance de ces modes [49, 46].

Mes travaux récents sur ce thème se sont articulés autour de trois axes :

- L'extension du modèle de parois fléchies afin de déterminer le tenseur de susceptibilité dynamique. Ce travail a notamment permis de préciser les règles de sélection des excitations de parois en fonction de l'orientation du champ de pompage [ $A_2, A_8$ ].
- Les simulations micromagnétiques dynamiques des spectres de RPM [ $A_8$ ].
- L'analyse des largeurs de raie de résonance de parois en corrélation avec l'existence de différents mécanismes de relaxation [ $A_2, A_6$ ].

Ces recherches se sont appuyées sur des travaux expérimentaux réalisés au LMMM.

### 2.3.2 Susceptibilité dynamique de parois fléchies.

La dynamique des parois est décrite par les équations de Slonczewski dans lesquelles est introduite l'expression de l'énergie de paroi  $\sigma$  pour un milieu à anisotropie perpendiculaire

prédominante. Cette énergie se décompose sous la forme  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_{ech} + \sigma_d + \sigma_{app}$  [47] avec :

$$\sigma_0 = 4\sqrt{AK_u}, \quad (2.17)$$

$$\sigma_{ech} = \frac{2A}{\Delta_0}(\nabla q)^2 + 2A\Delta_0(\nabla\psi)^2, \quad (2.18)$$

$$\sigma_d = 4\pi\Delta_0M_s^2\sin^2\psi - \pi\Delta_0M_sH_{y0}^d(z)\sin\psi, \quad (2.19)$$

$$\sigma_{app} = -2\pi M_s H_z^d(z)q - 2\pi M_s \delta h_z q - \pi\Delta_0 M_s \delta h_y \sin\psi - \pi\Delta_0 M_s \delta h_x \cos\psi. \quad (2.20)$$

$\sigma_0$  est l'énergie d'une paroi de Bloch à 180°.  $\sigma_{ech}$  est un terme correctif provenant de l'énergie d'échange associée à la courbure de la paroi (premier terme) et à sa torsion azimutale (second terme).  $\sigma_d$  est un terme correctif associé à l'énergie démagnétisante. Le premier terme correspond au champ démagnétisant intra-paroi traité comme un terme local (approximation de Winter). Le second terme est lié à la composante principale du champ démagnétisant inter-domaines  $H_{y0}^d(z)$  dont l'expression pour un réseau de parois parallèles est donnée par A. Hubert [50].  $\sigma_{app}$  est un terme correctif associé à l'énergie Zeeman. Le premier terme provient de la composante principale du champ démagnétisant associé aux pôles dynamiques existant aux surfaces du film et aux surfaces des parois fléchies  $H_z^d(z)$  dont l'expression est donnée par Slonczewski [47]. Ce champ est traité comme un champ externe appliqué à la paroi. Les trois derniers termes proviennent du champ de pompage possédant les composantes  $\delta h_x$ ,  $\delta h_y$  et  $\delta h_z$ .

Pour le système considéré, les variables  $q_j$  et  $\psi_j$  associées à la  $j^{\text{ème}}$  paroi du réseau dépendent de  $x$ ,  $z$  et  $t$ .

Les équations de Slonczewski sont linéarisées au voisinage de la configuration d'équilibre de la paroi en faisant apparaître les degrés de liberté dynamiques  $\epsilon_j$  et  $\eta_j$  :

$$\psi_j = \psi_j^0 + \epsilon_j, \quad q_j = \Delta_0 \eta_j, \quad \epsilon_j, \eta_j \ll 1, \quad (2.21)$$

La condition d'équilibre est définie par :

$$q_j = 0 \quad \psi_j^0 = \psi_0(\xi), \quad (2.22)$$

où le profil azimutal caractérisant la structure statique de la paroi est solution de l'équation :

$$\sin 2\psi_0 - 2\tilde{H}_{y0}^d \cos \psi_0 - \frac{b}{\pi^2} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial \xi^2} = 0, \quad (2.23)$$

avec  $b = \pi A(2M_s^2 h^2)^{-1}$ ,  $H_{y0}^d = 8M_s \tilde{H}_{y0}^d$  et  $\xi = z/h$ .

Compte tenu de la structure périodique considérée, les solutions des équations linéarisées sont cherchées sous la forme d'onde de parois :

$$\epsilon_j = \text{Re}(\epsilon(\xi) e^{i(\Omega_m \tau - (k_x x + j k_y w))}), \quad \eta_j = \text{Re}(\eta(\xi) e^{i(\Omega_m \tau - (k_x x + j k_y w))}), \quad (2.24)$$

avec  $\Omega_m = \omega(\gamma 4\pi M_s)^{-1}$ ,  $\tau = \gamma 4\pi M_s t$ , et  $w = P_0/2$ .

Les amplitudes  $\epsilon(\xi)$  et  $\eta(\xi)$  sont développées en série de Fourier :

$$\epsilon(\xi) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} C'_\lambda \cos \pi \lambda \xi, \quad \eta(\xi) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} C_\lambda \cos \pi \lambda \xi, \quad (2.25)$$

satisfaisant aux conditions aux limites libres aux surfaces du film.

De même, le champ démagnétisant dynamique, fonction du déplacement, est développé sur une base de fonctions démagnétisantes [47] :

$$\tilde{H}_x^d(\xi) = - \sum_{\lambda=0}^{\infty} C_\lambda D_\lambda(\xi). \quad (2.26)$$

En introduisant les relations précédentes dans les équations (2.14) et (2.15), on aboutit au système linéaire suivant en ne considérant que les oscillations uniformes ( $k_x = 0, k_y = \frac{2\pi}{P_0}$ ) :

$$\begin{bmatrix} [B] + i\alpha\Omega_m[I] & i\Omega_m[I] \\ i\Omega_m[I] & -([B]' + i\alpha\Omega_m[I]) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{C} \\ \vec{C}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{H}^n \\ \vec{H}^t \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

où les éléments des matrices et les composantes des vecteurs sont définis par :

$$B_{\mu\lambda} = \frac{2}{1 + \delta_\mu} \int_0^1 \cos \pi \mu \xi [D_\lambda(\xi) + b\lambda^2 \cos \pi \lambda \xi] d\xi, \quad (2.28)$$

$$B'_{\mu\lambda} = \frac{2}{1 + \delta_\mu} \int_0^1 \cos \pi \lambda \xi \cos \pi \mu \xi \left[ \cos 2\psi_0(\xi) + \tilde{H}_{y0}^d(\xi) \sin \psi_0(\xi) + b\mu^2 \right] d\xi, \quad (2.29)$$

$$H_\mu^n = \delta_\mu \delta \tilde{h}_{rf,z}, \quad H_\mu^t = \left[ -J_{\mu,y} \delta \tilde{h}_{rf,y} + J_{\mu,x} \delta \tilde{h}_{rf,x} \right], \quad (2.30)$$

$$J_{\mu,x} = \int_0^1 \cos \pi \mu \xi \sin \psi_0(\xi) d\xi, \quad J_{\mu,y} = \int_0^1 \cos \pi \mu \xi \cos \psi_0(\xi) d\xi, \quad (2.31)$$

$$\mu = 0, 1, \dots, \infty, \quad \lambda = 0, 1, \dots, \infty, \quad \delta_\mu = 1 \text{ si } \mu = 0, 0 \text{ si } \mu \neq 0,$$

avec  $\delta \tilde{h}_{rf,i} = \delta h_{rf,i} / 8M_s, i = x, y, \delta \tilde{h}_{rf,z} = \delta h_{rf,z} / 4\pi M_s$  et  $[I]$  la matrice identité.

En pratique, le système (2.27) est de dimension  $32 \times 32$ . Pour chaque valeur de pulsation réduite  $\Omega_m$ , ce système est résolu afin d'obtenir les vecteurs complexes  $\vec{C}$  et  $\vec{C}'$ . Les amplitudes  $\eta(\xi)$  et  $\epsilon(\xi)$  sont recomposées à partir des relations (2.25).

Les éléments diagonaux du tenseur de susceptibilité dynamique associés aux oscillations uniformes de parois moyennés sur l'épaisseur du film sont ensuite déduits par les relations :

$$\chi_{xx} = - \frac{\langle \epsilon(\xi) \sin \psi_0(\xi) \rangle}{8 \delta \tilde{h}_{rf,x}}, \quad \chi_{yy} = \frac{\langle \epsilon(\xi) \cos \psi_0(\xi) \rangle}{8 \delta \tilde{h}_{rf,y}}, \quad \chi_{zz} = \frac{\Delta_0 \langle \eta(\xi) \rangle}{\pi P_0 \delta \tilde{h}_{rf,z}}, \quad (2.32)$$



avec  $\langle v(\xi) \rangle = \int_0^1 v(\xi) d(\xi) \quad \forall$  la fonction  $v$ .

L'influence de l'épaisseur du film sur les propriétés statiques et dynamiques d'un réseau de parois parallèles a été étudiée en détail. La figure 2.11 montre plusieurs profils théoriques de parois statiques  $\psi_0(z/h)$  pour différentes épaisseurs réduites  $h/\pi\Lambda$  correspondant aux rapports de forme des domaines  $P_0/h$ . On observe une torsion de la paroi d'autant plus forte que l'épaisseur est élevée. La paroi est de type Bloch ( $\psi_0 = 0$ ) au centre du film ( $z/h = 0,5$ ) et devient de type Néel ( $\psi_0 = \pm\pi/2$ ) aux surfaces du film ( $z/h = 0$  et  $1$ ) pour les films les plus épais.

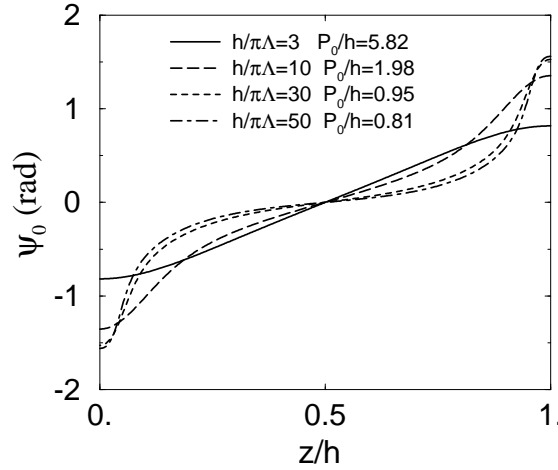


FIG. 2.11: Profils théoriques de parois statiques  $\psi_0(z/h)$  pour différentes épaisseurs réduites  $h/\pi\Lambda$ .

Les parties imaginaires des éléments diagonaux du tenseur de susceptibilité dynamique en fonction de la pulsation réduite  $\Omega_m$  et de l'épaisseur réduite  $h/\pi\Lambda$  sont reportées sur la figure 2.12. Plusieurs observations peuvent être faites :

- Le spectre de  $\chi''_{xx}$  fait apparaître deux excitations correspondant aux modes de flexion impairs  $n = 1$  et  $n = 3$ . Lorsque l'épaisseur du film diminue, les fréquences de résonance se décalent vers les hautes fréquences et les intensités de ces résonances augmentent.
- Le spectre de  $\chi''_{yy}$  indique trois excitations correspondant aux modes de flexion pairs  $n = 0, 2, 4$ . La fréquence de résonance du mode  $n = 0$  dépend peu de l'épaisseur du film contrairement aux fréquences de résonance des modes  $n = 2$  et  $n = 4$  qui se décalent vers les hautes fréquences lorsque l'épaisseur diminue. L'augmentation de l'épaisseur entraîne une diminution des intensités des raies  $n = 0$  et  $n = 4$  et une augmentation de l'intensité de la raie  $n = 2$ . Pour  $h/\pi\Lambda = 50$ , les intensités des raies  $n = 0$  et  $n = 2$  sont équivalentes.
- Le spectre de  $\chi''_{zz}$  révèle deux excitations correspondant aux modes de flexion  $n = 0$  et  $n = 2$ . Les évolutions des fréquences de résonance et des intensités des deux raies en fonction de l'épaisseur sont analogues à celles du spectre de  $\chi''_{yy}$ . Toutefois, l'intensité de la raie  $n = 0$  reste toujours supérieure à celle de la raie  $n = 2$  pour les épaisseurs considérées.

L'évolution des fréquences de résonance des trois premiers modes de flexion  $n = 0, 1, 2$  et du mode rigide de parois (modèle de l'oscillateur harmonique) en fonction de l'épaisseur réduite

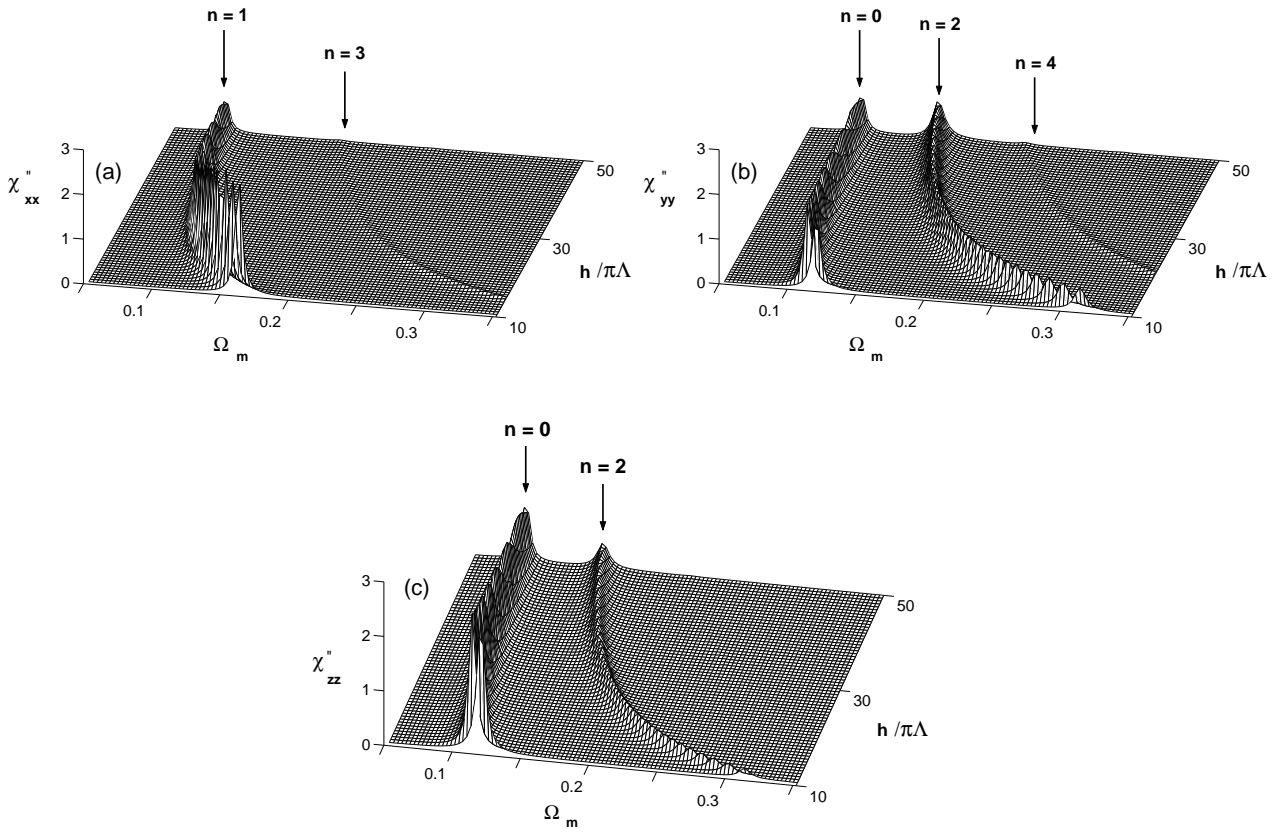


FIG. 2.12: *Evolution théorique des parties imaginaires des éléments diagonaux du tenseur de susceptibilité dynamique en fonction de la pulsation réduite  $\Omega_m = \omega/\gamma 4\pi M_s$  et de l'épaisseur réduite  $h/\pi\Lambda$  : (a)  $\chi''_{xx}$ , (b)  $\chi''_{yy}$ , (c)  $\chi''_{zz}$ . Paramètres magnétiques :  $4\pi M_s = 250$  G,  $H_{Ku} = 750$  Oe,  $A = 2,5 \cdot 10^{-7}$  erg/cm,  $\gamma = 1,8 \cdot 10^7$  s $^{-1}$ Oe $^{-1}$ ,  $\alpha = 0,01$ .*

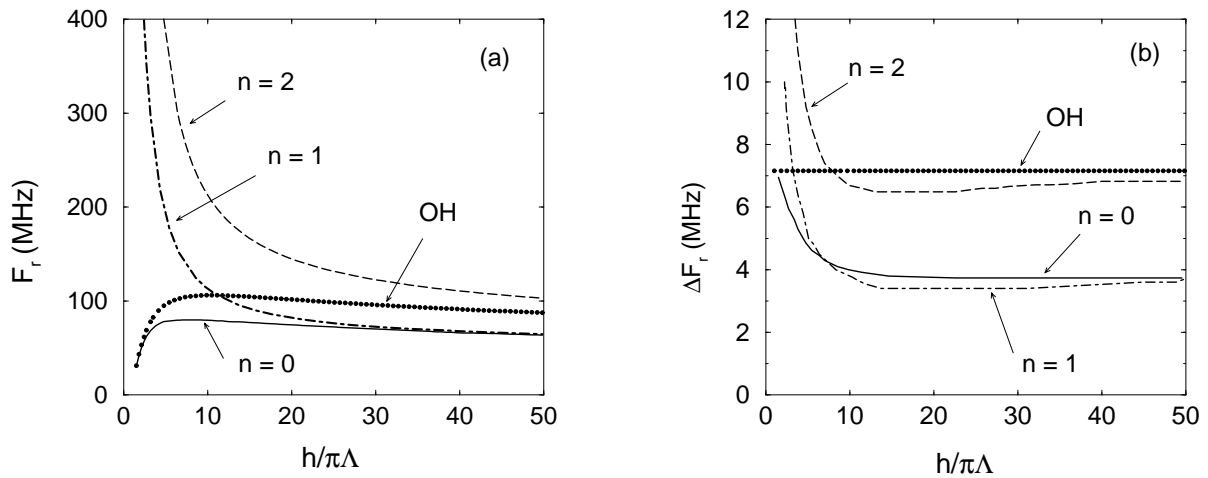


FIG. 2.13: *Dépendance en épaisseur des fréquences de résonance (a) et des largeurs de raie à mi-hauteur (b). Modes de flexion  $n = 0, 1, 2$  et mode rigide de parois (OH).*

est reportée sur la figure 2.13 (a). Pour  $h/\pi\Lambda > 10$ , le modèle de parois fléchies prévoit une fréquence de résonance du mode  $n = 0$  environ 30% inférieure à celle du modèle de l'oscillateur harmonique. Cet effet est principalement lié à la torsion de la paroi qui induit une augmentation de la masse de la paroi. Pour les faibles épaisseurs  $h/\pi\Lambda < 3$ , les deux modèles donnent des fréquences de résonance très voisines qui décroissent lorsque l'épaisseur diminue. La fréquence de résonance du mode  $n = 1$  est très proche de celle du mode  $n = 0$  pour les films vérifiant  $h/\pi\Lambda > 30$ . En dessous de cette épaisseur, la fréquence de résonance du mode  $n = 1$  augmente fortement lorsque l'épaisseur est réduite à l'instar du mode  $n = 2$ .

L'évolution des largeurs de raie à mi-hauteur des trois premiers modes de flexion  $n = 0, 1, 2$  en fonction de l'épaisseur réduite est indiquée sur la figure 2.13 (b). Pour  $h/\pi\Lambda > 10$ , les largeurs de raie des modes  $n = 0, 1, 2$  dépendent peu de l'épaisseur. Les largeurs de raie des modes  $n = 0$  et  $n = 1$  sont équivalentes, celle du mode  $n = 2$  est plus élevée. Le modèle de l'oscillateur harmonique prévoit une largeur de raie plus importante que celle du mode  $n = 0$ . Pour  $h/\pi\Lambda < 10$  les largeurs de raie des modes de flexion augmentent lorsque l'épaisseur diminue.

Des comparaisons avec des mesures de RPM ont été réalisées en considérant deux familles de films de grenats d'orientation cristallographique (111), dénotées systèmes A et B. Ces films ont été élaborés par J. Ben Youssef au LMMM.

Les principales propriétés de ces films sont reportées dans le tableau ci-dessous.

Système	Composition	$4\pi M_s$ (G)	$H_{Ku}$ (Oe)	$\gamma$ ( $s^{-1}Oe^{-1}$ )	$\alpha$
A	$Y_{2,86}La_{0,12}Fe_{3,82}Ga_{1,18}O_{12}$	$145 \pm 10$	$200 \pm 20$	$1,8 \pm 0,1 \cdot 10^7$	$2 \pm 0,6 \cdot 10^{-3}$
B	$Y_{1,42}Bi_{0,74}Ca_{0,9}Fe_{4,16}Si_{0,81}O_{12}$	$475 \pm 40$	$1050 \pm 100$	$1,82 \pm 0,1 \cdot 10^7$	$1,9 \pm 0,5 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.1: *Caractéristiques des films des systèmes A et B.*

La constante d'échange est estimée à  $A = 1,5 \cdot 10^{-7}$  erg/cm (système A) et à  $A = 3,4 \cdot 10^{-7}$  erg/cm (système B) [51]. Pour chaque système, quatre épaisseurs de film ont été considérées, respectivement,  $h = 2, 7, 6, 9, 9, 8, 14, 1 \mu m$  (Système A) et  $h = 0, 7, 2, 3, 5, 7, 9, 4 \mu m$  (Système B). Pour tous les films, la période des domaines en rubans parallèles mesurée par microscopie optique polarisée est en très bon accord avec celle déduite du modèle de Kooy et Enz [52].

Les mesures de RPM ont été réalisées dans la bande de fréquence 50 – 350 MHz. Les évolutions expérimentales et théoriques des fréquences de RPM en fonction de l'épaisseur des films pour les deux systèmes sont reportées sur la figure 2.14. On observe :

- Un accord très satisfaisant entre la position expérimentale de la raie de RPM "basse fréquence" et la position théorique de la raie associée au mode de flexion  $n = 0$  quelle que soit l'épaisseur de film pour les deux systèmes,
- Une évolution expérimentale de la position de la raie de RPM "haute fréquence" en fonction de l'épaisseur bien décrite par le modèle de parois fléchies en considérant le mode  $n = 2$  pour les films les plus épais. Cet accord est amélioré lorsque le facteur de qualité augmente ( $Q = 1,4$  pour le système A et  $Q = 2,2$  pour le système B).

- Une nette surestimation des fréquences de RPM théoriques associées au mode de flexion  $n = 2$  par rapport aux valeurs expérimentales pour les faibles épaisseurs.

Par ailleurs, le modèle de parois fléchies surestime l'intensité relative des résonances associées aux modes de flexion  $n = 0$  et  $n = 2$ ,  $I_{n=0}/I_{n=2}$ , par rapport à l'expérience [48].

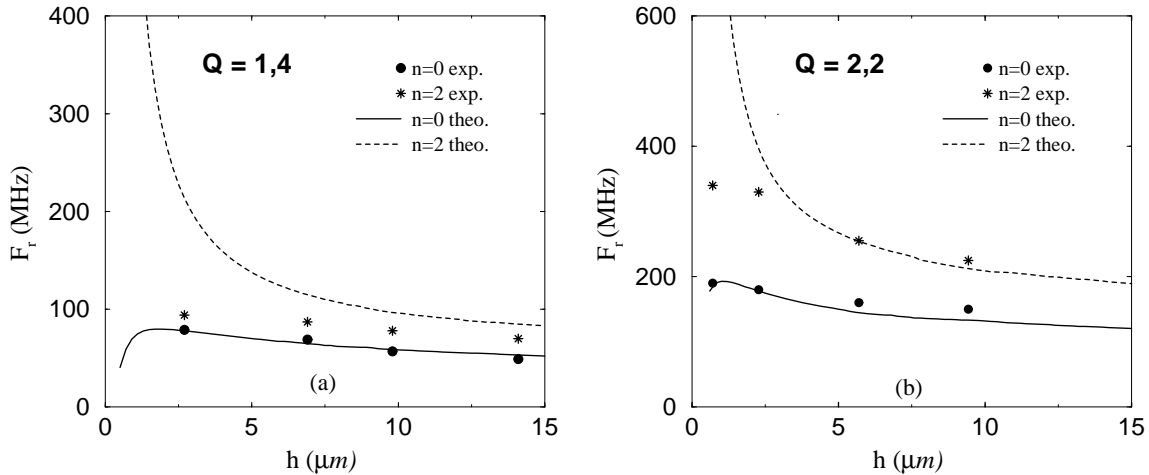


FIG. 2.14: Fréquences de RPM expérimentales (points) et théoriques (traits) : (a) système A, (b) système B.

### 2.3.3 Simulations micromagnétiques dynamiques

Afin de mieux comprendre l'origine des écarts observés entre les prédictions du modèle de parois fléchies et les résultats expérimentaux, j'ai effectué des simulations numériques des spectres de RPM à l'aide du code bidimensionnel (2D) de micromagnétisme dynamique que nous avons développé et dont les caractéristiques seront décrites dans le prochain chapitre.

Dans le cas d'une structure de domaines en rubans parallèles, l'axe d'invariance coïncide avec la direction d'élongation des rubans (axe  $z$  en adoptant les conventions utilisées dans les modèles 2D). Des conditions aux limites périodiques sont imposées suivant la direction perpendiculaire aux rubans dans le plan du film (axe  $x$ ). La normale au film correspond à l'axe  $y$ . Les calculs ont été effectués en considérant un échantillon possédant les mêmes paramètres magnétiques que ceux du système A à l'exception du paramètre d'amortissement dont la valeur est  $\alpha = 0,02$  et en prenant une épaisseur  $h = 1,5 \mu\text{m}$  soit  $Q \simeq 1,38$  et  $h/\pi\Lambda = 3,5$ . Afin d'assurer la convergence des résultats (stabilité des fréquences de RPM), la discrétisation spatiale retenue correspond à des pas de maillage :  $\Delta x \simeq \Delta_0/4$ ,  $\Delta y \simeq \Delta_0/2 = \Lambda/2\sqrt{Q}$ .

La configuration d'équilibre d'une paroi dans une structure de domaines en rubans parallèles est représentée sur la figure 2.15 en considérant la section  $[-P_0/12, P_0/12] \times [0, h]$ . On observe des domaines aimantés respectivement "up" (zone rouge) et "down" (zone bleue) séparés par une paroi dont la largeur est réduite au centre du film. Les spins au centre de la paroi révèlent la structure "tournée" de la paroi évoluant d'un caractère Bloch au centre du film à un caractère Néel aux surfaces du film (Fig. 2.15 (a)). La variation de l'angle azimutal  $\psi_0$  de l'aimantation statique évaluée au centre de la paroi en fonction de la coordonnée réduite  $y/h$  est reportée sur

la figure 2.15 (b). Pour cet échantillon avec un rapport de forme des parois modéré  $h/\pi\Delta_0 \simeq 4$ , le calcul micromagnétique conduit à une torsion plus importante de la paroi par rapport au modèle de Slonczewski. Cet écart provient des approximations faites sur le calcul des champs démagnétisants intra-paroi et inter-domaines [53] dans le modèle de Slonczewski et qui apparaissent trop restrictives pour cette gamme d'épaisseur. Des calculs complémentaires montrent que cet écart diminue lorsque l'épaisseur du film augmente.

La figure 2.16 montre l'évolution en fréquence des parties imaginaires des éléments diagonaux du tenseur de susceptibilité dynamique moyennés sur la cellule de périodicité. Les résultats des simulations micromagnétiques dynamiques (traits continus) sont comparés avec ceux déduits du modèle de parois fléchies (traits pointillés). Plusieurs commentaires peuvent être faits :

- Les simulations micromagnétiques font également apparaître deux excitations magnétiques, notées (1) et (2), pour les éléments  $\chi''_{xx}$  et  $\chi''_{yy}$  et une excitation magnétique, notée (3), pour l'élément  $\chi''_{zz}$  dans le domaine spectral considéré.
- L'analyse des susceptibilités locales  $\chi''_{ii}(x, y)$ ,  $i = x, y, z$  pour chaque fréquence de résonance (inserts en couleur) indique que ces trois excitations sont des modes de parois. En particulier, la résonance (3) correspond à une réponse dynamique localisée au niveau des parties Néel des parois 2D. Les profils de susceptibilité locale évalués au centre de la paroi  $\chi''_{ii}(x = 0, y)$ ,  $i = x, y, z$  sont en accord qualitatif avec ceux déduits du modèle de parois fléchies (courbes en insert).
- Les fréquences des résonances (1), (2) et (3) sont décalées vers les basses fréquences par rapport à celles des modes de flexion ( $n = 0, 2, 1$ ).
- Les intensités des raies (1) et (3) sont du même ordre de grandeur que celles associées aux modes de flexion  $n = 0$  et  $n = 1$ . Par contre, l'intensité de la raie (2) est supérieure d'un ordre de grandeur à celle du mode de flexion  $n = 2$ . L'intensité relative de la raie (2) par rapport à la raie (1) se rapproche de celle observée expérimentalement.
- Les largeurs de raie relatives  $\Delta F_r/F_r$  calculées numériquement sont inférieures d'environ 50% à celles déduites du modèle de parois fléchies pour les trois excitations magnétiques.

Les résultats de ces simulations de micromagnétisme dynamique ont été comparés avec des données expérimentales issues de mesures de RPM effectuées dans la gamme de fréquence 20 – 300 MHz. La figure 2.17 compare les dérivées en fréquence de la puissance absorbée  $dPa/dF$  en fonction de la fréquence obtenues théoriquement et expérimentalement pour deux configurations de mesure. Dans le premier cas, les domaines en rubans sont parallèles à la ligne micro-ruban (Fig. 2.17 (a)). Le champ exciteur possède alors une composante principale dans le plan du film perpendiculairement aux rubans ainsi qu'une faible composante perpendiculaire au film. Dans le second cas, les domaines en rubans sont orientés perpendiculairement à la ligne micro-ruban (Fig. 2.17 (b)). La composante principale du champ exciteur est alors dans le plan du film suivant la direction des rubans. La faible composante perpendiculaire au film est inchangée. Les résultats obtenus montrent un très bon accord entre les positions expérimentales et théoriques des différentes raies. La raie "haute fréquence" observée lorsque les domaines en rubans sont perpendiculaires à la ligne micro-ruban (Fig. 2.17 (b)) est identifiée au mode de parois de type Néel.

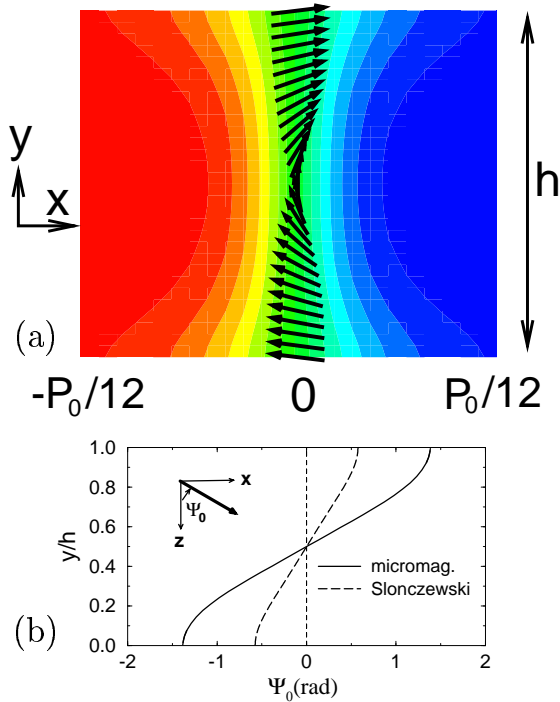


FIG. 2.15: Structure statique d'une paroi dans une configuration de domaines en rubans parallèles. (a) Calcul micromagnétique de la configuration d'équilibre. Le code de couleur représente la composante  $m_y$  du vecteur aimantation (valeurs positives en rouge, valeurs négatives en bleu). Les flèches représentent les composantes du vecteur aimantation dans le plan  $(Ox, Oz)$  évaluées au centre de la paroi. (b) Variation de l'angle azimutal de l'aimantation au coeur de la paroi suivant l'épaisseur du film.

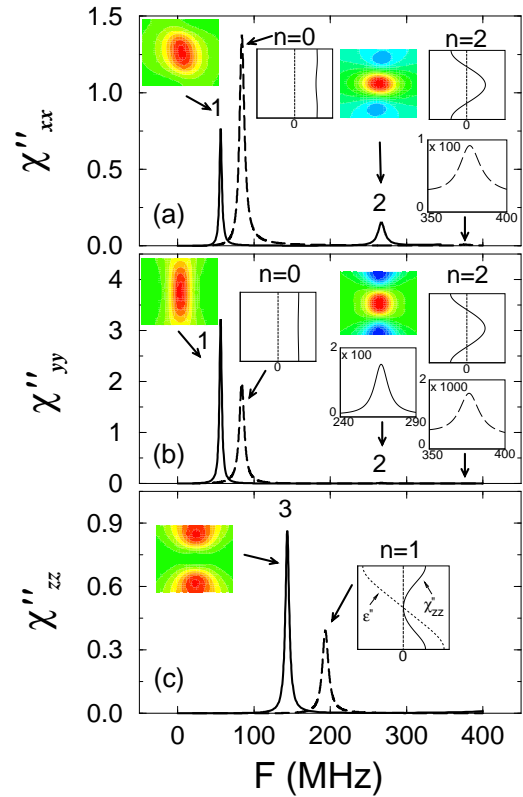


FIG. 2.16: Parties imaginaires des éléments diagonaux du tenseur de susceptibilité dynamique en fonction de la fréquence : (a)  $\chi''_{xx}$ , (b)  $\chi''_{yy}$ , (c)  $\chi''_{zz}$ . Les traits continus correspondent aux simulations micromagnétiques 2D. Les inserts en couleur représentent la distribution spatiale des susceptibilités imaginaires aux fréquences de résonance. Le système de coordonnées, l'extension des images couleurs et le code de couleur sont identiques à ceux de la figure 2.15. Les lignes pointillées représentent les spectres issus du modèle de parois fléchies avec en insert le profil de susceptibilité imaginaire suivant l'épaisseur du film.

Une autre conclusion importante réside dans le fait que les spectres théoriques ont été calculés en utilisant une valeur du paramètre d'amortissement de Gilbert  $\alpha = 0,036$  bien supérieure à celle déduite des mesures de RFM en régime saturé  $\alpha = 0,002$ . La question de la validité du terme dissipatif de Gilbert pour décrire la relaxation des parois magnétiques soulevée par cette divergence fait l'objet du prochain paragraphe.

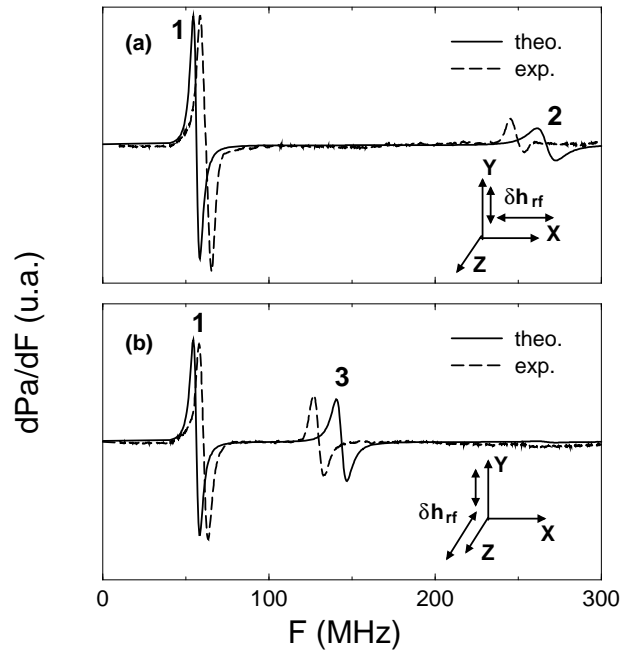


FIG. 2.17: *Comparaison entre les spectres de RPM issus des simulations micromagnétiques dynamiques (traits continus) et ceux expérimentaux (traits pointillés) : (a) domaines en rubans parallèles à la ligne micro-ruban (axe z), (b) domaines en rubans (axe z) perpendiculaires à la ligne micro-ruban (axe x).*

### 2.3.4 Relaxation des parois magnétiques

L'étude de la relaxation des parois magnétiques est un sujet complexe qui peut être abordé en utilisant deux approches. L'approche microscopique permet de décrire les processus élémentaires qui participent à la relaxation des parois ainsi que leurs dépendances vis-à-vis de différents paramètres (température, champ magnétique,...) [54]. L'approche phénoménologique, quant à elle, donne une vision globale de la relaxation des parois en utilisant un nombre restreint de paramètres (amortissement, temps de relaxation). La difficulté majeure liée à ce formalisme est la construction d'un terme dissipatif représentatif d'un grand nombre de processus élémentaires [55]. Les travaux présentés dans ce paragraphe reposent sur cette seconde approche.

Dans les cas de la RFM et de la RPM, le terme dissipatif le plus employé correspond à celui de Gilbert caractérisé par le paramètre d'amortissement  $\alpha$ . En adoptant ce terme dissipatif, de nombreux travaux publiés au cours de ces dernières décennies ont mis en évidence un écart important entre le paramètre d'amortissement de Gilbert déduit des mesures de RFM,  $\alpha_u$ , et celui obtenu à partir des mesures de dynamique de parois,  $\alpha_p$ , dans le cas des matériaux ferromagnétiques à faibles pertes [23, 56, 57]. Il ressort de ces travaux que le rapport  $\alpha_p/\alpha_u$  est d'autant plus fort que  $\alpha_u$  est faible. Dans le cas des films minces de grenats monocristallins épitaxiés, les travaux de Bokov [58] ont montré qu'un écart important entre les deux paramètres apparaît pour  $\alpha_u < 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\alpha_p$  étant déterminé à partir de mesures de mobilité de paroi.

Lors de mon travail de thèse, des valeurs de  $\alpha_p$  ont été déterminées par ajustement de la largeur de raie expérimentale de RPM (mode fondamental) [44]. Ces résultats ainsi que ceux

plus récents obtenus sur les films des systèmes A et B [ $A_2$ ] indiquent que le paramètre de Gilbert issu des mesures de RPM excède d'environ un ordre de grandeur celui déterminé par RFM pour ces films très faiblement relaxants ( $\alpha_u \simeq 2 \cdot 10^{-3}$ ). Cependant pour des films de grenats ayant un paramètre d'amortissement plus important ( $\alpha_u \simeq 10^{-2}$ ), des valeurs de  $\alpha_u$  et  $\alpha_p$  du même ordre de grandeur ont été reportées [47].

D'un point de vue théorique, Bar'yakhtar a proposé au milieu des années 80 un nouveau terme phénoménologique de dissipation. Celui-ci a été construit en respectant la symétrie du cristal considéré et en séparant les différentes interactions contribuant à cette dissipation. L'équation de mouvement de l'aimantation incluant le terme dissipatif de Bar'yakhtar prend la forme suivante [59, 60] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma| \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \gamma M \overline{\overline{\Lambda}} \vec{H}_{eff} - \gamma M \lambda_e \vec{\nabla}^2 \vec{H}_{eff}. \quad (2.33)$$

Le deuxième terme du second membre correspond aux contributions spin-spin et spin-orbite. Le tenseur  $\overline{\overline{\Lambda}}$  est déterminé par la symétrie du cristal. Le troisième terme correspond à la dispersion spatiale de la relaxation due à l'interaction d'échange et est caractérisé par le paramètre  $\lambda_e$ . Plusieurs remarques peuvent être faites :

- Contrairement à l'équation de LLG, cette équation ne conserve pas le module de l'aimantation. Dans le cas d'une paroi en mouvement, l'origine physique de la relaxation du module de l'aimantation provient des variations du champ effectif.
- Les termes de relaxation s'expriment en fonction du champ effectif (composantes transverses et longitudinale) et de ses gradients. La composante longitudinale est calculée à partir de l'énergie magnétique incluant la contribution d'échange liée à la variation du module de l'aimantation :  $w_{ech}(M) = (M^2 - M_s^2)^2 / (8\chi_{||} M_s^2)$ , où  $\chi_{||}$  est la susceptibilité longitudinale [61].
- Dans le cas des grenats à anisotropie perpendiculaire, le terme de dispersion spatiale contribue faiblement à la relaxation des parois et peut être négligé [62].

A partir de cette équation de mouvement, Sobolev [63] a dérivé une forme généralisée des équations de Slonczewski puis, a montré que le mécanisme de relaxation du module de l'aimantation induit une diminution de la mobilité d'une paroi pour les très faibles valeurs de  $\alpha_u$ .

Ces éléments m'ont incité à entreprendre mi-98 une nouvelle étude sur le thème des largeurs de raie de RPM en étroite coopération avec le LMMM de Bellevue. L'objectif de ce travail visait d'une part, à étudier expérimentalement et de façon systématique l'évolution de la largeur de raie de RPM dans des films de grenats présentant un paramètre d'amortissement  $\alpha_u$  variant dans l'intervalle critique  $10^{-3}$  -  $10^{-2}$  et d'autre part, à examiner si le mécanisme de relaxation proposé par Bar'yakhtar permettait d'expliquer le désaccord entre les paramètres  $\alpha_u$  et  $\alpha_p$  [ $A_6$ ].

Dans un premier temps, mon travail a consisté à dériver les nouvelles expressions de susceptibilité dynamique associées aux oscillations des parois rigides et fléchies à partir des équations de Sobolev. La prise en compte du mécanisme de relaxation du module de l'aimantation se traduit dans les deux cas par un élargissement des raies de RPM. Dans le cas du modèle de



l'oscillateur harmonique, cet effet peut être aisément quantifié. La largeur de raie de RPM  $\Delta\omega_r$  (Eq. (2.16)) doit être multipliée par le facteur  $1 + 16/(3v_*^2)$  où  $v_* = \alpha_u/(4\pi Q\chi_{||})$ . Le rôle joué par la susceptibilité longitudinale  $\chi_{||}$  sur cet élargissement est montré sur la figure 2.18.

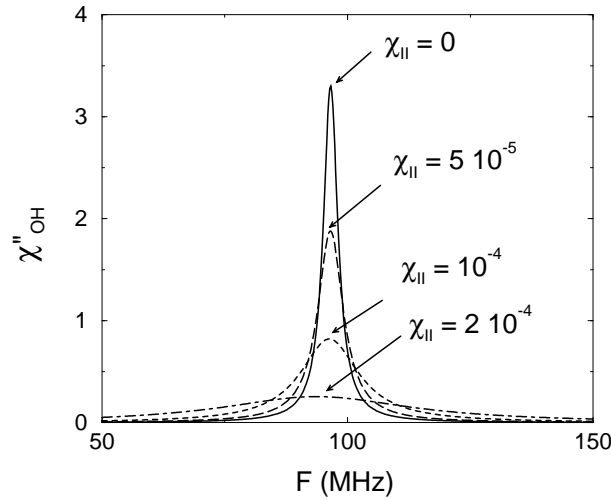


FIG. 2.18: *Effet de la susceptibilité longitudinale  $\chi_{||}$  sur le spectre de susceptibilité dynamique imaginaire. Modèle de l'oscillateur harmonique incluant le terme dissipatif prédominant de Bar'yakhtar. Paramètres magnétiques :  $4\pi M_s = 250 \text{ G}$ ,  $H_{Ku} = 750 \text{ Oe}$ ,  $A = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma = 1,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ ,  $\alpha_u = 0,005$ .  $h = 6 \mu\text{m}$ .*

Du point de vue expérimental, J. Ben Youssef a élaboré par épitaxie en phase liquide des films de grenats monocristallins de composition générique  $(\text{YEuBi})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  qu'il a ensuite caractérisés. Ces échantillons possèdent une orientation cristallographique (111), ont sensiblement le même facteur de qualité ( $Q \simeq 5,7 \pm 0,6$ ), la même épaisseur réduite ( $h/\pi\Lambda \simeq 19,5 \pm 0,1$ ). Le paramètre d'amortissement  $\alpha_u$  varie de  $2,6 \cdot 10^{-3}$  à  $3,5 \cdot 10^{-2}$  en augmentant le taux d'euprium. Ces échantillons possèdent tous des domaines en rubans parallèles.

La figure 2.19 montre les spectres de RFM en configuration perpendiculaire et de RPM pour quelques uns des films étudiés. Dans le cas des RPM, les modes de flexion  $n = 0$  et  $n = 2$  sont observés quel que soit l'échantillon.

Les évolutions des largeurs de raie réduites de RFM et de RPM en fonction du taux d'euprium sont reportées sur la figure 2.20. On observe une évolution quasi-linéaire de ces largeurs de raie en fonction du taux d'euprium, la pente étant nettement plus forte dans le cas de la RFM. L'évolution théorique de la largeur de raie de RPM calculée en considérant le modèle de l'oscillateur harmonique avec le terme dissipatif de Gilbert  $\alpha_u$  (Eq. (2.16)) conduit à une pente nettement plus élevée que celle observée expérimentalement.

Nous avons ensuite analysé ces résultats expérimentaux en considérant les modèles de susceptibilité dynamique prenant en compte le terme de relaxation prédominant de Bar'yakhtar. La principale difficulté réside dans la détermination de la susceptibilité longitudinale  $\chi_{||}$ . Une première estimation de  $\chi_{||}$  peut être fournie par la théorie des ondes de spin, la susceptibilité

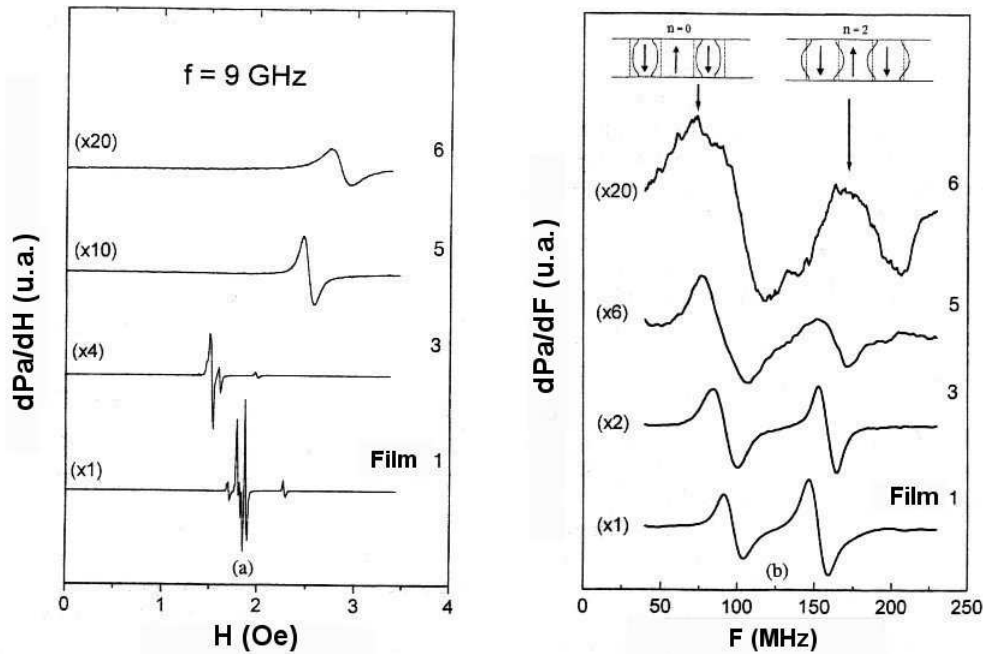


FIG. 2.19: Spectres expérimentaux : (a) RFM en configuration perpendiculaire, (b) RPM. Les films 1, 3, 5 et 6 correspondent respectivement à  $\alpha_u = 2,6 \cdot 10^{-3}$ ,  $6,9 \cdot 10^{-3}$ ,  $2 \cdot 10^{-2}$  et  $3,5 \cdot 10^{-2}$ .

longitudinale s'exprime dans le régime des basses températures par la relation suivante [64] :

$$\chi_{\parallel} = \frac{1}{64\pi} \frac{kTM_s^2}{(A^3K_u)^{1/2}} \left[ 1 + Q^{1/2} \arcsin \left( \frac{1}{1+Q} \right)^{1/2} \right], \quad (2.34)$$

avec  $k$  la constante de Boltzmann.

L'application de cette relation aux différents films étudiés conduit à la valeur  $\chi_{\parallel} = 1,9 \pm 0,1 \cdot 10^{-5}$ . Du point de vue expérimental, la détermination de  $\chi_{\parallel}$  dans les films minces épitaxiés est rendue très difficile par l'existence de la contribution paramagnétique prédominante du substrat de  $\text{Gd}_5\text{Ga}_3\text{O}_{12}$  (GGG). Toutefois, afin d'évaluer l'effet de l'euprimum sur la valeur de  $\chi_{\parallel}$  à température ambiante, des mesures de VSM en configuration perpendiculaire (détermination de la pente  $M(H)$  pour  $H = 4000 \text{ Oe}$ ) ont été effectuées sur des monocristaux massifs de YIG dopés à l'euprimum ( $\text{Y}_{3-x}\text{Eu}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $x = 0, 0,3, 1, 1,5$  et  $3$ ) par J. Ostorero du Laboratoire de Chimie Métallurgique des Terres rares (CNRS Thiais). Ces mesures ont montré que  $\chi_{\parallel}$  augmente légèrement avec le taux d'euprimum et que dans le cas du YIG, la valeur expérimentale obtenue est proche de celle déduite de la théorie des ondes de spin.

Les évolutions du rapport  $\Delta F_{theo}/\Delta F_{exp}$  en fonction du paramètre  $\alpha_u$  sont tracées sur la figure 2.21 pour le mode fondamental de RPM. Les largeurs de raie théoriques ont été calculées à partir du modèle de l'oscillateur harmonique avec successivement les termes dissipatifs de Gilbert et de Bar'yakhtar (valeur de  $\chi_{\parallel}$  issue de la théorie des ondes de spin). On observe que :

- La largeur de raie expérimentale excède toujours la largeur de raie théorique.
- L'écart entre la théorie et l'expérience diminue lorsque  $\alpha_u$  augmente.

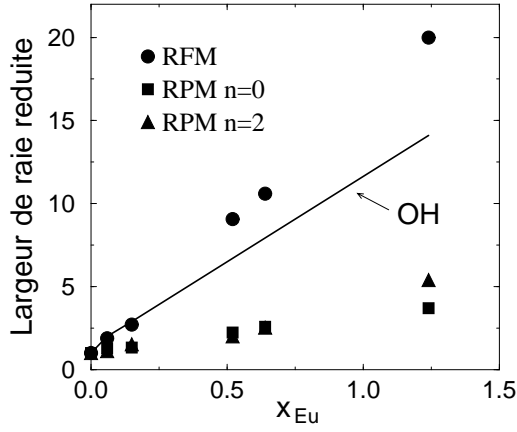


FIG. 2.20: Dépendances des largeurs de raie expérimentales  $\Delta H_{\perp, x_{Eu}}^{pp} / \Delta H_{\perp, x_{Eu}=0}^{pp}$  (RFM) et  $\Delta F_{\perp, x_{Eu}}^{pp} / \Delta F_{\perp, x_{Eu}=0}^{pp}$  (RPM) en fonction du taux d'europium (points). L'évolution théorique issue du modèle de l'oscillateur harmonique incluant le terme dissipatif de Gilbert est également reportée (trait).

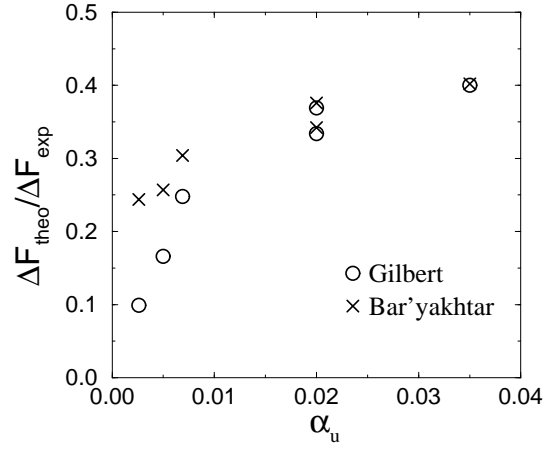


FIG. 2.21: Evolutions du rapport entre les largeurs de raie de RPM (mode fondamental) théorique et expérimentale en fonction du paramètre  $\alpha_u$ . Les largeurs de raie théoriques sont issues du modèle de l'oscillateur harmonique incluant les termes dissipatifs de Gilbert (cercles) et de Bar'yakhtar (croix).

- La relaxation du module de l'aimantation est significative pour les faibles valeurs de  $\alpha_u$ . Pour  $\alpha_u = 2,6 \cdot 10^{-3}$ , ce mécanisme représente 60% de la largeur de raie théorique. Toutefois, celle-ci ne représente que 25% de la largeur de raie expérimentale.
- Pour les plus fortes valeurs de  $\alpha_u$  ( $\alpha_u \geq 10^{-2}$ ), la relaxation du module de l'aimantation devient négligeable alors que la largeur de raie théorique ne représente au mieux que 40% de la largeur de raie expérimentale. D'autres mécanismes de relaxation doivent être envisagés.

Cette dernière conclusion est étayée par des résultats récents [53] concernant la dynamique de ligne de Bloch verticale dans un film de grenats à fort amortissement ( $\alpha_u = 0,15$ ).

Une contribution à la relaxation des parois pourrait provenir de l'interaction entre ondes de parois fléchies présentant différents vecteurs d'onde  $\vec{\kappa}(\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp})$ , où  $\kappa_{\parallel} = k_x w / \pi$  et  $\kappa_{\perp} = k_y w / \pi$ . Le mécanisme que nous avons envisagé correspond au processus de relaxation à deux magnons analogue à celui existant en RFM [2]. Dans ce processus, un magnon uniforme ( $k=0$ ) est détruit et un magnon non uniforme ( $k \neq 0$ ) est créé après interaction avec les imperfections du cristal (défauts de surface, pores,...). La conservation de l'énergie implique que la fréquence du magnon créé doit être égale à celle du magnon détruit. Dans le cas des ondes de parois, la possibilité de relaxation par un processus à deux magnons est conditionnée par l'existence de modes dégénérés  $\vec{\kappa}_d$  avec le mode uniforme  $\vec{\kappa}_u = (0, 1)$  (branche  $n=0$ ). Les calculs de diagramme de dispersion  $F_{r,n}(\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp})$  que j'ai réalisés montrent que cette condition est remplie pour tous les films des systèmes A et B (Fig. 2.22). Toutefois, un calcul complet de susceptibilité dynamique prenant en compte ce processus reste à faire. L'un des problèmes consiste à modéliser les défauts responsables de la diffusion du magnon uniforme qui, dans le cas des films de grenats monocristallins, peuvent provenir des interfaces ou de fluctuations de propriétés magnétiques.

Il faut souligner que ce processus à deux magnons ne conserve pas le module de l'aimantation et donc échappe à une description effectuée à l'aide de l'équation de LLG.

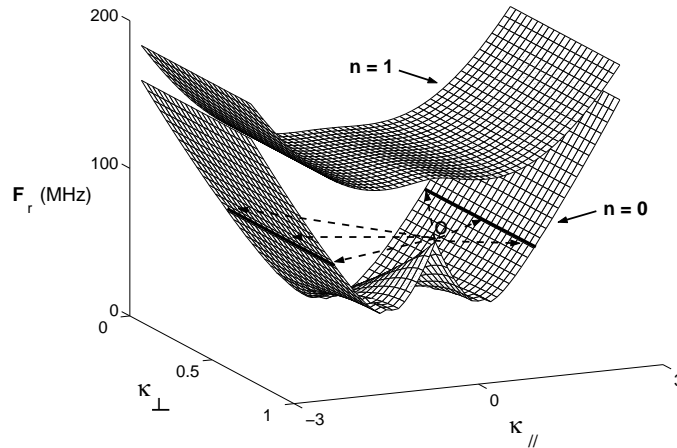


FIG. 2.22: *Courbes de dispersion des premiers modes de flexion. Le mode fondamental (Point O) de coordonnées  $\vec{\kappa}_u = (0, 1)$ , branche  $n = 0$  est dégénéré avec des modes de coordonnées  $\vec{\kappa}_d = (\pm 1, 4, \kappa_\perp)$ , branche  $n = 0$ . Système A,  $h = 1,5 \mu m$ .*

D'autres mécanismes ont récemment été discutés par A. Thiaville [53]. Parmi ceux-ci, une éventuelle dépendance en fréquence du paramètre d'amortissement a été évoquée. En effet, les mesures de RFM sont généralement effectuées dans une gamme de fréquence centrée sur 10 GHz. Les fréquences associées à la dynamique des parois se situent essentiellement dans l'intervalle 10 - 200 MHz. Une diminution du paramètre d'amortissement lorsque la fréquence augmente pourrait expliquer les résultats obtenus. Toutefois, des expériences réalisées par Teale [65] consistant à mesurer des mobilités de paroi jusqu'à des fréquences de l'ordre du GHz n'ont pas montré d'augmentation de la mobilité (diminution de  $\alpha_p$ ) en fonction de la fréquence. Il serait cependant intéressant, comme l'a suggéré A. Thiaville [53], de réaliser de nouvelles expériences consistant en des mesures de RFM en fonction de la fréquence jusqu'à des fréquences inférieures au GHz et d'observer si une dépendance en fréquence de  $\alpha_u$  est apparaît.

Une dernière remarque concerne la comparaison entre les valeurs de  $\alpha_p$  obtenues par les trois modèles à notre disposition (oscillateur harmonique, parois fléchies, simulations micromagnétiques dynamiques (MD)) pour ajuster la largeur de raie du mode fondamental de RPM. Dans le cas du film du système A de paramètre d'amortissement  $\alpha_u = 2 \cdot 10^{-3}$  et d'épaisseur  $h = 1,5 \mu m$ , ces valeurs sont les suivantes :  $\alpha_p^{OH} = 2,1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\alpha_p^{PF} = 2,9 \cdot 10^{-2}$ ,  $\alpha_p^{MD} = 3,6 \cdot 10^{-2}$ . Le rapport  $\alpha_p/\alpha_u$  le plus important correspond aux simulations micromagnétiques incluant un calcul rigoureux du champ effectif sous l'hypothèse d'une distribution d'aimantation 2D.

En conclusion de ce paragraphe, il apparaît que le problème du paramètre  $\alpha$  dans les matériaux ferrimagnétiques reste ouvert. Nos travaux ont consisté à explorer quelques pistes pour interpréter les largeurs de raies de RPM (nouveau terme de relaxation, condition d'existence du processus à deux magnons, simulations micromagnétiques 2D) et à dégager quelques conclusions partielles. Un travail important reste à effectuer sur ce thème afin d'aboutir à une compréhension globale du phénomène.

## 2.4 Conclusion et perspectives

Il ressort de ces travaux que dans le cas des films ferrimagnétiques à forte anisotropie perpendiculaire, les modèles analytiques (RDM, PF) permettent d'identifier clairement les principales excitations magnétiques observées dans les spectres expérimentaux. Ces modèles permettent également de décrire les dépendances des fréquences de résonance en fonction de différents paramètres intrinsèques (aimantation, anisotropie, épaisseur) et extrinsèques (champs magnétiques appliqués) dans un grand nombre de cas. Toutefois, certains désaccords quantitatifs ont été mis en évidence notamment au niveau des RPM dans le cas des films de faible épaisseur. Les simulations micromagnétiques dynamiques s'avèrent alors indispensables pour reproduire finement les résultats expérimentaux. L'amélioration des modèles analytiques et leur validation par rapport aux simulations micromagnétiques rigoureuses constituent un axe de recherche à développer.

Une autre remarque importante concerne le lien existant entre les largeurs de raie de RPM et celle de RFM qui est actuellement mal compris. Pour aller plus loin sur ce thème, il semble nécessaire de réaliser conjointement des investigations expérimentales approfondies et de nouveaux développements théoriques. D'un point de vue expérimental, la technique de microscopie à résonance magnétique (MRFM) [66] permettant d'effectuer des mesures locales de RFM apparaît prometteuse. Cette technique permet d'accéder aux temps de relaxation associés à la RFM [67]. Dans le cas de matériaux ferrimagnétiques faiblement relaxants, des mesures de ces temps caractéristiques en fonction de la température et du champ magnétique en régime saturé puis en régime non saturé devraient fournir des informations précises sur les mécanismes de relaxation mis en jeu. D'un point de vue théorique, la construction de nouveaux termes dissipatifs phénoménologiques représentatifs de processus microscopiques de relaxation reste une voie à explorer. A ce titre, la prise en compte du processus de diffusion à deux magnons induit par les fluctuations des propriétés magnétiques au niveau de la relaxation des parois magnétiques pourrait constituer une première étape. On peut également citer le cas de termes dissipatifs reflétant le processus direct de relaxation de l'aimantation vers le réseau cristallin par couplage magnéto-élastique [68].

# Chapitre 3

## Excitations magnétiques dans des films ferromagnétiques à faible anisotropie perpendiculaire

### 3.1 Introduction

Les films ferromagnétiques à faible anisotropie perpendiculaire constituent une classe très intéressante de systèmes magnétiques. Une caractéristique remarquable de ces films est l'apparition au-dessus d'une épaisseur critique d'une configuration magnétique périodique se présentant sous la forme de rubans parallèles (configuration dite en rubans faibles). Les travaux présentés dans ce chapitre concernent les excitations magnétiques hautes fréquences apparaissant dans une telle structure. Ce thème a été étudié à la fois expérimentalement et théoriquement.

L'analyse expérimentale a été menée par le biais de deux collaborations. La première a été engagée en 1995 avec O. Acher du LMMH du CEA Le Ripault. Des spectres expérimentaux de perméabilité dynamique mesurés sur des films de CoFeZr à anisotropie perpendiculaire mettaient en évidence de multiples résonances dont l'origine était inconnue. La seconde collaboration a été établie en 1998 avec A. Marty et Y. Samson du Laboratoire Nanostructures et Magnétisme (LNM) du Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée du CEA de Grenoble. Ces derniers élaborent des films de FePd à anisotropie perpendiculaire et étudient les propriétés structurales et magnétiques statiques de ces films. Des spectres expérimentaux de RFM en régime non saturé mesurés par J. Ben Youssef sur un film de FePd possédant également une structure magnétique en rubans faibles faisaient apparaître plusieurs raies de nature inexpliquée.

La recherche d'une interprétation à ces résultats expérimentaux a constitué la motivation initiale de mes travaux de modélisation sur ce thème. Pour appréhender théoriquement la réponse dynamique de cette structure magnétique, deux approches ont été considérées :

- la modélisation analytique (modèles de gyromagnétisme intra-domaine, de dynamique de parois),
- les simulations numériques de micromagnétisme dynamique.

Dans ce dernier cas, j'ai développé à partir de 1998, avec l'aide d'O. Vacus, un code de calcul 2D de micromagnétisme dynamique permettant de calculer la réponse en fréquence d'une configuration d'aimantation non uniforme. Le calcul du tenseur de susceptibilité dynamique associé aux structures magnétiques en rubans faibles a ainsi pu être réalisé.

Ce chapitre débute par une description des caractéristiques magnétiques majeures des films de CoFeZr et de FePd considérés expérimentalement. Les spectres de perméabilité dynamique et de RFM enregistrés respectivement sur ces échantillons sont ensuite présentés. Enfin, après un bref paragraphe montrant les insuffisances des modèles analytiques pour décrire les réponses dynamiques expérimentales, le coeur de ce chapitre rassemble les principaux résultats obtenus à partir des simulations micromagnétiques dynamiques ainsi que les comparaisons avec les données expérimentales relatives aux deux échantillons retenus.

## 3.2 Films magnétiques considérés

Les coordonnées des films de CoFeZr et FePd à anisotropie perpendiculaire dans le diagramme de phase ( $Q$ ,  $h/\Lambda$ ) sont indiquées sur la figure 3.1. Ces films développent une structure magnétique en rubans faibles de période à l'équilibre  $P_0$ . L'image MFM du film de FePd que nous avons étudié est montrée sur la figure 3.2. Ces échantillons ont fait l'objet de nombreuses caractérisations dont je rappelle brièvement les principaux résultats.

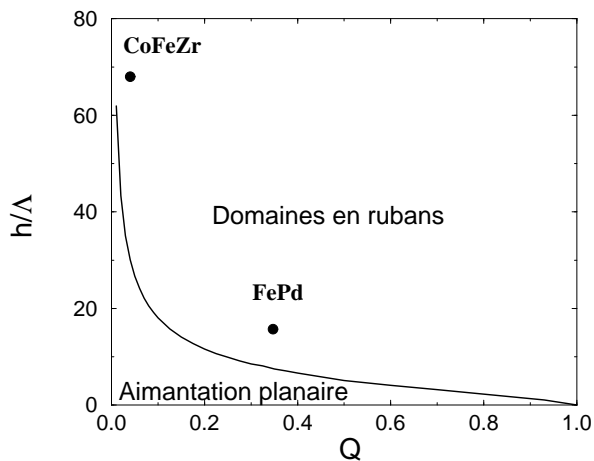


FIG. 3.1: Coordonnées des films de CoFeZr et de FePd considérés dans le diagramme de phase ( $Q$ ,  $h/\Lambda$ ).

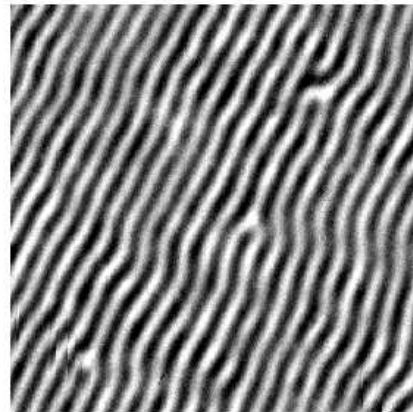


FIG. 3.2: Image MFM du film de FePd en l'absence d'un champ magnétique appliqué. Taille de l'image  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ . Cliché réalisé au LNM (CEA Grenoble).

### Film de CoFeZr

Les propriétés magnétiques des films minces amorphes de composition  $\text{Co}_{89-x}\text{Fe}_x\text{Zr}_{11}$  avec  $0 \leq x \leq 26$  élaborés par canon ionique ont été étudiées par G. Suran [69]. L'augmentation du taux de substitution en Fe dans l'alliage CoZr entraîne :

- une augmentation de l'aimantation à saturation,
- une diminution de la constante d'échange et du champ coercitif,
- l'apparition d'une anisotropie magnétique perpendiculaire non observée dans l'alliage CoZr et responsable de la configuration magnétique en rubans faibles,
- une réduction de la largeur de raie du mode gyromagnétique uniforme.

Cette anisotropie perpendiculaire coexiste avec une anisotropie planaire induite par l'application d'un champ magnétique polarisant durant le dépôt. La densité d'énergie d'anisotropie  $G_{ani}$  peut être représentée sous la forme suivante (symétrie orthorhombique) :  $G_{ani} = (K_u + K_p \sin^2 \phi) \sin^2 \theta$  où  $K_u$  est la constante d'anisotropie perpendiculaire et  $K_p$  la constante d'anisotropie planaire.  $\theta$  et  $\phi$  sont respectivement les angles polaire et azimutal du vecteur aimantation.

Le film considéré, élaboré au LMMH, correspond à la concentration  $x = 26$ . Les principales caractéristiques de l'échantillon retenu sont reportées dans le tableau 3.1. Les constantes  $K_u$ ,  $K_p$ ,  $\gamma$  et  $\alpha$  ont été déterminées par RFM. La constante d'échange  $A$  est déduite d'un spectre d'ondes de spin stationnaires.

$4\pi M_s (G)$	$K_u (erg/cm^3)$	$K_p (erg/cm^3)$	$Q$
12000	$2,3 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^4$	0,05
$A (erg/cm)$	$h (nm)$	$P_0 (nm)$	$\gamma (s^{-1}Oe^{-1})$
$1,1 \cdot 10^{-6}$	300	500	$1,97 \cdot 10^7$
			$\alpha$
			$1,2 \cdot 10^{-2}$

TAB. 3.1: *Caractéristiques du film de CoFeZr.*

## Film de FePd

Le film mince d'alliage  $Fe_{50}Pd_{50}$  présentant une anisotropie perpendiculaire modérée a été élaboré par épitaxie par jet moléculaire (MBE) sous ultra-vide ( $10^{-7}$  Pa) au LNM du CEA de Grenoble. La croissance de l'alliage FePd consiste à déposer alternativement des couches atomiques de Fe et de Pd, à température ambiante, afin d'induire un ordre chimique similaire à celui de la structure tétragonale  $L1_0$  [70]. Des caractérisations structurales (rayons X, EXAFS) [71] ont montré l'existence d'un ordre directionnel élevé à courte distance responsable de l'anisotropie magnétique perpendiculaire, principalement de symétrie uniaxiale, observée à l'échelle macroscopique.

En complément des caractérisations magnétiques statiques (cycles d'hystérésis, MFM) qui ont permis de déterminer l'aimantation à saturation, d'estimer la constante d'anisotropie uniaxiale et de mesurer la période d'équilibre des rubans  $P_0$  en l'absence d'un champ magnétique polarisant [30], des mesures de RFM en régime saturé (configuration perpendiculaire dans la gamme de fréquence 6 - 18 GHz, dépendances angulaires de la RFM à fréquence fixée  $F = 18$  GHz) ont été réalisées par J. Ben Youssef [A<sub>3</sub>]. L'exploitation de ces mesures a été faite en considérant une densité d'énergie magnétique :  $G = -\vec{M} \cdot \vec{H} + K_{eff} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta$ , où



$K_{eff} = K_{u1} - 2\pi M_s^2$  et  $K_{u1}$  et  $K_{u2}$  sont respectivement les constantes d'anisotropie uniaxiale du 1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup> ordre. A partir de ces mesures de RFM, il ressort que  $K_{u2} \ll K_{u1}$ . L'anisotropie magnétique uniaxiale peut donc être décrite par une seule constante  $K_u \simeq K_{u1}$ . Ces mesures de RFM ont permis de déterminer  $K_u$ ,  $\gamma$  et  $\alpha$ . La valeur de la constante d'échange a été estimée à partir de la susceptibilité statique déduite des courbes d'aimantation mesurées au VSM [72]. Les principales caractéristiques de l'échantillon retenu sont reportées dans le tableau 3.2.

$4\pi M_s (G)$	$K_u (erg/cm^3)$	$Q$		
13200	$2,4 \cdot 10^6$	0,35		
$A (erg/cm)$	$h (nm)$	$P_0 (nm)$	$\gamma (s^{-1}Oe^{-1})$	$\alpha$
$0,7 \cdot 10^{-6}$	50	110	$1,85 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-2}$

TAB. 3.2: *Caractéristiques du film de FePd.*

### 3.3 Spectres expérimentaux

Depuis quelques années, le comportement dynamique de films minces présentant une configuration magnétique en rubans faibles est étudié [73, 29, 74, 75, 76][A<sub>4</sub>]. Les résultats obtenus peuvent être classés selon la méthode de mesure utilisée. On distingue les mesures de perméabilité dynamique réalisées en l'absence d'un champ magnétique polarisant et les mesures de RFM.

#### 3.3.1 Mesures de perméabilité dynamique

Cette méthode expérimentale donne accès à la dépendance en fréquence de la perméabilité scalaire complexe  $\mu = \mu' - i\mu''$  ( $\mu = 1 + 4\pi\chi$ ). De tels spectres de perméabilité ont été reportés dans le cas de films minces amorphes de compositions CoNbZr [73], CoFeZr [29] et de façon sommaire dans le cas de films de Permalloy [74]. Ces échantillons possèdent une faible anisotropie perpendiculaire et des domaines magnétiques en rubans faibles. Les spectres ont en commun l'existence de multiple résonances présentant de faibles largeurs de raie à mi-hauteur. Ces spectres diffèrent totalement de ceux observés dans le cas des films ferromagnétiques à aimantation planaire où une raie unique et large est observée (Fig. 1.4). Dans le cas des films de CoNbZr, les résonances apparaissent en dessous de 100 MHz du fait de la très faible valeur du facteur de qualité ( $Q \simeq 0,001$ ). Dans le cas des films de CoFeZr, la valeur plus élevée du facteur de qualité ( $Q \simeq 0,05$ ) se traduit par l'existence de résonances au-dessus de 1 GHz. Les spectres de perméabilité dynamique du film de CoFeZr mesurés au LMMH sont reportés sur la figure 3.3. Ces spectres de perméabilité ont été obtenus à l'aide d'un perméamètre basé sur une technique de perturbation de spire fonctionnant dans la gamme de fréquence 10 MHz - 6 GHz [77]. Deux orientations du champ de pompage  $\vec{\delta h}$  ont été considérées :

- $\vec{\delta h}$  dans le plan du film et perpendiculaire à la direction d'élongation des rubans (configuration transverse) (Fig. 3.3 (a)),

- $\delta\vec{h}$  dans le plan du film et parallèle à la direction d'élongation des rubans (configuration longitudinale) (Fig. 3.3 (b)).

Dans la bande spectrale d'investigation, on observe clairement l'apparition de deux résonances en configuration transverse et de trois résonances en configuration longitudinale.

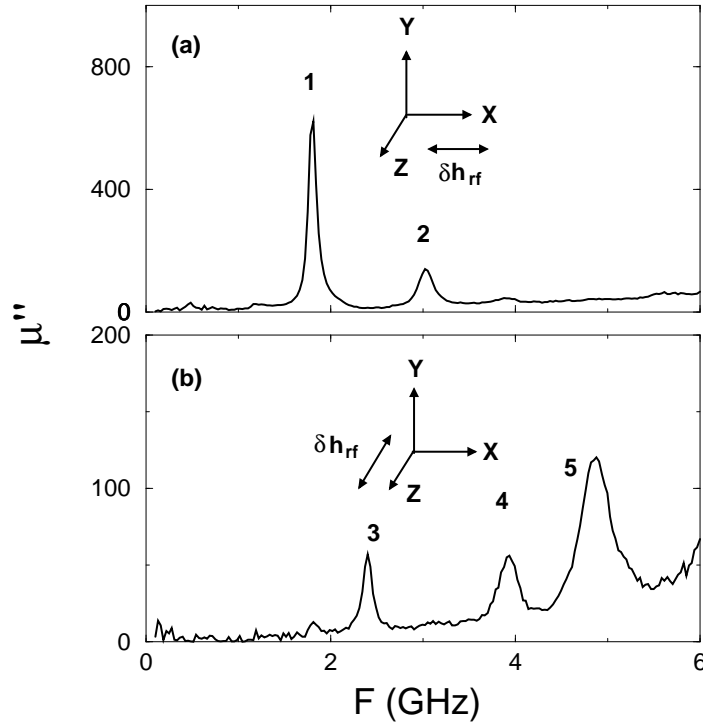


FIG. 3.3: Spectres expérimentaux de perméabilité dynamique du film de CoFeZr : (a) configuration transverse, (b) configuration longitudinale. L'axe Oz correspond à la direction d'élongation des rubans.

### 3.3.2 Mesures de résonance ferromagnétique

Des expériences de RFM ont été réalisées sur des films minces de Co(0001) par l'équipe du Pr. Wigen (Ohio State University) [76, 77]. Ces mesures ont été faites en utilisant un spectromètre travaillant à fréquence fixe et en effectuant un balayage en champ magnétique. Différentes cavités résonantes ont été utilisées afin d'avoir plusieurs points en fréquence entre 9,2 et 23,5 GHz. Le champ magnétique polarisant est appliqué dans le plan du film et parallèlement à la direction d'élongation des rubans. En régime non saturé, sept excitations ont été observées.

Des mesures de RFM en régime non saturé ont également été réalisées sur le film mince de FePd par J. Ben Youssef en utilisant une cellule d'excitation large bande [A<sub>4</sub>]. Les mesures ont été effectuées dans la bande de fréquence 6 - 18 GHz. Le champ polarisant est appliqué dans le plan du film et suivant la direction d'élongation des rubans. La figure 3.4 montre les spectres obtenus pour les fréquences  $F = 8, 11, 14$  et 18 GHz. Pour les fréquences inférieures à 10 GHz, une seule résonance (raie (1)) est observée. Pour les fréquences comprises entre 10 et 16 GHz,

une seconde résonance (raie (2)) de plus faible intensité apparaît. Une troisième résonance (raie (1')) de faible intensité, située entre les deux résonances principales a également été observée dans l'intervalle de fréquence 12 - 16 GHz. Au-delà de 16 GHz, une seule résonance subsiste qui rejoint par continuité la résonance gyromagnétique uniforme à 18 GHz lorsque le champ polarisant devient supérieur au champ de saturation dans le plan du film  $H_{sat}$ .

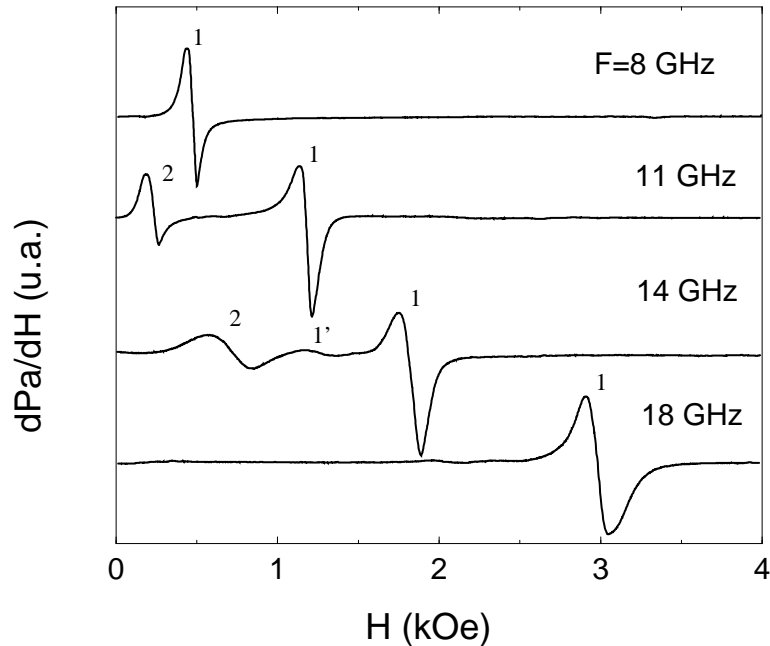


FIG. 3.4: Spectres expérimentaux de RFM du film de FePd. Le champ magnétique polarisant  $\vec{H}$  est appliqué dans le plan du film et suivant la direction d'élongation des rubans.

### 3.4 Tentatives d'interprétation à l'aide des modèles analytiques

Bien que le modèle de RDM repose sur l'hypothèse d'un matériau à fort facteur de qualité, il a été montré que celui-ci permettait d'estimer les fréquences de résonance des modes gyromagnétiques intra-domaines mesurées expérimentalement dans le cas de films minces de grenats épitaxiés ayant un faible facteur de qualité  $Q \simeq 0,2$  [37]. Une première analyse des résultats expérimentaux présentés précédemment a donc été faite à partir de ce modèle.

#### Film de CoFeZr

Des premiers travaux menés par O. Acher [29] ont consisté à adapter le modèle de RDM en introduisant de façon empirique un terme d'échange au niveau de la densité d'énergie magnétique utilisée dans la méthode de Smit et Beljers. Ce terme permet de rendre compte d'une configuration d'équilibre avec des vecteurs aimantation obliques à l'intérieur des domaines et corrige les expressions des fréquences de résonance des deux modes gyromagnétiques intra-domaines. Ce modèle décrit correctement la résonance principale apparaissant en configuration

transverse (fréquence et largeur de raie). Par contre, la raie calculée en configuration longitudinale ne coïncide avec aucune des raies expérimentales. Les résonances secondaires non prédites par le modèle de RDM et observées expérimentalement dans les deux configurations d'excitation sont interprétées qualitativement en termes d'ondes de spin stationnaires quantifiées selon la largeur des domaines.

## Film de FePd

Dans le cas du film de FePd, j'ai également utilisé le modèle de RDM pour essayer d'interpréter les raies (1) et (2) observées expérimentalement. Les principaux résultats obtenus sont les suivants [ $A_4$ ] :

- Les évolutions en fréquence des champs de résonance des raies (1) et (2) peuvent être reproduites assez correctement par ajustement des conditions de résonance des deux modes gyromagnétiques  $\omega^+$  et  $\omega^-$  (Eqs. (2.10) et (2.11)) en considérant la période des domaines  $P_0$  comme paramètre libre. Toutefois, le meilleur ajustement obtenu correspond à une forte décroissance de  $P_0$  avec le champ polarisant ( $P_0$  est réduit d'un facteur 4 entre  $H = 0$  et  $H = H_{sat}$ ) en contradiction avec les simulations micromagnétiques réalisées postérieurement à cette première analyse qui indiquent une réduction de  $P_0$  de l'ordre de 30 % dans le même intervalle de champ (Fig. 3.12). Cette dernière amplitude de variation de  $P_0$  est en accord avec celle issue des mesures de diffraction magnétique résonante des rayons X réalisées sur des échantillons de FePd possédant un facteur de qualité intermédiaire ( $Q \simeq 0,7 - 0,8$ ) [78].
- Les expressions des largeurs de raies des modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  (Eqs. (2.12) et (2.13)), exprimées en unité de champ magnétique, permettent de retrouver l'augmentation des largeurs de raies en fonction de la fréquence observée expérimentalement. En particulier, le contraste entre la faible variation de la largeur de la raie (1) et la forte variation associée à la largeur de la raie (2) dans l'intervalle de fréquence 6 - 18 GHz est reproduit par ce modèle à condition d'introduire là encore une forte décroissance de  $P_0$  avec  $H$ .
- Aucune interprétation satisfaisante ne peut être fournie concernant la nature de la raie (1'). L'hypothèse d'une résonance de parois a été avancée. Cependant, le modèle de l'oscillateur harmonique reposant sur l'existence d'un réseau de parois de Bloch à  $180^\circ$  surestime d'environ 5 GHz la fréquence de résonance de la raie (1'). L'existence d'une onde de spin stationnaire a également été avancée. Toutefois, en faisant l'hypothèse de la quantification suivant la largeur d'un domaine, les estimations faites pour des valeurs réalistes de la constante d'échange du FePd aboutissent à un écart en champ entre les deux premiers modes supérieur à celui observé entre les raies (1) et (1').

Il ressort de cette première analyse que les modèles analytiques (RDM, OH) peuvent décrire quelques tendances mais, s'avèrent insuffisants pour reproduire quantitativement toutes les caractéristiques des spectres expérimentaux pour les films magnétiques à faible facteur de qualité. Une description inadaptée de la configuration d'équilibre de l'aimantation (aimantation uniforme dans les domaines, parois infiniment minces, absence de domaines de fermeture) est à l'origine des désaccords entre la théorie et l'expérience.

## 3.5 Simulations micromagnétiques dynamiques

### 3.5.1 Contexte

Chronologiquement, face aux difficultés rencontrées pour interpréter les résultats expérimentaux relatifs à l'échantillon de CoFeZr, il est apparu nécessaire d'adopter une approche micromagnétique dynamique de type numérique prenant en compte précisément les configurations d'équilibre de l'aimantation non uniformes. Compte tenu de la symétrie et de la périodicité de la configuration des domaines magnétiques considérée, le développement d'un code de calcul de micromagnétisme 2D (axe d'invariance parallèle à la direction d'élongation des rubans) incluant des conditions aux limites périodiques au niveau des bords latéraux nous a semblé pertinent. L'objectif était de calculer les spectres de susceptibilité dynamique associés à cette distribution d'aimantation non uniforme.

A cette fin, j'ai donc animé à partir de mi-98 un groupe de travail sur ce thème de recherche. Ce groupe de travail réunissait :

- M. Labrune du Laboratoire des Propriétés Mécaniques et Thermodynamiques des Matériaux de l'Institut Galilée (Université de Paris-Nord). Ce dernier est un expert sur le sujet des simulations micromagnétiques statiques et dispose d'un code de calcul 2D incluant des conditions aux limites périodiques. Les configurations d'équilibre de l'aimantation présentées dans ce mémoire sont issues de ses calculs,
- O. Acher et l'un de ses doctorants (D. Pain) du LMMH du CEA Le Ripault.

J'ai assuré le développement du code de micromagnétisme dynamique avec l'aide d'O. Vacus.

La réponse dynamique d'une configuration d'aimantation non uniforme dans le régime des faibles excitations peut être calculée en utilisant soit une approche harmonique soit une approche temporelle. Dans le premier cas, l'équation de LLG est linéarisée autour de l'état d'équilibre. En considérant une dépendance harmonique du champ exciteur, la susceptibilité dynamique est alors obtenue par résolution d'un système linéaire dense et complexe. Cette approche a été considérée par S. Labbé [79] et a permis de calculer le spectre de susceptibilité dynamique de particules tridimensionnelles [80, 81]. C'est cette approche que nous avons retenue. La seconde méthode consiste à soumettre l'échantillon à une excitation temporelle, à intégrer directement l'équation de LLG puis, à obtenir le spectre harmonique de susceptibilité dynamique à partir des transformées de Fourier de l'excitation et de la réponse temporelle. Cette approche a été considérée par O. Gérardin [7, 82, 83] dans le cas de rubans et plots nanométriques puis, par A. Marty et J. C. Toussaint dans le cas de films minces à configuration d'aimantation périodique [84, 85].

### 3.5.2 Principe du calcul de la susceptibilité dynamique

Considérons une configuration magnétique en rubans faibles de période  $P_0$ . L'axe  $x$  correspond à la direction de périodicité, l'axe  $y$  est la normale au film mince et l'axe  $z$  est orienté suivant la direction des rubans (Fig. 3.5).

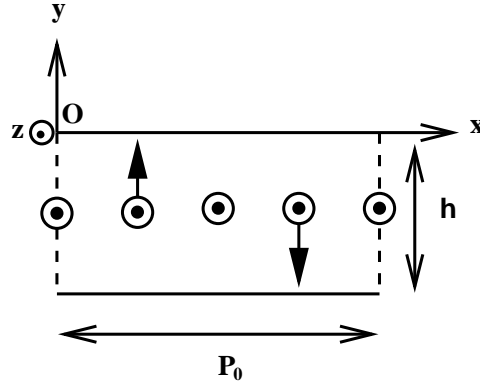


FIG. 3.5: Représentation schématique des oscillations périodiques du vecteur aimantation au coeur du film dans le cas d'une structure magnétique en rubans faibles. L'axe Oz correspond à la direction d'élongation des rubans (vue transversale).

Dans un modèle 2D, le vecteur unitaire d'aimantation  $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{M}(\vec{r}, t)/M_s$  est supposé invariant suivant l'axe  $z$  ( le vecteur position  $\vec{r}$  varie dans le plan  $(x,y)$ ). La simulation micromagnétique dynamique s'effectue en deux étapes.

Dans un premier temps, la configuration d'équilibre de l'aimantation  $\vec{m}_{eq}(\vec{r})$  à l'intérieur de la cellule de périodicité est déterminée par une procédure de type Labonte-Brown [86, 87]. Une méthode de relaxation est utilisée de façon itérative afin d'obtenir l'alignement du vecteur aimantation suivant la direction du champ effectif  $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$  en chaque point de discrétisation de la cellule de périodicité. Le champ effectif  $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$  comprend les contributions provenant des champs d'échange, d'anisotropie, du champ démagnétisant et d'un éventuel champ magnétique statique appliqué :  $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ech} + \vec{H}_{ani} + \vec{H}_d + \vec{H}$ .

Les conditions aux limites sont de type Neumann aux surfaces du film ( $\frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{n}} = \vec{0}$ ,  $\vec{n}$  vecteur unitaire normal à la surface) et périodiques suivant l'axe  $x$ . Cette première étape de calcul fournit la configuration d'équilibre de l'aimantation  $\vec{m}_{eq}(\vec{r})$ , le champ effectif à l'équilibre  $\vec{H}_{eq}(\vec{r}) = \vec{H}_{eff}(\vec{m}_{eq}(\vec{r}))$  et la période d'équilibre des domaines  $P_0$ .

La seconde étape consiste à calculer la réponse  $\delta \vec{m}(\vec{r}, t)$  de la configuration d'équilibre à une excitation magnétique  $\delta \vec{h}(t)$  de faible amplitude. L'évolution temporelle de la configuration d'aimantation est décrite par l'équation de LLG :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -|\gamma| \vec{m} \times \vec{H}_T + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}, \quad (3.1)$$

où  $\vec{m}$  peut être développé sous la forme :  $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_{eq}(\vec{r}) + \delta \vec{m}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{H}_T$  représente le champ magnétique total qui peut être écrit :  $\vec{H}_T(\vec{r}, t) = \vec{H}_{eq}(\vec{r}) + \delta \vec{h}(t) + \vec{H}_{eff}(\delta \vec{m})$ .

En considérant une dépendance harmonique pour  $\delta \vec{h}$  and  $\delta \vec{m}$  et en faisant les approximations suivantes :  $|\delta \vec{h}| \ll |\vec{H}_{eq}(\vec{r})|$ ,  $|\vec{H}_{eff}(\delta \vec{m})| \ll |\vec{H}_{eq}(\vec{r})|$  et  $|\delta \vec{m}| \ll |\vec{m}_{eq}| = 1$ , la linéarisation de l'équation (3.1) conduit au système linéaire suivant :

$$\left( -\frac{i\omega}{|\gamma|} I + D_2 - D_1 D_H \right) \delta \vec{m} = D_1 \delta \vec{h}, \quad (3.2)$$

où  $I$  est la matrice identité, et les matrices  $D_1$ ,  $D_2$  et  $D_H$  sont définies par :

$$D_1 \vec{v} = \vec{m}_{eq} \times \vec{v}, D_H \vec{v} = (\vec{H}_{eff} - \vec{H})(\vec{v}), D_2 \vec{v} = \left( \vec{H}_{eq}(\vec{r}) + \frac{i\alpha\omega}{|\gamma|} \vec{m}_{eq} \right) \times \vec{v}, \quad (3.3)$$

pour un vecteur  $\vec{v}$  donné.

Pour une grille comprenant  $N$  points de discrétisation,  $\delta\vec{m}$  et  $\delta\vec{h}$  sont des vecteurs à  $3N$  composantes et le système linéaire (3.2) est de dimension  $3N \times 3N$ . Ce système est résolu pour chaque fréquence en utilisant une méthode directe (factorisation de Gauss).

En considérant une base orthonormée d'excitation  $(\delta\vec{h}_{u1}, \delta\vec{h}_{u2}, \delta\vec{h}_{u3})$  induisant une réponse  $(\delta\vec{m}_1, \delta\vec{m}_2, \delta\vec{m}_3)$ , le tenseur de susceptibilité dynamique (moyenne spatiale sur la cellule de périodicité) est défini par :

$$\chi_{ij} = M_s \langle \delta\vec{m}_i \cdot \delta\vec{h}_{uj} \rangle_{cel.} \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (3.4)$$

La susceptibilité scalaire suivant la direction de  $\delta\vec{h}$  est alors donnée par :

$$\chi = M_s \left\langle \frac{\delta\vec{m} \cdot \delta\vec{h}}{|\delta\vec{h}|^2} \right\rangle_{cel.} = \frac{M_s}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\delta\vec{m}_i \cdot \delta\vec{h}_i}{|\delta\vec{h}_i|^2}. \quad (3.5)$$

Deux caractéristiques de ce code peuvent être soulignées :

- Le traitement simultané de plusieurs seconds membres au niveau de la résolution du système linéaire. Cette fonctionnalité s'avère très intéressante car elle permet d'obtenir la réponse magnétique au trièdre d'excitation et donc, d'accéder au tenseur de susceptibilité dynamique en un seul calcul pour une fréquence donnée.
- la parallélisation du code (traitement d'une fréquence par processeur d'un ordinateur parallèle) qui permet de traiter un grand nombre de fréquences. A titre d'exemple, les spectres présentés dans le paragraphe 3.5.3 ont été calculés dans la gamme de fréquence 100 MHz - 40 GHz avec un pas en fréquence  $\Delta F = 100$  MHz. Un raffinement ( $\Delta F = 10$  MHz) autour des résonances détectées a ensuite été effectué. Le nombre de fréquences varie donc entre 500 et 600 selon la complexité du spectre.

En théorie, les pas de discrétisation spatiale  $\Delta x, \Delta y$  doivent être nettement inférieurs aux longueurs caractéristiques du système magnétique que représentent la largeur de paroi de Bloch  $\delta_p = \pi \Delta_0$  et la largeur de ligne de Bloch  $\delta_l = \pi \Lambda$  (typiquement  $\Delta x, \Delta y \simeq \text{Min}(\delta_l, \delta_p)/5$ ). Dans le cas des films minces considérés à faible anisotropie perpendiculaire, les parois étant relativement larges, les pas de discrétisation sont fixés par  $\delta_l$ . Différentes grilles de discrétisation spatiale ont été utilisées. Il ressort qu'une grille de discrétisation  $64 \times 31$  (soit  $\Delta x = 0,57\delta_l, \Delta y = 0,7\delta_l$  pour le film CoFeZr et  $\Delta x, \Delta y \simeq 0,16\delta_l$  pour le film de FePd) assure la convergence des calculs micromagnétiques statiques et dynamiques présentés dans le paragraphe suivant.

### 3.5.3 Principaux résultats obtenus

#### Film de CoFeZr [ $A_5, C_1$ ]

Les résultats des simulations micromagnétiques statiques et dynamiques relatifs au film mince de CoFeZr sont présentés sur la figure 3.6.

La configuration d'équilibre de l'aimantation à l'intérieur de la cellule de périodicité (Fig. 3.6 (a)) se compose de domaines dont les aimantations sont orientées respectivement suivant les directions  $\pm Oy$  séparés par une paroi de Bloch au centre du film et des domaines de fermeture aux surfaces du film. Cette configuration d'équilibre est pratiquement à flux magnétique fermé. L'épaisseur du film est  $h = 300$  nm et la période d'équilibre correspond à  $P_0 = 475$  nm.

Les spectres de susceptibilité dynamique scalaire en l'absence d'un champ magnétique statique appliqué sont représentés sur la figure 3.6 (b). Trois orientations du champ de pompage sont considérées :  $\delta\vec{h}$  appliqué respectivement suivant les axes  $Ox$  (configuration X),  $Oy$  (configuration Y) et  $Oz$  (configuration Z). Ces spectres possèdent les caractéristiques suivantes :

- La réponse la plus intense correspond à la configuration d'excitation X. Les réponses associées aux directions d'excitation Y et Z sont plus faibles respectivement de deux et d'un ordres de grandeur.
- La structure du spectre est fortement dépendante de l'orientation du champ de pompage. En configuration X, le spectre se compose d'une raie principale (1) et d'une raie secondaire (2) de faible intensité, située à plus haute fréquence. En configuration Y et Z, on observe une large réponse en fréquence qui s'étend entre 1 et 15 GHz. Cette réponse est constituée de nombreuses raies. Ce comportement est lié à la forte hétérogénéité des champs effectifs statique et dynamique.

Afin d'étudier les modes propres magnétiques existant au sein de cette configuration d'aimantation non uniforme, le module de  $\delta\vec{m}$  a été représenté à l'intérieur de la cellule de périodicité pour les fréquences de résonance des différentes raies observées. Ce type de représentation permet de localiser les régions de spins qui contribuent à une excitation magnétique donnée. Quelques modes sont ainsi montrés sur la figure 3.6 (c). On peut distinguer des modes de volume (modes (1) et (4)) et des modes de surface (modes (2) et (5)). Pour le mode (1), le maximum de  $|\delta\vec{m}|$  est concentré au voisinage de la paroi de Bloch. Le mode (2) montre de fortes valeurs de  $|\delta\vec{m}|$  aux surfaces des domaines (parties centrales) et au niveau de la frontière séparant les domaines des domaines de fermeture. Pour le mode (4), les valeurs les plus fortes de  $|\delta\vec{m}|$  se situent à l'intérieur des domaines. Dans le cas du mode (5), les forts niveaux de  $|\delta\vec{m}|$  sont localisés à l'intérieur des domaines de fermeture.

L'effet de l'épaisseur du film sur sa réponse dynamique a également été étudié théoriquement en considérant un film possédant le même facteur de qualité mais une épaisseur réduite d'un facteur 2. Cet échantillon possède une épaisseur légèrement supérieure à l'épaisseur critique de nucléation des rubans. La réduction de l'épaisseur du film entraîne une modification de la configuration d'équilibre de l'aimantation qui peut être décrite comme un empilement suivant l'axe x de parois de type vortex dont la circulation est alternée (Fig. 3.7 (a)). La composante longitudinale de l'aimantation statique moyennée sur la cellule de périodicité  $\langle m_z \rangle$  augmente



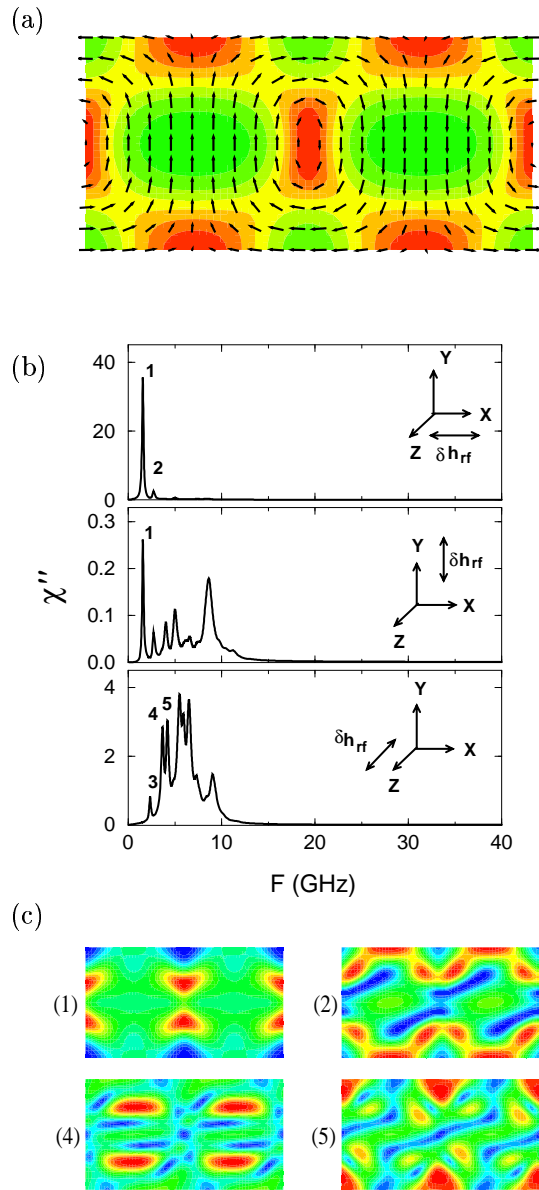


FIG. 3.6: (a) Vue transversale de la configuration d'équilibre de l'aimantation à l'intérieur de la cellule de périodicité pour le film de CoFeZr. Les flèches représentent les composantes de  $\vec{m}$  dans le plan de la figure ( $Ox, Oy$ ). La composante longitudinale  $m_z$  est visualisée à l'aide d'un code de couleur (forts niveaux en rouge, faibles niveaux en vert). (b) Spectres de susceptibilité dynamique pour les trois directions principales d'excitation X, Y et Z. (c)  $|\delta\vec{m}|$  pour les modes (1),(2),(4) et (5) (forts niveaux en rouge, faibles niveaux en bleu).

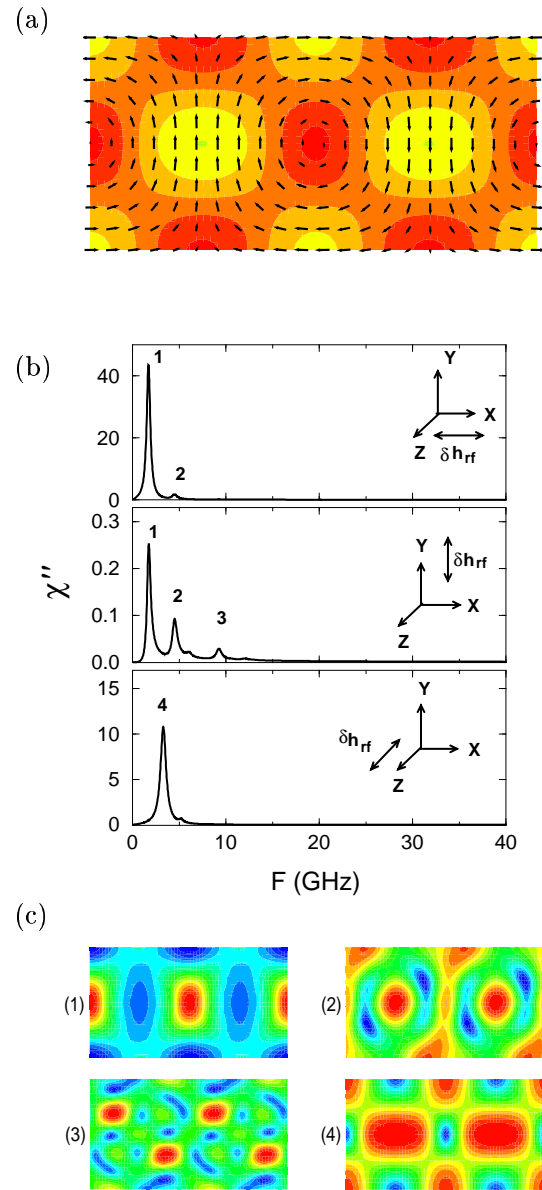


FIG. 3.7: (a) Vue transversale de la configuration d'équilibre de l'aimantation à l'intérieur de la cellule de périodicité. (b) Spectres de susceptibilité dynamique pour les trois directions principales d'excitation X, Y et Z. (c)  $|\delta\vec{m}|$  pour les modes (1),(2),(3) et (4). Les conventions de représentation sont identiques à celles de la figure 3.6. L'épaisseur du film est réduite d'un facteur 2 par rapport au cas de la figure 3.6. Le facteur de qualité du film est inchangé.

lorsque l'épaisseur diminue. D'un point de vue dynamique, plusieurs observations peuvent être faites (Figs. 3.7 (b) et (c)) :

- La réponse associée à la configuration X est peu sensible à la variation d'épaisseur.
- Pour les configurations Y et Z, on note une diminution drastique du nombre de raies lorsque l'épaisseur diminue. Une seule raie subsiste en configuration Z pour l'échantillon le plus mince.
- Les largeurs de raie augmentent lorsque l'épaisseur diminue quelle que soit la configuration d'excitation.
- La structure des modes principaux est également modifiée en fonction de l'épaisseur.

Les spectres de perméabilité dynamique de l'échantillon de composition  $\text{Co}_{63}\text{Fe}_{26}\text{Zr}_{11}$  mesurés entre 10 MHz et 6 GHz pour les configurations d'excitation transversale X et longitudinale Z ont été comparés aux spectres théoriques (Fig. 3.8). Ces derniers ont été calculés en considérant comme paramètres d'entrées les constantes physiques du film reportées dans le tableau 3.1. Aucun paramètre d'ajustement n'a été utilisé. On observe un très bon accord entre les spectres expérimentaux et théoriques. Dans le bande de fréquence 10 MHz - 6 GHz, les spectres théoriques reproduisent les cinq raies détectées expérimentalement.

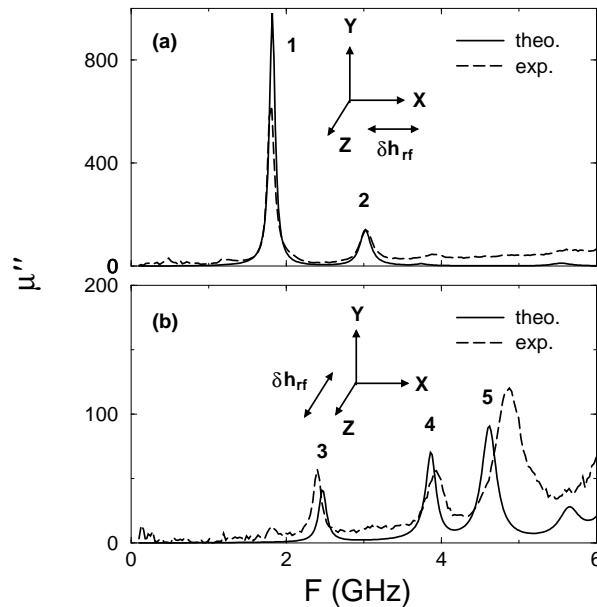


FIG. 3.8: Comparaison entre les spectres de perméabilité dynamique théoriques (traits continus) et expérimentaux (traits pointillés) pour le film de  $\text{CoFeZr}$ . Les rubans sont orientés suivant l'axe  $Oz$ . (a) configuration transversale, (b) configuration longitudinale.

Une différence subsiste entre les spectres expérimentaux et théoriques au niveau de la raie (5). Expérimentalement, celle-ci apparaît légèrement décalée vers les hautes fréquences et élargie par rapport à la raie théorique. Une interprétation de cet élargissement peut être avancée en prenant en compte l'effet de peau. Pour le film étudié, l'épaisseur de peau  $\delta$  évaluée à 5 GHz est estimée à 450 nm. Le rapport  $h/\delta$  est donc d'environ 2/3 pour cette fréquence. Cela signifie que le champ exciteur est légèrement inhomogène suivant l'épaisseur du film. Le mode (5) étant un mode de surface localisé au niveau des domaines de fermeture, le couplage entre le champ

excitateur et les spins des domaines de fermeture sera inéquivalent entre les deux interfaces ce qui peut conduire à un élargissement inhomogène de la raie expérimentale.

A notre connaissance, ce résultat constitue la première comparaison quantitative (nombre et position des raies, intensités, largeurs de raies) relative à la réponse haute fréquence d'un film mince à distribution d'aimantation non uniforme. De surcroît, la très bonne comparaison entre les spectres théoriques et expérimentaux valide *a posteriori* l'hypothèse d'une description bidimensionnelle de la dynamique de l'aimantation dans une structure en rubans faibles.

### Film de FePd [A<sub>7</sub>,C<sub>1</sub>]

Les résultats des simulations micromagnétiques statiques et dynamiques pour le film de FePd sont présentés sur la figure 3.9.

L'augmentation de l'anisotropie perpendiculaire par rapport au film de CoFeZr induit une configuration d'équilibre de l'aimantation à flux magnétique plus ouvert constituée de domaines dont les aimantations sont orientées respectivement suivant les directions  $\pm Oy$ . Ces domaines sont séparés par une paroi de Bloch au centre du film et des parois de Néel aux surfaces du film (Fig. 3.9 (a)). Pour ce film d'épaisseur  $h = 50$  nm, la période d'équilibre correspond à  $P_0 = 109$  nm.

Les spectres de susceptibilité dynamique (partie imaginaire) pour les trois directions principales d'excitation sont reportés sur la figure 3.9 (b). Par comparaison avec les spectres de susceptibilité obtenus dans le cas du film de CoFeZr de référence (Fig. 3.6), trois remarques peuvent être faites :

- Les excitations magnétiques apparaissent à plus haute fréquence.
- Le contraste d'intensité entre les réponses des trois configurations d'excitation diminue.
- La structure du spectre est modifiée pour les configurations d'excitation Y et Z. On note un faible nombre de raies bien localisées en fréquence.

Quelques modes sont présentés sur la figure 3.9 (c). Pour le mode (1), les valeurs maximales de  $|\delta\vec{m}|$  se situent aux surfaces des domaines (parties centrales) et à un degré moindre au niveau de la paroi de Bloch. Le niveau de  $|\delta\vec{m}|$  à l'intérieur des domaines représente environ un quart du niveau maximal de  $|\delta\vec{m}|$ . Pour le mode (2), les plus fortes valeurs de  $|\delta\vec{m}|$  se trouvent aux surfaces des domaines et à l'intérieur de la paroi de Bloch. Le mode (3) est essentiellement un mode de surface. Ce mode ressemble à une onde de spin quantifiée suivant la largeur d'un domaine. Le mode (4) est un mode de surface. Les valeurs maximales de  $|\delta\vec{m}|$  sont localisées aux surfaces des domaines (parties centrales). Le mode (5) apparaît comme un mode de surface avec une variation antisymétrique de  $|\delta\vec{m}|$  entre les interfaces inférieure et supérieure (mode de cisaillement). Enfin, le mode (6) est un mode de volume. Une analyse détaillée des composantes planaires de l'aimantation dynamique  $\delta m_x$  et  $\delta m_z$  indique que les modes (1), (2) et (3) sont des modes de type acoustique (composantes  $\delta m_x$  des deux domaines adjacents en phase) et les modes (4), (5) et (6) sont des modes de type optique (composantes  $\delta m_x$  des deux domaines adjacents en opposition de phase).

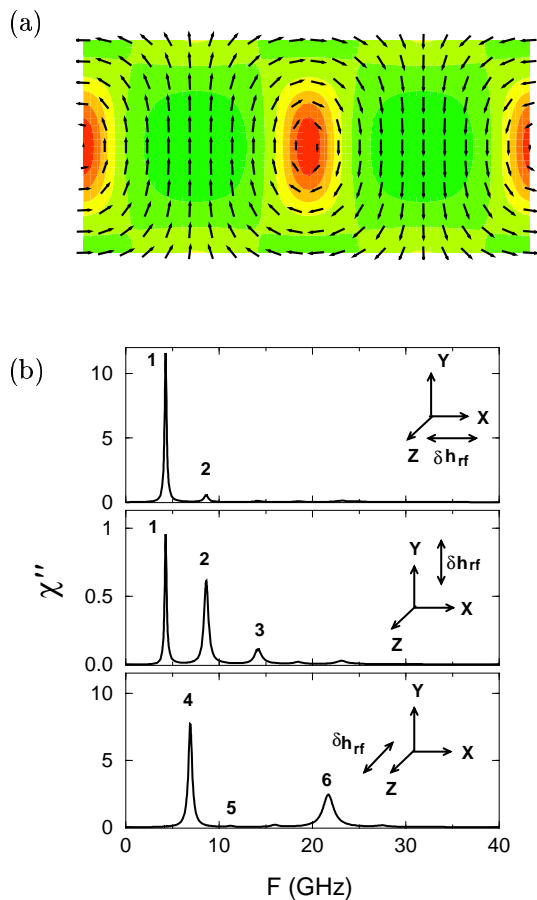


FIG. 3.9: (a) Vue transversale de la configuration d'équilibre de l'aimantation à l'intérieur de la cellule de périodicité pour le film de FePd. (b) Spectres de susceptibilité dynamique pour les trois directions principales d'excitation  $X, Y$  et  $Z$ . (c)  $|\delta\vec{m}|$  pour les modes (1), (2), (3), (4), (5) et (6). Les conventions de représentation sont identiques à celles de la figure 3.6.

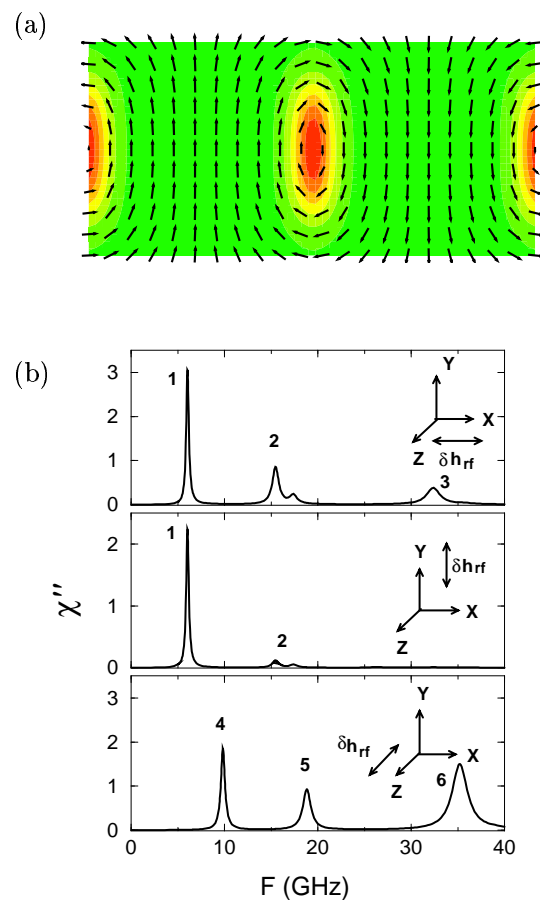


FIG. 3.10: (a) Vue transversale de la configuration d'équilibre de l'aimantation à l'intérieur de la cellule de périodicité. (b) Spectres de susceptibilité dynamique pour les trois directions principales d'excitation  $X, Y$  et  $Z$ . (c)  $|\delta\vec{m}|$  pour les modes (1), (2), (3), (4), (5) et (6). Les conventions de représentation sont identiques à celles de la figure 3.6. La constante d'anisotropie est multipliée par un facteur 2 par rapport au cas de la figure 3.9. L'épaisseur du film est inchangée.

Le rôle de l'anisotropie perpendiculaire a également été étudié en considérant un échantillon de même épaisseur mais possédant une constante d'anisotropie deux fois plus importante (Fig. 3.10). L'augmentation de la constante d'anisotropie induit une modification de la configuration d'équilibre de l'aimantation avec une diminution de la largeur des parois et une augmentation de la composante moyenne de l'aimantation statique  $\langle m_y \rangle$  à l'intérieur des domaines corrélativement à une réduction de la composante  $\langle m_z \rangle$  (Fig. 3.10 (a)). D'un point de vue dynamique (Figs. 3.10 (b) et (c)), plusieurs observations peuvent être faites :

- Les principales raies sont déplacées vers les hautes fréquences lorsque  $K_u$  croît.
- Le niveau de susceptibilité augmente pour la configuration Y et diminue pour les configurations X et Z lorsque  $K_u$  augmente.
- L'augmentation de  $K_u$  accentue la localisation des modes. Les raies (1), (2) et (3) correspondent respectivement à des modes de parois de Bloch et de domaines (surface et volume) de type acoustique. Les raies (4), (5) et (6) sont respectivement des modes de parois de Néel et de domaines (surface et volume) de type optique.

Des simulations réalisées en augmentant encore la valeur de  $K_u$  indiquent que les fréquences de résonance des modes de parois diminuent lorsque  $K_u$  augmente contrairement à celles des modes de domaines (Fig. 3.11). On retrouve ainsi la séparation entre les résonances de parois localisées dans la partie basse fréquence des spectres et les résonances de domaines se situant dans la partie haute fréquence des spectres.

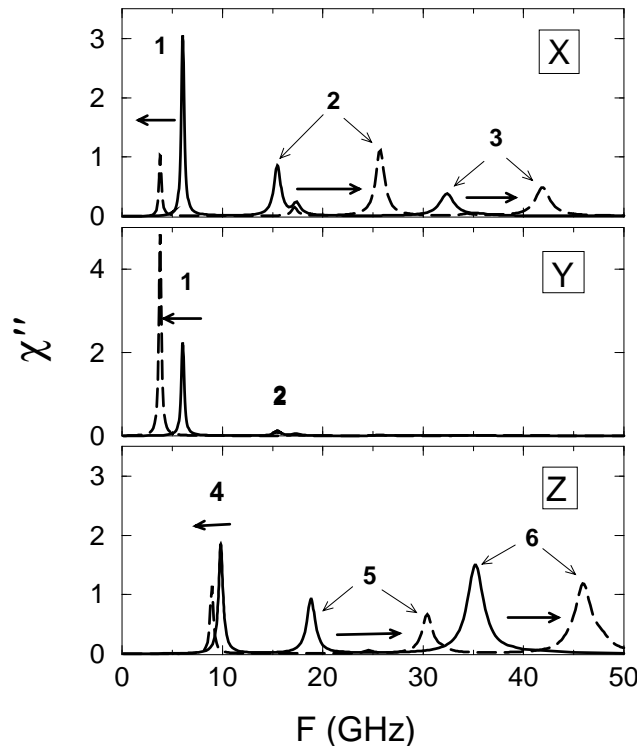


FIG. 3.11: *Effet de la constante d'anisotropie  $K_u$  sur les résonances de parois et de domaines.  $K_u = 4,8 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$  ( $Q \simeq 0,7$ ) (traits continus),  $K_u = 7 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$  ( $Q \simeq 1$ ) (traits pointillés). Les autres paramètres physiques sont identiques à ceux du film de FePd.*

L'effet d'un champ magnétique statique  $\vec{H}$  appliqué dans le plan du film de FePd et selon la direction des rubans sur les différentes excitations magnétiques a été étudié. L'augmentation de la valeur du champ entraîne une diminution de la période d'équilibre des domaines ainsi qu'une augmentation de la composante moyenne de l'aimantation statique  $\langle m_z \rangle$  (Fig. 3.12).

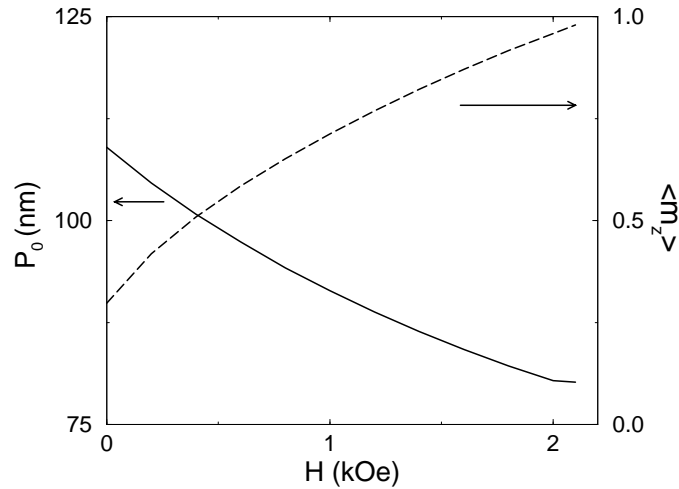


FIG. 3.12: Evolutions de la période d'équilibre des rubans et de la composante longitudinale de l'aimantation statique moyennée sur la cellule de périodicité  $\langle m_z \rangle$  en fonction de l'amplitude du champ polarisant  $H$ .  $\vec{H}$  est appliqué dans le plan du film et parallèlement à la direction des rubans. Film de FePd.

L'évolution de la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique dans le plan (champ, fréquence) pour les trois configurations principales de pompage est reportée sur la figure 3.13. Pour la configuration d'excitation X, l'augmentation du champ magnétique se traduit par un déplacement vers les hautes fréquences de la raie (1) corrélativement à une diminution de l'intensité de cette raie. La seconde résonance disparaît rapidement lorsque la valeur du champ magnétique augmente. Pour la configuration d'excitation Y, l'intensité de la résonance (1) est approximativement constante en fonction du champ magnétique. Les résonances (2) et (3) visibles pour des valeurs du champ magnétique faibles et intermédiaires sont fortement atténuées lorsque le champ magnétique croît. Pour ces deux configurations, seule la raie (1) subsiste au-delà du champ de saturation planaire et correspond à la résonance gyromagnétique uniforme en configuration parallèle. Pour la configuration d'excitation Z, les fréquences de résonance ne varient pas de façon monotone lorsque l'amplitude du champ magnétique croît. Par ailleurs, l'intensité des raies (4) et (6) décroît lorsque la valeur du champ magnétique croît. Concernant la raie (5) dont l'intensité est très faible à champ nul, son intensité croît, passe par un maximum pour des valeurs intermédiaires du champ magnétique avant de disparaître pour des valeurs plus élevées. Aucune excitation n'existe au-delà du champ de saturation pour cette géométrie d'excitation (pompage parallèle) conformément à l'hypothèse de régime linéaire.

Les courbes de dispersion, fréquence en fonction du champ magnétique planaire, pour chaque excitation magnétique sont reportées sur la figure 3.14 en distinguant les configurations d'excitation X, Y et Z. Dans le premier cas, les fréquences des trois excitations augmentent avec la valeur du champ magnétique. Pour la configuration Z, la fréquence de résonance de la raie (4) augmente avec l'amplitude du champ magnétique, passe par un maximum, puis décroît. La

fréquence de la raie (5) augmente de façon monotone en fonction du champ magnétique. Enfin, la fréquence de résonance de la raie (6) décroît en fonction du champ magnétique, passe par un minimum puis, augmente pour les champs magnétiques plus élevés. Ces dernières caractéristiques suggèrent l'existence d'un couplage entre modes. Les courbes de dispersion des raies (4), (5) et (6) semblent se repousser pour éviter les points de croisement. Par ailleurs, l'analyse des modes (4) et (6) en fonction de l'amplitude du champ magnétique polarisant indique une conversion des modes de part et d'autre de la zone de couplage ( $H \simeq 1000$  Oe). Le mode (4) correspondant à un mode de surface à champ nul se transforme en un mode de volume pour les fortes valeurs du champ magnétique. *A contrario*, le mode (6) étant un pur mode de volume à champ nul devient un mode de surface pour les valeurs élevées du champ magnétique (inserts en couleur de la figure 3.14 (b)). Des conversions analogues entre les modes de domaines ont été observées dans le cas des grenats à anisotropie perpendiculaire [38]. Les courbes de dispersion calculées par le modèle de RDM sont également représentées sur la figure 3.14. On observe que :

- Le mode acoustique  $\omega^+$  tend vers le mode (1) lorsque l'amplitude du champ magnétique augmente. Ce comportement s'explique à partir des cartographies du mode (1) (inserts en couleur de la figure 3.14 (a)) qui montrent que ce mode inhomogène à champ nul devient homogène lorsque l'amplitude du champ magnétique augmente rendant licite l'hypothèse de precession uniforme intra-domaine qui sous-tend le modèle de RDM.
- La courbe de dispersion du mode  $\omega^-$  ne correspond à aucune des courbes de dispersion calculées numériquement.

La connaissance des dépendances en fréquence et en champ magnétique de la susceptibilité dynamique à partir des simulations micromagnétiques permet d'accéder à la puissance théorique absorbée par l'échantillon (Eq. (1.8)). La figure 3.15 représente le spectre de RFM en mode dérivé en présence d'un champ magnétique polarisant  $\vec{H}$  appliqué dans le plan de la couche et parallèlement aux rubans pour deux fréquences  $F = 14$  GHz et  $F = 20$  GHz. Dans chacun des cas, les configurations d'excitation principales sont considérées. Pour chaque fréquence, les spectres sont calculés avec un pas en champ  $\Delta H = 100$  Oe. Un raffinement ( $\Delta H = 10$  Oe) est ensuite réalisé autour des raies détectées. La présence des différentes excitations magnétiques (raies (1) à (6)) dépend de la fréquence et de l'orientation du champ exciteur. Ce résultat théorique démontre la faisabilité du calcul de spectres de RFM complets (régimes non saturé et saturé) par une approche micromagnétique dynamique.

Une première analyse des spectres expérimentaux de RFM obtenus sur le film de FePd à partir des simulations micromagnétiques a été réalisée. La figure 3.16 montre la comparaison entre les courbes de dispersion théoriques et expérimentales. Les mesures ayant été effectuées dans la bande de fréquence 6 - 18 GHz, et compte tenu de la faible intensité des raies (2) et (3) prévue théoriquement, seules les raies (1), (4) et (5) doivent pouvoir être comparées avec l'expérience. La dépendance en champ magnétique de la résonance principale (cercles) obtenue expérimentalement concorde avec celle calculée (raie (1)). Un assez bon accord existe entre la dépendance en champ magnétique de la résonance observée expérimentalement à plus haute fréquence (triangles) et celle obtenue théoriquement pour la raie (4) pour  $H < 800$  Oe. Pour des valeurs plus élevées du champ magnétique, la fréquence de résonance expérimentale continue de croître alors que la théorie prévoit une décroissance de cette fréquence en fonction du

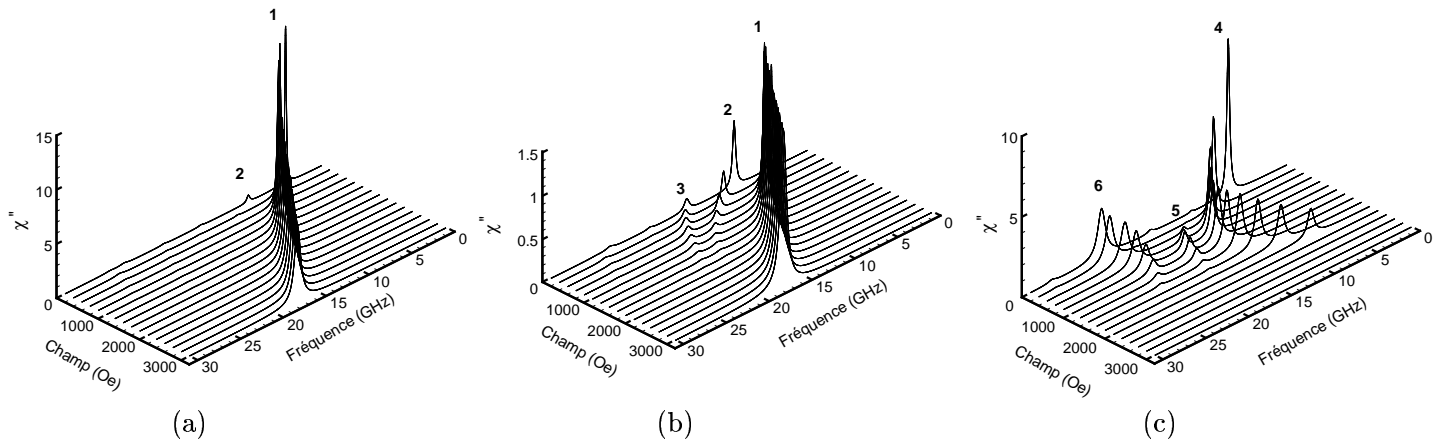


FIG. 3.13: Evolution de la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique  $\chi''$  en fonction de l'amplitude du champ magnétique polarisant  $H$  et de la fréquence.  $\vec{H}$  est appliqué dans le plan du film et suivant la direction des rubans. (a) configuration X, (b) configuration Y, (c) configuration Z.

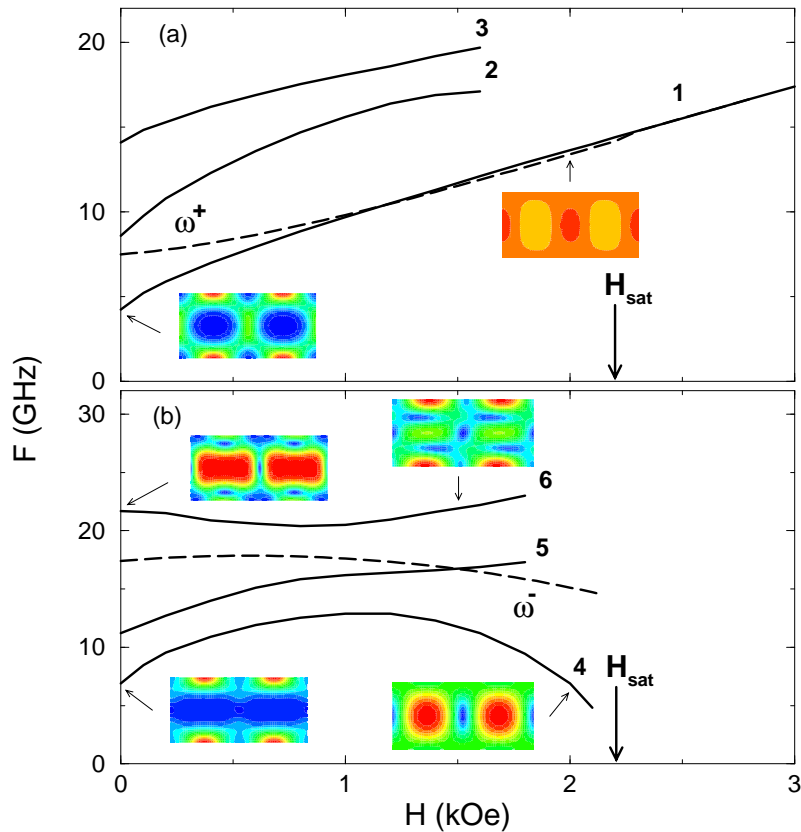


FIG. 3.14: Evolution de la fréquence de résonance de chaque excitation magnétique en fonction de l'amplitude du champ magnétique polarisant  $H$  (simulations micromagnétiques en trait plein) : (a) configurations X et Y, (b) configuration Z. Les inserts en couleur correspondent aux modes pour différentes valeurs du champ magnétique polarisant. Les conventions de représentation sont identiques à celles de la figure 3.6. Les courbes de dispersion des deux modes de domaines  $\omega^+$  et  $\omega^-$  calculées par le modèle de RDM sont également reportées (trait pointillé).



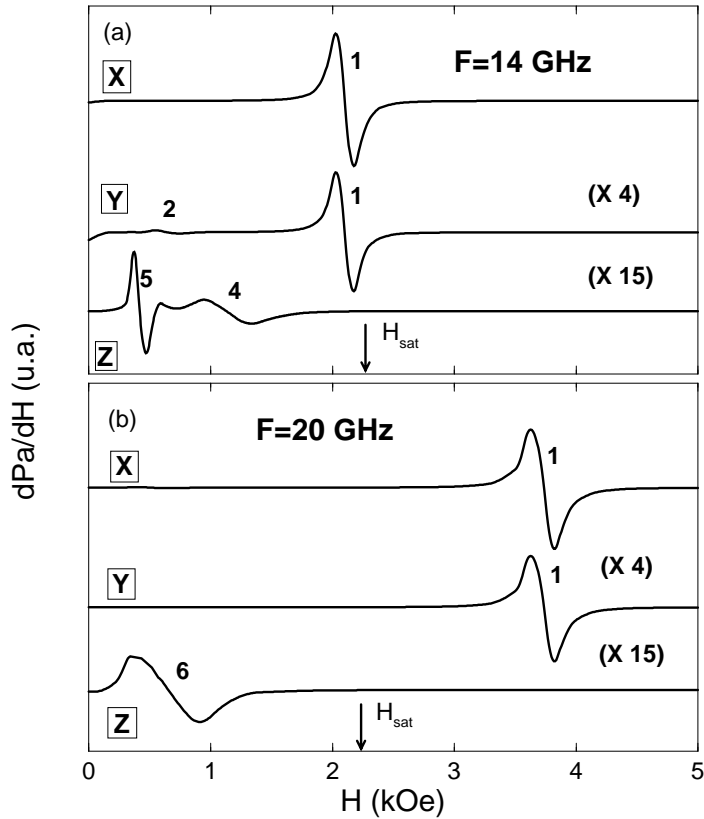


FIG. 3.15: Spectres théoriques de RFM pour les trois directions principales de pompage :  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ . Le champ magnétique polarisant  $\vec{H}$  est appliqué dans le plan du film suivant la direction des rubans ( $Oz$ ). (a)  $F = 14$  GHz (b)  $F = 20$  GHz.

champ magnétique. Par ailleurs, l'apparition d'une faible excitation expérimentalement (carrés) n'est pas reproduite par les simulations micromagnétiques. Une interprétation peut être avancée pour expliquer ce désaccord. Les caractérisations réalisées par RFM en régime saturé ont mis en évidence l'existence d'un spectre d'ondes de spin stationnaires [ $A_3$ ]. Ce dernier présente des résonances dont la position en champ magnétique suit sensiblement une évolution linéaire en fonction de l'indice du mode. Ce comportement peut refléter l'existence d'inhomogénéités en volume au niveau des propriétés magnétiques du film [88, 89]. Une faible dépendance de l'anisotropie uniaxiale avec l'épaisseur du film induite par la procédure d'élaboration apparaît comme une source possible d'hétérogénéités. La dépendance de  $K_u$  avec l'épaisseur du film pourrait jouer un rôle majeur au niveau de la zone de couplage et donc affecter les courbes de dispersion des raies (4), (5) et (6). La connaissance du profil  $K_u(y)$  et son introduction dans les calculs micromagnétiques semblent nécessaires pour obtenir une meilleure compréhension des résultats.

Il est à signaler que les spectres de RFM obtenus sur des films de Co par l'équipe du Pr. Wigen montrent en particulier une résonance à 22,3 GHz dans la région des faibles champs magnétiques polarisants [76]. A partir de nos simulations, cette raie pourrait correspondre à la raie (6) (Fig. 3.15). Une analyse plus complète des résultats expérimentaux de RFM disponibles dans la littérature reste à effectuer.

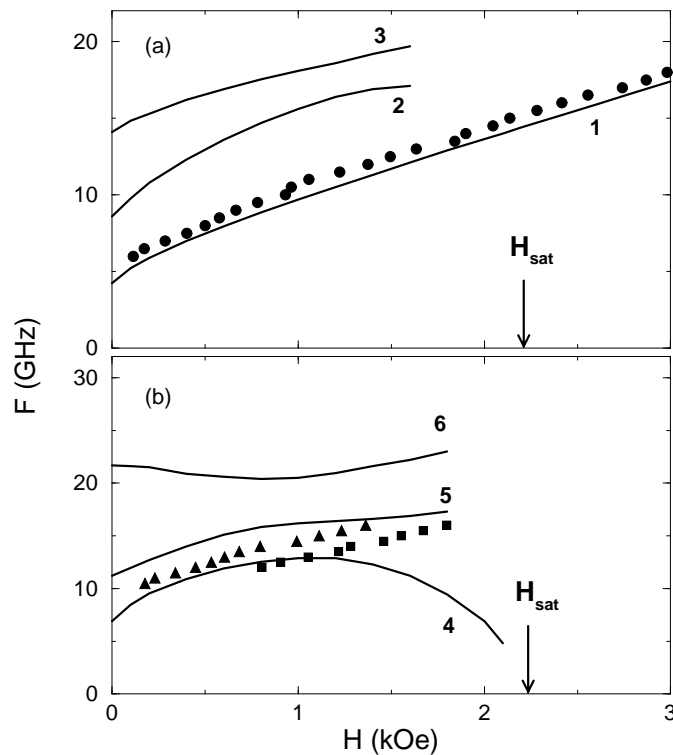


FIG. 3.16: Evolutions théoriques (traits) et expérimentales (points) des fréquences de résonance en fonction de l'amplitude du champ magnétique polarisant  $H$ .  $\vec{H}$  est appliqué dans le plan du film suivant la direction des rubans ( $Oz$ ). Cas du film de FePd. (a) configuration d'excitation Y, (b) configuration d'excitation Z.

### 3.5.4 Avantages et limitations de l'approche harmonique

Les résultats des simulations micromagnétiques dynamiques exposés précédemment montrent que l'outil de modélisation basé sur une approche harmonique est efficace et robuste. Des simulations complémentaires, non reportées dans ce mémoire, couvrant une large gamme de paramètres magnétiques et notamment de très faibles valeurs du paramètre d'amortissement ( $\alpha \simeq 10^{-3}$ ) conduisent également à des résultats très stables. Par ailleurs, cette technique fournit naturellement la cartographie des modes qui s'avère indispensable pour l'interprétation des spectres. La limitation principale de cette méthode tient essentiellement à la taille des problèmes actuellement accessibles. A titre indicatif, les calculs présentés dans ce mémoire correspondent à des tailles de systèmes linéaires comprises entre  $5952 \times 5952$  (§ 3.5.3) et  $14880 \times 14880$  (§ 2.3.3). Une première difficulté concerne le stockage de la matrice associée au système linéaire dont la taille varie comme le carré du nombre d'inconnues. Par ailleurs, l'utilisation d'une méthode de résolution directe conduit à un temps de calcul qui évolue comme le cube du nombre d'inconnues. Le traitement d'un système 2 fois plus grand par dimension linéaire entraîne le stockage d'une matrice dont la taille est multipliée par 16 et conduit à des temps de calcul multipliés par 64. L'utilisation d'une méthode harmonique dans le cas de systèmes de très grandes dimensions (nombre d'inconnues excédant  $10^5$ ), notamment représentatifs de problèmes 3D, implique un changement de stratégie. Ainsi, le code 3D développé par S. Labbé [79] est basé

sur l'exploitation de la structure Toeplitz de la matrice associée au système linéaire existant dans le cas d'un maillage cubique régulier. Dans ce cas, le nombre de coefficients matriciels à stocker est considérablement réduit (fonction linéaire du nombre d'inconnues). Par ailleurs, une méthode itérative de type gradient conjugué est employée pour résoudre le système linéaire. Toutefois, l'accélération de la convergence de cette méthode nécessite un préconditionnement efficace de la matrice. Par ailleurs, le nombre d'itérations dépend de la fréquence de calcul.

Dans le cadre d'une collaboration avec A. Marty et J. C. Toussaint du Laboratoire de Magnétisme Louis Néel, des comparaisons très satisfaisantes ont été obtenues entre notre méthode harmonique et leur méthode temporelle (code `GL_FFT` copyright CNRS, Lab. Louis Néel, Grenoble) dans le cas des spectres de susceptibilité dynamique du film de FePd [84, 85]. Une estimation des performances des deux codes a ainsi pu être réalisée. Dans le cas du code temporel, le temps de calcul du spectre du tenseur de susceptibilité dynamique suit la loi  $3N^2LnN/\alpha^2$  alors que dans notre cas cette loi devient  $(3N)^3/\alpha$  en faisant l'hypothèse que le nombre de fréquences du spectre varie en  $1/\alpha$ . Ces résultats montrent que l'approche temporelle est plus efficace pour des problèmes de grande taille lorsque le paramètre d'amortissement n'est pas trop faible. Toutefois, cette méthode temporelle présente quelques inconvénients. En premier lieu, il faut bien contrôler la forme et l'amplitude du signal temporel excitateur afin de couvrir la bande spectrale d'intérêt et de rester en régime linéaire [7, 84, 85]. Deuxièmement, cette méthode ne fournit pas directement la cartographie des modes. Celle-ci est obtenue par post-traitement à partir de la transformée de Fourier des variations locales instantanées  $\delta\vec{m}(\vec{r}, t)$  [84, 85].

## 3.6 Conclusion et perspectives

Les travaux décrits précédemment mettent en évidence la complexité de la réponse dynamique des films ferromagnétiques à faible anisotropie perpendiculaire présentant une structure de domaines magnétiques en rubans faibles. L'utilisation de modèles analytiques, valides pour des films à forte anisotropie perpendiculaire, ne permet pas de reproduire la richesse des spectres expérimentaux.

Notre apport principal sur ce thème a été de développer un code de simulation micromagnétique dynamique 2D permettant d'accéder au spectre de susceptibilité dynamique associé à cette distribution d'aimantation non uniforme, d'étudier théoriquement la structure des spectres et notamment d'identifier par analyse modale les régions de spins contribuant à une excitation donnée et enfin d'effectuer des premières comparaisons avec des résultats expérimentaux.

Sur ce dernier point, une première comparaison théorie-expérience très satisfaisante a été obtenue dans le cas d'un film de CoFeZr à faible facteur de qualité. Une seconde comparaison théorie-expérience a été réalisée sur un film de FePd à facteur de qualité modéré. Dans ce cas, les simulations micromagnétiques dynamiques n'ont permis de retrouver que certaines caractéristiques des spectres expérimentaux. La complexité structurale et magnétique de cet alliage et donc corrélativement une représentation mathématique trop simple de ce film (paramètres magnétiques homogènes) semblent être à l'origine des désaccords subsistant. Ce travail de comparaison avec l'expérience doit être approfondi notamment dans le cas de métaux purs (cobalt)

ou d'alliages plus simples (Permalloy).

Il semble également intéressant dans un futur proche de prendre en compte certaines hétérogénéités pouvant exister dans les films ferromagnétiques. En effet, celles-ci peuvent modifier la réponse dynamique des films (apparition ou extinction de raies, élargissement de raies). Ces hétérogénéités peuvent être volumiques (fluctuations de propriétés magnétiques intrinsèques) ou surfaciques (existence de couches interfaciales). L'introduction de ces défauts dans les simulations micromagnétiques dynamiques apportera un degré de réalisme supplémentaire.

Une autre voie de recherche prometteuse réside dans la modélisation de la réponse dynamique de multicouches ferromagnétiques, les couches élémentaires pouvant être couplées par interaction dipolaire ou par interaction d'échange. Quelques sujets d'étude peuvent être suggérés. Dans le cas de films couplés par interaction dipolaire, l'existence de domaines en rubans parallèles a été reportée dans le cas de bicouches de cobalt séparées par un espaceur non magnétique [90] et dans des multicouches de compositions  $(\text{Co}/\text{Au})_N$  [91]. Il serait intéressant d'étudier le comportement haute fréquence de ces structures magnétiques. Les simulations micromagnétiques dynamiques peuvent également permettre d'étudier en détail les résonances collectives de parois existant dans des bicouches couplées par interaction d'échange [92].

Enfin, en parallèle du traitement de nouveaux problèmes physiques, un effort doit être poursuivi au niveau de la méthode harmonique que nous avons développée afin d'économiser la place mémoire et de réduire le temps de calcul tout en conservant la robustesse de la méthode.



# Conclusion générale et perspectives de recherche

La dynamique de l'aimantation dans des structures non uniformes est actuellement un des axes de recherche féconds et en rapide évolution dans le domaine du magnétisme. Les travaux reportés dans ce mémoire ont abordé cette thématique en considérant les excitations magnétiques de faible amplitude existant dans le cas idéal de films magnétiques à anisotropie perpendiculaire présentant une configuration magnétique en rubans périodiques. Les résultats obtenus montrent que malgré la simplicité apparente de cette configuration magnétique, de nombreuses excitations magnétiques peuvent exister dans les domaines radio et hyperfréquence. Différentes raies d'absorption ont ainsi été détectées expérimentalement en effectuant des mesures de RFM et de perméabilité dynamique. L'utilisation de modèles analytiques puis, l'apport considérable des simulations de micromagnétisme dynamique, ont permis de reproduire les caractéristiques majeures des spectres expérimentaux et d'analyser l'origine des raies d'absorption. Une première étape dans la compréhension de ces spectres complexes a ainsi été franchie. Comme il a été indiqué précédemment, une prolongation naturelle de ces travaux consistera à introduire au niveau des simulations micromagnétiques des fluctuations dans les propriétés magnétiques des films. On peut citer l'exemple des fluctuations d'anisotropie qui induisent une microstructure sous forme de rides magnétiques dans les films ferromagnétiques doux. L'impact de cette microstructure sur les propriétés dynamiques de ces films pourrait être analysé en détail à l'aide des simulations de micromagnétisme dynamique.

Plus généralement, ces travaux peuvent s'étendre à l'étude de la dynamique de l'aimantation dans d'autres structures magnétiques non uniformes. Dans ce contexte, quelques perspectives de recherche peuvent être mentionnées.

Une première classe de systèmes magnétiques intéressante est constituée par les fils ferromagnétiques de diamètre nanométrique voire micronique. Dans ce dernier cas, des études approfondies sont menées notamment au LMMH du CEA Le Ripault. L'état micromagnétique à l'équilibre de fils microniques dépend fortement des contraintes présentes à l'intérieur du fil ainsi que du signe du coefficient de magnétostriction. Dans le cas d'un matériau à coefficient de magnétostriction négatif, la configuration d'équilibre de l'aimantation généralement admise consiste en une aimantation axiale au coeur du fil entourée par une aimantation circonférentielle au voisinage de la surface du fil. Les simulations micromagnétiques statiques et dynamiques 2D doivent permettre d'une part, de déterminer le diamètre critique correspondant à la transition de réorientation de l'aimantation et d'autre part, d'étudier la réponse dynamique d'un fil notamment en fonction de son diamètre.

Une seconde classe de systèmes magnétiques faisant l'objet d'études intensives actuellement est constituée par des plots carrés ou circulaires tridimensionnels et submicroniques. Ces nanostructures magnétiques sont principalement destinées aux futures mémoires à haute densité de stockage (MRAM) mais pourraient également être utilisées en tant que particules incluses dans une matrice afin de réaliser de nouveaux composants hyperfréquences. Les nombreuses simulations micromagnétiques statiques 3D réalisées depuis quelques années ont permis de mettre en évidence différentes configurations d'équilibre de l'aimantation (états fleur, feuille, vortex,...) dont les domaines de stabilité dépendent de la nature du matériau magnétique utilisé et de la géométrie du plot via ses dimensions latérales et son épaisseur. La réponse haute fréquence en régime linéaire de ces différentes structures est un vaste champ d'investigation pratiquement vierge que nous commençons à explorer au sein de Dassault Aviation en coopération avec F. Boust du Département Matériaux et Systèmes Composites de l'ONERA. Des simulations micromagnétiques 3D sont réalisées à l'aide du code développé par S. Labbé du Laboratoire de Mathématique de l'Université de Paris-Sud. Par ailleurs, ces plots ne seront pas utilisés individuellement mais sous forme d'un réseau ou d'un composite aléatoire incluant ces plots. Il devient alors indispensable d'analyser le comportement dynamique collectif de ces objets notamment en fonction de leur concentration surfacique ou volumique. Le calcul du spectre de susceptibilité dynamique d'un nombre significatif d'objets (quelques centaines) par une approche de simulation micromagnétique dynamique est actuellement hors de portée (taille de problème, temps de calcul). De plus, pour donner une représentativité à ces simulations, il faudrait effectuer une moyenne d'ensemble sur un grand nombre de configurations. Une approche alternative que nous étudions pour traiter ce problème consiste à effectuer une hybridation entre un calcul micromagnétique local au niveau d'un petit nombre d'objets et une théorie de champ moyen pour obtenir la réponse macroscopique du système. Là encore, le problème est ouvert et la comparaison avec des données expérimentales se révèle incontournable.

A un niveau plus amont se pose également la question de la compréhension des processus de relaxation ferromagnétique dans ces structures microniques voire submicroniques. Un travail de recherche sur ce thème s'effectue actuellement dans le cadre d'une Action Concertée Incitative (ACI). Ce programme d'une durée de trois ans (période 2002 - 2004) auquel je suis associé est piloté par O. Klein du Service de Physique de l'Etat Condensé (SPEC) du CEA de Saclay. L'un des points forts de ce programme consiste à déterminer expérimentalement la relaxation ferromagnétique sur des microstructures individuelles (monocouche et multicouche) en effectuant une mesure locale de la RFM à l'aide de la technique de microscopie à résonance magnétique (MRFM) développée au SPEC. Dans le cas de plots submicroniques, des simulations complètes de micromagnétisme dynamique peuvent être réalisées et seront comparées aux résultats expérimentaux. Ces travaux apparaissent complémentaires de ceux réalisés actuellement concernant la dynamique de retournement de l'aimantation à l'intérieur de ces mêmes objets à une échelle de temps comprise entre quelques dizaines de picosecondes et la nanoseconde et dont les processus dissipatifs sont également décrits par le paramètre d'amortissement  $\alpha$ . La conjugaison de ces deux approches (régimes linéaire et non linéaire) apportera certainement un nouvel éclairage sur la pertinence du paramètre  $\alpha$ .

# Bibliographie

- [1] B. Hillebrands and K. Ounadjela, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures*, Vol. 1, Springer, Berlin (2002).
- [2] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC, Boca Raton (1996).
- [3] V. Lachèvre, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble (1999).
- [4] O. Acher, Habilitation à Diriger des Recherches, Université François Rabelais, Tours (2001).
- [5] J. Ben Youssef, P. M. Jacquart, N. Vukadinovic, and H. Le Gall, IEEE Trans. Magn. MAG-38, 3141 (2002).
- [6] H. Le Gall, J. Ben Youssef, N. Vukadinovic, and J. Ostorero, IEEE Trans. Magn. MAG-38, 2526 (2002).
- [7] O. Gérardin, Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Brest (2001).
- [8] W. F. Brown Jr., *Micromagnetics*, Wiley-Interscience, New York (1963).
- [9] T. L. Gilbert, Phys. Rev. 100, 1243 (1955).
- [10] J. Miltat, G. Albuquerque, and A. Thiaville, An Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures*, Vol. 1, B. Hillebrands and K. Ounadjela eds., Springer, Berlin (2002).
- [11] M. Sparks, *Ferromagnetic Relaxation Theory*, McGraw-Hill, New York (1964).
- [12] J. Smit and H. G. Beljers, Philips Res. Rep. 10, 113 (1955).
- [13] S. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon, Oxford (1966).
- [14] U. Netzelmann, J. Appl. Phys. 68, 1800 (1990).
- [15] H. Le Gall and N. Vukadinovic, IEEE Trans. Magn. MAG-24, 3051 (1988).
- [16] M. Farle, Rep. Prog. Phys. 61, 755 (1998).
- [17] H. Makino and Y. Hidaka, Mater. Res. Bull. 16, 957 (1981).
- [18] W. Platow, A. N. Anisimov, G. L. Dunifer, M. Farle, and K. Baberschke, Phys. Rev. B 58, 5611 (1998).
- [19] C. Vittoria, *Microwave Properties of Magnetic Films*, World Scientific, Singapour (1993).
- [20] J. Russat, G. Suran, H. Ouhmane, M. Rivoire, and J. Sztern, J. Appl. Phys. 73, 1386 (1993).
- [21] A. Hubert and R. Schaefer, *Magnetic Domains*, Springer, Heidelberg (1998).
- [22] H. Le Gall, N. Vukadinovic, J. Ostorero, and J. M. Desvignes, J. Magn. Mater. 84, 229 (1990).
- [23] A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Academic, New York (1979).



- [24] L. Folks, U. Ebels, R. Sooryakumar, D. Weller, and R. F. C. Farrow, *J. Magn. Soc. Jpn.* 23 S1, 85 (1999).
- [25] V. Gehanno, A. Marty, B. Gilles, and Y. Samson, *Phys. Rev. B* 55, 12552 (1997).
- [26] R. J. Spain, *Appl. Phys. Lett.* 3, 965 (1963).
- [27] N. Saito, H. Fujiwara, and Y. Sugita, *J. Phys. Soc. Jpn.* 19, 421 (1964).
- [28] M. Hehn, S. Padovani, K. Ounadjela, and J. P. Bucher, *Phys. Rev. B* 54, 3428 (1996).
- [29] O. Acher, C. Boscher, B. Brulé, G. Perrin, N. Vukadinovic, G. Suran, and H. Joisten, *J. Appl. Phys.* 81, 4057 (1997).
- [30] V. Gehanno, R. Hoffmann, Y. Samson, A. Marty, and S. Auffret, *Eur. Phys. J. B* 10, 457 (1999).
- [31] M. Labrune and J. Miltat, *J. Appl. Phys.* 75, 2156 (1994).
- [32] U. Ebels, L. D. Buda, K. Ounadjela, and P. E. Wigen, *Small Amplitude Dynamics of Nonhomogeneous Magnetization Distributions : The Excitation Spectrum of Stripe Domains in Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures*, Vol. 1, B. Hillebrands and K. Ounadjela eds., Springer, Berlin (2002).
- [33] D. Polder and J. Smit, *Rev. Mod. Phys.* 25, 89 (1953).
- [34] J. O. Artman, *Phys. Rev.* 105, 62 (1957).
- [35] J. O. Artman, *Phys. Rev.* 105, 74 (1957).
- [36] M. Ramesh and P. E. Wigen, *J. Magn. Magn. Mater.* 74, 123 (1988).
- [37] M. Ramesh, E. W. Ren, J. O. Artman, and M. H. Kryder, *J. Appl. Phys.* 64, 5463 (1988).
- [38] B. Lührmann, H. Döttsch, S. Süre, *Appl. Phys. A.* 57, 553 (1993).
- [39] M. Fehndrich, H. Döttsch, *Phys. Stat. Sol. (a)* 157, 127 (1996).
- [40] D. Pain, Thèse de doctorat, Université de Versailles Saint-Quentin en Yvelines, Versailles (1999).
- [41] C. Kooy and U. Enz, *Philips Res. Rep.* 15, 7 (1960).
- [42] W. F. Druyvesteyn, J. W. F. Dorleijn, P. J. Rijniere, *J. Appl. Phys.* 44, 2397 (1973).
- [43] J. M. Winter, *Phys. Rev.* 124, 452 (1961).
- [44] N. Vukadinovic, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1988).
- [45] J. Ben Youssef, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1989).
- [46] A. Serraj, Thèse de doctorat, Université Denis Diderot, Paris (1993).
- [47] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* 23, 305 (1981).
- [48] B. E. Argyle, W. Jantz, J. C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* 54, 3370 (1983).
- [49] S. Batra and P. E. Wigen, *J. Appl. Phys.* 61, 4207 (1987).
- [50] A. Hubert, *J. Appl. Phys.* 46, 2276 (1975).
- [51] J. C. Slonczewski, A. P. Malozemoff, and E. A. Giess, *Appl. Phys. Lett.* 24, 396 (1976).
- [52] C. Kooy and U. Enz, *Philips Res. Rep.* 15, 7 (1960).
- [53] A. Thiaville, J. Miltat, and J. Ben Youssef, *Eur. Phys. J. B* 23, 37 (2001).
- [54] J. Janak, *Phys. Rev.* 134, A411 (1964).
- [55] V. G. Bar'yakhtar, *The Phenomenological Theory of Relaxation Processes in Magnets in Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems*, V. G. Bar'yakhtar, P. E. Wigen, and N. A. Leisnick eds., Kluwer, Dordrecht (1998).

- [56] G. P. Vella-Coleiro, D. H. Smith, and L. G. Van Uitert, *Appl. Phys. Lett.* 21, 36 (1972).
- [57] M. Guyot, T. Merceron, V. Cagan, and H. Messekher, *Phys. Status Solidi A* 106, 595 (1988).
- [58] V. A. Bokov, V. V. Volkov, N. L. Petrichenko, and M. Marysko, *Phys. Solid State* 40, 1377 (1998).
- [59] V. G. Bar'yakhtar, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 87, 1501 (1984) [*Sov. Phys. JETP* 60, 863 (1984)].
- [60] V. G. Bar'yakhtar, *Physica B* 159, 20 (1989).
- [61] V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, A. L. Sukstanskii, E. Yu. Melikhov, *Phys. Rev. B.* 56, 619 (1997).
- [62] V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, and K. A. Sarafyan, *Solid State Commun.* 72, 1117 (1989).
- [63] V. L. Sobolev, S. C. Chen, and H. L. Huang, *J. Magn. Magn. Mater.* 172, 83 (1997).
- [64] T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.* 58, 1098 (1940).
- [65] R. W. Teale, *J. Phys. C : Solid St. Phys.* 13, 2061 (1980).
- [66] P. C. Hammel, Z. Zhang, M. Midzor, M. L. Roukes, P. E. Wigen, and J. R. Childress, *The Magnetic Resonance Force Microscope in Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems*, V. G. Bar'yakhtar, P. E. Wigen, and N. A. Leisnik eds., Kluwer, Dordrecht (1998).
- [67] O. Klein, V. Charbois, V. V. Naletov, and C. Fermon, à paraître dans *Appl. Phys. Lett.*.
- [68] H. Suhl, *IEEE Trans. Magn. MAG-34*, 1831 (1998).
- [69] G. Suran, M. Naili, H. Niedoba, O. Acher, and D. Pain, *J. Magn. Magn. Mater.* 192, 443 (1999).
- [70] V. Géhanno, Thèse de doctorat, INPG, Grenoble (1997).
- [71] V. Géhanno, C. Revevant-Brizard, A. Marty, and B. Gilles, *J. Appl. Phys.* 84, 2316 (1998).
- [72] V. Géhanno, Y. Samson, A. Marty, B. Gilles, and A. Chamberod, *J. Magn. Magn. Mater.* 172, 26 (1997).
- [73] Y. Shimada, M. Shimoda, O. Kitakami, *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, 4786 (1995).
- [74] E. Moraitakis, L. Kompotatis, M. Pissas, and D. Niarchos, *J. Magn. Magn. Mater.* 222, 168 (2000).
- [75] U. Ebels, P. E. Wigen, and K. Ounadjela, *Europhys. Lett.* 46, 94 (1999).
- [76] U. Ebels, L. Buda, K. Ounadjela, and P. E. Wigen, *Phys. Rev. B.* 63, 174437 (2001).
- [77] D. Pain, M. Ledieu, O. Acher, A. L. Adenot, and F. Duverger, *J. Appl. Phys.* 85, 5151 (1999).
- [78] A. Marty, Y. Samson, B. Gilles, M. Belakhovsky, E. Dudzik, H. Dürr, S. S. Dhesi, G. van der Laan, and J. B. Goedkoop, *J. Appl. Phys.* 87, 5472 (2000).
- [79] S. Labbé, Thèse de l'Université Paris-Nord, Villetaneuse (1998).
- [80] S. Labbé and P. Y. Bertin, *J. Magn. Magn. Mater.* 206, 93 (1999).
- [81] C. Vaast-Paci and L. Leylekian, *J. Magn. Magn. Mater.* 237, 342 (2001).
- [82] O. Gérardin, J. Ben Youssef, H. Le Gall, N. Vukadinovic, P. M. Jacquart, and M. J. Donahue, *J. Appl. Phys.* 88, 5899 (2000).
- [83] O. Gérardin, H. Le Gall, M. J. Donahue, and N. Vukadinovic, *J. Appl. Phys.* 89, 7012 (2001).
- [84] A. Marty, J. C. Toussaint, N. Vukadinovic, J. Ben Youssef, and M. Labrune, *J. Magn. Magn. Mater.* 242-245, 1038 (2002).
- [85] J. C. Toussaint, A. Marty, N. Vukadinovic, J. Ben Youssef, and M. Labrune, *Comp. Mater. Science* 24, 175 (2002).
- [86] A. E. Labonte, *J. Appl. Phys.* 40, 2450 (1969).
- [87] M. Labrune and J. Miltat, *IEEE Trans. Magn. MAG-26*, 1521 (1990).

- [88] C. F. Kooi, P. E. Wigen, M. R. Shanabarger, and J. V. Kerrigan, *J. Appl. Phys.* 35, 791 (1962).
- [89] B. Hoekstra, R. P. van Stapele, and J. M. Robertson, *J. Appl. Phys.* 48, 382 (1977).
- [90] M. Labrune and H. Niedoba, *Eur. Phys. J. B* 27, 103 (2002).
- [91] M. Labrune and A. Thiaville, *Eur. Phys. J. B* 23, 17 (2001).
- [92] R. L. Stamps, A. S. Carrigo, and P. E. Wigen, *Phys. Rev. B* 55, 10 (1997).

# Annexe

Les travaux présentés dans ce mémoire sont issus des articles réguliers suivants :

- [A<sub>1</sub>] Influence of magnetic parameters on microwave absorption of domain mode ferromagnetic resonance  
N. Vukadinovic, J. Ben Youssef, and H. Le Gall  
J. Magn. Magn. Mater. 150, 213 (1995).
- [A<sub>2</sub>] Dynamic susceptibility of parallel stripe domains with flexing domain walls  
N. Vukadinovic, A. Serraj, H. Le Gall, and J. Ben Youssef  
Phys. Rev. B 58, 385 (1998).
- [A<sub>3</sub>] Ferromagnetic resonance in epitaxial FePd thin films with perpendicular anisotropy  
J. Ben Youssef, H. Le Gall, N. Vukadinovic, V. Gehanno, A. Marty, Y. Samson, and B. Gilles  
J. Magn. Magn. Mater. 202, 277 (1999).
- [A<sub>4</sub>] Magnetization dynamics and relaxation in epitaxial FePd thin films with a stripe domain structure  
N. Vukadinovic, H. Le Gall, J. Ben Youssef, V. Gehanno, A. Marty, Y. Samson, and B. Gilles  
Eur. Phys. J. B 13, 445 (2000).
- [A<sub>5</sub>] Magnetic excitations in a weak stripe domain structure : A 2D dynamic micromagnetic approach  
N. Vukadinovic, O. Vacus, M. Labrune, O. Acher, and D. Pain  
Phys. Rev. Lett. 85, 2817 (2000).
- [A<sub>6</sub>] Domain wall resonance linewidth of parallel stripe domains: effect of the relaxational dynamics of the magnetization modulus  
N. Vukadinovic, J. Ben Youssef, H. Le Gall, and J. Ostorero  
Phys. Rev. B 62, 9021 (2000).
- [A<sub>7</sub>] Ferromagnetic resonance spectra in a weak stripe domain structure  
N. Vukadinovic, M. Labrune, J. Ben Youssef, A. Marty, J. C. Toussaint, and H. Le Gall  
Phys. Rev. B 65, 054433 (2002).
- [A<sub>8</sub>] Néel-type domain wall excitation in perpendicular magnetization thin films  
N. Vukadinovic, J. Ben Youssef, and M. Labrune  
Phys. Rev. B 66, 132418 (2002).

et de l'article de conférence :

- [C<sub>1</sub>] Dynamic micromagnetic simulations of susceptibility spectra in thin films with nonuniform magnetization distributions  
N. Vukadinovic  
IEEE Trans. Magn. MAG-38, 2508 (2002).