

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE SCIENCES TECHNOLOGIE SANTE

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année 2006

Thèse n°68-2006

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : "Communications Optiques et Microondes"

Yann LAMY

**Matériaux magnétiques doux hétérogènes à combinaison
d'aimantation élevée et de grande anisotropie utilisant le
couplage d'échange, pour applications microondes**

Soutenue le 29 Novembre 2006 à Limoges

Thèse dirigée par Dominique CROS et Bernard VIALA

Jury :

Dominique Cros	Professeur	Faculté des Sciences et Techniques LIMOGES	Examineur
Philippe Gélín	Professeur	ENST Bretagne, BREST	Examineur
Yves Samson	Ingénieur, HDR	CEA/DSM, GRENOBLE	Rapporteur
Alain Schuhl	Professeur	Université Joseph Fourier, GRENOBLE	Examineur
Bernard Viala	Ingénieur	CEA/DRT, GRENOBLE	Examineur
Nicolas Vukadinovic	Ingénieur, HDR	Dassault Aviation, SAINT-CLOUD	Rapporteur

Table des matières

Remerciements	ix
Résumé - Summary	xi
1 Introduction	1
1.1 Le magnétisme à haute fréquence	3
1.1.1 Les applications Radio-Fréquences (RF)	3
1.1.2 Les applications magnétiques RF	4
1.1.3 Matériaux ferromagnétiques hyperfréquences	6
1.2 Etat de l'art des ferromagnétiques doux à forte aimantation	8
1.2.1 Microstructure et propriétés magnétiques	8
1.2.2 Alliages classiques	9
1.2.3 Alliages amorphes	9
1.2.4 Alliages nanocristallins	10
1.2.5 Alliages "granulaires"	11
1.3 Les alliages de CoFe en couches minces	12
1.3.1 Utilisation de sous-couches de croissance	12
1.3.2 Nano-laminations de CoFe	12
1.3.3 Addition d'éléments chimiques	12
1.3.4 Bilan des couches minces à forte aimantation	13
1.4 Nouvelle idée : utilisation du couplage d'échange	14
1.4.1 Principe du couplage d'échange	14
1.4.2 Séparation des contributions à l'aimantation, à l'anisotropie et au caractère doux	15
1.4.3 Potentiel des matériaux à couplage d'échange	15
1.4.4 Evaluation du potentiel : limite de Snoek	17
1.4.5 Questions en suspens	18
1.5 Stratégie de développement	18
1.5.1 Pas de révolution technologique	19
1.5.2 Choix du matériau F à forte aimantation	19
1.5.3 Choix des matériaux AF	19
1.5.4 Choix de la topologie de l'empilement F et AF	19
1.5.5 Choix des dispositifs d'intégration	20
1.5.6 Organisation du manuscrit	20

2	Généralités sur la dynamique d'aimantation	21
2.1	Couches minces ferromagnétiques	23
2.1.1	Susceptibilité et perméabilité	23
2.1.2	Aimantation et système de coordonnées	23
2.1.3	Dynamique de l'aimantation dans un ferromagnétique	24
2.1.4	Oscillations forcées et résonance ferromagnétique	25
2.1.5	Relaxation et amortissement	27
2.1.6	Equations générales en coordonnées sphériques	27
2.1.7	Approximation linéaire en petits signaux	28
2.1.8	Aimantation dans le plan	29
2.1.9	Les termes d'énergies mis en jeu	30
2.1.10	Excitation selon l'axe difficile	33
2.2	Autres modes de dynamique d'aimantation	35
2.2.1	Fluctuations locales d'aimantation ("ripples")	36
2.2.2	Aimantation en rubans ou en bandes parallèles ("stripe domains")	36
2.2.3	Résonance de domaines	37
2.2.4	Propagation d'une onde de spin	38
2.3	Autres mécanismes de relaxation de l'aimantation	41
2.3.1	Courants de Foucault	42
2.3.2	Diffusion des magnons par les électrons de conduction	44
2.3.3	Transfert de moment cinétique angulaire de spin	46
2.3.4	Mécanisme de relaxation à deux magnons	46
3	L'anisotropie d'échange F/AF et dynamique d'aimantation	49
3.1	Description	51
3.1.1	Introduction et phénoménologie de l'anisotropie d'échange	51
3.1.2	Anisotropie d'échange et applications	52
3.2	Propriétés	53
3.2.1	Mise en ordre magnétique	53
3.2.2	Dépendance en épaisseurs	54
3.2.3	Champ d'anisotropie induit selon l'axe difficile H_k	56
3.2.4	Dépendance en température	56
3.2.5	AF isolants et AF métalliques	56
3.3	Modèles	57
3.3.1	Modèle intuitif : interface idéale non compensée : <i>Modèle de Meiklejohn</i>	58
3.3.2	Formation de parois dans l'AF : <i>Modèle de Néel/Mauri</i>	59
3.3.3	Spins non compensés à l'interface : <i>Modèle de Takano</i>	60
3.3.4	AF compensé et 'spin-flop coupling' : <i>Modèle de Koon</i>	60
3.3.5	Rugosité interfaciale : <i>Modèle de Malozemoff</i>	61
3.3.6	Impuretés magnétiques : <i>le 'domain state model'</i>	63
3.3.7	Cas des AF polycristallins	64
3.3.8	Processus de couplage dans les tricouches F/AF/F	64
3.3.9	Conclusion - Questions en suspens	68
3.4	Couplage d'échange et dynamique de spin	69
3.4.1	Couplage d'échange et résonance ferromagnétique	69
3.4.2	Propriétés dynamiques du couplage d'échange	74

3.4.3	Scénario possible de la dépendance en épaisseur d'AF	81
3.5	Formalisme LLG adapté au couplage d'échange	83
3.5.1	Adaptation du modèle LLG	83
3.5.2	Cas particulier "Facile Transverse"	85
4	Etude du couplage d'échange avec NiMn	89
4.1	Présentation du NiMn	91
4.1.1	NiMn, un AF à part	91
4.1.2	Structures cristallographique et magnétique	91
4.1.3	Recuits	94
4.1.4	Couplage d'échange avec NiMn	95
4.2	Résultats expérimentaux : étude statique	97
4.2.1	Films de $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$	97
4.2.2	Films de NiMn	100
4.2.3	Configurations TOP et BOTTOM	100
4.2.4	Configuration sandwich	106
4.3	Résultats expérimentaux : étude dynamique	113
4.3.1	Configurations TOP et BOTTOM	114
4.3.2	Configuration sandwich	119
4.3.3	Dépendance avec la température	124
4.4	Conclusion	125
5	Etude du couplage d'échange avec IrMn	127
5.1	Présentation de l'IrMn	129
5.1.1	IrMn, un AF prometteur	129
5.1.2	Structure cristallographique	129
5.1.3	Antiferromagnétisme et température de Néel T_N	129
5.1.4	Résistivité	130
5.1.5	Anisotropie	131
5.1.6	Couplage d'échange avec IrMn	131
5.2	Résultats expérimentaux : étude statique	134
5.2.1	Films de IrMn	134
5.2.2	Configurations TOP et BOTTOM	135
5.2.3	Configuration sandwich	138
5.3	Résultats expérimentaux : étude dynamique	142
5.3.1	Configurations TOP et BOTTOM	142
5.3.2	Configuration sandwich	142
5.3.3	Dépendance avec la température	144
5.4	Conclusion	146
6	Etude du couplage d'échange avec NiO	147
6.1	Présentation du NiO	149
6.1.1	Structures cristallographique et magnétique	149
6.1.2	Résistivité et constante diélectrique	150
6.1.3	NiO en couche mince	151
6.2	Résultats expérimentaux : étude statique	151
6.2.1	Films de NiO	151

6.2.2	Configurations TOP et BOTTOM	152
6.2.3	Configuration sandwich	154
6.3	Résultats expérimentaux : étude dynamique	156
6.3.1	Configurations TOP et BOTTOM	156
6.3.2	Configuration sandwich	157
6.3.3	Dépendance avec la température	157
6.4	Conclusion	159
7	Optimisation des films pour les applications	161
7.1	Etudes comparatives	163
7.1.1	Comparaison des trois AF	163
7.1.2	Effet de dilution pour les trois AF : limite de Snoek	164
7.2	Empilements multiples	164
7.2.1	Version NiMn	165
7.2.2	Version IrMn	167
7.2.3	Version NiO	169
7.3	Couplage d'échange avec une version résistive de CoFe	170
7.3.1	Problématique des courants de Foucault non résolue	170
7.3.2	Développements expérimentaux du CoFeHfN	171
7.3.3	Couplage de CoFeHfN avec NiMn	175
7.3.4	Couplage de CoFeHfN avec IrMn	176
7.3.5	Couplage de CoFeHfN avec NiO	177
7.3.6	Conclusion	180
7.4	Au delà du modèle LLG	180
7.4.1	Multicouches à Anisotropies Croisées (CAM)	180
7.4.2	Multicouches à gradient d'anisotropie	182
7.5	Conclusion	184
8	Intégration en lignes coplanaires	185
8.1	Introduction	187
8.2	Intégration en lignes coplanaires	187
8.2.1	Filières microsystemes	187
8.2.2	Mesures hautes fréquences	189
8.3	Lignes coplanaires pour l'instrumentation	190
8.3.1	Mode de propagation et pertes d'insertion	191
8.3.2	Lignes avec un plan magnétique	191
8.4	Mesures inductives de la perméabilité	194
8.4.1	Principe	194
8.4.2	Validation de la méthode avec une couche F classique	195
8.4.3	Caractérisations de films AF / F / AF	197
8.4.4	Conclusion	201
8.5	Inductances	201
8.5.1	Spirales planaires vs. lignes coplanaires	201
8.5.2	Validation du concept de lignes coplanaires encapsulées	202
8.5.3	Inductance et facteur de qualité des configurations encapsulées	204
8.6	Filtrage	207
8.6.1	Filtre coupe-bande (stop-band ou notch)	208

TABLE DES MATIÈRES

v

8.6.2	Filtre Passe-bas	209
8.7	Conclusion	209
	Conclusion	211
	References	215
	Publications - Communications	229
8.8	Publications	229
8.9	Communications Orales	229

A mes Grand-Parents

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mon superviseur CEA, Bernard Viala, pour m'avoir encadré quotidiennement au cours de ses trois années de thèse. J'ai beaucoup apprécié notamment sa motivation, son sens de l'organisation et ses grandes qualités humaines. Je suis tout à fait conscient de la chance que j'ai eu d'avoir un encadrant aussi disponible et ouvert d'esprit. J'ai beaucoup appris à ses côtés.

Je remercie également mon directeur de thèse universitaire Dominique Cros, qui malgré l'éloignement géographique, s'est senti concerné et intéressé par l'avancée des résultats. Un grand merci également à lui pour l'organisation logistique de la soutenance à Limoges.

Je souhaite ensuite remercier tous les acteurs qui ont participé à l'évaluation de ce travail de thèse. En premier lieu, je remercie mes deux rapporteurs Yves Samson et Nicolas Vukadinovic pour l'attention portée et le temps consacré à la lecture du manuscrit. Je remercie également Alain Schuhl de m'avoir fait l'honneur et le plaisir de présider mon jury de thèse. Je remercie enfin Philippe Gélin d'avoir assisté en tant qu'examineur à ma soutenance, et d'avoir apporté un regard critique extérieur sur ce travail.

Je souhaite maintenant remercier les institutions et leurs représentants qui ont rendu cette thèse possible et qui ont participé à ma formation. Je remercie en premier lieu les chefs de laboratoires Pierre Gaud, Philippe Robert et Olivier Redon pour m'avoir accueilli chacun leur tour dans leurs laboratoires respectifs (LCMI, LCMS et LIMN, respectivement) et pour m'avoir donné les moyens matériels nécessaires au bon déroulement de cette thèse. Je n'oublie pas non plus le laboratoire Spintec dirigé par Bernard Diény qui m'a offert de très bonnes conditions de rédaction pour mes 6 derniers mois de thèse. Enfin, je remercie le CEA-LETI et en particulier le département DIHS dirigé par Claude Massit pour avoir assumé pleinement son rôle dans le cadre de la formation par la recherche envers les doctorants en me permettant d'assister à plusieurs congrès internationaux, formations professionnelles ainsi qu'à des écoles d'été et workshops de très bon niveau. Ces nombreuses expériences m'ont été d'une grande aide dans mon apprentissage.

Je remercie chaleureusement le laboratoire LEMMA du CEA-DRFMC Grenoble et notamment Christophe Gatel, pour notre collaboration sur la microscopie de Lorentz. Christophe, comme tu peux le constater, ce manuscrit fait mention en aucune façon des quantités d'heures phénoménales que tu as passées devant le microscope et devant ton ordinateur. Il a malheureusement fallu faire des choix lors de la rédaction et sache que je suis le premier à le regretter. Il s'agit peut être de la plus grosse déception de ma thèse. Mais j'espère pouvoir me rattraper en valorisant ton travail d'une manière ou d'une autre. Un grand merci en tout cas pour toutes nos discussions passionnées très enrichissantes, ton temps et ta pédagogie. J'ai vraiment pris goût à la microscopie électronique ! Bon vent à toi dans ton Sud-Ouest d'adoption.

J'ai également une pensée pour les collaborations, fructueuses ou non, qui ont été réalisées dans le cadre de cette thèse. Je remercie Le CEA Ripault et Marc Ledieu pour les premières mesures hyperfréquences en température jamais réalisées sur des couches minces à couplage d'échange. Je remercie l'IEN de Turin et Massimo Pasquale pour m'avoir permis de réaliser des mesures hyperfréquences et de magnétostriction dans leur laboratoire. Je remercie le Laboratoire de Nano Magnétisme du CEA DRFMC Grenoble et à nouveau Yves Samson, avec cette fois la casquette de chef de laboratoire, pour les discussions scientifiques sur le couplage d'échange et les manips d'irradiation réalisées en début de thèse.

Je souhaite maintenant adresser des remerciements particuliers à toutes les personnes qui ont apporté leurs contributions techniques à ce travail de thèse. Je remercie tout d'abord particulièrement Brigitte Desloges pour la réalisation des dispositifs en lignes coplanaires et son implication. Je remercie la société Upsys pour son soutien technique. Je tiens particulièrement à remercier Claude Gaillard et Jean-Louis Barrot pour leurs compétences, leur patience, leur disponibilité et pour m'avoir livré leurs 'trucs et astuces' sur la MP900. Pas une seule panne ne vient perturber leur bonne humeur !

Enfin, un grand merci à toutes les personnes que j'ai croisées, en salle blanche, en réunion, en conférence ou en salle café et qui ont participé à mon intégration, et ma formation, à mon épanouissementet aussi à mon divertissement au boulot comme en dehors ! Je pense notamment à la dream team des ex-LCMI et ex-Alditech, avec dans le désordre : Fabienne Ponthenier, Jean-Baptiste Albertini, Henri Sibuet, Hervé Rostaing, Magali Brunet, Christel Dieppedale, Marcel Audoin, Robert Cuchet, Edouard Deschaseaux, David Henry, Alain Persico, Olivier Boucher, Sandra Muller, Claire Baragatti, Line Vieux-rochaz, Frédéric Souchon, Hélène Joisten, Abdelak Hassaine, Marie-Hélène Vaudaine, Gérard Barrois, Véronique Sousa.... et aussi les autres : Bernard Rolland, Benoit Delaup, Laurent Truong, Bertrand Delaët... J'ai adoré refaire le monde au café et en salle blanche avec vous. Mais c'est aussi grâce à vous tous que j'ai acquis au fil du temps une grande partie de mes compétences techniques et scientifiques.

Enfin, je termine par ceux qui ont peut être le plus compté pour moi au jour le jour au labo ces 3 dernières années, à savoir mes chers amis thésards et ex-thésards : Sandrine Couderc, Rachid Hida, Jean-Philippe Michel et Bastien Orlando. On a beaucoup partagé ces 3 années, j'ai adoré nos débats enflammés. Un grand merci à vous à tous points de vue, votre sympathie et votre soutien. Bastien, bon courage pour la soutenance, tu es le dernier de nous tous et j'ai bien peur qu'avec toi, ça soit le bouquet final !!! De là à dire que tu vas enterrer le Magnétisme RF... je crois en toi ! En tout cas, ne t'en fais pas pour la soutenance : c'est critique mais pas cruciale.

Je n'oublie pas dans ces remerciements mes amis proches qui représentent beaucoup pour moi. Tout d'abord LE club évidemment, pour qui la thèse a été définitivement une étape décisive et a permis de nouvelles avancées théoriques et expérimentales à tous points de vue. Mais aussi mes colloqs de la rue Lesdiguières et leur fabuleux univers. J'adresse un remerciement spécial à Mr Delaunois qui m'a effectivement permis de rédiger ma thèse dans de très bonnes conditions matérielles.

Enfin, je termine ces remerciements par une pensée affectueuse pour mes parents qui m'ont toujours soutenu et apporté leur amour tout au long de mes études et bien au delà.

Résumé - Summary

Résumé

Dans le domaine de la microélectronique haute fréquence, les dimensions des composants passifs sont un frein à la miniaturisation des circuits. Dans ce contexte, la réduction des tailles pour les inductances spirales planaires a fait appel récemment à l'utilisation de films minces ferromagnétiques doux. Les concepteurs de circuits pour la communication mobile en lien avec les développeurs de matériaux ont alors pensé à étendre ces matériaux à d'autres domaines d'application à la frontière du micro-onde et du millimétrique. Ceci ne pourra être réalisé seulement si des films à forte perméabilité (μ'_{DC}) et à fréquence de résonance (f_{FMR}) très élevée sont développés. Cependant, une très forte aimantation ($4\pi M_s$) et une grande anisotropie (H_k) sont très difficiles à combiner naturellement dans les alliages conventionnels. Afin de surmonter cette limitation, nous proposons une démarche en rupture pour le développement traditionnel pour les matériaux magnétiques doux avec l'utilisation de films de CoFe à très forte aimantation mais non doux naturellement, couplés avec un matériau antiferromagnétique (AF). Durant ma thèse, j'ai développé par PVD des structures Antiferromagnétique/Ferromagnétique/Antiferromagnétique (AF/F/AF) en couches minces. Les principales études ont été réalisées avec le $Co_{90}Fe_{10}$ ($4\pi M_s = 17.5$ kG) et $Co_{35}Fe_{65}$ ($4\pi M_s = 23.5$ kG), ce dernier présentant l'aimantation ultime, en tant que couche F et avec $Ni_{50}Mn_{50}$ en tant que couche AF. Pour des applications pratiques, ces matériaux seront utilisés en multicouches épais $[NiMn/CoFe]^n$ afin d'obtenir une épaisseur fonctionnelle suffisante (typiquement $\geq 0.5 \mu m$). Cependant, ces matériaux sont susceptibles de souffrir de limitations principalement dues aux courants de Foucault, en raison d'un facteur de remplissage non favorable ($f_r = e_F/e_{AF} < 1$) et de résistivités trop faibles avec CoFe et NiMn. Nous avons donc étendu l'étude à d'autres couches AF comme IrMn et NiO. Parallèlement, nous avons développé un nouveau film ferromagnétique hautement résistif, le CoFeHfN, qui présente également l'avantage d'un amortissement exceptionnellement faible. Afin d'étudier le couplage d'échange au travers des épaisseurs critiques mises en jeu et de la dépendance en température, nous avons réalisé une étude systématique en fonction des épaisseurs e_{AF} et e_F . Ce travail inclut également des analyses structurales ainsi que l'étude de recuits sous champ magnétique. La mesure des propriétés statiques a été réalisée au VSM et à l'effet Kerr. Les propriétés dynamiques ont été mesurées avec un perméamètre monospire de façon routinière et avec des lignes coplanaires intégrées, de façon isolée.

Des densités de couplage J_{ex} très importantes ont été obtenues (1 erg.cm^{-2}) pour la configuration AF/F/AF, ce qui a permis d'ajuster le champ d'échange H_{ex} sur une grande gamme selon sa variation classique en $1/e_F$. La combinaison d'une très forte aimantation $4\pi M_s$ et d'anisotropies très élevées H_k (50 - 700 Oe) a été réalisée avec succès, aboutissant à des fréquences de résonance $f_{FMR} \sim 10$ GHz, associées à des perméabilités $\mu'_{DC} \sim 50$, ce qui n'avait jamais été observé par ailleurs. Le spectre de perméabilité de tels films est correctement interprété par le modèle Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) et présente un paramètre d'amortissement classique ($\sim 0.01 - 0.02$), compatible avec les applica-

tions visées. De plus, les propriétés microondes de tels films sont acceptables concernant la stabilité thermique. Les films couplés avec NiMn ne présentent aucun changement significatif jusqu'à 150°C. Pour finir, nous avons discuté l'intégration de ces nouveaux matériaux dans des dispositifs utilisant des lignes coplanaires. Un nouveau type d'inductance RF pour l'intégration sur silicium a été développée, basé sur le concept d'un ruban central très faiblement dissipatif associé au matériau AF / F / AF. La réalisation comporte une nouvelle topologie où la ligne centrale est entièrement encapsulée par le film magnétique. Après avoir discuté des conditions d'excitation relevant des dimensions mises en jeu dans le dispositif (largeur du ruban central, largeur des gaps par rapport aux rubans de masse et largeur de l'élément magnétique, nous avons montré que ce nouveau type d'inducteur présente une densité d'inductance linéique parmi les plus élevée avec 1.5 nH.mm^{-1} avec un facteur de qualité optimisable jusqu'à 5 GHz grâce à un rapport entre la fréquence optimale (Q_{max}) et la fréquence gyromagnétique favorable sous réserve d'un coefficient d'amortissement modéré. Les lignes coplanaires se sont avérées également très pertinentes pour l'exploration des propriétés dynamiques des films AF / F / AF dans une gamme de fréquence inhabituelle (jusqu'à 20 GHz). Cependant, à la pertinence de cet outil exceptionnel, on peut opposer la difficulté d'interprétation du paramètre d'amortissement α dont l'aspect phénoménologique vient englober à cette échelle de réalisation des causes totalement extrinsèque au film mais révélatrice de son excitation réelle.

Summary

Size-reduction for spiral inductors has brought soft ferromagnetic thin films to the attention of the RF-community. Consequently, designers for mobile communication circuits with material science people also think about new microwave or millimetric applications. This picture might be realistic shortly, if high permeability (μ'_{DC}) and large ferromagnetic resonance frequency (f_{FMR}) be achievable. However, ultra high magnetization ($4\pi M_s$) and very large uniaxial anisotropy field (H_k) is believed to be impossible to combine with single-alloy materials. To overcome this limitation, we have proposed the use of high- $4\pi M_s$ CoFe films, which are not naturally soft, into exchange-coupled multilayers. During my PhD, I have developed sputtered thin films consisting in antiferromagnetic/ferromagnetic/antiferromagnetic (AF/F/AF) multilayers. The main investigation has been completed for $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ ($4\pi M_s = 17.5$ kG) and $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ ($4\pi M_s = 23.5$ kG) as F-layers, respectively, and $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{50}$ as AF layer. For practical applications, such materials will be used as thick multilayered $[\text{NiMn/FeCo}]_n$ films in order to cumulate adequate F-thickness (typically $\geq 0.5 \mu\text{m}$). However, these materials might suffer from limitations (mainly eddy currents) due to an unfavourable filling ratio ($f_r = e_F/e_{AF} < 1$) and too large conductivities with FeCo and NiMn. We have enlarged the study to others AF layers such as IrMn and NiO. We have also developed new soft F-layers as CoFeN and CoFeHfN exhibiting high resistivity ($\sim 180 \mu\text{.cm}$). As the exchange bias strength, critical thickness and temperature-dependence are known to strongly depend on the nature of the AF-layer, systematic investigations vs e_{AF} and e_F have been conducted. This work includes structural analyses (XRD, TEM) and annealing temperature investigations. Static properties have been investigated with VSM and Kerr effect. Dynamical properties have been investigated with a single coil permeameter up to 6 GHz and with coplanar wave guide lines up to 20 GHz.

Large interfacial exchange energy densities J_{ex} are achievable (1 erg.cm^{-2}) with the AF/F/AF configuration which allows to adjust the pinning field (H_{ex}) over a large range according to the classical $1/e_F$ dependence. The combination of ultra high $4\pi M_s$ and unique large H_k (50-700 Oe) has been successfully achieved, leading to the highest $f_{FMR} \sim 10$ GHz frequencies associated with $\mu'_{DC} \sim 50$ never reported so far. Microwave permeability spectra agree LLG model and exhibit conventional damping parameter (0.01- 0.02), suitable for RF applications. Furthermore, microwave properties of such films are adequate regarding temperature stability : NiMn-coupled films do not show any significant changes up to 150°C . Finally, we have investigated the integration of such multilayered films in real devices. A new type of RF-inductor on silicon has been developed based on coplanar copper lines covered with the magnetic film. The realization features a new topology where the central stripe is fully encapsulated with the magnetic film including flanges. As a best result, the closed inductor exhibit the highest linear density of inductance with 1.5 nH.mm^{-1} being optimized up to 5 GHz. Indeed, the ratio between the operating frequency (Q_{max}) and the gyromagnetic frequency is found much more suitable than with spirals for Q optimization, considering moderate damping parameters. Integrated coplanar wave lines have been shown adequate for unusual high frequency permeability investigation (up to 20 GHz) while macroscopic techniques do not exceed ~ 6 GHz typically. However, this advantage is balanced by a more complex interpretation of α which includes now extrinsic contributions to the material but realistic in terms of excitation.

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Le magnétisme à haute fréquence	3
1.1.1	Les applications Radio-Fréquences (RF)	3
1.1.2	Les applications magnétiques RF	4
1.1.3	Matériaux ferromagnétiques hyperfréquences	6
1.2	Etat de l'art des ferromagnétiques doux à forte aimantation	8
1.2.1	Microstructure et propriétés magnétiques	8
1.2.2	Alliages classiques	9
1.2.3	Alliages amorphes	9
1.2.4	Alliages nanocristallins	10
1.2.5	Alliages "granulaires"	11
1.3	Les alliages de CoFe en couches minces	12
1.3.1	Utilisation de sous-couches de croissance	12
1.3.2	Nano-laminations de CoFe	12
1.3.3	Addition d'éléments chimiques	12
1.3.4	Bilan des couches minces à forte aimantation	13
1.4	Nouvelle idée : utilisation du couplage d'échange	14
1.4.1	Principe du couplage d'échange	14
1.4.2	Séparation des contributions à l'aimantation, à l'anisotropie et au caractère doux	15
1.4.3	Potentiel des matériaux à couplage d'échange	15
1.4.4	Evaluation du potentiel : limite de Snoek	17
1.4.5	Questions en suspens	18
1.5	Stratégie de développement	18
1.5.1	Pas de révolution technologique	19
1.5.2	Choix du matériau F à forte aimantation	19
1.5.3	Choix des matériaux AF	19
1.5.4	Choix de la topologie de l'empilement F et AF	19
1.5.5	Choix des dispositifs d'intégration	20
1.5.6	Organisation du manuscrit	20

1.1 Le magnétisme à haute fréquence

1.1.1 Les applications Radio-Fréquences (RF)

Les circuits hyperfréquences sont les éléments clefs des systèmes de télécommunication qui ne cessent de monter en fréquence et de se miniaturiser. Ils concernent une grande variété d'applications : télémétrie, technologie sans fil, téléphonie cellulaire, réseaux locaux et satellitaires, radars... qui sont illustrées sur la figure 1.1. Par exemple, les circuits RF analogiques (Voltage Control Oscillators : VCO, Low Noise Amplifier : LNA) sont largement utilisés en téléphonie mobile dans les circuits d'émission et de réception à proximité de l'antenne. Ces dernières décennies ont vu l'émergence de nouvelles technologies de circuits hyperfréquences intégrés sur silicium. Dans ces domaines, les composants passifs (inductances, capacités, résistances) sont largement utilisés et occupent la majeure partie des surfaces sur les puces. Le besoin d'intégration croissant de ces systèmes de télécommunication se traduit par l'implantation directe sur la couche de passivation ("Above IC") des puces des composants passifs (principalement les capacités et les inductances) jusqu'alors discrets ou reportés en flip-chip. Cette approche a nécessité ces dernières années le développement de nouveaux matériaux intégrables sur silicium et, notamment, de matériaux magnétiques doux, utilisables dans les inductances et les convertisseurs d'énergie. Les matériaux magnétiques peuvent proposer naturellement de nombreuses solutions aux dispositifs inductifs intégrés et suscitent de nouvelles applications.

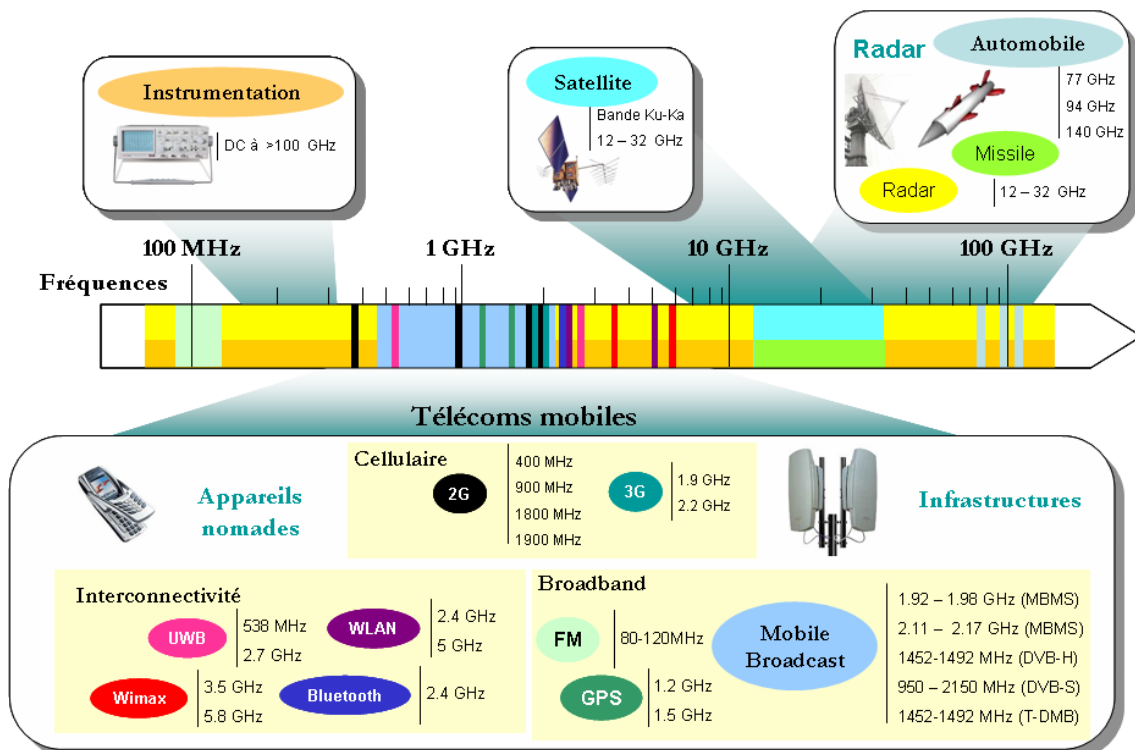


FIG. 1.1 : Principales applications radiofréquences

1.1.2 Les applications magnétiques RF

Applications non-réciproques

Il s'agit de l'application historique des matériaux magnétiques dans le domaine RF. Ces dispositifs mettent en oeuvre la propriété de gyrotropie des ferrites aimantés, c'est-à-dire la différence entre les perméabilités circulaires μ_+ et μ_- . Une onde électromagnétique ne peut se propager que dans un seul sens au sein de ces matériaux. Les applications les plus répandues sont l'isolateur et le circulateur. Ce dernier est largement utilisé dans les équipements d'émission/réception hyperfréquences utilisant une seule antenne. Le circulateur permet à la fois d'assurer la séparation des signaux d'émission et de réception et d'adapter l'antenne à une charge donnée. Une illustration est donnée sur la figure 1.2

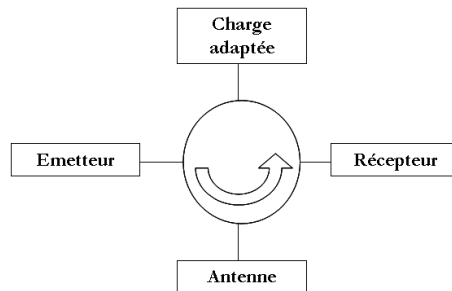


FIG. 1.2 : Utilisation d'un circulateur dans un émetteur/récepteur hyperfréquence

Applications inductives

Elles sont à l'origine historique de l'intégration des matériaux magnétiques doux. Grâce à leur forte perméabilité, ceux-ci vont permettre de concentrer les lignes de champ magnétiques dans un dispositif pour augmenter les performances à taille égale ou inversement gagner en compacité à performance égale. C'est le cas des têtes d'enregistrement magnétique, où des composants passifs inductifs. Citons l'exemple de la téléphonie mobile qui fonctionne actuellement sur les fréquences 900 MHz et 1800 MHz et qui nécessite un grand nombre de composants passifs "Above IC" dont font partie les inductances planaires magnétiques (voir thèse de Sandrine Couderc, 2005 [210]). Ceci est illustré par une inductance intégrée sur Si représentée sur la figure 1.3. L'ajout de plans magnétiques augmente significativement (de + 30 à 100 %) [210] l'inductance L du dispositif. Les films minces doivent alors présenter une perméabilité importante jusqu'à la fréquence d'utilisation du dispositif (~ 2 GHz) sous réserve de ne pas augmenter les pertes significativement [230, 77].

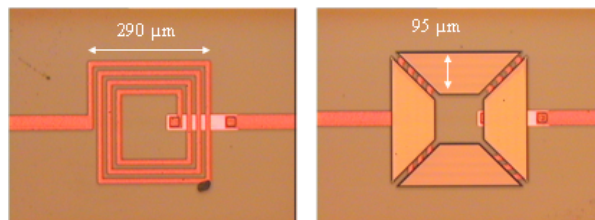


FIG. 1.3 : Inductance spirale planaire conventionnelle en cuivre sans et avec quatre plans magnétiques. D'après la thèse de Sandrine Couderc [210]

Applications filtres

A l'inverse, il est possible d'exploiter le pic de pertes gyromagnétiques au niveau applicatif. Certains filtres hyperfréquences sont constitués de couches magnétiques disposées au voisinage du guide d'onde dans le lequel se propage le signal que l'on souhaite filtrer. Les résonateurs macroscopiques à base de ferrites sont accordables par application d'un champ magnétique externe. Bien que les facteurs de qualité Q soient très élevés (5000) ([66], Tome 2, Chapitre 17), ces dispositifs souffrent d'une forte incompatibilité à l'intégration. Depuis quelques années, il commence à apparaître des filtres intégrés [19, 128, 127, 135, 163]. Sur la figure 1.4 a), on a représenté un guide d'onde du type micro-ruban en argent (Ag), utilisant une couche de permalloy disposée entre les deux plans conducteurs. L'onde électromagnétique se couple alors avec la précession de l'aimantation de façon résonante. La relaxation de l'aimantation absorbe ainsi l'énergie de l'onde électromagnétique. Il en résulte une absorption du signal transmis, comme illustré dans la figure 1.4 b). Pour réaliser ces filtres, on choisit en général des couches magnétiques métalliques, en raison du choix porté sur une forte aimantation à saturation qui conditionne des fréquences de résonance élevées. Sur la figure 1.4, Kuanr *et al.* [127] ont mesuré le facteur de transmission d'un tel filtre. Les fréquences de coupure mesurées sont comprises entre 1 GHz et 20 GHz et la bande passante est de l'ordre de quelques centaines de MHz. Ces fréquences de résonance très élevées de la couche magnétique restent néanmoins obtenues en appliquant un champ magnétique externe (de l'ordre du kG), ce qui est préjudiciable à une intégration totale. Des films minces à fréquence de résonance intrinsèque dans la gamme 1 - 20 GHz offriraient alors de nouvelles opportunités en matière de filtrage.

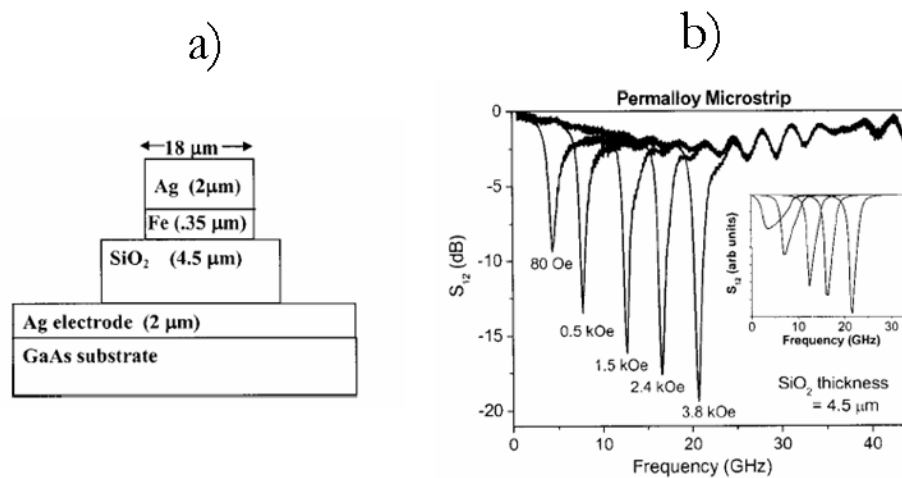


FIG. 1.4 : a) Géométrie micro-ruban du filtre de type "notch" utilisant une couche de Permalloy (Py) b) Facteur de transmission en fonction de la fréquence d'un tel filtre pour différentes fréquences de résonance obtenues en appliquant un champ magnétique externe de différentes amplitudes. D'après Kuanr *et al.* [127]

De même, les applications liées à la furtivité et à l'absorption des ondes radars requièrent également des matériaux magnétiques avec une fréquence de résonance de l'ordre de 3 à 20 GHz, à condition de s'affranchir de champ de bias extérieur. Ceci a amené le CEA le Ripault à développer une technique de dépôt sur substrat souple par défilement qui conduit à des fréquences de résonance intrinsèque de 3 à 5 GHz [168].

Nanomagnétisme, spintronique et perméabilité hyperfréquence

Le nanomagnétisme et la spintronique ont généré ces dernières années un grand nombre d'applications de plus en plus connexes avec le domaine des hyperfréquences. Les mémoires magnétiques (MRAM) et les oscillateurs de spins fonctionnent dans le domaine des GHz. Les hautes fréquences d'utilisation sont généralement dues aux dimensions très petites des dispositifs (nano-points mémoires) qui impliquent des champs démagnétisant très élevés et aux champs magnétiques statiques appliqués. Un des paramètres fondamentaux de ces dispositifs est le coefficient d'amortissement α traduisant les mécanismes de relaxation de l'aimantation. Les vitesses de commutation et la consommation d'énergie vont en effet être grandement dépendantes de ce paramètre à l'origine de l'élargissement des raies de résonance. Il traduit d'une manière générale le couplage de l'aimantation avec les autres degrés de liberté du système. Les origines de ce paramètre sont nombreuses et ne sont pas très bien comprises d'un point de vue théorique. Cependant, la dynamique de l'aimantation aux fréquences de l'ordre du GHz, ou de manière équivalente dans le domaine temporel, reste encore décrite par les expérimentateurs de manière *phénoménologique* dans les systèmes réels. Ceci représente l'une des grandes difficultés pour le développement d'applications hyperfréquences à partir du nanomagnétisme et de la spintronique. De plus, les fréquences d'utilisation sont telles qu'il devient impossible de mesurer la dynamique d'aimantation de ces systèmes avec les moyens de mesure conventionnels.

Ainsi, plusieurs groupes ont développé récemment des bancs de mesures adaptés pour caractériser la dynamique d'aimantation de films et de nanostructures magnétiques aux hyperfréquences [119, 81]. Ceci est rendu possible par l'utilisation de structures de type coplanaire ou micro-ruban. Ces techniques de mesures sont onéreuses et délicates à mettre en oeuvre. On observe alors un fort rapprochement entre le domaine des micro-ondes et celui du magnétisme.

1.1.3 Matériaux ferromagnétiques hyperfréquences

Les matériaux magnétiques doux pour l'électrotechnique ([66], Tome2, Chapitre 16) et pour l'électronique haute fréquence ([66], Tome 2, Chapitre 17) ont fait l'objet d'un grand nombre de travaux, dont l'objectif principal reste l'élargissement des propriétés magnétiques douces naturelles aux fréquences élevées. Ils servent en général de guide de flux magnétique jusqu'à une certaine fréquence. Dans les applications radio et hyper fréquences, la caractéristique pertinente est la perméabilité complexe $\mu = \mu' - i\mu''$. Cette grandeur dépend de la fréquence et les mécanismes qui la régissent seront présentés dans le chapitre 2. On rappelle ici les deux équations fondamentales qui décrivent la perméabilité statique μ'_{DC} d'un matériau magnétique doux ainsi que sa fréquence de résonance f_{FMR} (formule de Kittel) :

$$\mu'_{DC} = 1 + \frac{4\pi M_s}{H} \quad (1.1)$$

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + (N_x - N_z)M_s)(H + (N_y - N_z)M_s)} \quad (1.2)$$

où M_s est l'aimantation à saturation, H le champ magnétique effectif et N_x , N_y et N_z les coefficients de champ démagnétisant. La plupart des applications du magnétisme hyperfréquence se basent sur l'exploitation de ces deux équations. On établit d'ores et déjà le constat que l'aimantation à saturation est la grandeur garante à la fois du caractère perméable du matériau et d'une bande de fréquence étendue.

Ferrites et grenats

Les matériaux doux historiquement utilisés au delà du MHz sont des céramiques (polycristaux) d'oxydes mixtes de formules très diverses que l'on désigne par le terme général de ferrites. Deux familles de matériaux sont plus spécialement utilisées dans les composants radiofréquences, ce sont les ferrites spinelles et les hexaferrites planaires. A l'origine, le terme spinelle désigne une structure cristalline cubique à faces centrées similaire à la magnétite Fe_2O_3 . Les deux familles les plus importantes sont les ferrites mixtes de nickel-zinc (Ni-Zn) de formule $\text{Ni}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ et de manganèse-zinc (Mn-Zn) de formule $\text{Mn}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$, toutes deux d'aimantations modérées (~ 6 kG). Ces matériaux ne possèdent pas d'anisotropie uniaxiale et présentent par conséquent un état rémanent très complexe qui ne peut être exploité dynamiquement. La seule condition à leur utilisation dynamique est de les saturer par l'application d'un champ externe. Pour atteindre cet état, les valeurs sont importantes ($H > 1$ kOe), ce qui déplace les fréquences de fonctionnement à hautes fréquences (ce qui n'est pas toujours souhaitable) et baisse le niveau de perméabilité. Ceci demeure l'une des raisons principales à la non compatibilité avec les applications intégrées sur puces en dehors des incompatibilités de procédés. Il existe une exception avec les hexaferrites planaires qui peuvent être autopolarisées selon la technique de fabrication. Elles sont caractérisées par une structure hexagonale, la plus connue étant l'hexaferrite de baryum $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ avec une aimantation de l'ordre de 5000 Gauss. En marge des ferrites, les grenats ferrimagnétiques de type $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ où R est une terre rare (exemple : $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ communément appelée YIG) permettent d'atteindre des fréquences d'utilisation plus élevées dans le domaine des hyperfréquences [1-100 GHz] grâce à une très grande anisotropie naturelle [141]. Mais ils demeurent pénalisés par une aimantation encore plus faible (< 2 kG).

En dépit d'aimantations modérées qui limitent grandement le caractère perméable des ferrites, ces matériaux possèdent l'avantage d'un caractère isolant électriquement et diélectrique (permittivité $\epsilon \sim 10-15$). Les valeurs de perméabilité relativement faibles sont souvent compensées par l'utilisation de matériaux très épais ($> 100 \mu\text{m}$). Même s'il existe aujourd'hui de nombreuses variantes en couches minces, la plus grande limitation à l'intégration de ces matériaux avec les dispositifs de la microélectronique reste des températures de fabrication trop élevées ($> 400^\circ\text{C}$). Voir [141] pour une revue plus complète sur les ferrites.

Couches minces

L'industrie du Data Storage a eu recours aux couches minces magnétiques métalliques pour bénéficier d'aimantations plus élevées que celles des ferrites, d'une part, et pour répondre aux nécessités d'intégration, d'autre part. Les caractéristiques de ces matériaux doivent être une forte aimantation à saturation pour produire un champ magnétique élevé dans l'entrefer au moment de l'écriture ($4\pi M_s > 10$ kG), une forte perméabilité ($\mu'_{DC} > 1000$) pour l'efficacité du circuit magnétique, une faible magnétostriction ($\lambda_s < 10^{-6}$), une faible coercivité ($H_c < 0.5$ Oe) pour un bruit modéré, une anisotropie bien définie pour un bon contrôle de la structure en domaines et une résistivité élevée pour retarder l'apparition de l'effet de peau. Les matériaux classiquement utilisés sont les alliages de NiFe ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ et $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}$) ou les alliages de CoFe (CoFeCu , CoFeCr ...). Les épaisseurs requises sont faibles (1 à 5 μm) en comparaison aux ferrites. Ces matériaux sont pour la plupart métalliques et le plus souvent laminés pour abaisser les pertes par courants de Foucault aux hautes fréquences [187].

Nécessité de couches minces à très forte aimantation $4\pi M_s$

Comme nous venons de le voir, la plupart des composants magnétiques intégrés à usage dynamique fonctionnent aujourd'hui dans le domaine des radiofréquences (têtes magnétiques, capteurs, inductances, résonateurs, MRAM, oscillateurs à couple de spins...) et requièrent des fréquences de fonctionnement très élevées, aussi bien dans le mode inductif (avant la fréquence de résonance) que dans le mode d'absorption (à la fréquence de résonance). L'augmentation des débits de l'information numérique (et donc des fréquences d'utilisation) ainsi que des spécifications toujours plus exigeantes en termes de facteur de qualité imposent des propriétés drastiques sur ces matériaux. Il en ressort de façon générale le besoin de matériau à "perméance" $\mu'_{DC} \times e_F$ significativement élevée. L'épaisseur sera par nature modérée avec les couches minces compatibles avec la microélectronique, ce qui implique une aimantation à saturation $4\pi M_s$ plus forte pour satisfaire à une perméabilité plus grande. Néanmoins, les épaisseurs utiles ($e_F \sim 1\mu\text{m}$) rajoutent une contrainte supplémentaire sur la résistivité du matériau qui doit également être élevée de part les fréquences visées. On peut alors résumer le cahier des charges des couches minces magnétiques douces pour les hautes fréquences par :

- une forte aimantation : $4\pi M_s > 20 \text{ kG}$
- une grande résistivité : $\rho > 1000 \mu\Omega.\text{cm}$
- des propriétés magnétiques douces : $H_c < 0.5 \text{ Oe}$
- une fréquence de résonance élevée : $f_{FMR} > 1 \text{ GHz}$
- un amortissement faible : $\alpha \sim 0.01$
- une tenue thermique (à l'usage comme à la fabrication) jusqu'à $\sim 200^\circ\text{C}$

Ceci nous amène naturellement à décrire plus en détail l'état de l'art des couches minces combinant forte aimantation, forte anisotropie et forte résistivité dont le développement a occasionné récemment des efforts importants et des avancées significatives [210]. Nous envisagerons ensuite le développement d'une nouvelle génération de matériau ferromagnétique à très forte aimantation en couches minces visant l'aimantation ultime de 24.5 kG, ce que les autres matériaux n'ont pas su réaliser. Nous proposerons alors une démarche en rupture avec celle des alliages homogènes classiques.

1.2 Etat de l'art des ferromagnétiques doux à forte aimantation

1.2.1 Microstructure et propriétés magnétiques

La condition au développement de tels matériaux reste avant tout la conservation du caractère doux, ce qui est d'autant plus difficile avec les alliages à forte aimantation en raison des valeurs élevées des constantes d'anisotropie magnétocristalline qu'ils présentent. Les propriétés magnétiques douces sont alors fortement corrélées à la microstructure et plus précisément à la taille des grains, comme cela est illustré sur la figure 1.5 pour différents alliages. Le champ coercitif H_c est ainsi représentatif des phénomènes irréversibles et fortement dissipatifs que l'on cherche à minimiser. La taille des grains va donc être un facteur déterminant pour tous les alliages magnétiques doux mais avec des conditions à la minimisation de H_c parfois antagonistes.

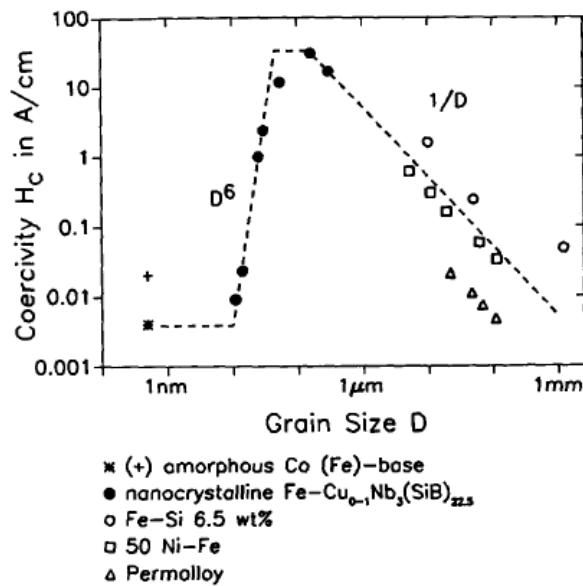


FIG. 1.5 : Dépendance du champ coercitif H_c avec la taille de grain D pour différents alliages magnétiques doux. D'après Herzer [84]

1.2.2 Alliages classiques

Encore appelés matériaux doux massifs, ils sont issus de la métallurgie conventionnelle et obtenus par solidification lente à partir de l'état liquide permettant à l'alliage une cristallisation complète. L'épaisseur, en général, varie de quelques centaines de μm à plusieurs mm. De part leur nature principalement isotrope, on cherche à augmenter la taille des grains afin de minimiser le champ coercitif H_c . Dans ces alliages, les propriétés magnétiques douces résultent essentiellement de la mobilité des parois et de leur capacité à nucléer, phénomènes qui sont extrêmement sensibles à toutes les imperfections du matériau qu'elles soient chimiques (impuretés, précipités,...), physiques (lacunes, dislocations, joints de grains) ou mécaniques (contraintes). Une texture privilégiée est favorable et la formation d'un monocristal est le cas idéal. Les alliages historiques sont les tôles à grains orientés de Ni-Fe (10 kG) et Fe-Si (13 à 19 kG) pour l'électromécanique et la transformation d'énergie.

1.2.3 Alliages amorphes

A l'opposé, on trouve la famille plus récente des alliages amorphes ferromagnétiques qui sont caractérisés par une absence de réseau cristallin et d'ordre à grande distance. Le désordre atomique procure des propriétés magnétiques extrêmement douces du fait de l'absence d'anisotropie magnéto-cristalline d'une part, et de défauts de réseau (joints de grains notamment), d'autre part. Le désordre chimique aboutit à une résistivité élevée ($\sim 150 \mu\Omega\cdot\text{cm}$) et à une magnétostriction faible (10^{-6}). Les alliages amorphes ferromagnétiques doux se répartissent en deux groupes, selon leurs conditions d'élaboration. Ils sont obtenus par addition d'une quantité élevée (teneur 25 % atomique environ) d'un composé intermétallique tel que Zr, Nd, Hf, Ta, ... à une base de Co. Les plus connus et très largement étudiés sont les CoZrTa, CoZrNb... [145, 23]. La structure amorphe est très avantageuse du point de vue de l'obtention d'un caractère doux et à l'inverse pénalisante pour les fortes aimantations qui n'excèdent pas 13 - 15 kG.

1.2.4 Alliages nanocristallins

Entre ces deux cas extrêmes, on trouve la famille des alliages nanocristallins qui sont susceptibles de conserver une aimantation plus forte que les amorphes. Ils sont constitués de grains nanométriques dispersés dans une phase amorphe qui peut occuper jusqu'à 20% du volume. Ils ont d'abord été obtenus en couches minces à partir de matériaux à base de Fe, ce qui leur confère une grande aimantation (18 à 22 kG). Les propriétés magnétiques d'une telle structure nanocristalline peuvent devenir très douces [84]. L'explication repose sur le concept d'anisotropie aléatoire évanescence (ou "Random Vanishing Anisotropy") développé par Herzer [84, 83]. Dans les composés ferromagnétiques, il existe une longueur spécifique d'échange L_{ex} à partir de laquelle le parallélisme des moments est imposé par le couplage d'échange entre spins.

$$L_{ex} \sim \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (1.3)$$

- A : constante d'échange (erg.cm⁻¹)
- K : constante d'anisotropie magnétocristalline (erg.cm⁻³)
- L_{ex} en cm

Dans le cas des alliages nanocristallins, cette longueur de corrélation est voisine, voire plus faible que le diamètre des grains. Les interactions d'échange ferromagnétique peuvent donc s'étendre sur plusieurs grains. L'anisotropie magnétocristalline résultante K , propre à chaque grain, s'annule alors pratiquement par un effet de moyenne, principalement dû à la distribution aléatoire des grains dans le volume "couplé". Cela revient à dire qu'il existe des volumes où l'aimantation est considérée comme homogène à une échelle supérieure à celle des grains. Le déplacement des parois et donc le champ coercitif deviennent, en première approximation, indépendants de la notion de grains et d'anisotropie magnétocristalline K . Dans ces conditions, la constante d'anisotropie effective $\langle K \rangle$ représentative d'un volume "couplé" peut s'écrire :

$$\langle K \rangle \approx K \left(\frac{D}{L_{ex}} \right)^6 = \frac{D^6 K^4}{A^3} \quad (1.4)$$

On arrive alors à la formulation de H_c dans les films nanocristallins proposée par Hoffmann :

$$H_c = \frac{\langle K \rangle}{4\pi M_s} \approx \frac{K^4}{4\pi M_s A^3} D^6 \quad (1.5)$$

En conséquence, le caractère doux résulte ici de la réduction de la taille des grains. Les couches minces nanocristallines les plus connues sont les alliages de FeBSiCu [248] et de FeXN (X=Ta,Hf). Ces derniers sont issus des travaux sur les matériaux pour les pièces polaires des têtes d'écriture pour le Data Storage [22] et plus récemment détournés pour des applications RF car ils concilient d'excellents compromis (thèse de S. Couderc [210]). En effet, il a été montré que l'incorporation d'azote dans la maille du Fe, dont résulte une réduction importante de la taille de grain, conduit à des propriétés magnétiques douces ainsi qu'à un caractère anisotrope uniaxial marqué tout en conservant une aimantation proche de celle du fer. Des aimantations de l'ordre de 15 à 19 kG sont accessibles avec des résistivités de 150 à 300 $\mu\Omega$.cm et des fréquences de résonance de l'ordre de 2 GHz. L'intégration dans des dispositifs RF réels [190] a prouvé que ces matériaux étaient déjà à un stade de maturité de transfert technologique. Bien que l'approche "nanocristalline" ait permis de concilier caractère doux et aimantation élevée, ces films souffrent de résistivité modérée que l'approche "granulaire" a essayé de résoudre en plus.

1.2.5 Alliages "granulaires"

Ces films sont constitués de deux phases, l'une étant la phase ferromagnétique nanocristalline et l'autre constituant une matrice fortement résistive et la plupart du temps non magnétique dans laquelle la première est finement dispersée. Ceci permet de combiner forte aimantation et caractère diélectrique grâce à la technologie des couches minces qui offre des possibilités très variées quant à l'élaboration de matériaux complexes ou hétérogènes. Ces matériaux se divisent en deux grandes familles utilisant respectivement le fer (Fe, 22kG) et le cobalt (Co, 18kG) pour leurs fortes aimantations.

1. Films granulaires à base de Co

Les alliages à base de cobalt présentent un intérêt particulier car ils ont une anisotropie magnéto-cristalline naturelle élevée associée à la maille hexagonale du cobalt qui permet d'avoir un fort champ d'anisotropie et donc une fréquence de résonance intrinsèque importante. Les premières investigations se sont portées sur les alliages CoAlO [201] et CoCrO [219]. Malgré de bons résultats ($\rho \geq 10^4 \mu\Omega.cm$, $4\pi M_s \sim 11$ kG, $H_k \sim 80$ Oe, $f_{FMR} \sim 3$ GHz [201, 219]), ces matériaux ne présentent pas un caractère doux suffisant en termes de coercitif et de pertes dynamiques et souffrent d'une latitude de procédé très étroite. De nombreux travaux se sont ensuite focalisés sur les alliages Co-Zr avec $10\% < \text{Zr (at \%)} < 40\%$ qui possèdent une structure amorphe et donc un caractère intrinsèquement plus doux [202]. L'incorporation d'oxygène mène à la formation de nanograins riches en Co dans une matrice de ZrO_2 , ce qui a pour effet d'augmenter substantiellement la résistivité ($\rho \geq 10^4 \mu\Omega.cm$). De fortes valeurs d'anisotropie ($H_k \geq 150$ Oe) et de faibles coercitivités ($H_c < 10$ Oe) ont également été observées. Des études fréquentielles ont cependant montré une perméabilité constante jusqu'à seulement 600 MHz malgré une fréquence de résonance de 3 GHz et avec des niveaux de perméabilité faibles ($\mu < 50$). D'autres techniques notamment par co-pulvérisation ont été développées pour les alliages CoZr et CoPdSiO [174, 203]. Bien que les propriétés des matériaux à base de Co aient des propriétés intéressantes, l'aimantation à saturation reste cependant limitée ($4\pi M_s < 12$ kG). De plus, ils souffrent d'une mauvaise tenue en température.

2. Films granulaires à base de Fe

Les alliages de Fe se caractérisent par une plus forte aimantation. Parmi les résultats des plus significatifs sur les films FeXO (X = Al, Si,...), on retiendra ceux du FeAlO [160, 112]. Ces films présentent d'excellentes propriétés magnétiques douces jusqu'à environ 2 GHz et une résistivité acceptable ($\rho \sim 500 \mu\Omega.cm$). Ils souffrent cependant d'un manque important de tenue en température ($< 200^\circ C$). Les alliages du type FeXO (X = Zr, Hf, Ta...) avec $X > 25\%$ en poids présentent, quant à eux, une combinaison plus intéressante de propriétés magnétiques douces, de plus fortes résistivités ($\rho > 10^3 \mu\Omega.cm$) et une plus grande stabilité thermique [112]. Par contre, leurs procédés d'élaboration sont plus complexes et requièrent un traitement thermique à $400^\circ C$ sous champ magnétique pour faire apparaître la phase nanocristalline après dépôt et qui reste difficilement contrôlable. Les alliages FeXNO (X = Ta, Hf) avec $X \leq 10\%$ en poids ont l'avantage de présenter un état nanocristallin optimal à l'état naturel et présentent des variantes résistives ($\rho \sim 10^3 \mu\Omega.cm$) modulables avec les compositions d'oxygène et d'azote. Ils offrent des possibilités de compromis intéressants pour des aimantations de l'ordre de 10 kG en fonction des applications visées [210, 189]. Une meilleure stabilité thermique jusqu'à $250^\circ C$ a également été observée.

Ainsi, malgré les nombreux développements de ces dernières années et les bons compromis accessibles sur les propriétés douces et la résistivité, l'aimantation de ces couches minces douces semblent

cependant limitée à 19 - 20 kG. Cette valeur est encore loin de la limite théorique de 24.5 kG détenue par la famille des cobalt-fer (CoFe) [29]. Pourtant, l'accès à cette aimantation ultime permettrait d'atteindre la limite théorique à la potentialité des couches minces douces pour les applications RF puisqu'elle détermine la borne supérieure maximale de la perméabilité. Pour cela, il paraît naturel de s'intéresser à la famille des alliages de CoFe, bien que présentant un handicap fort vis-à-vis du caractère doux.

1.3 Les alliages de CoFe en couches minces

Le problème majeur des alliages de CoFe est qu'ils ne sont pas magnétiquement doux par nature et qu'ils sont inexploitablement tels quels pour des applications dynamiques faiblement dissipatives. De nouveaux concepts de fabrication décrits ci-après permettent cependant certaines améliorations.

1.3.1 Utilisation de sous-couches de croissance

En choisissant une sous-couche de croissance adaptée, il est possible de réduire significativement le champ coercitif H_c naturel du CoFe et de le rendre doux, dans certains cas. Ceci est expliqué par plusieurs auteurs en analysant les modifications de texture et de taille des grains induites par la sous-couche. Les principales sous-couches de croissance utilisées sont généralement métalliques et présentent souvent une structure cubique face centrée (cfc) parmi lesquelles : Cu, NiFe, NiFeCr, Ru, Au, Pt, CoNbZr. [195, 194, 225]. Une revue très complète des effets des sous-couches sur les alliages de CoFe est donnée par Shintaku et Watanabe dans [130]. Le CoFe reste néanmoins très peu résistif ($\rho \sim 10 \mu\Omega.cm$), ce qui a motivé l'utilisation répétée de sous-couches de croissance au sein du CoFe afin de bénéficier en plus de l'effet dit de lamination vis-à-vis des courants de Foucault.

1.3.2 Nano-laminations de CoFe

Le but de telles nano-laminations n'est pertinent qu'avec par exemple de la silice SiO_2 . Une conséquence avantageuse consiste à "casser" la structure colonnaire des grains de CoFe pour réduire la contribution de l'anisotropie magnétocristalline aboutissant à ces propriétés plus douces [150] avec une résistivité effective supérieure ($10^4 \mu\Omega.cm$). Récemment, Beach et Berkowitz ont également montré de très bonnes propriétés douces avec des multicouches de CoFe utilisant leur propre oxyde natif comme couche de lamination [52, 53]. Ils aboutissent à des résistivités de l'ordre de $10^2 - 10^3 \mu\Omega.cm$, à des aimantations de 16 à 22 kG, des champs d'anisotropie $H_k \sim 100$ Oe et un amortissement faible avec $\alpha \sim 0.015$. Bien que le processus de lamination puisse être contraignant, ces matériaux nanolaminés ou auto-nanolaminés oxydés possèdent un fort potentiel.

1.3.3 Addition d'éléments chimiques

Les alliages de CoFe possèdent une anisotropie magnétocristalline très forte qui pénalise fortement leur caractère doux. Ils sont par conséquent presque toujours associés à des éléments d'addition (B, Si, Al, Ta, Hf,...) qui visent à améliorer les propriétés magnétiques douces mais souvent au détriment de l'aimantation à saturation. De l'oxygène peut être ajouté pendant le dépôt afin d'enrober les grains de CoFe par une matrice isolante, par exemple Al_2O_3 , HfO_2 , Cr_2O_3 ou encore SiO_2 . Des résultats significatifs sur le CoFeHfO [69, 137] ont montré des résonances élevées (~ 3 GHz), la possibilité d'un caractère doux, pour des résistivités assez élevées de 250 à 2500 $\mu\Omega.cm$, mais avec toujours

une aimantation limitée (10 kG). Le CoFeNiB, développé par Yu *et al.* [70] conserve quant à lui une aimantation exceptionnelle (21.5 kG) et possède des propriétés très particulières avec un champ d'anisotropie H_k élevé, compris entre 200 Oe et 300 Oe. Cette combinaison permet d'atteindre une perméabilité de l'ordre de 100 pour une fréquence de résonance de 6 GHz. Par contre, la résistivité n'est que de $90 \mu\Omega\cdot\text{cm}$. Shintaku *et al.* ont comparé les propriétés magnétiques de différents alliages de CoFe dopés avec Hf, Zr, Al et Cr. [130]. Ils ont de plus cumulé l'effet bénéfique de sous-couches de croissance, ce qui permet d'observer des champs coercitifs très faibles. Cependant, les résistivités sont encore trop faibles ($\sim 50 \mu\Omega\cdot\text{cm}$) et aucune mesure dynamique n'est disponible pour ces couches. Les alliages nitrurés $(\text{CoFe})_{1-x}\text{N}_x$ ont été étudiés plus récemment, notamment par Sun et Wang [242, 240, 241, 37] et montrent des propriétés magnétiques douces adéquates ($H_c < 5$ Oe) avec une aimantation record (24 kG). La résistivité ainsi que la tenue thermique restent cependant médiocres. Nakagawa *et al.* ont légèrement amélioré la tenue thermique en rajoutant du Ta [200, 199], tandis que Yamaguchi *et al.* a étudié l'effet de l'ajout de B [237, 161] et l'impact de recuits post-dépôt [237, 161].

1.3.4 Bilan des couches minces à forte aimantation

Des progrès très significatifs ont été réalisés durant les quinze dernières années pour amener les couches minces ferromagnétiques au niveau des hyperfréquences, avec l'arrivée à maturité des films nanostructurés à forte aimantation et aussi granulaires. Cependant, même si l'on peut toujours envisager des améliorations possibles en termes de composition et de procédés, il est peu probable d'aboutir à une amélioration significative des propriétés dynamiques de ces films, notamment en ce qui concerne la fréquence de résonance. En effet, on s'aperçoit qu'il est très difficile de concilier forte aimantation et caractère doux et que les caractéristiques du film, par exemple l'anisotropie H_k , ne peuvent être optimisées indépendamment les unes des autres. Ceci est intimement lié aux techniques de dépôt, à la composition et à la microstructure propres des films considérés qui relèvent de l'approche conventionnelle de la fabrication des alliages homogènes. Ceci résulte en des fenêtres de procédés très étroites et laissent peu de place à l'innovation pour améliorer ces films. Ainsi, du point de vue des hyperfréquences, il est très difficile d'adresser des fréquences de résonance au delà de 2 GHz avec des niveaux de perméabilité concurrentiels aux ferrites. Les alternatives actuelles pour augmenter artificiellement la fréquence de résonance des films doux restent :

- **l'application d'un champ H de polarisation externe**, qui est lourd à mettre en oeuvre, et très souvent incompatible avec l'intégration des dispositifs (place occupée, consommation...)
- **l'ajout de champ démagnétisant**, par le découpage en réseau de petits motifs du matériau magnétique. Cette technique reste délicate à exploiter pour les hautes fréquences et est également peu évidente à mettre en oeuvre de part les dimensions réduites qui deviennent nécessaires et limitée par le fait que le volume de matériau magnétique efficace est fortement réduit par le découpage.

Ainsi, il semble qu'une nouvelle avancée significative dans le domaine des couches minces magnétique pour applications hyperfréquences ne pourra se faire qu'avec une démarche en rupture avec ce qui a déjà été fait. Il conviendra notamment de dissocier certaines propriétés du matériau afin de mieux les maîtriser de façon indépendante, avec l'objectif de conserver une aimantation très élevée. C'est tout l'enjeu du développement des matériaux hétérogènes à couplage d'échange que nous proposons dans ce travail de thèse.

1.4 Nouvelle idée : utilisation du couplage d'échange

Une nouvelle approche des couches minces magnétiques douces à très forte aimantation est donc proposée dans ce travail en essayant de contourner les désavantages précédents par un choix initial différent de celui jusqu'alors limité à la seule composition de l'alliage à élaborer. Nous ouvrons cette fois-ci ce choix à celui de plusieurs matériaux ou alliages magnétiques et de natures différentes qui seront combinés, d'où la terminologie de matériaux "hétérogènes". Chaque matériau est choisi pour remplir une fonction spécifique. Plus précisément, il s'agit de coupler une couche mince ferromagnétique (F) avec une couche mince antiferromagnétique (AF) grâce au **couplage d'échange** ("*Exchange bias*" en anglais). De cette interaction entre des couches F et AF qui est connue depuis 1956 [93] (voir chapitre 3) et largement utilisée dans le Data Storage, résultent un certain nombre d'avantages mais qui n'ont jamais été exploités à des fins applicatives en hyperfréquence.

1.4.1 Principe du couplage d'échange

Le couplage d'échange est une interaction interfaciale entre une couche F et une couche AF qui induit une anisotropie au sein de la couche F. Cette anisotropie supplémentaire est dite *unidirectionnelle* puisqu'elle génère un champ de décalage au sein de la couche F, appelé **champ d'échange** H_{ex} . Ceci est schématisé par la figure 1.6. Ce champ d'échange est non négligeable puisqu'il peut prendre des valeurs jusqu'à 500 Oe [118]. Ainsi, H_{ex} va "piéger" l'aimantation de la couche F selon une direction privilégiée que l'on continue à appeler "axe facile" (Easy Axis EA en anglais) en référence aux matériaux magnétiques doux classiques. Très souvent, la couche F se retrouve saturée selon cet axe, de façon identique à l'application d'un champ magnétique externe. A 90° de la direction de piégeage, on parle également d'un "axe difficile" (Hard Axis HA en anglais) qui s'apparente à celui observé dans les couches magnétiques douces traditionnelles et caractérisé par un champ d'anisotropie H_k .

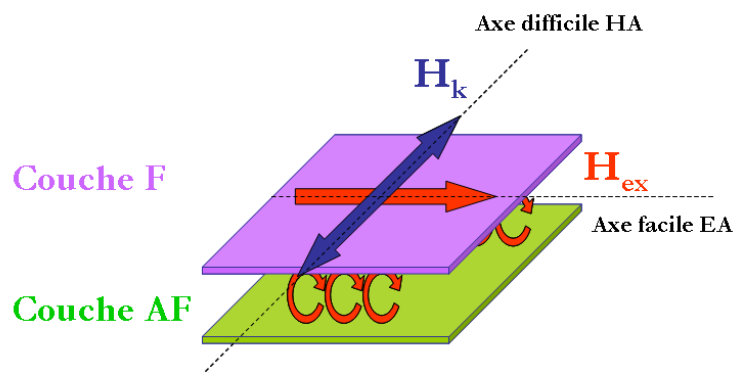


FIG. 1.6 : Représentation schématique de la création d'anisotropie induite par couplage d'échange dans une couche F par une couche AF

Les effets du couplage d'échange sur une couche F sont illustrés sur le cycle d'hystérésis de la figure 1.7. Le couplage d'échange se traduit par un décalage du cycle d'hystérésis selon l'axe facile correspondant à la valeur du champ d'échange H_{ex} et par une rotation cohérente de l'aimantation selon l'axe difficile.

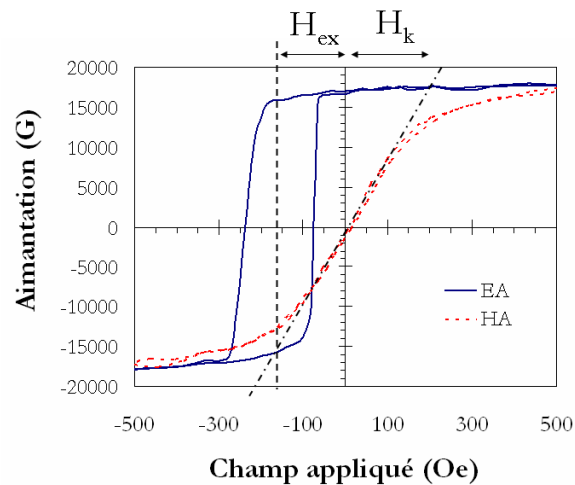


FIG. 1.7 : Cycles d'hystérésis suivant les axes facile (EA) et difficile (HA) d'une couche de CoFe couplée avec un AF

1.4.2 Séparation des contributions à l'aimantation, à l'anisotropie et au caractère doux

Grâce au couplage d'échange, il devient possible de séparer les contributions à l'aimantation $4\pi M_s$ et à l'anisotropie H_k et indépendamment des contraintes à l'obtention du caractère doux. En effet, le couplage d'échange dépend essentiellement des interactions d'interface entre la couche F et AF. Il devient alors possible d'induire une anisotropie dans une couche F, sans pour autant modifier sa valeur d'aimantation. De plus, le fait de saturer la couche F selon son axe facile lui confère un comportement "doux" selon l'axe difficile, même si celle-ci ne l'est pas naturellement. C'est un gros avantage car il devient alors possible d'utiliser les matériaux à très forte aimantation sans se soucier de leur caractère doux. C'est notamment le cas des alliages CoFe que nous venons de décrire et qui possèdent la plus grande aimantation naturelle connue mais qui n'a pas pu être exploitée totalement jusqu'à présent. Cette approche que nous qualifions d'hétérogène avec le couplage d'échange offre l'opportunité de résoudre les difficultés rencontrées dans les matériaux doux homogènes et conventionnels décrits dans l'état de l'art.

1.4.3 Potentiel des matériaux à couplage d'échange

Contexte

Le couplage d'échange est connu depuis 50 ans et de nombreuses équipes ont étudié théoriquement et expérimentalement ce nouveau domaine du magnétisme. Il bénéficie donc d'une littérature abondante dont nous ferons une revue au chapitre 3. Le couplage d'échange a connu un intérêt accru dans les années 90 lors de la découverte de la magnétorésistance géante et de la réalisation de spin-valves pour les têtes de lecture magnétique pour le Data Storage [15], ou encore plus récemment avec le développement des MRAM. Le couplage d'échange joue un rôle essentiel puisqu'il est utilisé pour piéger la couche de référence des dispositifs magnétorésistifs. Un très grand nombre de matériaux AF et F ont été testés et intégrés avec succès, avec des procédés stabilisés et compatibles avec les exigences de la microélectronique. Ceci est très encourageant dans la perspective de développer des

matériaux à couplage d'échange pour les applications hyperfréquences puisque leur synthèse et leur intégration ne sont plus à prouver. Par contre, comme nous le verrons, les épaisseurs et les configurations qui nous intéressent sortent rapidement de cet état de l'art.

Avantages

Tout d'abord, l'aimantation de la couche F n'est pas affectée. Ensuite, la problématique d'un faible coercitif est également simplifiée avec une plus grande indépendance vis-à-vis de la microstructure (taille de grains). En effet, la couche F est artificiellement dans un état rémanent saturé, et donc a franchie des problèmes d'interactions de domaines magnétiques et de fluctuations d'aimantation avec le réseau cristallin. La problématique vis-à-vis de la constante d'anisotropie magnétocristalline du CoFe que l'approche nanocristalline n'arrivait à résoudre est contournée. Enfin, une très forte anisotropie peut être induite au sein de la couche F. La démarche adoptée dans ce travail relève donc d'une rupture en termes de matériaux pour les hyperfréquences et double les possibilités de compromis quant aux autres propriétés dont la résistivité. Comme le caractère doux n'est plus obligatoire pour la couche F, les opportunités d'utiliser des alliages à très forte aimantation et éventuellement à forte résistivité sont bien plus nombreuses. Un large panel est alors accessible [118], ce qui représente un atout supplémentaire pour le développement des matériaux qui nous intéressent. Enfin, les paramètres technologiques (épaisseur de F, épaisseur de AF, conditions de dépôts, recuits thermiques,...) pour la réalisation de ces matériaux sont pour la plupart indépendants. Ils augmentent donc les degrés de liberté pour l'optimisation des propriétés.

Empilements multiples

Les effets de couplage d'échange interfacial peuvent également être avantageusement utilisés de part et d'autre des interfaces de la couche F jusqu'à la constitution d'un matériau hétérogène alterné un grand nombre n de fois (figure 1.8). Dans un but applicatif, ceci permet d'augmenter la perméance $\mu'_{DC} \times e_F$ effective. Dans ces conditions, on définit le taux de remplissage du multicouche en matériau F par :

$$f_r = \frac{n \cdot e_F}{n \cdot e_F + (n + 1) \cdot e_{AF}} \quad (1.6)$$

L'épaisseur e_{AF} de la couche AF doit alors être la plus fine possible afin de limiter la "dilution" de la couche F au sein de l'empilement total. En effet, le facteur de remplissage f_r doit rester suffisamment élevé pour être compétitif vis-à-vis des couches minces conventionnelles et des ferrites.

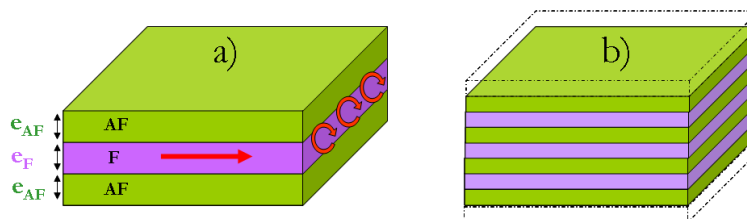


FIG. 1.8 : Configuration a) SANDWICH et b) empilement multiples de couches minces à couplage d'échange

1.4.4 Evaluation du potentiel : limite de Snoek

La limite de Snoek est un formalisme utile pour décrire le maximum de perméabilité accessible pour une fréquence de résonance f_{FMR} donnée. En partant des équations 1.1 et 1.2 et du modèle de Snoek (pour les ferrites) [138], on obtient les équations suivantes :

- pour les ferrites ($N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$) : $(\mu'_{DC} - 1) \cdot f_{FMR} = \frac{2}{3} \frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s$
- pour les couches minces ($N_x = N_y = 0$ et $N_z = 4\pi$) : $(\mu'_{DC} - 1) \cdot f_{FMR} = (\frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s)^2$

Les variations théoriques de $\mu'_{DC} - 1$ en fonction de f_{FMR} pour des couches de NiFe (10 kG) et de FeCo (24 kG) couplées à un AF (ici NiMn) aux deux interfaces sont représentées sur la figure 1.9. Pour plus de pertinence, la comparaison est établie avec une couche de ferrite conventionnelle (5 kG). On constate que le gain théorique en perméabilité vis-à-vis de la ferrite est largement significatif avec les couches AF / F / AF avec plus d'un ordre de grandeur sur toute la gamme de fréquence traditionnellement couverte par les ferrites. Ceci constitue une démonstration pertinente du potentiel de ces matériaux. Toutefois, pour être rigoureux dans la comparaison, il faut tenir compte de l'effet de dilution f_r par la présence des couches AF, ce qui suppose la connaissance précise des épaisseurs AF à utiliser, ce que nous détaillerons dans la suite (chapitres 4, 5 et 6). Ces limites de Snoek sont bien entendues des limites théoriques dans le cas idéal où il est possible de reproduire les résultats optimaux de la littérature traditionnelle sur le couplage d'échange qui ont servi à cette estimation. Si cette approche est susceptible d'apporter de nouvelles solutions pour l'élaboration de couches minces magnétiques hyperfréquences hautement perméables, elle ne résout pas tous les problèmes du cahier des charges dont celui de la résistivité et posent également de nouvelles questions. De plus, ces matériaux ne pourront pas concurrencer les ferrites pour les applications non réciproques puisqu'ils ne présentent pas de propriété de gyrotropie. Mais pour toutes les autres applications, elles s'avèrent être une solution prometteuse.

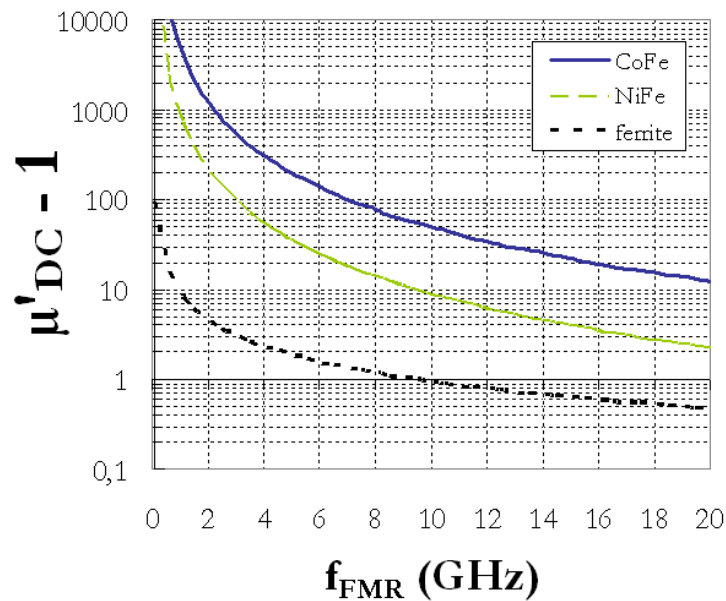


FIG. 1.9 : Limite de Snoek pour 3 matériaux F : ferrite classique ($M_s = 5$ kG) comparée à NiFe ($M_s = 10$ kG) et CoFe ($M_s = 24.3$ kG) couplés à NiMn

1.4.5 Questions en suspens

Si les avantages à l'utilisation du couplage d'échange pour l'obtention de fortes valeurs de f_{FMR} et de μ'_{DC} semblent évidents, il reste néanmoins des interrogations concernant l'utilisation de ses films dans le régime hyperfréquence, dont :

- **le comportement dynamique et sa modélisation** : l'anisotropie d'échange n'étant pas une anisotropie classique, il faut donc s'attendre à des modifications de comportement dynamique par rapport aux théories classiques.
- **l'amortissement** : les contributions à l'amortissement seront plus nombreuses et complexes et les valeurs de α ne peuvent pas être déduites des données de la littérature. Celles-ci devront rester très faibles ($\alpha \sim 0.01$) pour pouvoir concurrencer les matériaux doux conventionnels
- **les courants de Foucault** : le couplage d'échange, en décalant les fréquences de résonance à des valeurs élevées, simplifie sans la résoudre totalement la problématique de la résistivité et des courants de Foucault et offre d'autres options, notamment à travers le caractère électrique de l'AF qui est un degré supplémentaire de liberté à l'optimisation.
- **la tenue thermique** : les applications hyperfréquences exigent une tenue thermique élevée face à l'échauffement naturel des dispositifs ($\sim 150^\circ\text{C}$). Or, le couplage d'échange est connu pour diminuer avec la température. Ceci peut être un désavantage majeur concernant son utilisation pour ce type d'application.

En prenant en compte ces considérations, il est alors possible de déterminer une stratégie de développement pour ces matériaux.

1.5 Stratégie de développement

Le but de ce travail de thèse est de concevoir, caractériser, modéliser et intégrer des multicouches magnétiques à couplage d'échange à très haute fréquence de résonance dans des dispositifs RF. Pour cela, il est nécessaire de procéder par étapes :

1. **Identifier les briques de bases du multicouche** : il s'agit de développer les couches F et AF dont nous aurons besoin pour l'empilement final
2. **Egaler l'état de l'art concernant le couplage d'échange** : ces nouveaux matériaux ne seront vraiment prometteurs que si les extrapolations faites à partir de la littérature se confirment effectivement d'un point vue expérimental
3. **Essayer de résoudre les interrogations et les nouveaux problèmes** : il s'agit d'identifier les difficultés subsistantes ou nouvelles dans ce genre de matériaux et de les résoudre au mieux.
4. **Intégrer et concevoir de nouveaux dispositifs originaux** : en vue d'une utilisation industrielle, il faut prouver le potentiel de fabrication et d'intégration de tels films. De plus, leurs propriétés inédites sont susceptibles d'apporter de nouvelles solutions en termes d'applications dont on essaiera de tirer profit.

Ces axes principaux de travail s'inscrivent donc dans une stratégie de développement caractérisée par les points qui suivent.

1.5.1 Pas de révolution technologique

Le but de ce travail de thèse n'est pas de concevoir un nouveau mode d'élaboration spécifique de multicouches à couplage d'échange, mais bien de tirer profit des précédents développements des films AF/F grâce à des moyens d'élaboration déjà existant. Les films minces à couplage d'échange étudiés dans ce travail sont déposés à température ambiante par pulvérisation cathodique classique sur des substrats de silicium de diamètre 100mm et d'épaisseur 525 μm , préalablement oxydés. Les moyens de caractérisation des propriétés des matériaux sont standards, à l'exception des propriétés dynamiques dont la mesure excédera souvent les limites du perméamètre monospire classique.

1.5.2 Choix du matériau F à forte aimantation

L'intérêt majeur des matériaux à couplage d'échange réside dans le fait qu'il devient possible d'utiliser le CoFe et de tirer profit de sa très grande aimantation. Il s'agit donc tout d'abord de développer expérimentalement des films CoFe. Il sera également envisagé de développer en parallèle des versions résistives plus exotiques de ces films. Mais contrairement aux alliages doux classiques, la contrainte sur le caractère doux étant levée, il devrait être plus facile d'établir un compromis plus favorable entre forte résistivité et forte aimantation. Notre choix s'est porté sur les variantes nitrurées CoFeN et CoFeHfN du $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$

1.5.3 Choix des matériaux AF

Le deuxième paramètre important de cette étude va être l'intensité du couplage d'échange dont vont dépendre les propriétés hyperfréquences. Il faut donc choisir des AF garantissant un couplage d'échange élevé et cela d'autant plus que nous chercherons à exploiter des couches F d'une certaine épaisseur. Mais il faut également que le multicouche final vérifie un taux de remplissage f_r significatif pour une bonne efficacité et une résistivité adéquate pour se prémunir de l'effet de peau. Ainsi, nous avons choisi de focaliser notre étude sur trois matériaux AF bien connus de la littérature [118, 12] qui présentent des caractéristiques différentes et complémentaires :

- **NiMn** : pour sa très forte valeur de couplage d'échange, malgré une épaisseur importante
- **IrMn** : pour son épaisseur à l'inverse du NiMn très faible, mais avec un couplage moindre
- **NiO** : pour son caractère isolant et l'effet de lamination propice à l'élimination des courants de Foucault bien qu'étant le moins efficace en terme de couplage d'échange

1.5.4 Choix de la topologie de l'empilement F et AF

Jusqu'à présent, les couches à couplage d'échange ont été développées principalement en configuration TOP et BOTTOM puisqu'il s'agit des configurations utilisées dans les spinvalves et des jonctions tunnel. Dans notre cas, il va falloir développer et caractériser des structures sandwichs originales AF / F / AF (figure 1.8) afin de cumuler les effets d'interfaces TOP et BOTTOM. Il faut donc tout d'abord égaler l'état de l'art en configuration TOP et BOTTOM pour chacun des AF choisis pour ensuite étudier les propriétés de couplage d'échange des sandwichs et des empilements alternés un grand nombre de fois qui constitueront le matériau final.

1.5.5 Choix des dispositifs d'intégration

Un fois le développement de ces films stabilisés, il sera alors possible d'en tirer profit dans des dispositifs RF innovants (cf Brevet 05 05346 [140]). Leur très haute fréquence de résonance permettent notamment d'imaginer de nouveaux dispositifs inductifs ou destinés au filtrage, reposant sur l'idée de circuits magnétiques fermés (sans entrefer) pour un confinement maximal du champ magnétique. De nombreux dispositifs sous forme de lignes coplanaires ont été conçus, fabriqués et testés conjointement aux travaux de DRT de Jean-Philippe MICHEL [122]. De même, de nouvelles topologies d'inductances toroïdales ont été établies dans le cadre des travaux de thèse Bastien ORLANDO [28].

1.5.6 Organisation du manuscrit

Le manuscrit comporte 8 chapitres en comptant ce premier chapitre d'introduction. Le chapitre 2 est consacré aux rappels généraux sur la dynamique d'aimantation hyperfréquence dans les matériaux doux classiques afin d'avoir les outils nécessaires à l'exploitation des résultats expérimentaux. Le chapitre 3 présente le couplage d'échange à la base des propriétés hyperfréquences de ces multicouches. Il est tout d'abord présenté au niveau théorique à travers son développement historique, puis étudié au niveau des propriétés dynamiques. Les chapitres 4, 5 et 6 sont consacrés aux développements et à la caractérisation des empilements unitaires AF / F / AF avec comme AF : NiMn, IrMn et NiO, respectivement. Le chapitre 7 fait un bilan comparatif des principales propriétés des films précédemment étudiés et s'intéresse à l'optimisation des empilements multiples. Il présente également des configurations exotiques prometteuses pour ces matériaux. Enfin le chapitre 8 s'intéresse à l'intégration de ces films dans des structures coplanaires, d'abord pour les besoins de perméamétrie à très haute fréquence ensuite pour les applications nouvelles.

Chapitre 2

Généralités sur la dynamique d'aimantation

Sommaire

2.1 Couches minces ferromagnétiques	23
2.1.1 Susceptibilité et perméabilité	23
2.1.2 Aimantation et système de coordonnées	23
2.1.3 Dynamique de l'aimantation dans un ferromagnétique	24
2.1.4 Oscillations forcées et résonance ferromagnétique	25
2.1.5 Relaxation et amortissement	27
2.1.6 Equations générales en coordonnées sphériques	27
2.1.7 Approximation linéaire en petits signaux	28
2.1.8 Aimantation dans le plan	29
2.1.9 Les termes d'énergies mis en jeu	30
2.1.10 Excitation selon l'axe difficile	33
2.2 Autres modes de dynamique d'aimantation	35
2.2.1 Fluctuations locales d'aimantation ("ripples")	36
2.2.2 Aimantation en rubans ou en bandes parallèles ("stripe domains")	36
2.2.3 Résonance de domaines	37
2.2.4 Propagation d'une onde de spin	38
2.3 Autres mécanismes de relaxation de l'aimantation	41
2.3.1 Courants de Foucault	42
2.3.2 Diffusion des magnons par les électrons de conduction	44
2.3.3 Transfert de moment cinétique angulaire de spin	46
2.3.4 Mécanisme de relaxation à deux magnons	46

2.1 Couches minces ferromagnétiques

Dans ce chapitre, nous allons décrire le formalisme théorique couramment utilisé pour décrire la dynamique de l'aimantation dans les couches minces. Une revue des phénomènes physiques à l'origine de la relaxation de l'aimantation sera également présentée.

2.1.1 Susceptibilité et perméabilité

Les matériaux magnétiques soumis à un champ magnétique extérieur \vec{H} produisent une induction \vec{B} à l'intérieur et à l'extérieur du matériau et ont leur aimantation \vec{M} modifiée par l'application de ce champ. Par définition, l'induction magnétique s'écrit :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \text{ exprimée dans le système SI} \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \text{ exprimée dans le système CGS} \quad (2.2)$$

μ_0 correspond à la perméabilité du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ en SI et 1 en CGS) et l'aimantation \vec{M} représente la densité volumique de moment magnétique dans le matériau magnétique (exprimée en A/m en SI et en emu.cm⁻¹ en unités CGS). Dans la suite du manuscrit, nous utiliserons le système CGS.

L'aimantation \vec{M} est reliée au champ magnétique \vec{H} par la relation :

$$\vec{M} = \chi\vec{H} \quad (2.3)$$

On peut alors définir le tenseur de perméabilité du matériau :

$$\vec{B} = (1 + 4\pi\chi)\vec{H} = \mu\vec{H} \quad (2.4)$$

χ est la susceptibilité magnétique du milieu et $\mu = 1 + 4\pi\chi$ la perméabilité magnétique relative du matériau. χ (grandeur microscopique) et μ (grandeur macroscopique) caractérisent la facilité du matériau à s'aimanter sous l'effet d'un champ magnétique extérieur ou encore à canaliser des lignes de champs magnétiques environnantes. Il s'agit de grandeurs complexes en dynamique.

2.1.2 Aimantation et système de coordonnées

Dans les matériaux ferromagnétiques, les spins sont fortement couplés. On considère alors la densité volumique de moment magnétique non nulle, moyennée sur une échelle mésoscopique qui correspond à l'aimantation \vec{M} . Tout au long de ce manuscrit, nous nous référerons au système de coordonnées décrit sur la figure 2.1. Selon les cas, il sera préférable d'utiliser les coordonnées cartésiennes \widehat{xyz} ou les coordonnées sphériques $\widehat{r\theta\varphi}$ pour repérer l'aimantation \vec{M} .

En coordonnées cartésiennes :

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

En coordonnées sphériques :

$$\vec{M} = M_s \begin{bmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

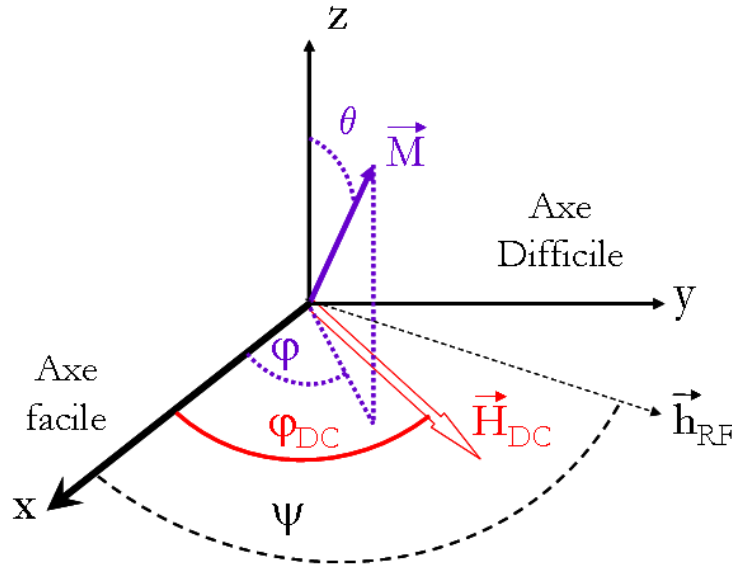


FIG. 2.1 : Définition générale du système de coordonnées où \vec{M} est l'aimantation, \vec{H}_{DC} est le champ externe statique appliqué dans le plan O_{xy} et \vec{h}_{RF} un champ radiofréquence appliqué dans le plan O_{xy}

2.1.3 Dynamique de l'aimantation dans un ferromagnétique

L'aimantation \vec{M} interagit avec les champs magnétiques environnants. L'Hamiltonien local par unité de volume s'écrit alors :

$$\mathcal{H} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{eff} \quad (2.7)$$

où \vec{H}_{eff} est le champ effectif total régnant au sein du matériau magnétique. L'équation du mouvement est alors similaire à celle pour l'atome isolé, et on parle alors de modèle *macrospin* :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.8)$$

Le facteur gyromagnétique vaut $\gamma = g \frac{e}{2m_e}$. Contrairement au spin isolé, le facteur de Landé g n'est pas rigoureusement égal à 2 et dépend de la configuration électronique des atomes constituant le matériau magnétique. Il va souvent être légèrement supérieur à 2 (Permalloy : 2.07 - 2.14, Fer : 2.12 - 2.17, Co : 2.22, d'après Kittel [33]). Le facteur $\gamma/2\pi$ va donc dépendre de la nature du matériau magnétique et va prendre des valeurs comprises entre 2.8 - 3.1 MHz/Oe. Considérons le cas le plus simple où le champ effectif est un champ magnétique statique externe $\vec{H} = H_{DC} \vec{x}$ appliqué selon l'axe O_x . Dans le cas d'une aimantation uniforme, l'état d'équilibre du système est atteint lorsque l'aimantation est alignée avec le champ statique. L'évolution temporelle libre de l'aimantation lorsque celle-ci est initialement écartée de sa position d'équilibre est donnée par le système d'équations couplées suivant :

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = -2\pi f_0 M_z \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = 2\pi f_0 M_y \quad (2.11)$$

avec $f_0 = \gamma H_{DC}/2\pi$, ce qui est équivalent à :

$$M_x = \text{Cste} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 M_{y,z}}{\partial t^2} + (2\pi f_0)^2 M_{y,z} = 0 \quad (2.13)$$

La solution générale de ce système est :

$$M_x = \text{Cste} \quad (2.14)$$

$$M_y = A \cos(2\pi f_0 t) \quad (2.15)$$

$$M_z = A \sin(2\pi f_0 t) \quad (2.16)$$

On a donc un mouvement de précession circulaire autour du champ statique \vec{H}_{DC} , dans le sens trigonométrique. La fréquence de précession est f_0 et l'amplitude de précession A représente la composante transverse initiale de l'aimantation. Si l'on ne considère que cet Hamiltonien, la composante M_x de l'aimantation reste donc constante au cours du temps et l'aimantation précesse indéfiniment, ce qui n'est évidemment pas réaliste. Pour décrire la relaxation, un Hamiltonien couplant l'aimantation et les autres degrés de liberté du système (électrons de conduction, phonons,...) doit donc être introduit (paragraphe 2.1.5).

2.1.4 Oscillations forcées et résonance ferromagnétique

Etudions maintenant l'évolution du système ferromagnétique dans le cas d'un régime d'excitation forcée. Supposons que l'aimantation soit dans la position d'équilibre $\vec{M}_{eq} = \vec{M}(\vec{r}_{eq}) = \vec{M}(\theta_{eq}, \varphi_{eq})$ comme illustré sur la figure 2.1 et qu'elle soit soumise à un champ exciteur harmonique de faible amplitude \vec{h}_{RF} . L'équation de la dynamique s'écrit alors :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{h}_{RF}) \quad (2.17)$$

On cherche des solutions harmoniques de l'aimantation autour de sa position d'équilibre, de fréquence f , dans la limite des petites excitations. On décompose alors l'aimantation et le champ magnétique en un terme statique et un terme dynamique :

$$\vec{M} = \vec{M}_{eq} + \vec{m}(\vec{r}, t) \quad (2.18)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_{eff} + \vec{h}_{RF}(\vec{r}, t) \quad (2.19)$$

où $\vec{m}(\vec{r}, t)$ et $\vec{h}_{RF}(\vec{r}, t)$ représentent les écarts de faible amplitude à la configuration magnétique à l'équilibre et s'écrivent dans le repère cartésien :

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \begin{bmatrix} m_x e^{i2\pi ft} \\ m_y e^{i2\pi ft} \\ m_z e^{i2\pi ft} \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

$$\vec{h}_{RF}(\vec{r}, t) = \begin{bmatrix} h_x e^{i2\pi ft} \\ h_y e^{i2\pi ft} \\ h_z e^{i2\pi ft} \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

La susceptibilité est alors définie par :

$$\vec{m} = \bar{\chi} \cdot \vec{h} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \vec{h} \quad (2.22)$$

En pratique, on mesure la composante de la susceptibilité selon la direction du champ exciteur :

$$\chi = \frac{\vec{m} \cdot \vec{h}}{\|\vec{h}\|^2} \quad (2.23)$$

Dans le cas particulier où un champ est appliqué selon \vec{x} avec $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{DC}$, la condition d'équilibre s'écrit $\vec{M}_{eq} \parallel \vec{H}_{DC}$, et la conservation de la norme de l'aimantation implique au premier ordre $\vec{m} \perp \vec{M}_{eq}$. L'équation du mouvement 2.8 linéarisée donne alors :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{m} \times \vec{H}_{DC} + \vec{M}_{eq} \times \vec{h}) \quad (2.24)$$

L'équation 2.24 peut alors s'écrire de manière tensorielle :

$$\frac{4\pi}{f_M} \begin{bmatrix} if & f_0 \\ -f_0 & if \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_z \\ -h_y \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

où $f_M = \frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s$ et $f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} H_{DC}$. Les composantes dynamiques h_y et h_z du champ magnétique dépendent a priori de l'aimantation. La résonance est atteinte quand le déterminant de la matrice de l'équation 2.25 s'annule, c'est-à-dire lorsque $f = f_0$. On en déduit de plus que $m_z = i m_y$, ce qui donne à nouveau une précession circulaire dans le sens trigonométrique de l'aimantation similaire au résultat obtenu dans le domaine temporel. On peut par ailleurs inverser la relation 2.25 pour obtenir :

$$\begin{bmatrix} m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \chi_p \begin{bmatrix} h_y \\ h_z \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

où χ_p est appelé tenseur de Polder, donné par :

$$\chi_p = \frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} \chi & i\kappa \\ -i\kappa & \chi \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

avec :

$$\chi = \frac{f_0 f_M}{f_0^2 - f^2} \quad (2.28)$$

$$\kappa = \frac{f f_M}{f_0^2 - f^2} \quad (2.29)$$

Le tenseur χ_p représente la susceptibilité dynamique d'un ensemble de spins ferromagnétiques. Il décrit un mouvement uniforme sans perte et sans aucune autre contribution que le champ extérieur appliqué \vec{H}_{DC} . A la résonance, les éléments du tenseur divergent ce qui contredit l'approximation des petits mouvements, contradiction levée avec l'introduction de l'amortissement qui limite l'amplitude du mouvement. Dans un matériau magnétique réel, les forces de frottements visqueux tendent à ramener l'aimantation à sa position d'équilibre comme pour un oscillateur mécanique. Cet amortissement résulte du couplage entre le mode de précession uniforme de l'aimantation et les autres degrés de liberté du système (magnons dégénérés, phonons, électrons de conduction, etc...). Les contributions à l'amortissement sont nombreuses et leurs origines sont encore très mal comprises. Leurs effets en général s'ajoutent. Les principaux processus d'amortissement connus dans les couches minces ferromagnétique sont décrits au paragraphe 2.3. Plusieurs modèles prennent en compte de manière phénoménologique l'amortissement.

2.1.5 Relaxation et amortissement

Il est possible d'ajouter un couple d'amortissement \vec{G} dans l'équation de Landau-Lifschitz afin de rendre compte des phénomènes d'amortissement avec :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{h}_{RF}) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.30)$$

Cette équation est communément appelée équation *Landau-Lifschitz-Gilbert* (LLG). Le premier terme traduit la précession de l'aimantation autour du champ effectif. Le deuxième terme traduit le couple de rappel qui tend à ramener l'aimantation vers sa position d'équilibre à chaque instant. Ce couple est proportionnel à un facteur d'amortissement α phénoménologique qui quantifie l'efficacité de l'amortissement dans le matériau. La particularité du couple de Gilbert est qu'il conserve la norme de l'aimantation. L'équation LLG 2.30 reste aujourd'hui la plus répandue pour décrire les processus dynamiques de l'aimantation du fait de sa simplicité d'exploitation, mais aussi de sa validité expérimentale. Nous allons utiliser ce modèle tout au long de ce manuscrit. Il faut toutefois noter que ce modèle est très simpliste. Le coefficient α ayant une origine purement phénoménologique est sensé décrire à lui seul tous les phénomènes d'amortissement. Comme nous le verrons par la suite, il est alors très difficile de séparer et d'identifier les différentes contributions de l'amortissement à partir de ce modèle.

2.1.6 Equations générales en coordonnées sphériques

Pour connaître la dynamique d'aimantation d'un matériau magnétique, il faut connaître le champ effectif auquel il est soumis en prenant en compte tous les champs internes. Le champ effectif peut être calculé à partir de l'enthalpie libre totale du système :

$$\vec{H}_{eff} = -\vec{\nabla}_M G \quad (2.31)$$

L'équation LLG 2.30 s'écrit donc :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times (-\vec{\nabla}_M G + \vec{h}) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.32)$$

Le module de l'aimantation noté M_s est constant. Après des développements assez lourds mais directs et avec le champ hyperfréquence appliqué dans le plan O_{xy} , l'équation LLG 2.32 s'écrit en

coordonnées sphériques :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_s \sin \theta} \cdot \frac{\partial G}{\partial \varphi} - \alpha \sin \theta \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \gamma (-\sin \varphi h_x + \cos \varphi h_y) \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_s \sin \theta} \cdot \frac{\partial G}{\partial \theta} + \frac{\alpha}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} - \gamma \left(\cos \varphi \frac{\cos \theta}{\sin \theta} h_x + \sin \varphi \frac{\cos \theta}{\sin \theta} h_y \right) \quad (2.34)$$

Ce système d'équations différentielles est le développement de l'équation LLG sans aucune approximation. Ce système est fortement non linéaire et ne peut être résolu de manière analytique que dans quelques cas particuliers. Dans les autres, on devra soit utiliser des méthodes numériques, soit faire des approximations.

2.1.7 Approximation linéaire en petits signaux

La première approximation est de considérer que le champ excitateur \vec{h} a une faible amplitude et que l'aimantation variable \vec{m} oscille faiblement autour de sa position d'équilibre. Elle peut s'écrire en fonction des variations élémentaires des angles θ et φ :

$$\vec{m} = \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} = M_s \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \sin \varphi & \sin \theta \cos \varphi \\ -\sin \theta & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \theta \\ \Delta \varphi \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

où $\Delta \theta$ et $\Delta \varphi$ sont les variations élémentaires des angles polaires. On remonte à la susceptibilité en combinant cette équation avec les équations 2.22, 2.33, 2.34. Les dérivées premières de l'enthalpie libre par rapport aux coordonnées angulaires de l'aimantation sont nulles et on peut alors faire un développement au deuxième ordre :

$$G(\theta, \varphi) = G_{eq} + \frac{1}{2} G_{\theta\theta} \Delta \theta^2 + \frac{1}{2} G_{\varphi\varphi} \Delta \varphi^2 + G_{\theta\varphi} \Delta \theta \Delta \varphi \quad (2.36)$$

où $G_{\alpha\beta}$ sont les dérivées secondes de l'énergie par rapport aux angles polaires et G_{eq} est le terme d'énergie constant correspondant à la position d'équilibre de l'aimantation $\vec{M}_{eq}(\theta_{eq}, \varphi_{eq})$. On en déduit, en différenciant l'équation 2.1.7 :

$$\frac{\partial G}{\partial \theta} = G_{\theta\theta} \Delta \theta + G_{\theta\varphi} \Delta \varphi \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \varphi} = G_{\theta\varphi} \Delta \theta + G_{\varphi\varphi} \Delta \varphi \quad (2.38)$$

$$(2.39)$$

Le champ hyperfréquence étant sinusoïdal de fréquence f , on suppose qu'il en est de même pour les variations de l'aimantation et donc de ses angles polaires. Les équations 2.33, 2.34 peuvent alors s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \frac{G_{\theta\theta} + i\alpha z}{\sin \theta_{eq}} & \frac{G_{\theta\varphi}}{\sin \theta_{eq}} - iz \\ \frac{G_{\theta\varphi}}{\sin \theta_{eq}} + iz & \frac{G_{\varphi\varphi}}{\sin \theta_{eq}} + i\alpha z \sin \theta_{eq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \theta \\ \Delta \varphi \end{bmatrix} = M_s \begin{bmatrix} \cos \varphi_{eq} \frac{\cos \theta_{eq}}{\sin \theta_{eq}} & \sin \varphi_{eq} \frac{\cos \theta_{eq}}{\sin \theta_{eq}} \\ -\sin \varphi_{eq} & \cos \varphi_{eq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

où on a posé $z = \frac{2\pi f M_s}{\gamma}$. On peut calculer les variations des angles polaires en inversant le système 2.41 :

$$\begin{bmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\varphi \end{bmatrix} = \frac{M_s}{\Delta} \begin{bmatrix} \frac{G_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_{eq}} + i\alpha z \sin \theta_{eq} & \frac{-G_{\theta\varphi}}{\sin \theta_{eq}} + iz \\ \frac{-G_{\theta\varphi}}{\sin \theta_{eq}} - iz & \frac{G_{\theta\theta} + i\alpha z}{\sin \theta_{eq}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varphi_{eq} \frac{\cos \theta_{eq}}{\sin \theta_{eq}} & \sin \varphi_{eq} \frac{\cos \theta_{eq}}{\sin \theta_{eq}} \\ -\sin \varphi_{eq} & \cos \varphi_{eq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

On reconnait ici la forme :

$$\begin{bmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\varphi \end{bmatrix} = [LLG(f)] \cdot \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

qui permet à son tour d'obtenir l'expression générale de la susceptibilité magnétique ci-dessous, d'après 2.35 :

$$\vec{m} = M_s \begin{bmatrix} \cos \theta_{eq} \cos \varphi_{eq} & -\sin \theta_{eq} \sin \varphi_{eq} \\ \cos \theta_{eq} \sin \varphi_{eq} & \sin \theta_{eq} \cos \varphi_{eq} \\ -\sin \theta_{eq} & 0 \end{bmatrix} [LLG(f)] \cdot \vec{h} = \chi \vec{h} \quad (2.43)$$

Cette expression matricielle est tout à fait générale et permet d'obtenir la fréquence de résonance dans un ferromagnétique quelconque. On obtient en effet une solution non triviale pour le système si le déterminant Δ s'annule, c'est à dire :

$$\Delta = \frac{G_{\theta\theta} G_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_{eq}} - \frac{G_{\theta\varphi}^2}{\sin^2 \theta_{eq}} + i\alpha z \left(\frac{G_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_{eq}} + G_{\theta\theta} \right) - (1 + \alpha^2) z^2 = 0 \quad (2.44)$$

La résolution de cette équation du second degré donne la fréquence de résonance f_{FMR} ainsi que la constante de temps τ d'amortissement des oscillations :

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi M_s} \sqrt{\frac{G_{\theta\theta} G_{\varphi\varphi} - G_{\theta\varphi}^2}{(1 + \alpha^2) \sin^2 \theta_{eq}} + \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \left(\frac{G_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_{eq}} + G_{\theta\theta} \right)^2} \quad (2.45)$$

$$\tau = \frac{4\pi M_s (1 + \alpha^2)}{\gamma \alpha \left(\frac{G_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_{eq}} + G_{\theta\theta} \right)} \quad (2.46)$$

Très souvent, la constante d'amortissement α est petite devant 1 et on peut écrire la fréquence de résonance f_{FMR} sous sa forme classique :

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi M_s \sin^2 \theta_{eq}} \sqrt{G_{\theta\theta} G_{\varphi\varphi} - G_{\theta\varphi}^2} \quad (2.47)$$

2.1.8 Aimantation dans le plan

Certaines simplifications sont possibles dans les couches minces. On peut considérer que l'aimantation reste dans le plan de la couche et impose donc $\theta_{eq} = \pi/2$. Ainsi, on peut réécrire les équations du mouvement :

$$\begin{bmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\varphi \end{bmatrix} = \frac{M_s}{\Delta} \begin{bmatrix} G_{\varphi\varphi} + i\alpha z & -G_{\theta\varphi} + iz \\ -G_{\theta\varphi} - iz & G_{\theta\theta} + i\alpha z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -\sin \varphi_{eq} & \cos \varphi_{eq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

avec le déterminant Δ qui vaut :

$$\Delta = G_{\theta\theta}G_{\varphi\varphi} - G_{\theta\varphi}^2 + i\alpha z (G_{\varphi\varphi} + G_{\theta\theta}) - (1 + \alpha^2)z^2 \quad (2.49)$$

On détermine alors la susceptibilité :

$$\bar{\chi} = \frac{M_s^2}{\Delta} \begin{bmatrix} (G_{\theta\theta} + i\alpha z) \cdot \sin^2 \varphi_{eq} & (G_{\theta\theta} + i\alpha z) \cdot \sin \varphi_{eq} \cdot \cos \varphi_{eq} \\ -(G_{\theta\theta} + i\alpha z) \cdot \sin \varphi_{eq} \cos \varphi_{eq} & (G_{\theta\theta} + i\alpha z) \cdot \cos^2 \varphi_{eq} \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

Si l'on applique par exemple un champ variable dans le plan et que l'on note ψ l'angle formé avec l'axe O_x , la perméabilité complexe selon la direction du champ est d'après la définition de la perméabilité (équations 2.23 et 2.4) :

$$\mu(f) = 1 + \frac{4\pi M_s^2 (G_{\theta\theta} + i\alpha z)}{G_{\theta\theta}G_{\varphi\varphi} - G_{\theta\varphi}^2 + i\alpha z (G_{\varphi\varphi} + G_{\theta\theta}) - (1 + \alpha^2)z^2} \cdot \sin^2(\psi - \varphi_{eq}) \quad (2.51)$$

Ce calcul est général aux couche minces, quelle que soit la direction de l'aimantation d'angle d'équilibre φ_{eq} . La perméabilité dépend uniquement de l'expression de l'enthalpie libre. L'expression de la fréquence de résonance 2.46 reste inchangée en couche mince. En posant $\mu = \mu' - i\mu''$, on peut écrire la partie réelle et la partie imaginaire de la perméabilité à partir de 2.51 et de l'expression 2.47 de la f_{FMR} :

$$\mu'(f) = 1 + \frac{\gamma^2}{\pi} \sin^2(\psi - \varphi_{eq}) \frac{(G_{\theta\theta}(f_{FMR}^2 - (1 + \alpha^2)f^2) + \alpha^2 f^2 (G_{\varphi\varphi} + G_{\theta\theta}))}{(f_{FMR}^2 - (1 + \alpha^2)f^2)^2 + \frac{\alpha^2 \gamma^2 f^2}{(2\pi M_s)^2} (G_{\theta\theta} + G_{\varphi\varphi})^2} \quad (2.52)$$

$$\mu''(f) = 2\alpha\gamma M_s f \sin^2(\psi - \varphi_{eq}) \frac{(1 + \alpha^2)f^2 - f_{FMR}^2 + \frac{\gamma^2}{(2\pi M_s)^2} (G_{\varphi\varphi} + G_{\theta\theta})G_{\theta\theta}}{(f_{FMR}^2 - (1 + \alpha^2)f^2)^2 + \frac{\alpha^2 \gamma^2 f^2}{(2\pi M_s)^2} (G_{\theta\theta} + G_{\varphi\varphi})^2} \quad (2.53)$$

Mathématiquement, la partie imaginaire de la perméabilité correspond à $-\mu''$. Par abus de langage, c'est le terme μ'' qui est appelé partie imaginaire. Cela permet d'avoir un pic de résonance positif. On trouve un profil de résonance Lorentzien dont les paramètres dépendent intrinsèquement de la nature des interactions au sein de la couche magnétique exprimées dans son enthalpie libre.

2.1.9 Les termes d'énergies mis en jeu

Energie Zeeman

L'interaction de l'aimantation avec un éventuel champ magnétique extérieur \vec{H}_{DC} est traduite par le terme d'énergie Zeeman. Elle est minimale lorsque tous les moments sont alignés avec le champ extérieur. La densité volumique d'énergie magnétique correspondante s'écrit :

$$G_Z = \vec{H}_{DC} \cdot \vec{M} \quad (2.54)$$

$$G_Z = -H_{DC} M_s (\sin \theta \cos \varphi \cos \varphi_{DC} + \sin \theta \sin \varphi \sin \varphi_{DC}) \quad (2.55)$$

(En unités CGS : G_Z en erg.cm^{-3} , H_{DC} en Oe et M en emu.cm^{-3})

Energie d'anisotropie de la couche F

Dans le cas des couches minces ferromagnétiques polycristallines, il existe souvent un axe d'anisotropie de type uniaxial induit dans le plan de la couche avec une constante d'anisotropie K_u . Par induit, on entend que l'origine de cette anisotropie résulte du procédé de fabrication (au cours du dépôt ou par traitement thermique après le dépôt), le plus souvent en présence d'un champ magnétique appliqué dans le plan de la couche. Dans ce cas, l'énergie libre d'anisotropie uniaxiale est de la forme :

$$G_K = K_u \sin^2 \varphi_k + K'_u \sin^4 \varphi_k + \dots \quad (2.56)$$

où φ_k est l'angle entre l'aimantation et l'axe d'anisotropie et K_u et K'_u sont des constantes d'anisotropie (en erg.cm^{-3}) du premier et du second ordre. Dans la plupart des cas, la seconde constante est petite devant la première et peut être souvent négligée. On définit alors le champ effectif associé à cette énergie d'anisotropie uniaxiale par :

$$H_k = \frac{2K_u}{M_s} \quad (2.57)$$

(H_k en Oe, K_u en erg.cm^{-3} et M_s en emu.cm^{-3})

Dans notre configuration, l'axe de facile aimantation est l'axe O_x et l'énergie d'anisotropie vaut :

$$G_K = -K_u \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \quad (2.58)$$

Energie dipolaire

Lorsqu'un corps ferromagnétique de dimension finie est plongé dans un champ magnétique extérieur \vec{H}_{DC} , la composante normale à la couche de l'aimantation subit une discontinuité à travers la surface ($\text{div} \vec{M} \neq 0$). On considère qu'il apparaît aux bords de l'échantillon "des pôles magnétiques", par analogie avec l'électrostatique, qui induisent à l'intérieur du matériau un champ \vec{H}_d , appelé **champ démagnétisant**, ou encore **champ dipolaire**, qui s'oppose à l'aimantation (figure 2.2). Le champ démagnétisant a pour expression générale :

$$\vec{H}_d = -\bar{N} \vec{M} \quad (2.59)$$

où \bar{N} est le tenseur de coefficients démagnétisants sans dimension. Ainsi, le champ magnétique interne n'est pas, en général, égal au champ magnétique appliqué et s'écrit :

$$\vec{H}_{int} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_D = \vec{H}_{ext} - \bar{N} \vec{M} \quad (2.60)$$

Il faut donc réécrire les relations entre l'aimantation et champ magnétique en tenant compte du facteur démagnétisant. Notons alors $\bar{\chi}_i$ la susceptibilité intrinsèque et $\bar{\chi}_e$ la susceptibilité externe.

$$\vec{M} = \bar{\chi}_i \vec{H}_{int} \quad (2.61)$$

$$\vec{B} = \bar{\mu}_i \vec{H}_{int} \quad (2.62)$$

$$\bar{\mu}_i = \bar{1} + 4\pi \bar{\chi}_i \quad (2.63)$$

En remplaçant le champ interne par son expression 2.60, on définit le tenseur de susceptibilité externe, noté $\bar{\chi}_e$:

$$\vec{M} = \bar{\chi}_e \vec{H}_{ext} \quad (2.64)$$

$$\bar{\chi}_e = \left(\bar{1} + \bar{\chi}_i \bar{N} \right)^{-1} \bar{\chi}_i \quad (2.65)$$

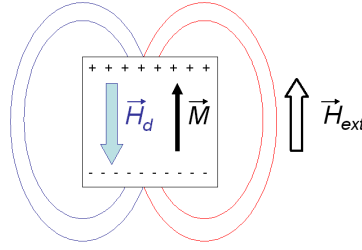


FIG. 2.2 : Création des "pôles magnétiques" en surface du matériau magnétique

qui est la grandeur mesurable expérimentalement. On peut obtenir directement la susceptibilité externe en tenant compte, dans les calculs, du champ démagnétisant. On procédera de cette manière, et on prend pour convention par la suite $\bar{\chi} = \bar{\chi}_e$.

Pour certaines géométries particulières, le champ démagnétisant peut avoir une expression simple. Dans le cas d'une aimantation uniforme, c'est la limitation spatiale de l'échantillon qui est à l'origine du champ démagnétisant. Ce champ démagnétisant introduit une anisotropie supplémentaire, dite de forme, car les composantes du tenseur \bar{N} ne sont généralement pas égales. Leurs valeurs sont tabulées pour un certain nombre de géométries et peuvent être approximées par des formules analytiques. Le calcul de ses coefficients a été fait par Osborn [7] pour un ellipsoïde quelconque. Dans ces conditions, le tenseur est linéaire :

$$\bar{N} = \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \quad (2.66)$$

avec N_x , N_y et N_z les coefficients de champ démagnétisant suivant les trois axes de symétries de l'ellipsoïde, vérifiant $N_x + N_x + N_z = 4\pi$ (en CGS). Dans le cas de couches minces à aimantation uniforme, avec l'axe z est perpendiculaire à son plan, on se ramène à un modèle d'ellipsoïde aplati pour le calcul du champ démagnétisant. Le tenseur est alors diagonal et le calcul des coefficients est facilité par le fait que l'épaisseur est très faible devant les deux autres dimensions. On trouve alors :

$$N_x = N_y \approx 0 \quad (2.67)$$

$$N_z \approx 4\pi \quad (2.68)$$

Cependant, plusieurs auteurs ont développé des modèles plus évolués pour rendre compte des champs démagnétisants dans les couches minces parallélépipédiques [13], [182]. La densité d'énergie dipolaire volumique correspondant à ce champ dipolaire s'écrit alors :

$$G_D = -\frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}_D \quad (2.69)$$

(H_d en Oe et M_s en emu.cm⁻³)

Le facteur $\frac{1}{2}$ vient du fait que l'on considère une énergie d'auto-interaction. Dans notre configuration, l'énergie de champ démagnétisant vaut :

$$G_D = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta \quad (2.70)$$

2.1.10 Excitation selon l'axe difficile

La configuration correspondante est appelée "Facile transverse" et est représentée sur la figure 2.3. La position d'équilibre de l'aimantation déterminée par minimisation de l'enthalpie libre est selon l'axe facile O_x .

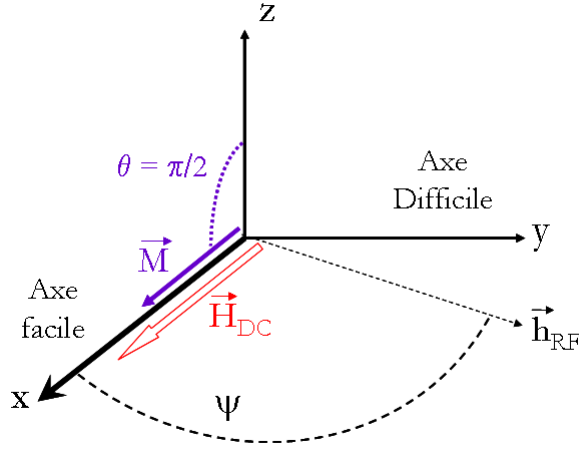


FIG. 2.3 : Configuration "Facile transverse" où l'aimantation \vec{M} est dans le plan selon l'axe facile EA, le champ appliqué selon EA et le champ hyperfréquence selon l'axe difficile HA

Dans ces conditions, on a :

$$\begin{aligned}\varphi_{DC} &= 0 \\ \theta_{eq} &= \frac{\pi}{2} \\ \varphi_{eq} &= 0\end{aligned}$$

ce qui donne :

$$G_{\theta\theta} = M_s(H_k + H_{DC} + 4\pi M_s) \quad (2.71)$$

$$G_{\varphi\varphi} = M_s(H_k + H_{DC}) \quad (2.72)$$

On introduit les grandeurs suivantes :

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} H_{DC} \quad (2.73)$$

$$f_M = \frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s \quad (2.74)$$

$$f_k = \frac{\gamma}{2\pi} H_k \quad (2.75)$$

La fréquence de résonance s'écrit alors :

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_k + H_{DC} + 4\pi M_s)(H_k + H_{DC})} = \sqrt{(f_k + f_0 + f_M)(f_k + f_0)} \quad (2.76)$$

Si on considère $\alpha^2 \ll 1$, on obtient les expressions pour la perméabilité mesurée selon le champ hyperfréquence :

$$\mu'(f) = 1 + \frac{f_M(f_k + f_0 + f_M)(f_{FMR}^2 - f^2)}{(f_{FMR}^2 - f^2)^2 + \alpha^2 f^2 (2f_k + 2f_0 + f_M)^2} \sin^2 \psi \quad (2.77)$$

$$\mu''(f) = \alpha f_M f \frac{f^2 + (f_0 + f_k + f_M)^2}{(f_{FMR}^2 - f^2)^2 + \alpha^2 f^2 (2f_k + 2f_0 + f_M)^2} \sin^2 \psi \quad (2.78)$$

Si le champ hyperfréquence \vec{h}_{RF} est appliqué selon l'axe facile ($\psi = 0$), la perméabilité vaut 1. Si le champ hyperfréquence est perpendiculaire à l'axe d'anisotropie planaire ($\psi = \frac{\pi}{2}$), la perméabilité présente sa valeur maximale. C'est précisément une perméabilité maximale que l'on cherche à obtenir en vue des applications RF. Détaillons ce cas de figure plus particulièrement. La partie réelle μ' pour les basses fréquences vaut :

$$\mu'_{DC} = 1 + \frac{4\pi M_s}{H_{DC} + H_k} \quad (2.79)$$

La partie imaginaire μ'' tend vers zéro. Prenons le dénominateur commun aux deux expressions précédentes :

$$\Delta^2 = (f_{FMR}^2 - f^2)^2 + \alpha^2 f^2 (2f_0 + 2f_k + f_M)^2 \quad (2.80)$$

Pour de petits amortissements, la largeur de raie est faible devant la fréquence de résonance. Autour de la résonance, on a $f \simeq f_{FMR}$ et :

$$\Delta^2 \simeq 4f_{FMR}^2 (f_{FMR} - f)^2 + \alpha^2 f_{FMR}^2 (2f_0 + 2f_k + f_M)^2 \quad (2.81)$$

On peut de plus simplifier le numérateur de chacune des expressions en remarquant qu'en pratique on a toujours $f_M \gg f_0, f_k, f$. On a donc les expressions approchées pour la perméabilité :

$$\mu' \simeq 1 + \left(\frac{f_M}{2f_{FMR}} \right)^2 \frac{f_{FMR}^2 - f^2}{(f_{FMR} - f)^2 + \left[\frac{\alpha(2f_0 + 2f_k + f_M)}{2} \right]^2} \quad (2.82)$$

$$\mu'' \simeq \frac{\alpha f_M^3}{4f_{FMR}} \frac{1}{(f_{FMR} - f)^2 + \left[\frac{\alpha(2f_0 + 2f_k + f_M)}{2} \right]^2} \quad (2.83)$$

On obtient finalement un profil de résonance Lorentzien de la forme :

$$\mu' \propto \frac{f_{FMR}^2 - f^2}{1 + \left(\frac{f_{FMR} - f}{\Delta f/2} \right)^2} \quad (2.84)$$

$$\mu'' \propto \frac{\alpha}{1 + \left(\frac{f_{FMR} - f}{\Delta f/2} \right)^2} \quad (2.85)$$

L'avantage d'une description du type Lorentzien est de caractériser le profil de la résonance par une fréquence centrale f_{FMR} et une largeur de raie Δf proportionnelle au facteur d'amortissement :

$$\Delta f = \alpha(2f_0 + 2f_k + f_M) \quad (2.86)$$

Notons que dans la plupart des cas, on a $f_0 \ll f_M$. La largeur de raie mesurée peut se résumer finalement à :

$$\Delta f \simeq \alpha \frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s \quad (2.87)$$

Dans une mesure inductive, la largeur de raie est constante dans toute la gamme de fréquences étudiées du moment que le facteur d'amortissement α est constant. L'élargissement de la raie de résonance est d'autant plus grande que l'aimantation M_s est élevée et que le paramètre d'amortissement α est grand. L'amplitude maximale de μ'' pour $f = f_{FMR}$ est donnée par :

$$\mu''_{max} \simeq \frac{f_M}{\alpha f_{FMR}} \quad (2.88)$$

Cette amplitude décroît avec la fréquence de résonance. En effet, le champ statique appliqué et l'anisotropie s'additionnent et exercent une force de rappel plus importante, qui va minimiser l'amplitude du mouvement. Un spectre de perméabilité correspondant à cette configuration de mesure en axe difficile en champ nul est représenté sur la figure 2.4. Il s'agit d'un spectre classique obtenu lors d'une étude dynamique d'un matériau magnétique doux anisotrope excité selon son axe de difficile aimantation (\vec{h}_{RF} selon HA, $\psi = \pi/2$). Les paramètres expérimentaux utilisés pour la figure sont décrits dans la légende. La raie de résonance est aussi bien décrite par la largeur à mi-hauteur de la partie imaginaire μ'' que par la largeur pic-à-pic de la partie réelle μ' .

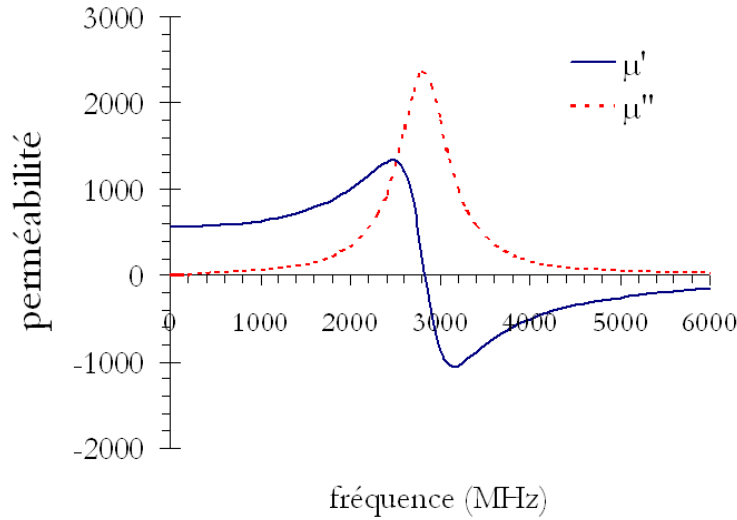


FIG. 2.4 : Illustration des parties réelle μ' et imaginaire μ'' de la perméabilité selon l'axe difficile (configuration Facile transverse) pour des paramètres typiques d'un matériau magnétique doux à forte aimantation : $\gamma/2\pi = 2.8 \text{ MHz/Oe}$, $4\pi M_s = 24 \text{ kG}$, $H_{DC} = 0 \text{ Oe}$, $H_k = 40 \text{ Oe}$ et $\alpha = 0.01$.

2.2 Autres modes de dynamique d'aimantation

La comportement dynamique a été précédemment détaillé au paragraphe 2.1.10 dans le cas d'un matériau magnétique monodomaine parfait à aimantation rigoureusement dans le plan. Cependant, un certain nombre d'écarts aux hypothèses du modèle présenté peuvent avoir lieu dans des systèmes plus complexes. Très souvent, cela aboutit à une augmentation apparente de l'amortissement, ou à l'apparition de pics de résonance parasites. Ce paragraphe passe en revue les différents comportements dynamiques pouvant être observés selon l'axe difficile d'un matériau magnétique doux anisotrope en couche mince.

2.2.1 Fluctuations locales d'aimantation ("ripples")

Bien souvent, le caractère polycristallin des couches minces magnétiques douces est responsable d'inhomogénéités locales d'aimantation (encore appelées fluctuations ou ripples en anglais) qui peuvent affecter grandement le comportement dynamique des couches. La valeur de la partie réelle de la perméabilité dynamique est souvent nettement plus faible que la valeur statique. Il est alors nécessaire d'introduire dans l'équation 2.79 un terme supplémentaire dit champ de fluctuations ou de "ripple" H_r , d'origine dipolaire tel que défini dans la théorie d'Hoffmann [89] :

$$\mu' = 1 + \frac{4\pi M_s}{H_k + H_{DC} + H_r} \quad (2.89)$$

$$H_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{S^2 M_s \sqrt{e_F}}{(AK_u)^{\frac{5}{4}}} \quad (2.90)$$

- S : facteur de structure
- K_u : la constante d'anisotropie uniaxiale
- A : constante d'échange de la couche F
- e_F : épaisseur de la couche F

S est en quelque sorte le facteur de mérite du matériau. Plus sa valeur est faible et plus les volumes dans lesquels l'aimantation reste homogène sont grands vis-à-vis de la taille des grains. Le champ de "ripple" diminue la perméabilité statique, ce qui est défavorable en vue des applications inductives. Il traduit les effets dipolaires à l'échelle des "volumes couplés" et contribue également à apporter une contribution au phénomène d'amortissement α qui peut devenir très important. Cependant, l'application d'un champ statique selon l'axe facile avec $H_{DC} > H_r$ fait disparaître ces fluctuations ce qui permet de dissocier les différentes origines de l'amortissement ici (intrinsèque vs. ripples). Du point de vue dynamique, il n'existe pas de modèle analytique simple, au sens de celui de LLG, qui puisse décrire un tel comportement. Le champ de ripple ne peut pas simplement constituer un terme additionnel du point de vue de la rigidité du système en s'ajoutant au champ d'anisotropie. Cela aurait pour effet de décaler la f_{FMR} vers les hautes fréquences ce qui n'a jamais été observé en réalité. Le calcul correct nécessiterait une approche micromagnétique et donc des calculs complexes. Une approche moins rigoureuse a été cependant proposée par Damien Pain dans sa thèse de doctorat [182].

2.2.2 Aimantation en rubans ou en bandes parallèles ("stripe domains")

L'aimantation d'un film mince peut présenter des fluctuations importantes en angle et en amplitude perpendiculaires au plan. Les premières observations de configurations d'aimantation en rubans ont été obtenues par Saito *et al.* [165, 164]. A cause des charges qui apparaissent à la surface du film, la configuration d'aimantation est en rubans ou en bandes parallèles très fines inférieures au micromètre afin de minimiser l'énergie dipolaire. La forme des cycles d'hystérésis est la même dans toutes les directions dans le plan et présente alors une signature particulière qui consiste en une aimantation rémanente anormalement faible, conséquence d'une fraction significative d'aimantation hors du plan (figure a) 2.5). L'aimantation entre deux domaines passe d'une orientation oblique maximale pointant vers le haut à une orientation pointant vers le bas. Le profil de l'aimantation est alors supposé en dent de scie. Ces "stripe domains" apparaissent pour une épaisseur critique au dessus de laquelle l'aimantation n'est plus uniformément répartie dans le plan de la couche. Elle est estimée par :

$$e_c = 27 \left(\frac{8}{\pi^2} \right)^2 \sqrt{\frac{AM_s}{K^3}} \quad (2.91)$$

où K est la constante d'anisotropie. On s'aperçoit que dans les systèmes à forte anisotropie, cette épaisseur critique va être réduite tandis qu'elle va augmenter dans les systèmes à forte aimantation. Le spectre de perméabilité selon l'axe difficile d'un film magnétique avec "stripe domains" présentent des traits particuliers avec la présence de deux pics de résonance principaux observés à plus haute fréquence que celui de la FMR et une perméabilité basse fréquence très faible quasiment unitaire (figure 2.5 b). Dans ce cas également, il n'existe pas de traitement analytique simple aux équations de la dynamique. Seules des résolutions numériques peuvent appréhender correctement ces phénomènes [167].

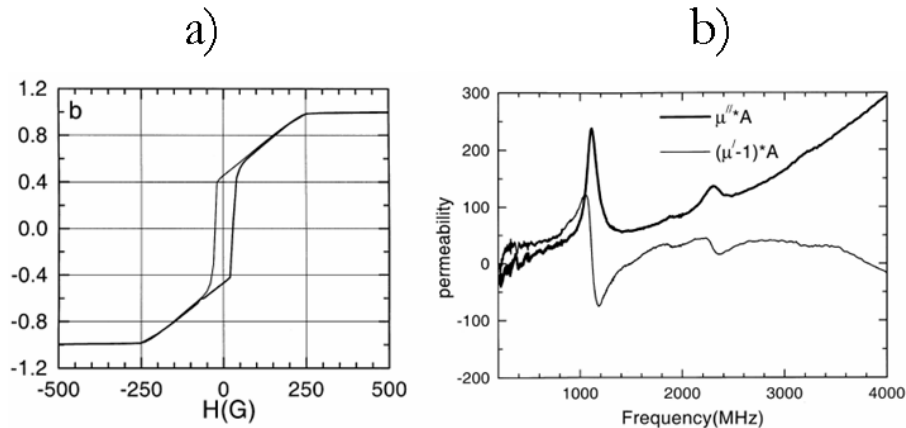


FIG. 2.5 : a) Cycles d'hystérésis et b) Spectre de perméabilité d'un film de Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) d'épaisseur 300 nm. D'après Moraitakis et al. [68].

2.2.3 Résonance de domaines

Jusqu'à présent, nous avons considéré la réponse dynamique de matériau non structuré ou à une échelle suffisamment grande pour que la configuration naturelle en domaines magnétiques reste négligeable. Mais dans le cas de microstructures magnétiques que l'on retrouve dans de nombreuses applications intégrées, il y a formation de domaines d'aimantation. Dans la thèse de Rachid Hida [187], la relation entre la dynamique de l'aimantation de microstructures en Permalloy et leur structure en domaines a été mise en évidence. En présence de domaines de fermeture, l'excitation suivant l'axe difficile ne se traduira plus seulement par une rotation cohérente de l'aimantation à l'intérieur des domaines principaux mais aussi par un déplacement des parois des domaines à 90° qui grossissent et diminuent alternativement en fonction du sens de l'excitation. Ceci est illustré à partir d'une image à l'effet Kerr sur la figure 2.6. Pour le calcul de la fréquence de résonance propre des parois des domaines à 90° , il serait nécessaire de résoudre en parallèle le cas d'un oscillateur équivalent associé au déplacement de ces parois. Ce système n'a pas de solution analytique simple. Une expression de cette fréquence a été obtenue par une résolution numérique itérative [166]. Le problème a été résolu en s'appuyant sur le calcul de l'oscillateur harmonique incluant l'expression analytique de la "constante de raideur" établie d'après la solution numérique. Considérons des parois de domaines à 90° (type Bloch) soumises à l'action d'un champ extérieur harmonique de faible amplitude. Ce déplacement s'effectue en présence d'une force de rappel agissant sur cette paroi (figure 2.6). Le mouvement de celle-ci se réduit à de petites oscillations autour de sa position d'équilibre et peut ainsi être discuté en

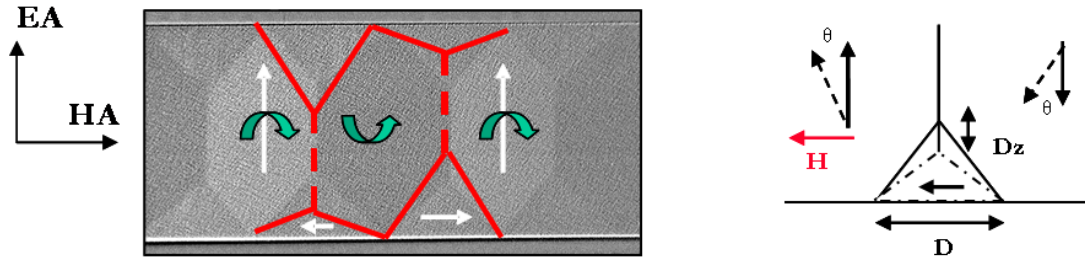


FIG. 2.6 : Déplacement des parois de domaines à 90° sous l'action d'un champ magnétique appliqué suivant l'axe difficile HA (motif de Permalloy de largeur 100 μm et d'épaisseur 0.5 μm)

termes d'oscillations harmoniques. La fréquence de résonance des parois f_p est alors donnée par :

$$f_p = f_i \left[1 - \left(\frac{f_i}{2f_c} \right) \right] \quad (2.92)$$

avec f_i et f_c la fréquence de résonance propre et la fréquence de relaxation du système respectivement, définies par :

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k}{m} \right) \quad (2.93)$$

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{k}{\beta} \quad (2.94)$$

avec m la masse effective de la paroi, β le paramètre d'amortissement visqueux et k la constante de rappel. De façon générale, la résonance des parois non parfaitement perpendiculaire à la direction d'excitation (HA) peut alors faire apparaître des pics secondaires [191] se superposant à la réponse LLG classique ou se comporter comme une fréquence de coupure qui intervient le plus souvent de façon prématurée devant les autres modes de résonance. Dans le cas du NiFe, cette fréquence a été mesurée à 35 MHz [187], ce qui concorde parfaitement avec l'estimation théorique 2.93. Ceci doit donc être pris en compte dans le développement des couches magnétiques destinées à des applications RF intégrées afin de se rapprocher le plus possible de l'état monodomaine idéal pour s'affranchir d'effets de résonances parasites. En pratique, ceci est difficile à réaliser avec des couches magnétiques douces conventionnelles, sauf cas particulier où le couplage magnétostatique entre couches magnétiques et non-magnétiques peut être utilisé (théorie "edge curling wall" de Slonczewski). Nous verrons plus loin que le recours au couplage d'échange peut également résoudre ce problème sous réserve d'un état rémanent parfaitement saturé.

2.2.4 Propagation d'une onde de spin

Dans les paragraphes précédents, nous avons calculé la fréquence de précession en considérant les contributions de l'interaction d'échange comme strictement nulles. De plus, le champ dipolaire avait une expression simple à partir des coefficients démagnétisants. Nous allons maintenant présenter la dynamique de l'aimantation pour des ondes de spin de vecteur d'onde non nul. Pour simplifier l'étude, nous négligerons ici les phénomènes d'amortissement. Le calcul de la relation de dispersion des ondes de spin observées pour la première fois dans les années 60 [107].

Description d'une onde spin

Il existe deux types d'onde de spins, représentées toutes deux sur la figures 2.7 :

- **Onde de spin longitudinale** : le vecteur d'onde est parallèle à la direction de l'aimantation à l'équilibre.
- **Onde de spin transverse** : le vecteur d'onde est perpendiculaire à l'aimantation à l'équilibre.

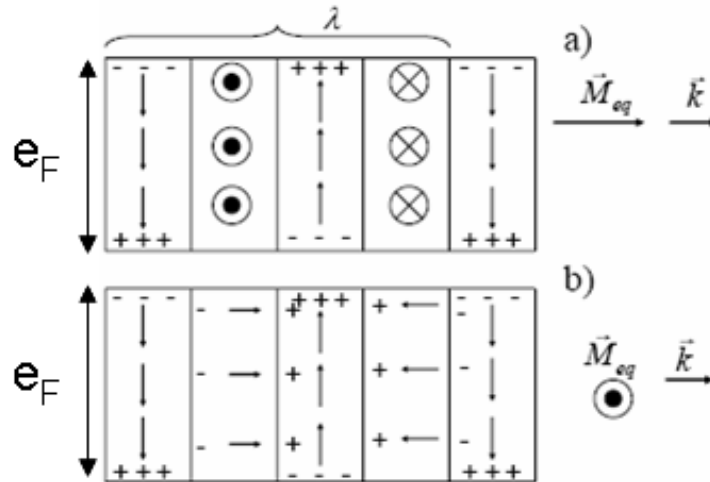


FIG. 2.7 : Représentation de l'aimantation dynamique pour une onde de spin de longueur d'onde λ se propageant dans une couche mince magnétique d'épaisseur e_F : a) onde de spin longitudinale : seules les charges surfaciques apparaissent, b) Onde de spin transverse : des charges magnétiques apparaissent au niveau des surfaces d'onde

Ces deux modes de propagation font intervenir des charges magnétiques *volumiques* et *surfaiques* de manières différentes. Dans le cas d'une onde longitudinale (figure 2.7 a)), la non uniformité de l'aimantation dynamique n'entraîne pas la formation de charges magnétiques volumiques. En effet, on a ici $\text{div } \vec{M} = 0$. Dans le cas d'une onde transverse (figure 2.7 b)), la non uniformité de l'aimantation entraîne la formation de charges volumiques, symbolisées par des charges + et - aux interfaces arbitraires entre chaque quart de longueur d'onde. On a ici $\text{div } \vec{M} \neq 0$. La fréquence de précession sera donc supérieure à la fréquence de l'onde longitudinale. Cette différence sera d'autant plus importante que la densité de charges magnétiques sera forte, c'est à dire pour les courtes longueurs d'onde, ou pour les grands vecteurs d'onde. Les charges surfaciques jouent un rôle prédominant dans la propagation des ondes de spin dans les couches minces. Sur la figure 2.7, on voit que les charges surfaciques jouent un rôle similaire lors de la propagation des deux types d'ondes considérées. En revanche, la contribution des charges surfaciques va augmenter avec la longueur d'onde, ce qui tend à donner une pente négative à la relation de dispersion. Dans le cas d'une onde longitudinale, seules les charges surfaciques contribuent à l'énergie dipolaire et la vitesse de groupe de l'onde sera négative. Ce mode est couramment appelé MSBVW (MagnetoStatic Backward Volume Wave). C'est le champ dipolaire qui introduit une anisotropie dans la propagation des ondes de spin. Un traitement complet des ondes de spin a été proposé par Damon et Eshbach en 1961 [234], et bien détaillé ensuite dans [2]. Considérons une couche magnétique saturée dans le plan par un champ $\vec{H}_{DC} = H_{DC} \vec{x}$, parcourue par une onde de spin de vecteur d'onde \vec{k}_{\parallel} faisant un angle $\phi_{\vec{k}_{\parallel}}$ avec le champ \vec{H}_{DC} . La couche est suffisamment fine pour ne considérer ici que le mode fondamental d'onde de spin suivant l'axe z , les

autres modes ayant une fréquence très élevée (> 30 GHz). L'aimantation se décompose en aimantation longitudinale statique et aimantation transverse dynamique $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_s \vec{x} + \vec{m}(\vec{r}, t)$. Décomposons ces grandeurs en série de Fourier :

$$m_{y,z}(x, y, t) = \sum_{\vec{k}_{\parallel}} m_{y,z}(\vec{k}_{\parallel}; t) e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}} \quad (2.95)$$

On peut connaître le comportement dynamique des composantes $m_{y,z}(\vec{k}_{\parallel}, t)$ en leur appliquant les mêmes équations du mouvement que dans le cas uniforme (2.24), mais avec cette fois un champ effectif dynamique \vec{h}_{eff} qui dépend des vecteurs d'onde non nuls. Pour cela, il faut calculer le champ dipolaire dynamique créé par une telle distribution spatiale de l'aimantation, ainsi que le champ dynamique résultant de l'interaction d'échange dans la base des composantes de Fourier de l'aimantation dynamique.

Relation de dispersion

Le champ effectif total s'écrit en tenant compte du champ hyperfréquence appliqué \vec{h}_{rf} :

$$\begin{aligned} \vec{H}_{eff} &= \vec{H}_{DC} + \vec{h}_{eff} + \vec{h}_{rf} \\ &= \vec{H}_{DC} + \sum_{\vec{k}_{\parallel}} [h_{eff}^y(\vec{k}_{\parallel}) \vec{y} + h_{eff}^z(\vec{k}_{\parallel}) \vec{z}] + \vec{h}_{rf} \end{aligned}$$

avec :

$$h_{eff}^y(\vec{k}_{\parallel}) = - \left[\frac{k_{\parallel} e_F}{2} \sin^2 \phi_{\vec{k}_{\parallel}} + \frac{2A}{M_s^2} k_{\parallel}^2 \right] m_y(\vec{k}_{\parallel}) e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}} \quad (2.96)$$

$$h_{eff}^z(\vec{k}_{\parallel}) = - \left[1 - \frac{k_{\parallel} e_F}{2} + \frac{2A}{M_s^2} k_{\parallel}^2 \right] m_z(\vec{k}_{\parallel}) e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}} \quad (2.97)$$

Comme dans le cas de l'excitation uniforme, on peut calculer la fréquence de chacun des magnons de vecteur d'onde \vec{k}_{\parallel} à partir du champ effectif ressenti par chacun des magnons. En posant à nouveau $f_M = 4\pi M_s$, elle est alors donnée par :

$$f(\vec{k}_{\parallel}) = \sqrt{f_y(\vec{k}_{\parallel}) f_z(\vec{k}_{\parallel})} \quad (2.98)$$

avec ([86]) :

$$f_y(\vec{k}_{\parallel}) = \frac{\gamma}{2\pi} \left[H_{DC} + M_s \frac{k_{\parallel} e_F}{2} \sin^2 \phi_{\vec{k}_{\parallel}} + \frac{2A}{M_s} k_{\parallel}^2 \right] \quad (2.99)$$

$$f_z(\vec{k}_{\parallel}) = \frac{\gamma}{2\pi} \left[H_{DC} + M_s \left(1 - \frac{k_{\parallel} e_F}{2} \right) + \frac{2A}{M_s} k_{\parallel}^2 \right] \quad (2.100)$$

L'ellipticité du magnon dépend aussi de son vecteur d'onde :

$$\frac{m_z(\vec{k}_{\parallel})}{m_y(\vec{k}_{\parallel})} = \sqrt{\frac{f_y(\vec{k}_{\parallel})}{f_z(\vec{k}_{\parallel})}} \quad (2.101)$$

Remarquons que pour un mouvement uniforme, i.e. $\vec{k}_{\parallel} = 0$, on obtient bien les mêmes expressions pour f_x et f_y obtenues dans le cas limite d'un ellipsoïde mince d'aimantation uniforme. On obtient une famille de courbes paramétrées par l'angle de propagation $\phi_{\vec{k}_{\parallel}}$, représentées sur la figure 2.8 pour les angles extrêmes $\phi_{\vec{k}_{\parallel}} = 0$ et $\phi_{\vec{k}_{\parallel}} = \pi/2$. Une des conséquences de l'interaction dipolaire est de créer des modes dégénérés avec le mode de résonance uniforme. En effet, dans la configuration $\phi_{\vec{k}_{\parallel}} = 0$, la relation de dispersion issue de la seule interaction dipolaire est décroissante. Ceci est fondamental par exemple dans le cas de l'étude du processus de diffusion à deux magnons [183] qui nécessite l'existence de tels magnons dégénérés.

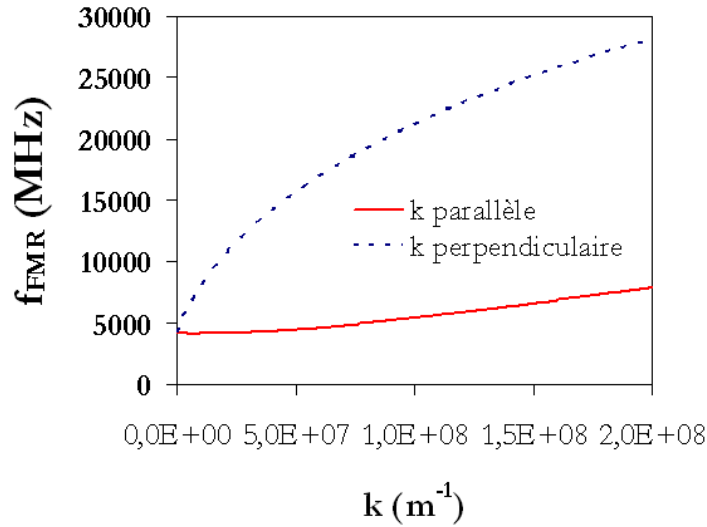


FIG. 2.8 : Relation de dispersion pour les ondes de spins longitudinales transverses pour un angle $\phi_{\vec{k}_{\parallel}} = 0$ et pour $\phi_{\vec{k}_{\parallel}} = \pi/2$. Les paramètres pour le calcul sont : $M_s = 22000$ Gauss, $H_{DC} = 100$ Oe, $e_F = 25$ nm et $A = 10^{-6}$ erg.cm $^{-1}$

Les ondes de spins peuvent alors avoir un rôle non négligeable dans des microstructures magnétiques excitées dans le domaine des hyperfréquences. Leur relation de dispersion est du même ordre de grandeur que les résonances gyromagnétiques accessibles dans les matériaux magnétiques doux. Ces ondes de spin peuvent donc dans certaines géométries être excitées, ce qui peut aboutir dans la pratique à un élargissement de la réponse totale du pic de résonance gyromagnétique du matériau. Ceci a été décrit par Guillaume Counil dans sa thèse [86] et servira de base de discussion dans le cas particulier des lignes coplanaires.

2.3 Autres mécanismes de relaxation de l'aimantation

Dans les matériaux magnétiques *métalliques* qui constituent l'essentiel des couches minces, on observe une relaxation de l'aimantation plus importante que dans le cas de matériaux parfaitement isolants. Différents processus d'amortissement peuvent avoir lieu.

2.3.1 Courants de Foucault

Modèle dynamique électromagnétique

Il s'agit de la contribution la plus classique dont l'origine est exclusivement électromagnétique. Dans un matériau métallique, un champ magnétique variable génère un champ électromoteur qui induit des boucles de courants, dits courants de Foucault, afin de s'opposer aux variations de flux magnétique. Ces boucles créent un champ induit au centre du matériau dont le sens est opposé au champ extérieur. Celui-ci ne pénètre alors pas le matériau dans toute son épaisseur, mais seulement dans une épaisseur caractéristique δ , appelée épaisseur de peau. Ce phénomène est amplifié dans le cas des matériaux magnétique possédant une perméabilité μ . Le modèle électromagnétique donne, à partir des équations de Maxwell, pour une couche mince ferromagnétique d'épaisseur e_F :

$$\mu = \mu_{DC} \left[\frac{2\delta}{(1+i)e_F} \frac{th(1+i)e_F}{2\delta} \right] \quad (2.102)$$

avec δ (en m) :

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_0 \mu_{DC}}} \quad (2.103)$$

où

- f est la fréquence (Hz)
- $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ la perméabilité du vide
- μ'_{DC} la perméabilité statique
- ρ la résistivité du matériau ($\Omega \cdot m$)

En séparant la partie réelle et la partie imaginaire, on obtient :

$$\mu' = \frac{\mu_{DC}}{2} \left[\frac{th x (1 + \tan^2 x) + \tan x (1 - th^2 x)}{x(1 + th^2 x \tan^2 x)} \right] \quad (2.104)$$

$$\mu'' = \frac{\mu_{DC}}{2} \left[\frac{th x (1 + \tan^2 x) - \tan x (1 - th^2 x)}{x(1 + th^2 x \tan^2 x)} \right] \quad (2.105)$$

avec $x = \frac{e_F}{\delta}$. La fréquence de résonance f_{CF} associée est définie au maximum des pertes μ'' , ce qui donne :

$$f_{CF} = \frac{4\rho}{\pi e_F^2 \mu_0 \mu_{DC}} \quad (2.106)$$

avec f_{CF} en Hz. Plus la fréquence de travail est élevée, plus les courants induits deviennent intenses et l'épaisseur de peau diminue. La recherche de matériaux à très forte perméabilité (et donc à très forte aimantation) est pas nature antagoniste avec cette problématique. Pour illustration, le spectre de perméabilité théorique pour une couche ferromagnétique avec $4\pi M_s = 24$ kG et $H_k = 40$ Oe, $\rho = 20 \mu\Omega \cdot cm$ et d'épaisseur $e_F = 0.5 \mu m$ est illustré sur la figure 2.9. Dans ce cas extrême, l'effet de peau masque totalement la résonance gyromagnétique et le comportement dynamique n'est alors décrit que par le modèle dynamique. Dans la pratique, on fait plus souvent face à une combinaison des effets. Les courants de Foucault vont donc être l'un des facteurs limitants pour les applications puisqu'ils vont contribuer à la génération des pertes magnétiques (μ''), abaisser la fréquence maximale d'utilisation et limiter les épaisseurs de matériaux magnétiques exploitables.

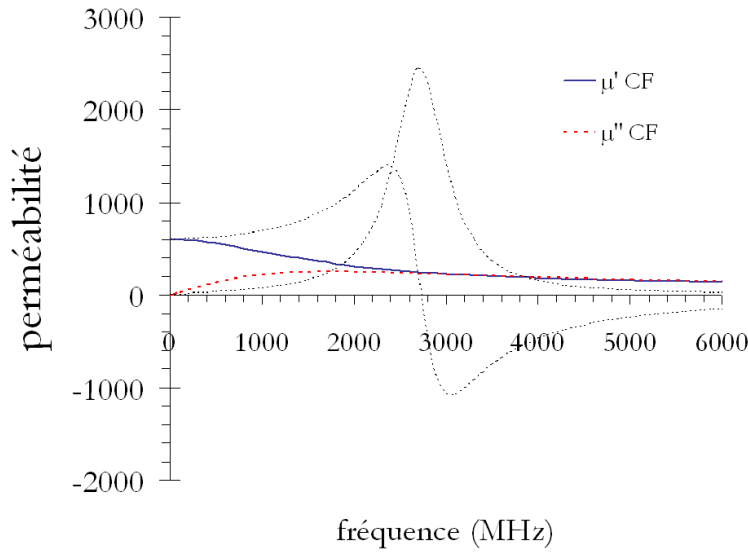


FIG. 2.9 : Spectre de perméabilité théorique d'après le modèle électromagnétique des courants de Foucault pour une couche à forte aimantation avec : $4\pi M_s = 22 \text{ kG}$, $H_k = 40 \text{ Oe}$, $\rho = 20 \mu\Omega.\text{cm}$ et $e_F = 0.5 \mu\text{m}$. Le modèle LLG avec $\alpha = 0.01$ pour la même couche est rappelée pour comparaison

Contribution des courants de Foucault à l'amortissement effectif

Les deux phénomènes (gyromagnétisme et effet de peau) ne sont pas indépendants. Il est théoriquement possible de combiner les deux modèles afin d'obtenir une description réaliste du comportement dynamique lorsque les épaisseurs et les conductivités mises en jeu font que les deux phénomènes coexistent. Pour les couches ferromagnétiques suffisamment minces, on peut considérer que la réponse gyromagnétique est le mode principal de la dynamique d'aimantation. Le champ exciteur peut être considéré comme uniforme sur l'épaisseur de la couche. La naissance de courants de Foucault localisés ou homogènes affecte le caractère résonant au sens gyromagnétique et se traduit par un amortissement effectif plus important qui peut s'exprimer analytiquement au travers de l'augmentation du coefficient α introduit dans le modèle LLG. De plus, l'influence des courants de Foucault est excessivement importante près de la résonance ferromagnétique où les pertes sont maximales et la perméabilité s'annule. On parle alors d'effet de peau 'anormal' conduisant à une déformation importante du profil des pertes de la résonance gyromagnétique. L'épaisseur de peau dépend donc doublement de la fréquence, comme illustrée par l'équation 2.107 et la figure 2.10.

$$\delta \simeq \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_0 (\sqrt{\mu'^2 + \mu''^2} + \mu'')}} \quad (2.107)$$

En combinant les équations de Maxwell avec l'équation LLG [188, 30], il est possible d'exprimer le terme d'amortissement supplémentaire associé [30] :

$$\alpha_{CF} = \frac{f_M e_F^2}{3 \rho} = \frac{\gamma 4\pi M_s e_F^2}{6\pi \rho} \quad (2.108)$$

A résistivité et à épaisseur comparables, l'amortissement dû aux courants de Foucault sera d'autant plus élevé que l'aimantation sera élevée. Ainsi, pour une couche de fer ($4\pi M_s = 22 \text{ kG}$), l'amortissement résultant des courants de Foucault est comparable à l'amortissement intrinsèque pour une

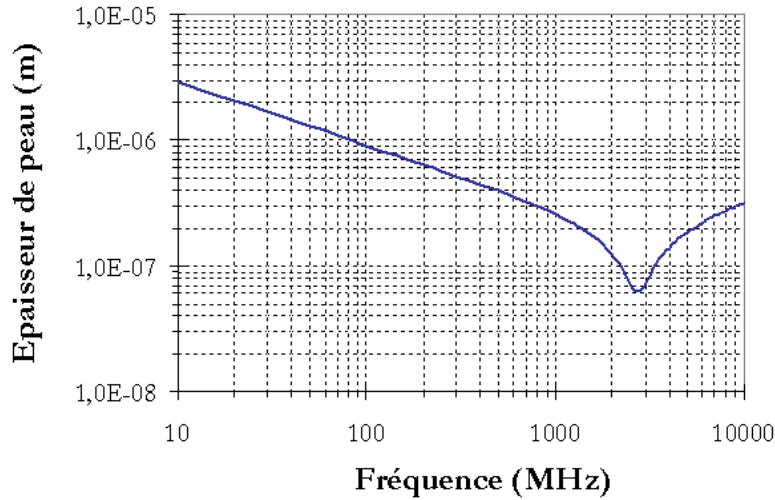


FIG. 2.10 : Illustration de l'effet de peau anormal à la résonance gyromagnétique pour une couche ferromagnétique à forte aimantation douce avec : $4\pi M_s = 24 \text{ kG}$, $H_k = 40 \text{ Oe}$, $\rho = 20 \mu\Omega.\text{cm}$ et $e_F = 0.5 \mu\text{m}$

épaisseur de $\sim 70 \text{ nm}$ seulement [16, 252]. Pour une couche de Permalloy ($4\pi M_s = 10 \text{ kG}$, $\alpha = 0.01$), l'amortissement intrinsèque resterait dominant dans les mêmes conditions. L'épaisseur pour laquelle l'amortissement dû aux courants de Foucault serait de l'ordre de l'amortissement intrinsèque sera donc moins pénalisante (400 nm) dans ce cas. Toutefois, la proportionnalité avec e_F^2 a pour avantage de faire décroître rapidement cette contrainte. Ainsi, pour une couche de 10 nm , l'amortissement supplémentaire sera 50 fois plus petit pour une couche de Fer et 1500 fois plus petit pour une couche de Permalloy. Dans la pratique, en fonction des épaisseurs mises en jeu, il faudra tenir compte ou non de cet amortissement supplémentaire.

2.3.2 Diffusion des magnons par les électrons de conduction

Avec le caractère métallique, d'autres processus d'amortissement peuvent résulter du caractère itinérant des électrons dans les couches magnétiques. Cet amortissement peut être décrit par la collision entre un magnon et un électron itinérant de la bande *majoritaire* (\uparrow) pour créer un électron dans la bande *minoritaire* (\downarrow), afin de conserver le spin total (figure 2.11). Ce mécanisme de diffusion *cohérente* seul ne conduit pas à une relaxation de l'aimantation, mais à une simple renormalisation du facteur gyromagnétique γ . On cherche donc à décrire la relaxation spécifique de l'aimantation \vec{m}_s des électrons s itinérants, soumis à l'excitation harmonique que représente le champ d'échange créée par les électrons d localisés. Pour engendrer un caractère dissipatif, il faut mettre en jeu des diffusions *incohérentes* d'électrons itinérants par des phonons (par l'intermédiaire du couplage spin-orbite) ou par des magnons (par le même couplage $s - d$) *thermiquement activés*. Ces diffusions incohérentes sont caractérisées par un temps de vie moyen τ_{sf} (*spin-flip*) fini de la paire électron-trou créée lors de la collision. C'est ce mécanisme secondaire qui est à l'origine de la relaxation de l'aimantation. Le temps de vie considéré τ_{sf} représente le temps moyen entre deux collisions pour lesquelles on a un renversement de spin. En effet, ce temps est plus grand que le temps moyen τ_m entre deux collisions quelconques et constitue l'étape limitante au retour à l'équilibre. τ_{sf} est le temps caractéristique de

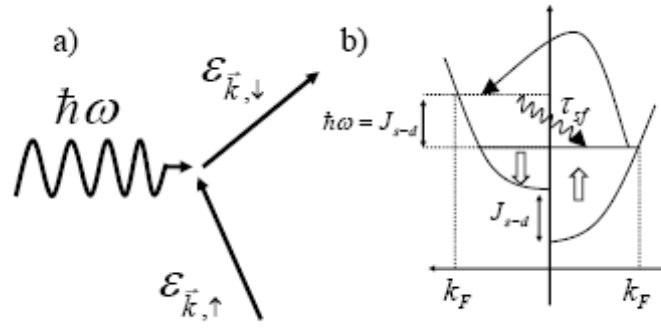


FIG. 2.11 : Description du mécanisme de relaxation par couplage $s - d$: a) un magnon de vecteur d'onde nul (mode uniforme) de pulsation ω entre en collision avec un électron itinérant de spin \uparrow et de vecteur d'onde \vec{k} . Un électron de vecteur d'onde \vec{k} et de spin \downarrow est alors créé, avec un temps de vie τ_{sf} . b) Un électron de la bande majoritaire (\uparrow) est excité au niveau de Fermi par un magnon d'énergie $\hbar\omega = J_{s-d}$ où J_{s-d} est l'énergie d'échange $s - d$. Cet électron est excité vers la bande minoritaire (\downarrow), avec un temps de vie τ_{sf}

retour de l'aimantation \vec{m}_s des électrons itinérants vers sa position d'équilibre, qui est alignée avec le champ effectif \vec{h}_{eff} . Par définition, cette aimantation statique est donnée par le produit de \vec{h}_{eff} par la susceptibilité de Pauli χ_p . Dans l'équation du mouvement de \vec{m}_s , il convient donc de rajouter un terme d'amortissement donné par :

$$\frac{1}{\gamma\tau_{sf}}(\vec{m}_s - \chi_p\vec{h}_{eff})$$

. Ce terme traduit une relaxation de l'aimantation, caractérisée par un temps caractéristique de retour à l'équilibre donné par

$$\tau = \frac{\tau_{sf}}{\chi_p}$$

Ce temps de retour à l'équilibre peut être modélisé par un facteur d'amortissement effectif :

$$\alpha_{s-d} = \frac{\chi_p}{\pi f_M \tau_{sf}} \quad (2.109)$$

Le facteur l'amortissement α_{s-d} sera d'autant plus grand que le temps de vie de la paire électron-trou sera petit. Ce terme d'amortissement supplémentaire est caractéristique des phénomènes dissipatifs locaux, et demeure très difficile en pratique à évaluer, surtout dans les films polycristallins. Il est cependant intéressant de constater que le temps de vie τ_{sf} est inversement proportionnel à la résistivité électrique ρ . Invargsson *et al.* [192] ont montré expérimentalement que le facteur d'amortissement de couches minces de Permalloy augmente linéairement avec la résistivité. Dans les métaux purs (Fe, Co, ...), à température ambiante, le temps de vie τ_{sf} est trop grand pour que ce mécanisme de relaxation soit efficace. Pour le cobalt par exemple, on a $\tau_{sf} = 3.8 \times 10^{-12}$, soit une valeur 100 fois plus grande que celle du Permalloy. Pour les métaux purs, on observe en revanche une augmentation significative de la relaxation à basse température (figure 2.12). Il est fortement probable que ces effets soient perceptibles dans les couches d'alliage à forte aimantation que l'on se propose d'étudier ici, d'autant plus que nous tenterons de nous diriger vers des variantes à très hautes résistivités.

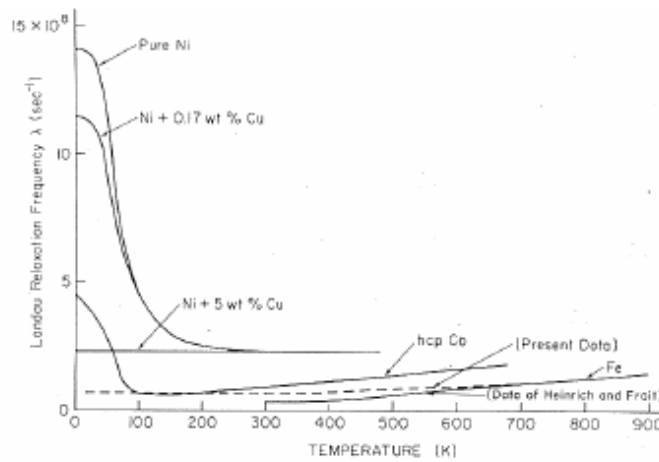


FIG. 2.12 : Evolution de la relaxation de l'aimantation en fonction de la température pour les métaux purs. D'après Kambersky [229]

2.3.3 Transfert de moment cinétique angulaire de spin

Le transfert de moment cinétique de spin fait actuellement l'objet d'un grand nombre de travaux de part l'attrait qu'il exerce à la fois du point de vue fondamentale qu'applicatif (Oscillateurs RF, MRAM). Cet effet a pu être étudié grâce au développement de multicouches métalliques de type vanes de spins présentant des interfaces de qualité. Considérons une couche magnétique métallique en contact avec une couche métallique non magnétique dans lequel le couplage spin-orbite est fort. Le couplage $s - d$ est à l'origine d'un *courant de spin* qui peut traverser l'interface de la couche magnétique vers la couche non magnétique [136]. Une dissipation de moment angulaire dans le métal non magnétique va avoir lieu. Cela correspond donc à une perte nette de moment angulaire, donc à une relaxation de l'aimantation de la couche magnétique. En effet, on peut montrer qu'il en résulte un couple d'amortissement de la même forme que le couple de Gilbert dans l'équation LLG, qui peut donc être modélisé comme un terme d'amortissement α_{ST} [120, 246]. Ce facteur d'amortissement est inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche magnétique, cet effet étant essentiellement d'origine interfaciale. Ce mécanisme n'interviendra pas dans les couches que nous étudierons.

2.3.4 Mécanisme de relaxation à deux magnons

Ce processus désigne le cas particulier de la transition entre le mode *uniforme* de précession vers un mode dégénéré de vecteur d'onde non nul que nous avons déjà évoqué. Cet effet a été étudié dès les années 60 par Patton *et al.* [40, 39]. Considérons une chaîne de moments magnétiques précessant en phase, c'est à dire le mode uniforme. Dans ce cas $\vec{k} = \vec{0}$ et tous les moments magnétiques ont la même valeur à chaque instant. Leur moyenne mésoscopique, l'aimantation \vec{M} , est alors proportionnelle à chacun des moment considérés. Dans le cas d'un mode non uniforme $\vec{k} \neq \vec{0}$, la moyenne spatiale de l'aimantation dynamique \vec{m} prise sur une cellule d'une taille supérieure à la longueur d'onde λ de l'onde de spin sera nulle. Ce mécanisme affecte le nombre de magnons uniformes et non le nombre total de magnons. On peut donc modéliser ce processus par un temps de relaxation transverse T_2 dans l'équation de Bloch-Bloembergen. Cet effet a été observé dans les années 1950 sur des échantillons sphériques [156]. L'étude des couches minces est plus récente et a permis d'identifier en particulier

l'augmentation de la largeur de raie extrinsèque avec l'inverse de l'épaisseur de la couche magnétique [113, 4, 213], comme prévu par la théorie d'Arias et Mills [183]. Des études faisant intervenir un couplage avec une couche AF [213, 152] ont aussi montré l'importance de cet effet [56, 126, 152] qui sera détaillé dans le chapitre 3. Contrairement aux mécanismes cités précédemment, la largeur de raie supplémentaire résultant du mécanisme de relaxation à deux magnons augmente avec la fréquence, comme illustré sur la figure 2.13 ce qui peut alors être limitant pour certaines applications hautes fréquences.

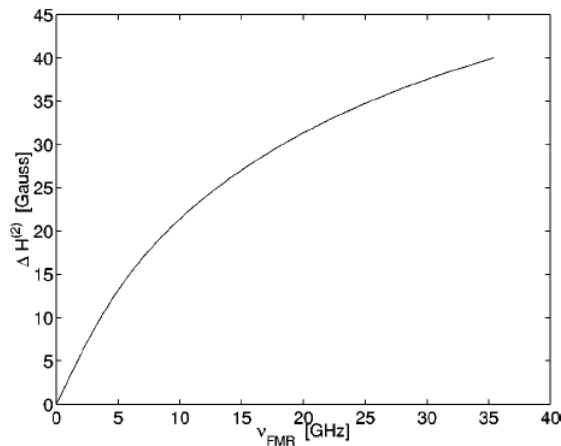


FIG. 2.13 : Illustration de l'élargissement extrinsèque ΔH de la raie de résonance gyromagnétique calculée dans le modèle d'Arias et Mills pour le phénomène de diffusion à deux magnons d'après Arias et Mills [183]

Chapitre 3

L'anisotropie d'échange F/AF et dynamique d'aimantation

Sommaire

3.1 Description	51
3.1.1 Introduction et phénoménologie de l'anisotropie d'échange	51
3.1.2 Anisotropie d'échange et applications	52
3.2 Propriétés	53
3.2.1 Mise en ordre magnétique	53
3.2.2 Dépendance en épaisseurs	54
3.2.3 Champ d'anisotropie induit selon l'axe difficile H_k	56
3.2.4 Dépendance en température	56
3.2.5 AF isolants et AF métalliques	56
3.3 Modèles	57
3.3.1 Modèle intuitif : interface idéale non compensée : <i>Modèle de Meiklejohn</i>	58
3.3.2 Formation de parois dans l'AF : <i>Modèle de Néel/Mauri</i>	59
3.3.3 Spins non compensés à l'interface : <i>Modèle de Takano</i>	60
3.3.4 AF compensé et 'spin-flop coupling' : <i>Modèle de Koon</i>	60
3.3.5 Rugosité interfaciale : <i>Modèle de Malozemoff</i>	61
3.3.6 Impuretés magnétiques : <i>le 'domain state model'</i>	63
3.3.7 Cas des AF polycristallins	64
3.3.8 Processus de couplage dans les tricouches F/AF/F	64
3.3.9 Conclusion - Questions en suspens	68
3.4 Couplage d'échange et dynamique de spin	69
3.4.1 Couplage d'échange et résonance ferromagnétique	69
3.4.2 Propriétés dynamiques du couplage d'échange	74
3.4.3 Scénario possible de la dépendance en épaisseur d'AF	81
3.5 Formalisme LLG adapté au couplage d'échange	83
3.5.1 Adaptation du modèle LLG	83
3.5.2 Cas particulier "Facile Transverse"	85

3.1 Description

3.1.1 Introduction et phénoménologie de l'anisotropie d'échange

En 1956, Meiklejohn et Bean [93, 94] observèrent un curieux phénomène : alors qu'ils étudiaient des particules ferromagnétiques de cobalt (Co) recouvertes de leur oxyde naturel (CoO) antiferromagnétique, ils mirent en évidence une anisotropie induite dans le matériau ferromagnétique. La notion de couplage d'échange ('Exchange Bias' en anglais) fut associée à cette anisotropie supplémentaire. D'une manière générale, quand un matériau possédant une interface Ferromagnétique (F) /Antiferromagnétique (AF) est refroidi en dessous de la température de Néel T_N de l'AF (avec la température de Curie T_C du ferromagnétique supérieure à T_N), on observe l'apparition d'une anisotropie induite. Ceci a été vérifié dans de nombreux systèmes différents contenant des interfaces F/AF tels que des particules isolées, des matériaux inhomogènes, des films épitaxiés, et des couches minces. Ce sont précisément les couches minces qui ont suscité le plus grand nombre d'études sur le couplage d'échange en raison des multiples applications qui seront détaillées dans la section 3.1.2. Des revues récentes sur le couplage d'échange sont disponibles dans la littérature, notamment celle de J. Noguès et I. K. Schuller [118] et celle de Berkowitz et Takano [12]. Comme cela est illustré sur la figure 3.1, ce couplage induit deux effets remarquables sur les cycles d'hystérésis de la couche ferromagnétique :

- une anisotropie d'échange, suite le plus souvent à une mise en ordre magnétique, et de nature unidirectionnelle, c'est à dire qu'elle dissymétrise les valeurs des champs de retournement de l'aimantation. Le décalage en champ d'hystérésis du cycle induit est appelé le champ d'échange : H_{ex}
- une augmentation de la valeur du champ coercitif H_c naturel de la couche F souvent maximale le long de la direction de piégeage [253]

L'anisotropie unidirectionnelle peut être qualitativement expliquée en supposant l'existence d'une interaction d'échange forte à l'interface AF/F. Ce couplage dépend lui-même de la température et peut être modélisé par le croquis de la figure 3.1. Quand un champ est appliqué sur un système F/AF dans l'intervalle de température $T_N < T < T_C$, les spins de F s'alignent avec le champ tandis que les spins de l'AF ont un comportement aléatoire (1). Quand la température passe en dessous de T_N , les spins de l'AF s'ordonnent (2), la première rangée de spins suit l'alignement des spins de la couche F (en supposant une interaction ferromagnétique). Quand un champ magnétique inverse est appliqué, les spins F commencent à tourner. Cependant, pour des valeurs d'anisotropie de l'AF suffisamment élevées, les spins de l'AF restent fixes. Ainsi, l'interaction ferromagnétique qui existe à l'interface AF/F tend à aligner parallèlement les spins de F avec les spins de l'AF à l'interface (3). Les spins de l'AF exercent un couple sur les spins du F. Ainsi, ces derniers ont une seule position stable : l'anisotropie est donc unidirectionnelle. Le champ nécessaire au retournement complet de la couche F est donc plus grand dans le cas d'un couplage avec un AF puisque le champ extérieur doit compenser le couple microscopique créée par l'AF. Le matériau se comporte comme s'il y avait un champ effectif interne additionnel : le champ d'échange H_{ex} .

Cette description très simpliste a le mérite de donner une vision qualitative du phénomène. Cependant, elle n'en donne aucun aspect quantitatif. Comme nous le verrons, le couplage d'échange entre F et AF dépend de beaucoup de paramètres différents comme les anisotropies, les structures et les textures des couches F et AF, la rugosité de l'interface F/AF, la configuration magnétique des spins ou encore la température. Depuis les travaux pionniers, de nombreuses approches théoriques

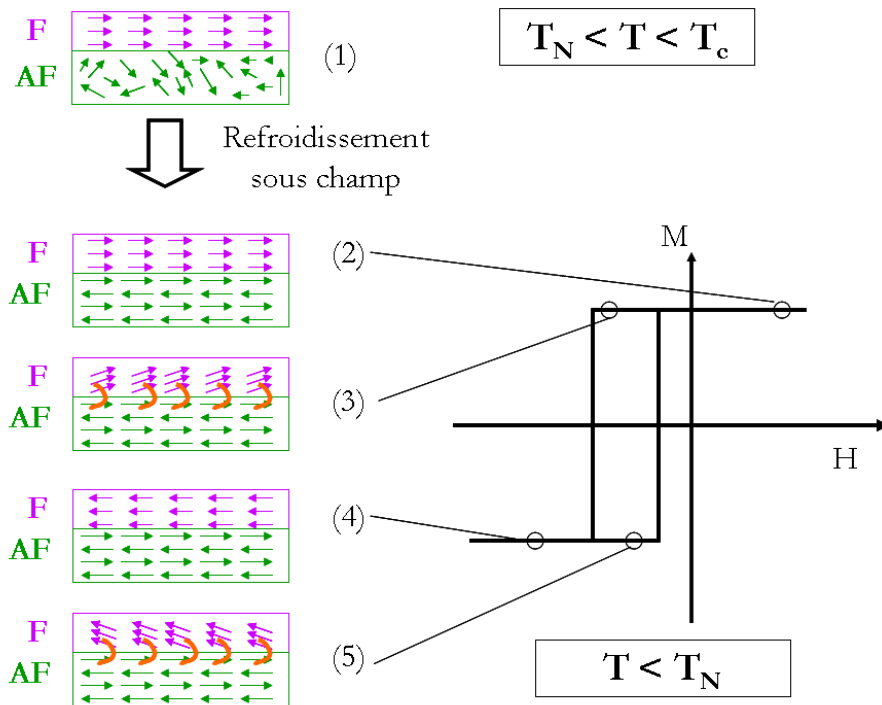


FIG. 3.1 : Représentation schématisée du phénomène de couplage d'une bicouche F/AF à différents états de la courbe d'hystérésis. La représentation des spins est très simplifiée et ne traduit pas forcément la vraie rotation des spins

et expérimentales ont permis d'affiner la compréhension et l'origine microscopique de l'anisotropie d'échange, et de nombreux laboratoires l'étudient activement et tout particulièrement dans les couches minces. En effet, les performances des techniques de dépôt des couches minces ont rapidement permis un bon contrôle de l'interface AF/F et donc des conditions propices à l'étude de tels systèmes et surtout un transfert technologique pour des applications industrielles. Nous allons donc rappeler dans le paragraphe suivant les applications phares historiques du couplage d'échange avant de le présenter plus en détail.

3.1.2 Anisotropie d'échange et applications

L'étude du couplage d'échange en couche mince est intimement liée à l'essor du stockage de l'information sur média magnétique et au développement des têtes de lecture magnétorésistives. Le couplage d'échange a permis des sauts technologiques significatifs en termes de miniaturisation, de robustesse et seuil de détection. Comme schématisé sur la figure 3.1, lorsque le décalage du cycle devient plus grand que le champ coercitif ($H_{ex} > H_c$), il devient possible de stabiliser un seul état rémanent dans la couche F, quelle que soit l'histoire magnétique du matériau. Une direction, et non plus un axe, est alors énergétiquement favorisée. Cette propriété est mise à profit dans de nombreux dispositifs dont tous ceux exploitant la magnétorésistance géante des vannes de spins et des jonctions tunnels qui requièrent une couche de référence dans laquelle l'aimantation est piégée dans une direction [15, 180]. Citons également, les applications où il est nécessaire de stabiliser des domaines magnétiques d'une couche F pour des questions de bruits ou d'efficacité en dynamique comme les structures de blindage des têtes GMR [72] ou encore des médias à très haute densité utilisant une couche douce

pour refermer le flux à l'écriture (Jungblut, Doyle *et al.* [185]).

Propriétés requises pour un AF

Afin de stabiliser l'aimantation de la couche piégée, le couplage d'échange F/AF doit être le plus fort possible ($H_{ex} > 500$ Oe) et compatibles avec les températures de fonctionnement (typiquement 100°C dans les têtes de lecture). La température de blocage T_B , au delà de laquelle le couplage F/AF est supplanté par l'agitation thermique, doit être la plus grande possible. De plus, les éventuels procédés de recuits d'activation du couplage d'échange (qui nécessitent en général de dépasser la température T_B) ne doivent pas affecter les propriétés du dispositif. L'AF doit également respecter des critères sur la résistivité au regard de l'effet magnétorésistif : grande résistivité dans des géométries planaires afin de ne pas court-circuiter le courant de l'excitation et au contraire, faible résistivité dans une configuration perpendiculaire au plan. Les applications "historiques" du couplage d'échange exploitent les propriétés statiques ou basses fréquences du couplage d'échange selon l'axe de piégeage. Or, ce phénomène présente également des propriétés attractives à 90° de la direction de piégeage, comme nous l'avons discuté dans le chapitre 1, qui ont été très peu exploitées. Le couplage d'échange devrait alors trouver naturellement des applications dans le domaine des *matériaux magnétiques doux pour les hyperfréquences*. Le système F/AF n'est plus vue alors comme un élément constitutif d'un multicouche complexe (ex : vannes de spins), mais peut devenir un matériau exploitable à part entière. On se doit d'en connaître toutes les propriétés (structurales, magnétiques, thermiques, etc...). Pour cela, nous allons tout d'abord rappeler les propriétés classiques du couplage d'échange à partir de la littérature abondante du Data Storage (paragraphe 3.2). Les principaux modèles théoriques seront ensuite résumés (paragraphe 3.3). Enfin, les avancées récentes des études en dynamique du couplage d'échange (paragraphe 3.4) ainsi que le modèle choisi pour la description des nouveaux matériaux que l'on propose y seront détaillés.

3.2 Propriétés

3.2.1 Mise en ordre magnétique

L'apparition du décalage du cycle d'un système AF/F nécessite une mise en ordre magnétique de la couche AF. Des traitements thermiques sont en général nécessaires pour créer le champ de décalage et donc l'anisotropie unidirectionnelle. La méthode la plus classique pour y parvenir est de refroidir sous champ magnétique le système F/AF à travers la température de Néel de l'AF. Néanmoins, le simple fait de saturer l'aimantation de la couche F dans une direction donnée suffit généralement à induire ce décalage de cycle lors du refroidissement. Noguès *et al.* [117] ont mis en évidence une compétition entre les deux contributions (de l'aimantation F et du champ appliqué) dans des bicouches FeF₂-Fe. En favorisant l'une ou l'autre, il est possible dans un tel système de modifier amplitude et signe du champ de décalage en jouant sur l'intensité du champ de recuit. En effet, l'orientation des spins dans la couche AF dépend du champ appliqué. Une couche AF/F dans un état rémanent peut également s'organiser à des températures inférieures à la température de Néel T_N , sans mise en ordre préalable, par des effets de relaxation du couplage [231].

3.2.2 Dépendance en épaisseurs

Épaisseur de la couche F

Tous les systèmes AF/F étudiés présentent la même caractéristique : le couplage d'échange est inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche F [36, 35, 185, 54, 158, 21]

$$H_{ex} \propto \frac{1}{e_F} \quad (3.1)$$

Cette propriété indique que le couplage d'échange est un *effet d'interface*. Cette dépendance est vérifiée pour des épaisseurs élevées (ex : 2000 Å pour [21]), jusqu'à des épaisseurs très faibles, même en dessous de la dimension d'une paroi de domaine magnétique [185]. Mais en deçà de cette limite, cette relation n'est plus vérifiée, sans doute parce que la couche F n'est plus continue. Cette épaisseur critique dépend de la microstructure et de la croissance de la couche F. Cette dépendance est mise en évidence sur la figure 3.2.

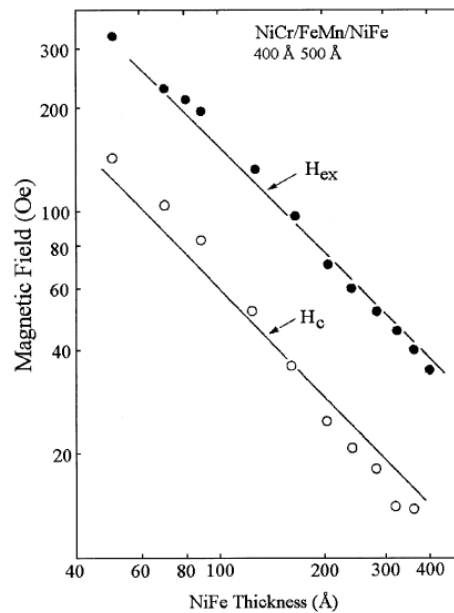


FIG. 3.2 : Variation de H_{ex} (ronds noirs) et de H_c (ronds blancs) avec l'épaisseur de la couche ferromagnétique e_F dans un bicouche FeMn/NiFe, d'après Mauri et al.[54]

Pour comparer les différents systèmes indépendamment de la nature du ferromagnétique et de son épaisseur, l'amplitude du couplage d'échange est décrite en terme d'énergie interfaciale par unité de surface :

$$J_{ex} = M_s \cdot e_F \cdot H_{ex} \quad (3.2)$$

- J_{ex} en erg.cm^{-2}
- M_s : aimantation à saturation (en emu.cm^{-3})
- e_F : épaisseur de la couche F (en cm)
- H_{ex} : champ d'échange (en Oersted)

A partir de cette définition, on conçoit qu'il est plus difficile énergiquement de décaler le cycle d'hystérésis d'un matériau à forte aimantation avec une grande épaisseur que pour un matériau peu aimanté

et peu épais. J_{ex} dépend essentiellement de la nature et des propriétés de l'AF considéré, bien que les propriétés de F peuvent également avoir un rôle [124].

Le champ coercitif H_c résultant du couplage d'échange présente aussi un comportement en $1/e_F$, comme illustré sur la figure 3.2. On peut tenter de l'expliquer par le modèle de Stoner et Wolfart en supposant une rotation cohérente de l'aimantation [158], mais il s'agit là d'une approximation très grossière. Par ailleurs, des variations de H_c en $1/e_F^{3/2}$ ont déjà été observées expérimentalement et expliquées théoriquement [209]. Le champ coercitif a rarement été étudié de manière systématique. D'une manière générale, le système AF/F présente un H_c plus élevé que le H_c propre de la couche F. Ceci est généralement dû à la contribution de l'anisotropie de l'AF qui "freine" le retournement de l'aimantation de F. Plus l'anisotropie de l'AF est faible, plus la couche F pourra "arracher" facilement une partie des spins de l'AF et cela de manière irréversible.

Épaisseur de la couche AF

La dépendance de H_{ex} avec e_{AF} est plus compliquée. D'une manière générale, il existe une épaisseur critique au delà de laquelle H_{ex} est indépendant de e_{AF} et garde une valeur constante et maximale. Quand e_{AF} diminue, H_{ex} diminue plus ou moins rapidement, et s'annule pour des épaisseurs suffisamment faibles, comme le montre la figure 3.3. Par ailleurs, le champ coercitif H_c augmente progressivement autour de l'épaisseur critique, puis retrouve une valeur proche de celle de la couche F non couplé au delà de cette épaisseur critique. Cette dernière dépend des spécificités du système, de sa microstructure et de la température de mesure.

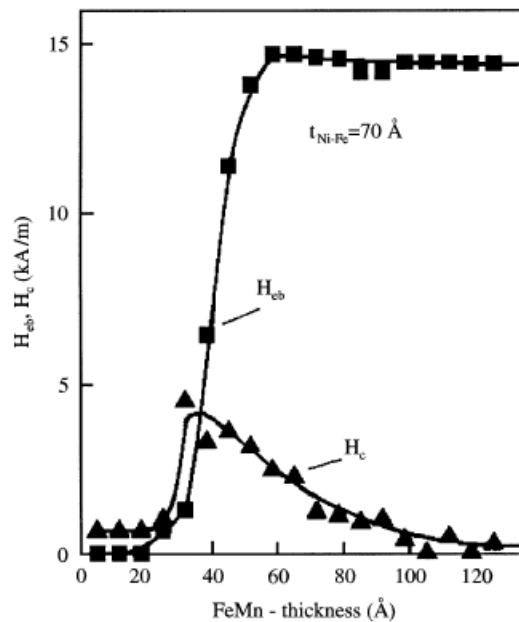


FIG. 3.3 : Variation de H_{ex} (carré) et de H_c (triangle) avec l'épaisseur e_{AF} de la couche AF dans NiFe/FeMn avec $e_F = 70\text{Å}$. D'après Jungblunt et al.[185]

3.2.3 Champ d'anisotropie induit selon l'axe difficile H_k

Le champ d'anisotropie induit total H_k observable selon l'axe difficile n'est pas une simple somme du champ d'échange H_{ex} et du champ d'anisotropie intrinsèque H_{ki} de la couche F. Il faut rajouter un terme dépendant de l'épaisseur en CoFe pour expliquer la différence entre H_k et H_{ex} . Ce terme n'est autre que le champ coercitif $H_c EA$. Il ne contribue pas au décalage du cycle d'hystérésis, car il relève d'origine uniaxiale comme déjà observée dans de nombreux systèmes [198, 221, ?]. On peut alors écrire le champ d'anisotropie de la forme, comme décrit par la théorie de Fujiwara [87] :

$$H_k = H_{ex} + H_c EA \quad (3.3)$$

D'après Fujiwara, les processus irréversibles liés aux retournements d'aimantation responsables du champ coercitifs $H_c EA$ sont très liés aux processus associés à la présence d'anisotropie uniaxiale supplémentaire. En effet, les grains de l'AF qui n'ont pas l'anisotropie nécessaire pour participer au couplage d'échange vont voir leurs spins être "arrachés" lors du retournement de la couche F participant ainsi à l'augmentation du champ coercitif. Cependant, ils vont également être à l'origine d'une anisotropie locale puisqu'ils s'opposent au changement de direction de la couche F, ce qui s'exprime par une anisotropie uniaxiale supplémentaire. H_k va également suivre une variation en $1/e_F$ en première approximation.

3.2.4 Dépendance en température

Le couplage d'échange est très dépendant de la température. H_{ex} et H_c diminuent régulièrement lorsque la température augmente vers la température de Néel T_N de la couche AF (figure 3.4). Le couplage d'échange disparaît ensuite totalement à une température T_B appelée **température de blocage** qui dépend fortement de l'épaisseur e_{AF} déposée et de la taille des grains [105]. Cette température de blocage est généralement inférieure de quelques dizaines de degrés à la température de Néel. Quant au champ coercitif, il retrouve la valeur de la couche libre à la T_N . D'une manière générale, H_c est élevé dans les zones intermédiaires où le couplage d'échange tend à disparaître autour de T_B (figure 3.4). Ceci est à rapprocher de la dépendance en épaisseur e_{AF} selon laquelle H_c présente aussi un pic au moment où le couplage d'échange disparaît. Ces constats sont cohérents avec une diminution de l'anisotropie au sein de l'AF dans les deux cas.

3.2.5 AF isolants et AF métalliques

On peut classer les systèmes F/AF en fonction de la nature de l'AF : *oxyde* ou *métallique*. On peut comparer leur constante de couplage J_{ex} et leur température de blocage T_B .

AF isolants

Les oxydes des principaux alliages ferromagnétiques font partie de cette catégorie importante d'AF. En effet, à partir de l'oxydation naturelle d'alliages F, on peut générer un couplage d'échange à l'interface des sous-couches oxydées et non oxydées. Citons les cas de Fe-FeO, Ni-NiO et le plus connu Co-CoO. Les oxydes AF présentent généralement un faible couplage ($J_{ex} < 0.2 \text{ erg.cm}^{-2}$ pour NiO, $J_{ex} < 0.1 \text{ erg.cm}^{-2}$ pour FeO et Fe_2O_3). Une exception concerne CoO avec $J_{ex} = 3.5 \text{ erg.cm}^{-2}$. Leur T_B est peu élevée (NiO : $T_B \sim 450\text{-}480 \text{ K}$, CoO : $T_B \sim 290 \text{ K}$, FeO : $T_B \sim 100 \text{ K}$). La plupart du temps, les atomes d'oxygène séparent les atomes portant les moments magnétiques et l'interaction AF se fait par le mécanisme du *superéchange d'Anderson*. Les électrons responsables du moment

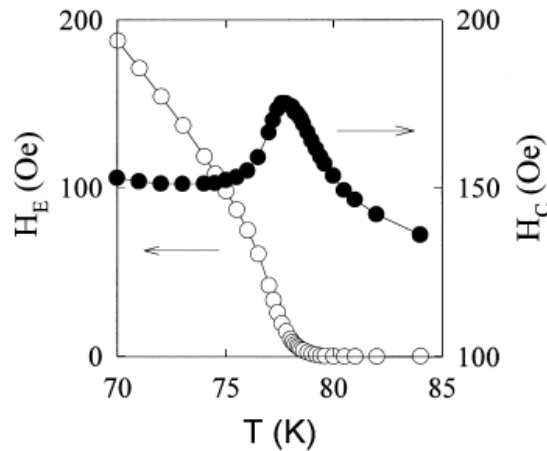


FIG. 3.4 : Variation de H_{ex} et de H_c en fonction de la température de mesure dans un système FeF_2/Fe d'après Noguès et al.[117]

magnétique sont localisés sur les atomes magnétiques mais sont couplés antiparallèlement entre eux par couplage orbital avec l'anion O^{2-} . L'orientation cristallographique de l'AF est donc importante dans les oxydes car les orbitales atomiques interagissent avec le champ cristallin, qui dépend lui même de la disposition des atomes dans le matériau. Le couplage d'échange est donc sensible aux variations cristallographiques dans les oxydes. Le cas de l'oxyde NiO sera détaillé au chapitre 6

AF métalliques

Le couplage F/AF métallique a été le plus étudié, notamment en raison de leurs meilleures propriétés (J_{ex} et T_B) dans les vannes de spins. Paradoxalement, c'est également le moins bien compris. Les structures les plus étudiées NiFe/FeMn et NiMn/NiFe [218, 45, 185] présentent un bon compromis entre J_{ex} et T_B élevées. D'une manière générale, on peut citer comme AF métalliques toute la famille des alliages à base de manganèse (Mn) : Mn seul, $IrMn$, $NiMn$, $PtMn$, $Cr_{1-x}Mn_x$, $Cr_xMn_yRh_{1-x-y}$. Les propriétés des AF métalliques sont résumées de manière complète dans la Table 3 de la référence [118] et seront détaillées plus particulièrement pour NiMn au chapitre 4 et pour IrMn au chapitre 5.

3.3 Modèles

Les premiers modèles proposés pour décrire le couplage d'échange H_{ex} traitent essentiellement de l'estimation du champ de décalage. Le problème est simplifié en supposant que la couche AF possède une anisotropie magnétocristalline uniaxiale dans le plan de la couche et que sa structure magnétique reste insensible aux champs appliqués. Cette dernière hypothèse suppose des champs de retournement de la couche F très inférieurs aux champs de "spin-flop" de la couche AF [206, 116], ce qui est en général vérifié. Mais ces modèles se sont rapidement montrés insuffisants pour expliquer toutes les multiples facettes du couplage d'échange. Nous allons maintenant résumer les principaux modèles en vigueur.

3.3.1 Modèle intuitif : interface idéale non compensée : *Modèle de Meiklejohn*

Le modèle le plus intuitif développé par Meiklejohn et Bean pour expliquer le décalage de cycle suppose une interface AF/F totalement non compensée, c'est à dire une interface où tous les moments de la couche AF pointent dans la même direction. Ce type d'interface est illustré par la figure 3.5.

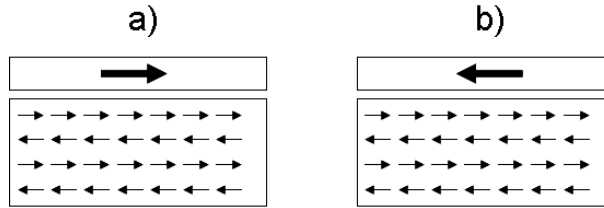


FIG. 3.5 : *Modèle intuitif avec une interface totalement non compensée. a) Aimantation de la couche F parallèle au moment interfacial de la couche AF. b) Configuration antiparallèle*

Une rotation cohérente de l'aimantation interfaciale de l'AF est envisagée. L'énergie totale du système comporte un terme Zeeman, un terme d'énergie d'anisotropie de F de constante K_F , un terme d'anisotropie de l'AF de constante K_{AF} et une énergie de couplage F/AF. En minimisant l'énergie totale, il est possible de trouver une condition d'obtention de l'anisotropie unidirectionnelle. La résolution de ces équations fait clairement apparaître deux régimes selon la valeur du J_{ex} par rapport à l'anisotropie de l'AF :

- $J_{ex}/(K_{AF} \cdot e_{AF}) > 1$: les spins de l'AF se retournent avec les spins de F et il n'y a pas de décalage du cycle d'hystérésis.
- $J_{ex}/(K_{AF} \cdot e_{AF}) < 1$: l'anisotropie de l'AF est suffisante et ses spins ne se retournent pas. La minimisation de cette énergie totale, en considérant l'anisotropie effective de F comme négligeable devant celle de l'AF, permet d'aboutir à l'expression du champ d'échange suggérée au paragraphe 3.2.2, où J_{ex} est l'énergie interfaciale d'échange :

$$H_{ex} = \frac{J_{ex}}{M_s e_F} \quad (3.4)$$

Pour une structure de spins AF rigides, on a : $J_{ex} = J_{F-AF}/a^2$, avec J_{F-AF} l'énergie d'échange entre spins à l'interface F-AF et a le paramètre de la maille. Pour un échange de type Heisenberg, J_{F-AF} vaut typiquement 10^{-14} erg. Avec $a = 10^{-8}$ cm, J_{ex} est de l'ordre de 100 erg.cm⁻². Or, les valeurs expérimentales maximales de J_{ex} sont deux ou trois ordres de grandeur inférieures [118]. De plus, ce modèle prédit des décalages de cycles nuls dans le cas d'une interface F/AF parfaitement plane avec un AF compensé. Or, de nombreuses observations font état de champs de décalage conséquents dans des bicouches à l'interface supposée compensée, notamment dans des échantillons polycristallins [231, 105, 251, 186]. La nature théorique (compensée ou non compensée) semble dans la pratique avoir peu d'influence sur les systèmes AF/F réels [38]. Ce modèle prédit un échange plus fort pour des AF monocristallins ordonnés par rapport à des AF polycristallins désordonnés, ce qui n'est pas non plus la tendance observée expérimentalement [118]. Des modèles plus réalistes doivent prendre en compte la rugosité d'interface, expliquer l'existence du champ de décalage avec des interfaces compensées et prendre en compte les rotations d'aimantation au sein de la couche AF.

3.3.2 Formation de parois dans l'AF : *Modèle de Néel/Mauri*

Néel [142] puis Mauri *et al* [55] ont proposé une solution alternative en autorisant une paroi de domaine à se développer parallèlement à l'interface dans la couche F ou dans l'épaisseur de la couche AF (figure 3.6). La couche F applique alors un couple sur les spins du dernier plan atomique de l'AF, les autres plans sont libres de s'orienter en fonction de leur anisotropie magnéto-cristalline K_{AF} et de leur couplage avec les plans voisins J_{AF} .

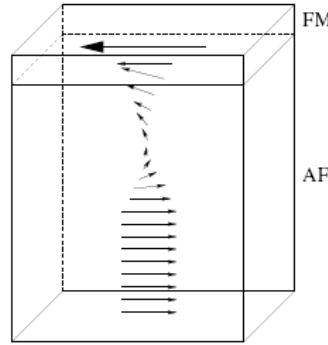


FIG. 3.6 : Représentation schématique de la paroi de domaine créée dans la couche AF par le retournement de l'aimantation de la couche F, dans le modèle de Mauri. Pour la clarté du schéma, seul l'un des sous-réseaux de la couche AF est représentée

La présence d'une telle paroi induit une diminution de la variation de l'énergie d'interface lors du retournement de la couche F provoquant ainsi la baisse apparente de l'intensité du champ de décalage. Dès lors, l'énergie d'interaction entre les deux matériaux n'est plus confinée à l'interface, mais répartie le long de la paroi du domaine. La couche AF étant supposée épaisse, la paroi peut s'étendre sans être limitée par une seconde interface. Seule la compétition entre l'anisotropie K_{AF} et l'interaction d'échange J_{AF} entre deux spins voisins va lui imposer une taille finie. On établit alors deux cas limites :

- **faible couplage interfacial** : le décalage du cycle est limité par le faible couplage interfacial J_{ex} qui se révèle insuffisant pour créer la paroi. Le champ d'échange H_{ex} s'écrit alors classiquement :

$$H_{ex} = \frac{J_{ex}}{M_s e_F} \quad (3.5)$$

- **fort couplage interfacial** : dans ce cas, le premier plan des spins interfaciaux est systématiquement entraîné par le retournement de l'aimantation de F, et le décalage du cycle est limité par l'énergie de la paroi ainsi créée. Le champ d'échange H_{ex} s'écrit alors :

$$H_{ex} = 2 \frac{\sqrt{A_{AF} K_{AF}}}{M_s e_F} \quad (3.6)$$

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

Expérimentalement, la création d'un paroi à 180° a bien été observée dans le cas d'une couche de FeMn prise en sandwich entre une couche de NiFe et une couche de Co [247], vérifiant ainsi le modèle de Mauri. Dans les cas intermédiaires, les situations sont plus délicates à décrire car le couplage interfacial J_{ex} peut former une paroi avec un angle inférieur à π . De plus, il a été montré [143, 144] que dans certains systèmes avec des épaisseurs de couches AF plus petites que la taille d'une paroi, on observait un champ de décalage réduit. Dans ce cas, une telle paroi ne peut exister et d'autres mécanismes doivent alors être pris en compte.

3.3.3 Spins non compensés à l'interface : *Modèle de Takano*

Takano *et al* [12, 133, 134] suggèrent que seuls quelques moments non compensés sont responsables de l'aimantation rémanente en dessous de T_N et du champ de décalage. Pour l'expliquer, les auteurs ont supposé que l'interface est rugueuse. Les grains AF forment des terrasses avec des moments magnétiques non compensés. A chaque changement de marche atomique, l'orientation des spins interfaciaux change de 180° . La rugosité entraîne l'apparition d'effets de taille finie : certains grains font apparaître un moment magnétique local non-nul. De ce fait, une partie des spins interfaciaux devient non-compensée. Ces spins vont alors contribuer au décalage du cycle d'hystérésis en créant un moment magnétique non-nul à l'interface F/AF qui exerce un couple sur l'aimantation de la couche F adjacente. La simulation numérique effectuée par les auteurs par une répartition itérative des îlots indique qu'environ 1% des spins de l'interface sont non-compensés. Les valeurs de champ d'échange H_{ex} obtenues sont cette fois en accord avec les résultats expérimentaux. La rugosité va également être exploitée par d'autres modèles.

3.3.4 AF compensé et 'spin-flop coupling' : *Modèle de Koon*

Koon considère le cas d'interfaces planes AF parfaitement compensées. L'alternance du sens des spins AF dans un même plan, la présence d'une couche F saturée, et le signe défini de l'interaction d'échange F/AF (J_{F-AF}) sont alors sources de frustrations magnétiques, comme schématisé sur la figure 3.7 a). Dans son 'spin flop model' [34], Koon prédit que les spins de l'AF s'orientent dans le volume à 90° des spins F, comme illustré sur la figure 3.7 b), et ce afin de relaxer les frustrations magnétiques. Les spins interfaciaux sont, quant à eux, légèrement désorientés par rapport à leur axe facile qui est à 90° de celui de la couche F. Ils présentent alors un moment magnétique interfacial non nul selon l'axe facile du F. La configuration des spins d'AF étant considérée comme rigide durant le retournement de l'aimantation de F, cette composante non nulle d'aimantation d'AF figée dans un sens donne lieu à l'anisotropie unidirectionnelle pour des AF compensés. Pendant l'application du champ magnétique, les spins AF cantés restent quasi-perpendiculaires à l'aimantation de la couche F. Lors de son retournement, les moments AF forment une paroi de domaine parallèle à l'interface. Ce principe est très proche de la théorie de Mauri *et al.* [55], seule l'origine du couplage interfacial change. Il rend compte de la plupart des effets caractéristiques du couplage d'échange (mesures de couple, ordre de grandeur des champs de décalage, influence de la valeur du champ appliqué lors des recuits) et donne une interprétation pour les surfaces compensées. De plus, l'orientation perpendiculaire des spins F et de l'AF prédit par Koon a été expérimentalement mise en évidence par des mesures de diffraction de neutrons [243, 103] et dans de nombreux systèmes : FeMn-NiFe, CoO-Fe₃O₄, CoO-NiFe, FeF₂ [118].

Le modèle de Koon est néanmoins contesté par les travaux de Schultess et Butler [223, 224], qui confirment la possibilité d'aboutir à une configuration de type *spin-flop*, mais qui infirment l'hypothèse d'un AF compensé rigide en prenant en compte des paramètres réalistes d'anisotropie et de

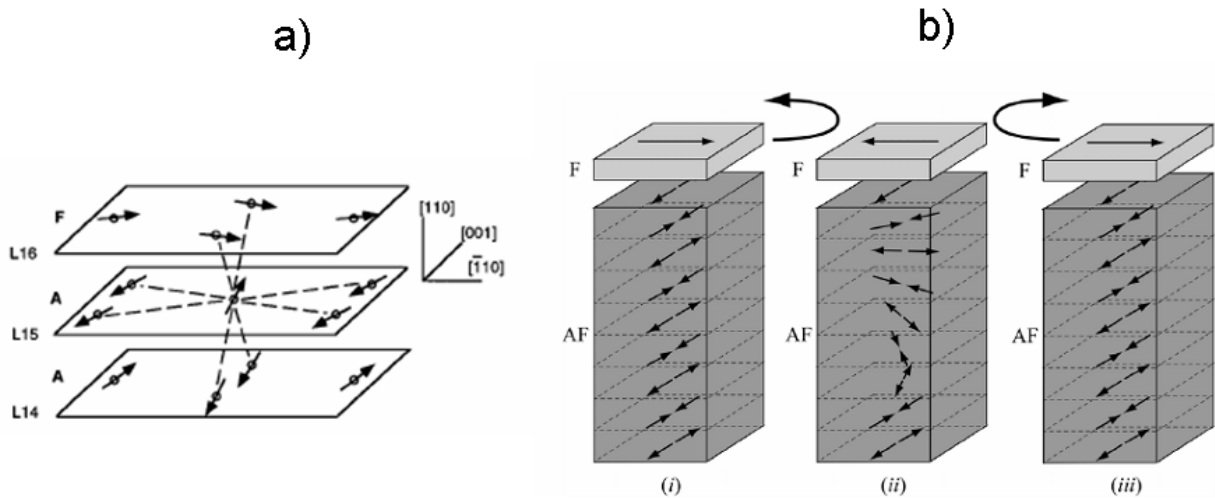


FIG. 3.7 : Modèle de Koon. a) Schéma représentant la relaxation de frustration magnétique. b) Couplage interfacial à 90° conduisant à la formation d’une paroi parallèle à l’interface

couplage. Selon eux, les spins des sous-réseaux sont entraînés de manière symétrique durant le retournement d’aimantation de F, ce qui exclue la présence de décalage de cycle macroscopique. Cela ne conduit qu’à une anisotropie uniaxiale supplémentaire et donc à un accroissement de coercivité. L’origine du décalage d’échange doit alors être recherchée dans les défauts.

3.3.5 Rugosité interfaciale : Modèle de Malozemoff

Le modèle de Malozemoff [175] fait appel à la rugosité d’interface. Si l’on suppose une simple marche atomique le long de l’interface alors une partie de la couche AF sera frustrée, du fait de l’alignement des spins F adjacents entraînant l’apparition d’une paroi de domaine perpendiculairement à l’interface (voir figure 3.8). Dans son modèle, Malozemoff suppose que l’interface est parfaitement

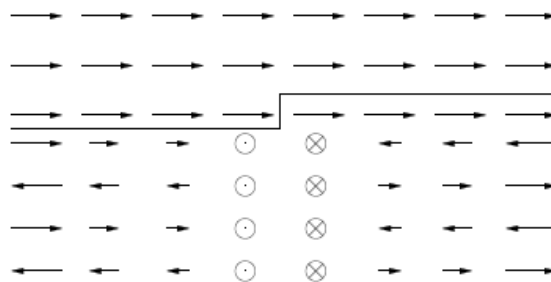


FIG. 3.8 : Modèle de Malozemoff. Représentation schématique dans le cas d’une interface non-compensée de la paroi de domaine créée dans la couche AF par une marche monoatomique à l’interface.

compensée, c’est à dire d’aimantation globale nulle en l’absence de rugosité. Selon Malozemoff, lorsqu’une couche F monodomaine est mis en contact avec une couche AF, celle-ci va se briser en domaines de façon à minimiser son énergie. La taille de ces domaines est fixée par la compétition entre

l'énergie d'interface et l'énergie de la paroi. La situation s'équilibre lorsque la taille des domaines devient égale à la longueur de paroi : $L = \pi \sqrt{A_{AF}/K_{AF}}$. Le décalage de cycle s'écrit alors :

$$H_{ex} = \frac{2z\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\pi^2 M_s e_F} \quad (3.7)$$

Cette équation est très proche de celle obtenue par Mauri (cf paragraphe 3.3.2) dans la limite de forts couplages interfaciaux (voir équation 3.6) et permet donc d'avoir des valeurs de champ d'échange du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux.

Malozemoff a ensuite étendu son modèle en incluant dans ses calculs l'influence de la taille du domaine magnétique par rapport à celle d'une paroi [176]. Dans le cas où la taille du domaine est très grande devant celle de la paroi ($L > \sqrt{A_{AF}/K_{AF}}$), les moments de la couche AF sont colinéaires à la direction de l'axe d'anisotropie et l'épaisseur de la paroi peut être considérée comme nulle devant la taille du domaine. Les moments de la couche AF sont tous alignés le long de l'axe d'échange et une énergie $\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ est attribuée à la paroi. Par contre, lorsque la taille du domaine est plus petite que celle de la paroi ($L < \sqrt{A_{AF}/K_{AF}}$), les moments de la couche AF ne sont plus alignés le long de cet axe. L'angle entre deux moments consécutifs sera d'autant plus grand que la paroi est très compressée. Dans ce cas, l'énergie d'échange domine l'énergie d'anisotropie. Ainsi, la minimisation de l'énergie du système dans le modèle de Malozemoff fait apparaître pour l'AF deux épaisseurs critiques e_{cr1} et e_{cr2} pour AF, données par :

$$e_{cr1} = f \frac{\sqrt{A_{AF}/K_{AF}}}{4\pi^{1/2}} \quad (3.8)$$

$$e_{cr2} = f \frac{\sqrt{A_{AF}/K_{AF}}}{8\pi^{1/2}} \quad (3.9)$$

où f est une constante de l'ordre de l'unité et proportionnelle à l'intensité du champ aléatoire. Pour une épaisseur supérieure à e_{cr1} , une configuration AF presque totalement ordonnée est favorisée. Lorsque l'épaisseur diminue ($e_{AF} < e_{cr1}$), le système passe par un état de transition dans lequel la taille d'un domaine magnétique est quasiment identique à l'extension d'une paroi. En dessous de l'épaisseur e_{cr2} , la taille des domaines magnétiques est inférieure à la taille d'une paroi. La valeur du champ d'échange s'obtient selon les cas par :

$$H_{ex} = 2f \frac{\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\pi^{3/2} M_s e_{AF}} \quad \text{pour } e_{cr2} < e_{AF} < e_{cr1} \quad (3.10)$$

$$H_{ex} = f^2 \frac{A_{AF}}{4\pi^2 M_s e_F e_{AF}} \quad \text{pour } e_{AF} < e_{cr2} \quad (3.11)$$

Il s'agit du premier modèle qui prédit une variation théorique du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AF, comme illustrée figure 3.9. Dans de nombreux systèmes expérimentaux, la dépendance de H_{ex} avec e_{AF} suit la variation obtenue par Malozemoff [143, 232, 97, 99, 106]. Ce modèle prédit la disparition du champ d'échange au-dessus de l'épaisseur critique e_{cr1} . Néanmoins, cette limite n'a jamais été observée. En fait, la couche AF n'est jamais parfaitement ordonnée et des domaines magnétiques sont toujours présents. L'existence de l'épaisseur minimum est plus facile à comprendre. Ainsi, la limite $J = K_{AF} e_{AF}$ détermine l'épaisseur de la couche AF nécessaire pour bloquer les parois de domaines lorsque l'aimantation de la couche F est renversée. Le modèle de Malozemoff prédit une transition abrupte mais, en réalité, on observe une décroissance continue du champ d'échange en dessous de cette épaisseur critique e_{cr2} (cf figure 3.3).

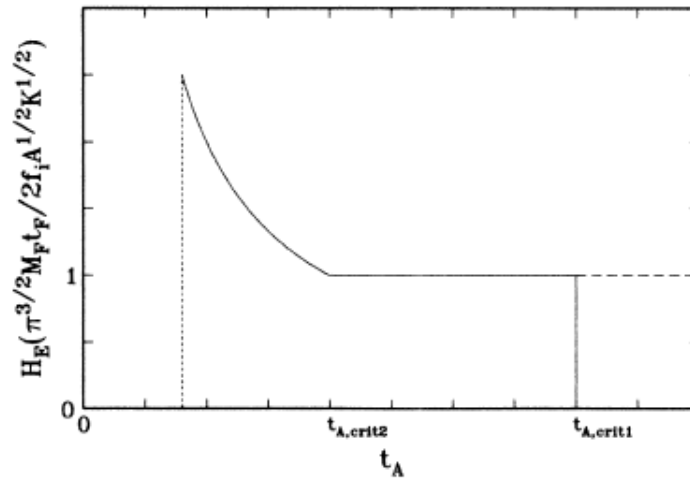


FIG. 3.9 : Variation théorique du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche AF dans le modèle de Malozemoff. D'après [176]

3.3.6 Impuretés magnétiques : le 'domain state model'

Comme illustré figure 3.10 a), l'insertion d'impuretés non magnétiques dans une couche AF en contact avec une couche F peut être responsable d'une modification de la valeur du champ d'échange [178, 177]. La présence d'atomes non magnétiques (appelée dilution par la suite) favorise la formation de domaines dans le volume de la couche AF car, lorsqu'une paroi peut passer par un défaut, elle réduit considérablement son énergie. Ainsi, contrairement au modèle de Malozemoff, en présence de domaines induits une certaine configuration des moments de la couche AF à l'interface qui régit donc l'interaction F/AF. Lorsque le système est refroidi à partir d'une température supérieure à T_N sous champ magnétique, les domaines de l'AF vont se geler et donc porter une aimantation moyenne non nulle. C'est sur ce principe qu'est basé le *domain state model* [228] développé par Nowak *et al.* à partir de simulations Monte Carlo. L'effet de la température est également intégré dans ces simulations.

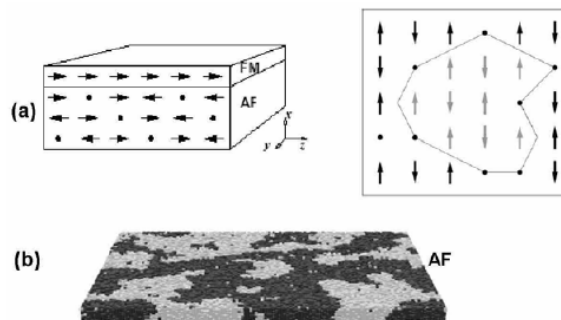


FIG. 3.10 : Modèle de Nowak. (a) Schéma représentant une paroi dans l'AF résultant de la présence de défauts (représentés par des points) dans la structure de spins de l'AF (b). Simulation associée [228]

Les simulations numériques de Nowak *et al.* ont pu rendre compte d'une grande partie des phé-

nomènes physiques liés au champ d'échange comme sa variation en fonction de l'épaisseur, les effets de relaxation de l'aimantation nette de la couche d'AF au cours de multiples cyclages (training effects), l'influence du champ appliqué pendant le recuit ou encore l'influence de la température. Une des limites de ce modèle est la nécessité d'utiliser une dilution de l'ordre de 40% à 50% afin d'obtenir de grandes valeurs de champ d'échange. On peut se demander si une telle dilution a bien une réalité physique. De plus, dans les expériences réalisées sur Co/CoO, même sans dilution de la couche AF, un champ d'échange est observé. Dans ce cas, d'autres imperfections doivent être évoquées.

3.3.7 Cas des AF polycristallins

Dans la plupart des systèmes AF/F étudiés, les effets d'anisotropie magnétique d'échange sont observés dans des AF polycristallins. Les joints de grains, en plus des défauts ou de la rugosité d'interface, fournissent des sources supplémentaires de frustration magnétique. A ces frustrations s'ajoute une distribution des propriétés magnétiques locales d'anisotropie, d'échange inter-spins, de T_B ... Paradoxalement, l'intensité du couplage d'échange observée expérimentalement dans un AF polycristallin est souvent supérieure à la valeur théorique attendue pour le même AF en état monocristallin. Cette observation renforce les théories sur le couplage d'échange faisant intervenir le désordre et la rugosité de l'AF. La texture de croissance et la taille des grains de l'AF vont également avoir un rôle déterminant sur les propriétés du couplage d'échange selon la nature des AF [118, 12, 232]. Ceci aboutit à de nombreux résultats expérimentaux dans la littérature sur l'étude de systèmes *a priori* identiques, qui parfois se contredisent. Certains AF, comme par exemple l'IrMn ou le FeMn présentent cependant des structures de spins beaucoup plus complexes que celles de simples monocristaux cubiques. La description des relations entre effets macroscopiques et structures de spins pour un AF s'avèrent alors plus compliquées dans les systèmes polycristallins à forte rugosité. Si certains travaux théoriques ont été proposés [61, 62, 63, 139], les simulations numériques [228, 79, 64, 32] qui permettent de rendre compte en partie des effets complexes à l'origine de frustrations magnétiques, se sont avérées essentielles en vue de relier les manifestations macroscopiques de l'anisotropie magnétique d'échange à la structure de spins d'AF et aux effets de frustrations locales. Enfin, la répartition aléatoire brut de dépôt des spins non compensés d'AF polycristallin induit un couplage d'échange macroscopique nul. L'état rémanent de l'AF est donc très probablement composé de domaines magnétiques. Il est alors nécessaire d'effectuer des traitements thermiques au delà de la T_B pour induire le couplage d'échange dans les AF polycristallins, comme décrit au paragraphe 3.2.1. Au delà de la T_B , la minimisation de l'énergie ne s'accommode plus des frustrations interfaciales. Les spins du F soumis au champ de recuit sont alignés et induisent une direction privilégiée pour les spins interfaciaux de l'AF. Lors du refroidissement, l'interaction d'échange reprend le dessus sur l'agitation thermique, mais l'énergie de frustration est minimisée en tenant compte de la direction privilégiée imposée aux spins du F.

3.3.8 Processus de couplage dans les tricouches F/AF/F

Les nouvelles applications que nous visons ici et utilisant le couplage d'échange présentées au paragraphe 1 font intervenir des empilements successifs de couches AF/F afin d'avoir un volume cumulé en matériaux F. Or, il est connu que les systèmes dans lesquels deux couches F sont séparées par une couche AF possèdent des propriétés, singulières, liées au couplage d'échange mais aussi au couplage magnétique entre les deux couches F. Il est donc intéressant d'étudier le comportement théorique de telles structures. Les systèmes F / NM / F dans lesquels NM représente un matériau non magnétique sont étudiés de longue date et certains mécanismes de couplage sont susceptibles

de persister lorsque la couche NM est remplacée par une couche AF. L'insertion d'une couche non-magnétique entre deux couches ferromagnétiques permet de coupler les aimantations de ces deux dernières par divers processus physiques :

1. trous d'épingles ("pinholes") : si la couche séparatrice est très fine, il peut apparaître des "ponts" de matériau ferromagnétique reliant directement les deux couches F entre elles (voir figure 3.11 a)) et le cycle d'hystérésis sera constitué d'une seule et même marche correspondant au retournement simultané de l'aimantation des deux couches F. Dans ce cas, les couches magnétiques sont ferromagnétiquement couplées.
2. couplage peau d'orange : la rugosité corrélée des interfaces F/NM peut induire des couplages magnétostatiques locaux que l'on appelle couplage en "peau d'orange". Ces couplages sont liés à l'apparition de charges magnétostatiques le long des interfaces (voir figure 3.11 b)). L'interaction dipolaire entre ces charges donne alors lieu à un couplage ferromagnétique entre les aimantations des deux couches F.
3. couplage RKKY : Le couplage "RKKY" (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) [173] intervient dans un système composé de deux couches F séparées par une couche métallique non-magnétique. Il s'agit d'un processus de couplage indirect d'origine électronique dépendant des surfaces de Fermi des matériaux mis en jeu. Il est également présent dans le cas d'une couche séparatrice AF et métallique (FeMn, PtMn,...)[121].

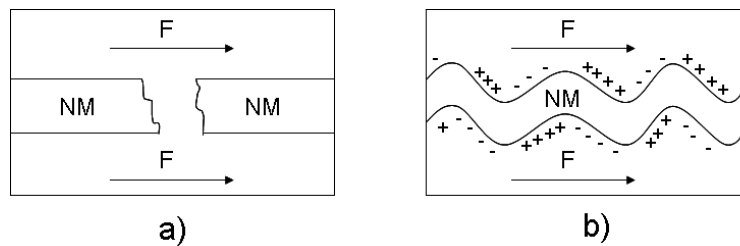


FIG. 3.11 : (a) Représentation schématique d'un pont ferromagnétique à travers la couche séparatrice non-magnétique (b) représentation schématique du mécanisme de couplage dipolaire dit "peau d'orange". Les charges accumulées à l'interface favorisent l'alignement parallèle des aimantations des couches F

Nous nous intéressons maintenant plus particulièrement aux systèmes F / AF / F. Les processus de couplage ci-dessous sont propres à ces systèmes.

Modèle de Rubinstein

Si la couche séparatrice AF est isolante, le couplage RKKY est exclu. Par contre, les couches F peuvent se coupler entre elles par un processus du type Suhl-Nakamura [95, 96, 220]. Le couplage entre les deux couches F s'écrit [153] :

$$J_{F-F} = \frac{1}{8} \left(\frac{J_C^2}{J_{AF}} \right) \frac{\delta}{a} e^{-e_{AF}/\delta} \quad (3.12)$$

où e_{AF} représente l'épaisseur et δ représente la largeur d'une paroi de domaine de la couche AF séparatrice. Il en résulte un couplage exponentiellement décroissant avec l'épaisseur de la couche

séparatrice AF. Cette expression n'est toutefois valable que si la configuration en domaines de la couche AF séparatrice reste stable durant la mesure. Cela exclut dès lors la mesure de ce couplage à l'aide d'un cycle d'hystérésis au cours duquel la configuration magnétique de la couche AF peut être grandement modifiée (renversement de domaines, propagation de paroi,...).

Modèle de Slonczewski et ses améliorations

Slonczewski a largement étudié les processus de couplage entre deux couches F séparées par une couche non-magnétique F/NM/F. Il s'est particulièrement intéressé aux phénomènes pouvant induire des couplages non colinéaires entre les aimantations de ces couches F [43, 44]. Il a également développé un modèle décrivant un processus de couplage à travers une couche AF décrit sous le nom de "magnétisme de proximité d'une couche séparatrice" [79]. Dans ce modèle, le couplage entre les aimantations des couches F se propage via l'interaction d'échange entre plus proches voisins au sein de la couche séparatrice. Si une contrainte extérieure est appliquée sur les aimantation \vec{M}_1 et \vec{M}_2 de façon à les écarter de leur position d'équilibre, il peut y avoir apparition dans la couche AF d'une paroi de domaine parallèle aux interfaces à laquelle nous ferons référence sous le terme "spirale". Cette paroi ne se crée que si le couplage interfacial F/AF est suffisamment fort (voir modèle de Mauri 3.3.2). Ce modèle prévoit soit des orientations respectives à 90° des couches F, soit la formation d'un domaine en spirale au sein de l'AF. Les deux couches F sont alors couplées entre elle par l'intermédiaire de la couche AF.

Xi et White [98] ont élargit le champ d'application du modèle de Slonczewski en y introduisant l'anisotropie de la couche AF. Le résultat principal est la démonstration d'une transition entre un couplage colinéaire classique et un couplage à 90° entre les deux couches F en fonction de l'épaisseur e_{AF} de la couche séparatrice. Cette prévision théorique a été confirmée expérimentalement dans plusieurs articles [65, 247]. A partir des travaux de Slonczewski, Xi et de White, Franck Ernult a apporté par simulation numérique une description plus complète du couplage dans les systèmes F / AF / F dans sa thèse doctorat [79], en tenant compte des anisotropies K_F et K_{AF} . Il a pu prédire et vérifier expérimentalement le couplage de deux couches F à travers la couche AF en fonction des valeurs de leurs anisotropies respectives. Les cas limites sont résumés ci-dessous [79]. Sur les schémas suivants, seule la direction principale d'un sous-réseau de l'AF est représentée.

- $K_{AF} \gg K_F$: cette situation est représentée par la figure 3.12.

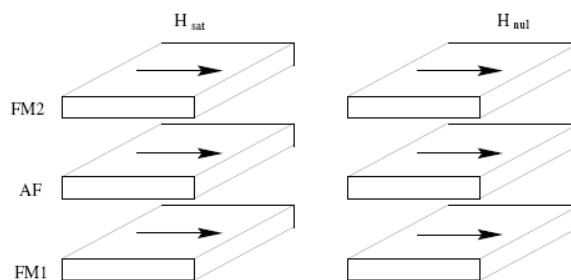


FIG. 3.12 : Représentations schématiques des configurations magnétiques obtenues pour la structure AF/F/AF en champ nul et à saturation lorsque $K_{AF} \gg K_F$. D'après la thèse de Franck Ernult [79]

Dans cette configuration, les résultats de simulation montrent qu'avec ou sans champ les deux couches F et la couche AF sont orientées dans le même sens. Cette situation est caractérisée par

l'apparition de parois de domaines en forme de bulles localisées le long des interfaces du fait de la faible largeur des parois de domaines devant la longueur de corrélation latérale de la rugosité interfaciale. Si le réseau de spins AF est fixe au cours d'un cycle d'hystérésis, il y a découplage des aimantations des couches F et apparition d'un décalage du cycle H_{ex} . Comme nous le verrons, cette configuration est la plus fréquemment observée et vérifiée expérimentalement.

- $K_{AF} < K_F$: cette situation est représenté par la figure 3.13.

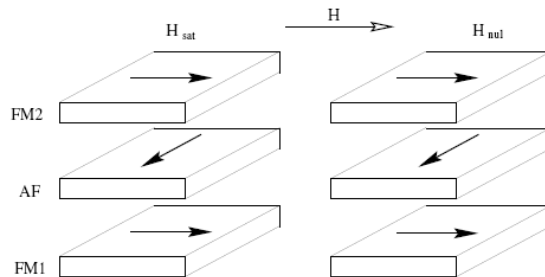


FIG. 3.13 : Représentations schématiques des configurations magnétique obtenues pour la structure AF/F/AF en champ nul et à saturation lorsque $K_{AF} < K_F$. D'après la thèse de Franck Ernult [79]

Elle est caractérisée par l'apparition d'un couplage à 90° entre les spins AF et F engendré par la faible anisotropie de la couche AF et la frustration magnétique. La taille des parois de domaine étant supérieure à la longueur de corrélation de la rugosité interfaciale, la couche AF ne peut pas se briser en domaines d'antiphases et adopte une configuration moyenne à 90° la direction d'aimantation des couches F. En champ nul, l'anisotropie des couches F est suffisamment élevée pour maintenir les spins parallèles à l'axe de facile aimantation de sorte que l'interface F/AF reste inchangée ainsi que la configuration AF. Les couches F sont découplées les unes des autres et le cycle d'hystérésis est centré puisque les situations en champ croissant et décroissant sont symétriques : $(\widehat{FM}; AF=90^\circ)$. On s'attend d'après le modèle de Koon à une forte augmentation du champ coercitif.

- $K_{AF} \approx K_F$: cette situation est représentée par la figure 3.14.

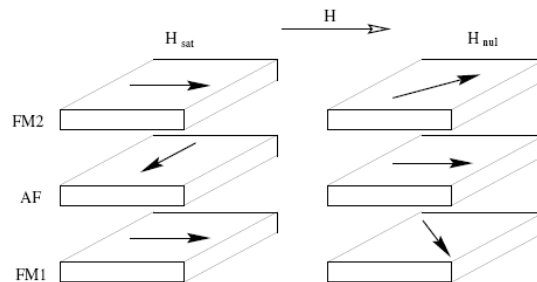


FIG. 3.14 : Représentation schématique des configurations magnétiques obtenues pour la structure AF/F/AF en champ nul et à saturation lorsque $K_{AF} \approx K_F$. D'après la thèse de Franck Ernult [79]

Dans cette configuration, les spins des couches F et AF restent couplés à 90° car l'anisotropie de la couche AF est insuffisante pour s'opposer au couple interfacial émanant de la frustration

magnétique. Par contre, en champ nul, l'anisotropie de la couche AF rappelle les spins AF le long de l'axe de facile aimantation puisque le champ extérieur ne contraint plus l'aimantation des couches F et permet donc aux spins interfaciaux de se relaxer. La frustration magnétique est alors "transférée" dans les couches F qui voient leur aimantation dévier de leur axe d'anisotropie. La rotation des spins AF conduit à l'apparition d'un couplage à 90° entre les aimantations des couches F.

- $K_{F1} < K_{AF} \ll K_{F2}$: ce cas de figure correspond aux empilements NiFe/NiO/Co ou NiFe/FeMn/Co étudiés respectivement par Franck Ernult [79] et Yang *et al.* [247]. Cette fois-ci les simulations aboutissent à une configuration en spirale au sein de la couche AF. Lors de l'application d'un faible champ magnétique extérieur, la couche F2 (ex : Co) présentant l'anisotropie la plus élevée reste fixe tandis que la couche de plus faible anisotropie F1 (ex : NiFe) s'oriente selon le champ appliqué. Il en résulte un couple exercé sur l'AF, et la création d'une spirale qui a un coût en énergie. Les aimantations des couches F1 et F2 forment alors entre elles un angle θ . L'écart angulaire est réparti sur les N monocouches de l'AF et l'écart entre deux spins voisins est θ/N . L'angle θ entre les deux couches dépend de l'épaisseur de l'AF. La possible existence d'une spirale au sein de l'AF peut aboutir à des configurations d'aimantation tout à fait originales. Par exemple, si l'AF est suffisamment épais, la formation d'une spirale à 180° est rendue possible car le renversement angulaire est réparti sur un grand nombre de spins dans l'AF. Au contraire, si l'épaisseur d'AF est faible (inférieure à une paroi), la distorsion du réseau d'AF est trop importante pour permettre une configuration antiparallèle. θ prend alors une valeur inférieure à 180° et varie linéairement avec e_{AF} . Ceci a été mis en valeur expérimentalement par Yang et Chien, comme illustré sur la figure 3.15 ci-dessous.

3.3.9 Conclusion - Questions en suspens

Il reste encore de nombreux points d'interrogation quant à la pertinence et au rôle de certains paramètres sur les manifestations macroscopiques de l'anisotropie magnétique d'échange [118]. Aucun modèle n'explique la totalité des effets dus au couplage d'échange, et il est fréquent de lire des résultats contradictoires dans la littérature. Ceci est très probablement dû aux conditions expérimentales qui restent délicates à reproduire, ne permettant pas de connaître avec précision tous les facteurs impliqués dans le couplage d'échange. De plus, cette revue permet de pointer également la grande difficulté à prévoir le comportement de structures plus complexes, notamment composées d'alternances multiples de couche F et AF, car en plus des interactions directes entre les couches F et AF, des interactions entre couches F peuvent aussi exister.

Jusqu'à présent, la plupart des études théoriques se sont limitées aux *propriétés statiques* du couplage d'échange, qui impliquent un retournement complet de l'aimantation des couches étudiées. Cependant, il peut être très intéressant, aussi bien d'un point de vue théorique qu'au niveau applicatif, d'étudier le couplage d'échange d'un point de vue *dynamique*. L'excitation de couches magnétiques en petits signaux permet d'éviter un "arrachage" brutal des spins et donc de conserver un système d'étude fiable. Il est alors possible de sonder *localement* les couches en étudiant par exemple la résonance ferromagnétique. Cette approche, quoique déjà ancienne, a été très peu développée en raison d'outils expérimentaux jusqu'à présent inadapés ou limités. Mais avec les nouvelles techniques développées ces dernières années, de nouvelles grandeurs caractérisant le couplage d'échange deviennent disponibles. Ainsi, il y a un très net regain d'intérêt pour l'étude du couplage d'échange en dynamique

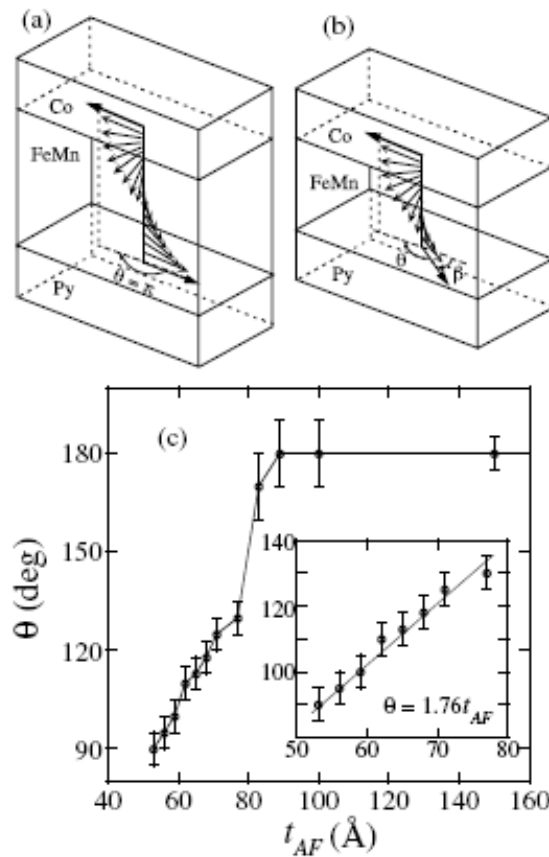


FIG. 3.15 : Représentation schématique des configurations magnétiques obtenues en champ nul après un refroidissement à 180° dans NiFe/FeMn/Co lorsque $K_{F1} < K_{AF} \ll K_{F2}$. a) $e_{AF} > 90 \text{ \AA}$ b) $e_{AF} < 90 \text{ \AA}$. D'après Yang et Chien [247]

d'un point de vue théorique mais aussi applicatif, pour les applications hyperfréquences comme présentées dans le chapitre 1.

3.4 Couplage d'échange et dynamique de spin

Il existe plusieurs techniques générales d'étude de la dynamique d'aimantation dans les couches minces. Elles exploitent le phénomène de résonance ferromagnétique. Ces techniques permettent d'obtenir des informations complémentaires par rapport aux mesures statiques. Cependant, il n'existe pas d'études systématiques sur la dynamique d'aimantation dans les structures couplées, ni d'études comparatives poussées entre les différentes techniques. Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons principalement aux systèmes polycristallins qui, bien que plus complexes, sont les plus courants.

3.4.1 Couplage d'échange et résonance ferromagnétique

Récemment, Dubowik *et al.* [108] ont établi un état de l'art succinct de ce domaine d'étude en pleine expansion. Les films AF/F sont soumis à des champs d'excitation microonde (GHz) de faible amplitude ($< 1 \text{ Oe}$), ce qui dans la plupart des cas garantit une très faible variation de la distribution d'aimantation par rapport à son état d'équilibre. Généralement, un ou plusieurs champ magnétique

statique H_{DC} peuvent être appliqués, notamment pour décrire le cycle d'hystérésis afin d'étudier le comportement asymétrique créée par le couplage d'échange. A partir de la position du pic du résonance selon l'axe des champs, de sa forme et des dépendances angulaire et en température, il est possible de caractériser la valeur du couplage d'échange et les différentes anisotropies mises en jeu. Sous certaines conditions, les résonances d'ondes de spins d'ordre non nul sont observables [123, 6, 208]. Nous rappelons ici les principales techniques expérimentales utilisées pour caractériser en dynamiques, notamment, les systèmes couplés AF/F.

Mesures en cavités résonantes

La technique de résonance ferromagnétique (FMR) est la technique la plus ancienne et encore la plus utilisée à ce jour. Cette technique consiste à placer l'échantillon magnétique dans une cavité résonant dans le domaine hyperfréquence sur une bande très étroite. La fréquence de travail est alors fixée par la fréquence du mode propre de la cavité excitée par l'intermédiaire d'un guide d'onde et l'on mesure la puissance réfléchie, en fonction du champ statique externe H_{DC} que l'on applique. Lorsque l'on atteint la résonance, la puissance absorbée passe par un maximum, ce qui correspond à un minimum de puissance réfléchie. Dans la limite des petites perturbations, la diminution de la puissance réfléchie s'écrit :

$$\mathcal{P} = \langle \chi'' \rangle h_{RF}^2 \eta \quad (3.13)$$

Ici, h_{RF} est l'amplitude du champ magnétique hyperfréquence et χ'' la composante selon la direction du champ h_{RF} de la partie imaginaire du tenseur de perméabilité. La puissance mesurée étant la puissance totale dissipée par l'échantillon magnétique, on mesure la moyenne de χ'' sur l'échantillon. Cette puissance dépend du volume de l'échantillon à travers η qui représente le facteur de remplissage de la cavité, de l'ordre du rapport entre le volume de l'échantillon magnétique et le volume de la cavité. Dans le cas de petits échantillons, le champ de pompage est uniforme et se couple avec une plus grande efficacité avec le mode de précession le plus uniforme de l'aimantation. L'avantage principal de cette technique est sa grande sensibilité. En effet, malgré un facteur de remplissage faible, les facteurs de qualité de quelques milliers atteints pour ce genre de cavité ont permis la mesure de la dynamique d'aimantation de couches magnétiques dont l'épaisseur est de l'ordre du nanomètre. Par contre, cette technique présente l'inconvénient majeur d'une fréquence de travail fixe, et limite l'étude "large bande" des phénomènes de relaxation, ce qui peut nuire à la bonne compréhension des mécanismes mis en jeu. Par ailleurs, le paramètre d'amortissement restant constant, la largeur de raie en champ ΔH dépend de la fréquence choisie, d'après la relation classique [86] :

$$\frac{\gamma}{2\pi} \Delta H = 1.16 \alpha f \quad (3.14)$$

Il est alors très délicat de passer d'une largeur de pic de résonance exprimée en champ ΔH à une largeur exprimée en fréquence Δf qui reste la norme dans le milieu des microondes.

Les mesures de FMR en cavités résonantes sur des structures AF/F comportent néanmoins des nombreux avantages. Il n'y a peu de limitation sur la fréquence de résonance f_{FMR} de l'échantillon puisque le balayage se fait en champ magnétique et non en fréquence. De plus, la f_{FMR} peut être mesurée selon toute les directions du plan [0-360°] et hors du plan [0-90°]. La grande sensibilité de la mesure permet également de détecter des ondes de spin à différents ordres. Cette technique permet des mesures en température et en atmosphère contrôlées [56], ce qui permet l'étude de la température de blocage en dynamique. Il a également été montré récemment qu'il est possible grâce à cette technique de "sonder" les couplages des différents grains de l'AF par le choix adapté de la fréquence de

résonance de la cavité [110]. Les principales études [123, 6, 208] dans les années 1980-90 ont permis de dresser les premières interprétations concernant la dynamique d'aimantation et son amortissement dans les systèmes couplés AF/F. Des études plus récentes menées par Rezende *et al.* ont apporté des éléments nouveaux sur la dynamique d'aimantation et sur l'amortissement dans de tels systèmes [213, 152, 101, 184], comme nous le verrons plus loin au paragraphe 3.4.2. Cependant, l'absorption continue de l'onde RF au sein du matériau magnétique peut aboutir à une dissipation thermique non négligeable, ce qui élève la température de l'échantillon magnétique. Ceci peut modifier la valeur du couplage d'échange des systèmes AF/F au cours de la mesure lorsque la température de blocage est modérée ($< 100^\circ\text{C}$).

Technique Pompe-Sonde

Parmi ces techniques figure la technique "pompe-sonde" récemment adaptée à l'étude des systèmes F/AF par Weber *et al.* [48, 49, 46]. Cette technique exploite le potentiel d'un montage optique où l'excitation ("pompe") et la mesure ("sonde") sont réalisées par une seule et même source laser. L'excitation laser crée dans le matériau magnétique un pulse intense de champ magnétique transitoire et chauffe localement l'échantillon. Dans certaines conditions, la température peut alors dépasser la température de blocage du système, ce qui en fait tout l'intérêt. La relaxation de l'aimantation est réalisée par une précession de l'aimantation ultra-rapide qui est détectée par effet Kerr longitudinal (diamètre du spot : $20\ \mu\text{m}$) dans le domaine de la picoseconde, ce qui garantit une grande précision à la mesure. La dynamique d'aimantation est alors étudiée dans le domaine temporel et comparée au modèle de LLG. Le réchauffement local de température fait chuter la valeur du champ d'échange H_{ex} , qui retrouve ensuite sa valeur initiale après un phénomène de relaxation thermique et magnétique, comme illustré par la figure 3.16. La dépendance de l'amortissement due au couplage d'échange est ainsi évaluée.

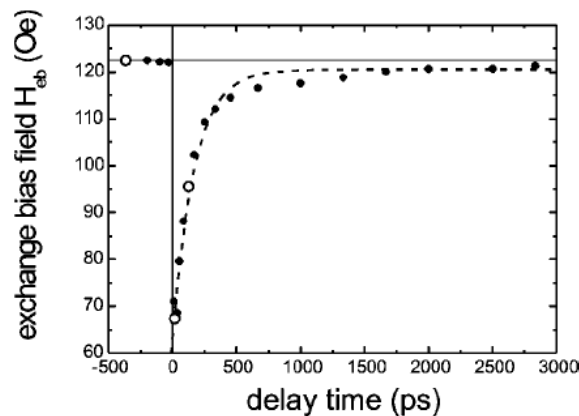


FIG. 3.16 : Dépendance temporelle de H_{ex} après excitation par le signal "pompe" à $t = 0$ s étudié en technique Pompe/Sonde. D'après [48]

Diffusion Brillouin

Cette méthode utilise la diffusion inélastique de la lumière (ou Brillouin Light Scattering (BLS) en anglais) [17]. Elle permet de sonder les ondes de spins d'origine thermique dans une large gamme

de fréquences, typiquement de 1 GHz à 100 GHz. L'effet résulte de la diffusion inélastique d'un magnon par un photon d'énergie $\hbar\omega$ et de vecteur d'onde \vec{q} . L'analyse en énergie s'effectue à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Pérot, qui permet de mesurer la variation d'énergie du photon $\Delta E = \hbar\omega$. En modifiant l'angle d'incidence de la lumière, il est possible de sélectionner différents vecteurs d'onde de transfert. On peut alors obtenir la relation de dispersion d'un mode d'ondes de spins. L'avantage de cette méthode est de pouvoir sonder une large gamme de vecteurs d'onde ($1-20 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$), contrairement aux autres techniques qui utilisent principalement le couplage avec le mode de précession uniforme. De plus, une bonne focalisation du faisceau lumineux (environ $30 \mu\text{m}$) permet une étude locale des ondes de spin. La technique BLS a été utilisée par plusieurs auteurs pour étudier le couplage d'échange dans les systèmes AF/F [213, 152, 179, 5, 197, 126, 184]. Cette technique conserve l'état magnétique de l'échantillon magnétique étudié. Elle a notamment permis de mettre en évidence le décalage et l'élargissement du pic de résonance des systèmes à couplage d'échange [213, 152, 184] discutés au paragraphe 3.4.2.

Techniques inductives

La réponse inductive associée à l'utilisation de matériaux magnétiques est largement exploitée depuis les années 60 [236, 235] et a permis la généralisation de la technique de perméamétrie fréquentielle. Des bobines sont généralement disposées autour de l'échantillon magnétique pour capter les variations de flux résultant du mouvement de l'aimantation. Les techniques inductives peuvent être décrites comme des techniques de résonance ferromagnétique où l'on balaye cette fois non pas en champ mais en fréquence. Contrairement aux autres techniques, on mesure la réponse vectorielle (amplitude et phase) d'un matériau magnétique par l'intermédiaire d'un analyseur de réseau (seulement dans le domaine fréquentiel). Ainsi l'information obtenue est plus riche puisque l'on connaît à la fois la position et la largeur de la résonance mais aussi la perméabilité initiale de la réponse dynamique. Ceci fait tout l'intérêt des techniques inductives qui par ailleurs permettent aussi l'application d'un champ de bias H_{DC} . Mais les mesures de perméabilité sont intrinsèquement limitées par la fréquence de résonance (ou de coupure) de la technique de mesure utilisée.

Perméamètre mono-spire

Il s'agit d'une boucle de cuivre refermée sur elle-même, de petite dimension (5 à 10 mm), à l'intérieur de laquelle on peut insérer l'échantillon magnétique. La mesure se fait uniquement en réflexion. L'extraction de la perméabilité se fait grâce à un modèle RLC de la bobine. Plusieurs équipes ont développé ce type de banc de mesure aux performances similaires. [41, 171, 57, 31]. Il s'agit d'une technique fiable introduisant des pertes et des erreurs limitées. Plusieurs auteurs ont récemment utilisé cette technique pour caractériser la réponse dynamique des matériaux à couplage d'échange AF/F [31, 205, 204, 21, 244, 245, 59, 58, 155, 154]. La simplicité de la technique de mesure permet de tester facilement un grand nombre de configurations différentes, mais elle est très vite limitée en fréquence ($< 6 \text{ GHz}$) du fait des dimensions des bobines qui ne peuvent être réduites en deçà de quelques mm pour des raisons de fabrication mais aussi de sensibilité. Par ailleurs, l'équipe du CEA Le Ripault a récemment amélioré la technique en permettant une mesure en température [149].

Lignes micro-ruban et lignes coplanaires

Pour élargir la mesure aux plus hautes fréquences ($> 6 \text{ GHz}$), il est alors nécessaire de recourir à d'autres types de techniques. Il a été montré en particulier qu'il est très avantageux d'adopter une

géométrie de type micro-ruban [19, 68] ou coplanaire. La géométrie coplanaire, qui sera détaillée au chapitre 8, est connue depuis de nombreuses années [181] et semble être la géométrie la mieux adaptée à ce jour [119, 81, 82, 86, 18, 147, 216, 122]. Elles sont utilisées pour caractériser des films minces classiques, puis des nanostructures magnétiques. Le guide coplanaire est constitué d'un conducteur central de largeur typique $\sim 50 \mu\text{m}$ et de deux plans de masses coplanaires (figure 3.17). Les lignes de champ magnétique sont approximativement planes au voisinage de la surface du guide central et le mode de propagation dans ce type de structure est quasi-T.E.M, ce qui permet d'appliquer le principe de perturbation sur l'impédance de la ligne sur une plage de fréquence très étendue (10 MHz à 20 GHz). Après calibration et une mesure à vide de la ligne, on place le matériau magnétique au dessus du conducteur central que l'on l'excite par un signal RF de faible amplitude. La mesure se fait le plus souvent alors en deux ports (réflexion et transmission) ce qui permet d'avoir accès à une représentation en éléments localisés de la ligne à partir desquels on peut extraire μ' et μ'' en valeur absolue également. Selon les configurations, il est possible d'appliquer des champs magnétiques extérieurs DC et de faire varier l'angle d'excitation. Cette technique est a priori facile d'utilisation mais requiert un appareillage et une calibration très bien maîtrisés.

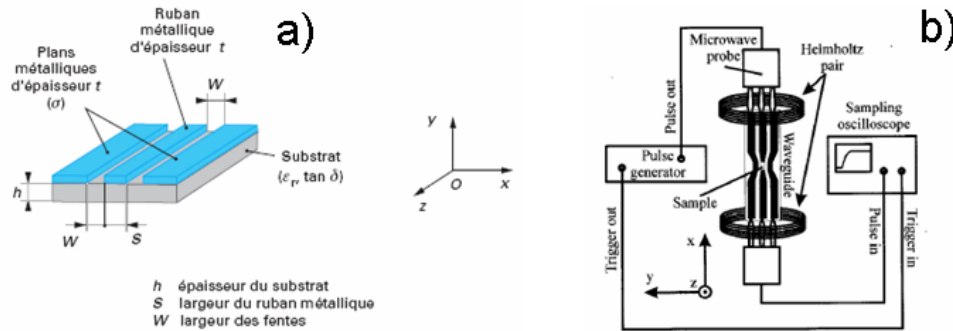


FIG. 3.17 : a) Schéma d'un guide coplanaire. b) Montage d'un banc de mesure en lignes coplanaire en temporel. D'après [1] et [119]

Ce type de dispositif possède naturellement une bande passante de fréquence supérieure à 20 GHz, ce qui fait son principal intérêt. Cela rend possible la caractérisation de matériaux magnétiques à très hautes fréquences de résonance. Les lignes coplanaire permettent aussi de mesurer la dynamique de l'aimantation dans le domaine temporel (appelée en anglais PIMM pour *Pulsed Inductive Microwave Magnetometry*) aussi bien que dans le domaine fréquentiel (appelé NA-FMR, pour *Network Analyzer FerroMagnetic Resonance spectroscopy*). En théorie, il est possible de passer du domaine temporel au domaine fréquentiel par une simple transformée de Fourier. En pratique, cela n'est que pas toujours le cas et de nombreuses incertitudes persistent [86, 82]. En effet, il faut étudier la réponse à une impulsion de champ magnétique dans le premier cas (cf figure 3.17 b) et à un champ harmonique dans le second cas. Il est alors nécessaire de bien comprendre comment l'on génère de tels champs à partir d'une ligne coplanaire. Les deux techniques ne donnent pas exactement les mêmes informations ni les mêmes erreurs de mesure car l'excitation n'est pas de la même nature.

Ce n'est que très récemment que des équipes ont commencé à étudier la dynamique d'aimantation de couches minces AF/F sur lignes coplanaire. Deux types d'études ont été menées : les études dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel aboutissent à des résultats originaux et complé-

mentaire de l'état de l'art précédemment exposé.

- **Domaine temporel** : Mc Cord *et al.* [114] et Dorfbauer *et al.* [75] ont étudié les propriétés dynamiques du système NiFe/IrMn par PIMM. Ces études aboutissent à des résultats nouveaux sur le couplage d'échange que nous décrirons dans le prochain paragraphe.
- **Domaine fréquentiel** : le système NiO/NiFe a été étudié par Kuanr *et al.* [126] par NA-FMR dans la gamme 1-10 GHz sur une ligne présentant une fréquence de coupure à 28 GHz. Les auteurs ont notamment étudié l'amortissement du système en extrayant la perméabilité du bicouche à partir des paramètres S.

Un grand nombre d'étude sont envisageables avec les lignes coplanaires, comme des variations en angle ou encore en température. Les lignes coplanaires possèdent un grand potentiel dans la caractérisation des matériaux à très forte anisotropie comme les systèmes couplées AF/F qui ne peuvent pas être étudiés de manière simple et efficace avec les autres techniques de mesures dynamiques. Mais la encore, il faut être très attentif aux modèles d'extraction des données physiques caractérisant le couplage d'échange pour isoler les différentes contributions au comportement dynamique global.

3.4.2 Propriétés dynamiques du couplage d'échange

Augmentation de la f_{FMR}

Le premier effet marquant du couplage d'échange sur la réponse dynamique d'un système AF/F est l'augmentation de la fréquence de résonance de la couche F par rapport à une configuration non couplée. Ceci a tout d'abord été observé en balayant en champ en cavités résonantes dans les années 1980-1990 [208, 123, 6], avant d'être étudié en fréquence plus récemment par des techniques inductives, notamment par le MINT (Tuscaloosa), le Laboratoire de Magnétisme de Bretagne et le CEA le Ripault [31, 59, 58, 169, 205, 114]. L'anisotropie supplémentaire induite par le couplage d'échange dans la couche F s'ajoute à l'anisotropie effective de cette dernière et décale donc la fréquence de résonance. Il est alors possible selon les protocoles expérimentaux de remonter à la valeur du couplage d'échange. Le décalage en fréquence va donc dépendre de la valeur du champ d'échange mais de façon nettement plus complexe qu'en statique et refléter au premier abord la dépendance en $1/e_F$ que l'on a évoqué précédemment. Ceci est illustré sur la figure 3.18 a) pour un système NiFe/IrMn avec différentes épaisseurs pour le NiFe d'après [169].

Plus l'épaisseur des couches F est fine, plus le pic de résonance se décale vers les hautes fréquences, preuve que l'augmentation de l'anisotropie dans les systèmes F/AF est également effective en dynamique. Il devient alors possible d'accéder à des fréquences de résonance élevées en jouant sur la force du couplage d'échange. Ceci ouvre de nouvelles perspectives en termes d'applications. De plus, à partir de la position du pic, on peut extraire le champ d'anisotropie $H_{ex,dyn} = H_{eff}$ qui est en première approximation inversement proportionnelle à e_F , de manière semblable au champ d'échange $H_{ex,statique} = H_{eb}$ mesuré en statique. Ceci est illustré sur la figure 3.18 b). Cette similitude confirme la nature interfaciale de l'interaction de couplage d'échange bien qu'il existe des différences sensibles entre ces deux grandeurs.

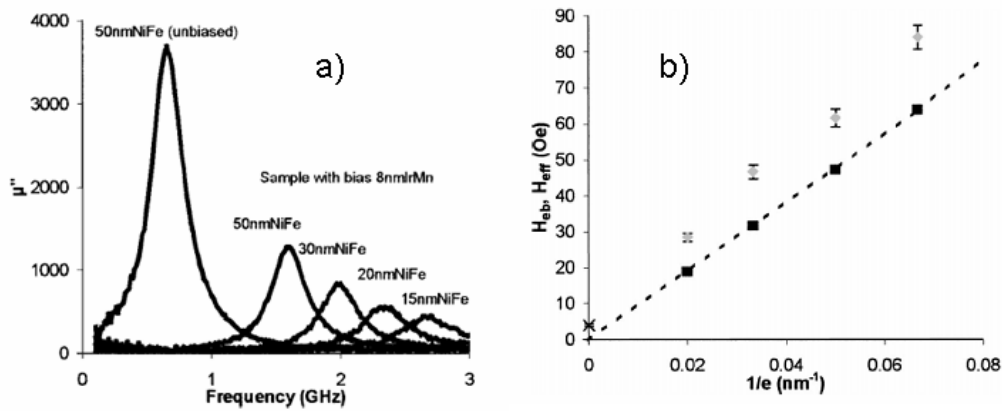


FIG. 3.18 : a) Partie imaginaire de la perméabilité μ'' en fonction de la fréquence pour des échantillons NiFe/IrMn avec différentes épaisseurs e_{NiFe} . b) Evolutions correspondantes du champ d'échange H_{eb} (statique) et du champ effectif H_{eff} (dynamique) en fonction de $1/e_{NiFe}$. Mesures réalisées en perméamètre monospire, d'après Acher et al.[169]

$\mathbf{H}_{ex\text{ statique}} \neq \mathbf{H}_{ex\text{ dynamique}}$

En effet, l'étude en dynamique du couplage d'échange fait apparaître un premier résultat surprenant : plusieurs auteurs utilisant des techniques de caractérisations différentes et sur des AF différents (NiMn : [245], IrMn : [114, 205, 75], NiO : [56]) rapportent des valeurs de champ d'échange H_{ex} légèrement inférieure en dynamique par rapport à la valeur mesurée en statique. Ceci est illustré sur la figure 3.19.

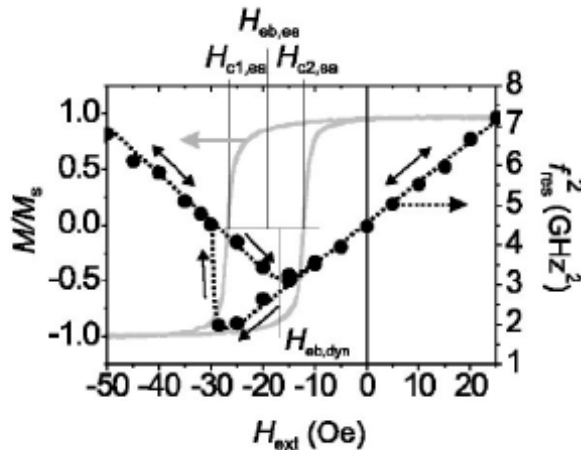


FIG. 3.19 : Cycle d'hystérésis et dépendance de f_{FMR}^2 en fonction du champ magnétique pour une bicouche NiFe/IrMn. Les positions respectives du champ d'échange statique $H_{eb,ea}$ et dynamique $H_{eb,dyn}$ sont indiquées. D'après Mc Cord et al. [114]

L'intersection du carré de la fréquence de résonance f_{FMR}^2 d'une bicouche NiFe/IrMn tracée en fonction du champ magnétique extérieur appliqué selon l'axe facile EA donne la valeur de $H_{ex,dyn}$. Celui-ci se révèle inférieur à $H_{ex,stat}$ mesuré au centre du cycle d'hystérésis (superposé à la figure). On

remarque alors une asymétrie la courbe f_{FMR}^2 vs. H_{ext} entre les deux branches du cycle d'hystérésis, ce qui diffère du comportement du couche de NiFe en statique [170]. De plus, Dorfbauer *et al.* [75] ont noté qu'un effet de traînage magnétique pouvait avoir lieu sur f_{FMR}^2 lors du balayage avec le champ extérieur. Ainsi, on s'aperçoit que la définition classique du champ d'échange correspondant au centre du cycle d'hystérésis qui a subi un décalage n'est plus tout à fait adaptée à l'interprétation des effets dynamiques. Nous reviendrons sur ce point tout au long des parties expérimentales de ce manuscrit.

Nouvelle épaisseur critique e_{cr2}

Des études du couplage d'échange en dynamique en fonction de l'épaisseur de la couche AF conduisent également à des résultats différents des mesures statiques. En effet, le couplage d'échange apparaît à des valeurs d'épaisseurs critiques d'AF plus faibles que celles observées en statique (voir paragraphe 3.2.2) [114, 205, 204]. Ceci fait apparaître une nouvelle épaisseur critique e_{cr2} pour la couche AF, caractéristique du comportement dynamique, comme illustré sur la figure 3.20.

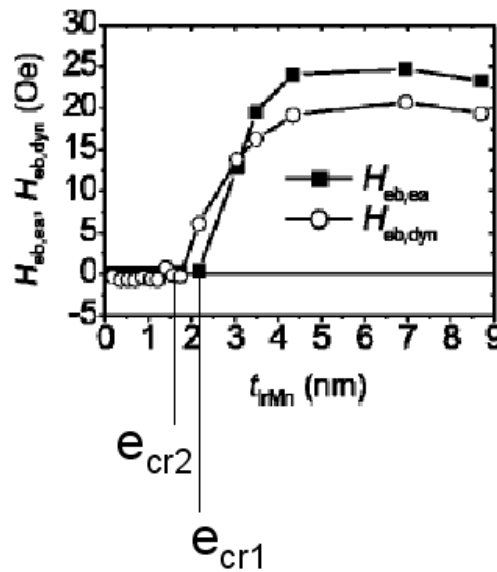


FIG. 3.20 : Champ d'échange mesuré en statique $H_{eb,ea}$ et en dynamique $H_{eb,dyn}$ en fonction de l'épaisseur de l'AF pour NiFe/IrMn. D'après Mc Cord[114]

L'influence du couplage d'échange sur les propriétés dynamiques se manifeste donc pour une épaisseur critique plus faible (e_{cr2}) que celle mise en jeu du point de vue statique (e_{cr1}). Ceci sous-entend un comportement différent du couplage d'échange au niveau microscopique entre les mesures statiques qui impliquent un renversement total de l'aimantation avec des processus souvent irréversibles et les mesures dynamiques qui ne font intervenir que de faibles déviations de l'aimantation par rapport à la position d'équilibre. Cette nouvelle épaisseur critique trouve une explication possible dans la taille des grains et l'anisotropie de l'AF discuté plus loin.

Anisotropie induite rotatoire

Les mesures en dynamique de systèmes AF/F font apparaître une nouvelle grandeur au niveau de l'anisotropie. En effet, plusieurs auteurs ont relevé qu'il n'était pas possible d'expliquer les fréquences de résonance anormalement élevées des systèmes couplés en tenant compte seulement de l'anisotropie intrinsèque H_{ki} de la couche F et de la valeur du couplage d'échange H_{ex} dans des systèmes différents [114, 205, 204, 56]. Ceci peut être expliqué par la présence d'une anisotropie supplémentaire $H_{k,rot}$. Il s'agit d'une **anisotropie induite rotatoire** (*rotatable anisotropy* en anglais) qui trouve son origine dans le couplage interfacial F/AF. Cette anisotropie n'est pas unidirectionnelle et ne contribue donc pas au décalage du cycle d'hystérésis, mais s'exerce sur la dynamique de l'aimantation de l'ensemble F/AF. Il s'agit donc d'une anisotropie isotrope effective selon toutes les directions de l'espace. Elle n'a que rarement été observée en mesure statique dans des expériences faisant intervenir les mesures d'aimantation à faibles champs [221]. On peut considérer que $H_{k,rot}$ s'ajoute à l'anisotropie effective déjà présente et conduit à une augmentation de la f_{FMR} . Du point de vue expérimental, $H_{k,rot}$ peut être extrait de l'extrapolation à l'origine de la dépendance f_{FMR}^2 vs. H_{DC} valeur à laquelle il faut retrancher la contribution intrinsèque comme H_{ki} de la couche F. Dans ces conditions, l'analyse de $H_{k,rot}$ en fonction de e_{AF} fait apparaître une troisième épaisseur critique e_{cr3} , plus faible que les deux précédentes ($e_{cr3} < e_{cr2} < e_{cr1}$), comme illustré sur la figure 3.21.

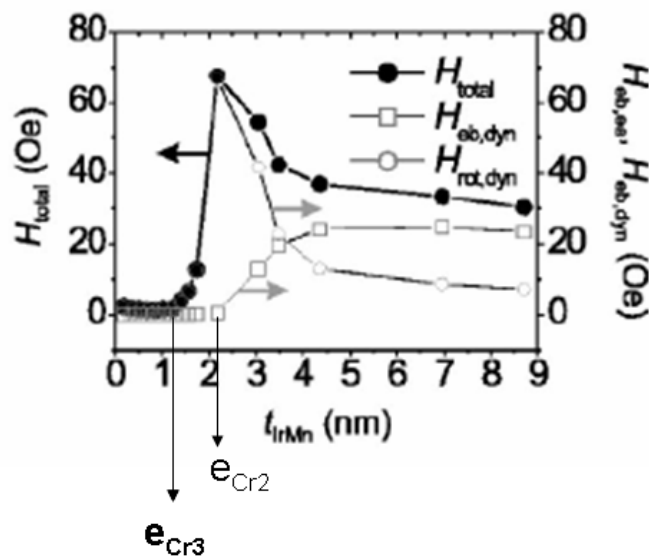


FIG. 3.21 : Champ d'anisotropie total H_{total} , $H_{ob,dyn} = H_{ex,dyn}$ champ d'échange dynamique et $H_{rot,dyn}$ en fonction de l'épaisseur e_{AF} de la couche AF dans NiFe/IrMn. D'après Mc Cord et al. [114]

Cette anisotropie rotatoire a été prédit théoriquement par Schultess et Butler [223, 224] alors qu'ils discutaient le modèle de Koon [34] présenté au paragraphe 3.3.4. Ce modèle prédit en effet une configuration de spins de l'AF à 90° de la direction des spins du F ('spin-flop' coupling) comme illustré précédemment figure 3.7 a). Dans cette configuration les spins de l'AF ne participent pas à la création d'un champ de bias (pas de décalage du cycle), mais renforcent l'alignement des spins F. Le 'spin-flop coupling' agit alors comme une anisotropie induite [224] dans la couche F qui réduit la taille des parois de domaines lorsque le couplage F/AF est établi. Cet effet doit être comparé à l'augmentation

du champ coercitif H_c ainsi qu'à l'augmentation significative de l'amortissement effectif α_{eff} , comme illustré sur la figure 3.22. L'anisotropie induite rotatoire $H_{k,rot}$ apparaît alors à la même épaisseur critique $e_{cr,3}$ et présente un comportement similaire à H_c EA (cf figure 3.3 du paragraphe 3.2.2). De même, l'amortissement dynamique augmente de plus de 100 % au voisinage de la même épaisseur $e_{cr,3}$ traduisant une participation plus importante des phénomènes dissipatifs dans cette région.

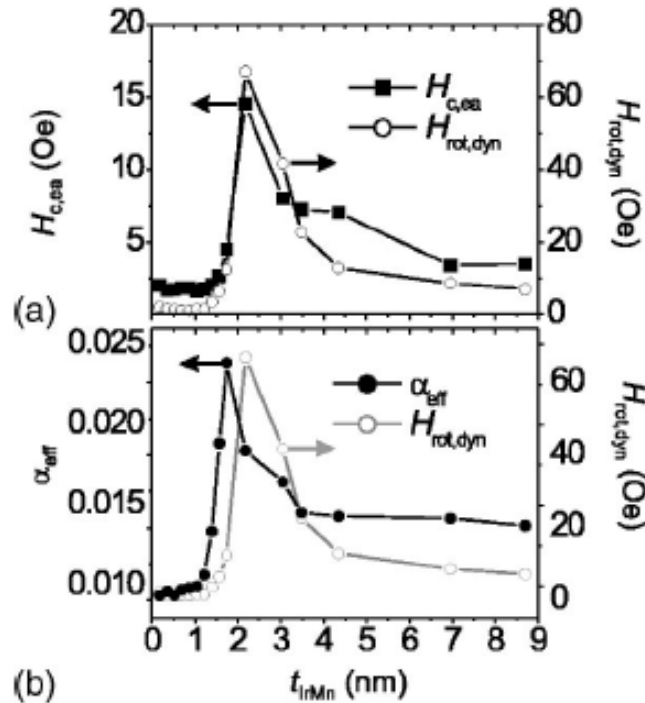


FIG. 3.22 : Variations de (a) $H_{k,rot}$ et de $H_{c,EA}$ et (b) α_{eff} et $H_{k,rot}$ en fonction de l'épaisseur e_{IrMn} de la couche AF pour NiFe/IrMn. D'après Mc Cord et al. [114]

Augmentation de l'amortissement par le couplage d'échange

Comme nous venons de le voir, l'apparition du couplage d'échange et de l'anisotropie qu'il induit s'accompagne d'une augmentation de l'amortissement dans la réponse dynamique de la couche F (figure 3.22). Toutes les études sur le couplage d'échange en dynamique soulignent en effet l'élargissement du pic de résonance par rapport à la largeur naturelle du pic de la couche F non couplée. Ceci a été tout d'abord vérifié expérimentalement en cavité résonantes [123, 56, 238, 208, 213, 250] où l'élargissement du pic est donné en terme de ΔH la largeur à mi-hauteur en champ du pic de résonance. Puis cela a été confirmé et détaillé en technique optique pompe-sonde [46], en diffusion Brillouin (BLS) [213, 126, 179] et en lignes coplanaires ou microstrip (en temporel [114] et en fréquence [126, 172]) où l'amortissement est soit caractérisé par le paramètre d'amortissement de Gilbert α ou par la largeur à mi-hauteur Δf du spectre de perméabilité. L'effet de cet élargissement est visible à l'oeil sur la figure 3.18 où les pics de résonance des systèmes couplés sont plus larges que celui de la couche de référence NiFe non couplée. Cet élargissement du pic de résonance est appelé 'amortissement anormal d'onde de spins' et varie avec l'épaisseur de la couche F [213, 152, 126]. Ceci est

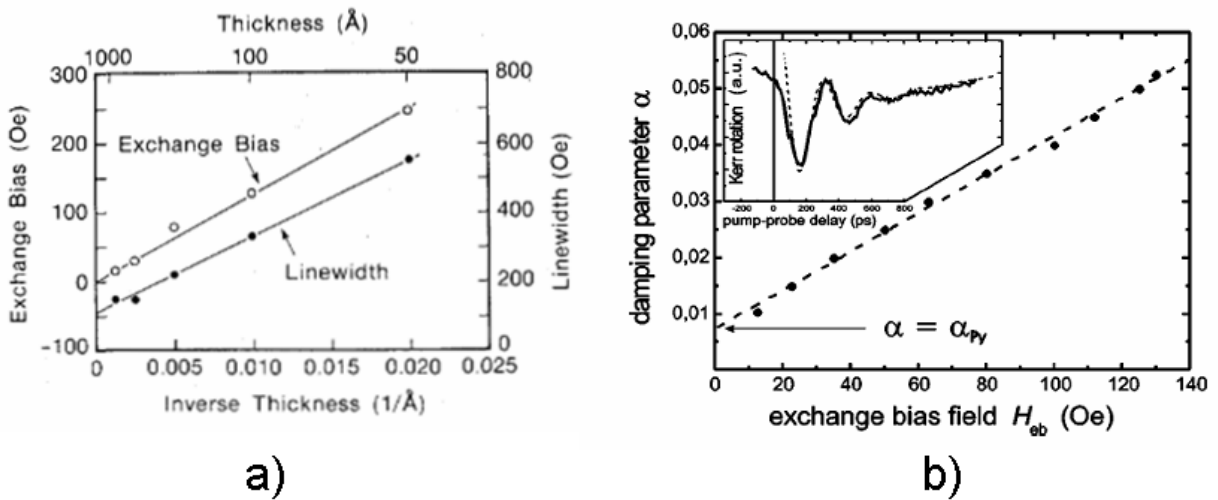


FIG. 3.23 : (a) Variations du champ d'échange et de la largeur de raie en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche F pour FeMn/NiFe/FeMn étudié en cavité résonnante (d'après Speriosu et al. [208]) (b) Variations du facteur d'amortissement α en fonction du champ d'échange H_{eb} pour un bicouche NiFe/FeMn étudié en technique 'pompe-sonde' (d'après Weber et al.. [46])

illustré par la figure 3.23. En première approximation, l'élargissement du pic de résonance, qu'il soit regardé en champ ou en fréquence, semble augmenter linéairement avec le champ d'échange. Il est donc inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche F. Ceci laisse supposer que ce phénomène est de nature interfaciale. Les mesures dynamiques de la résonance sont sensibles aux fluctuations d'anisotropie locales au sein de la couche F et notamment à l'interface AF/F. Ces fluctuations d'anisotropie ne sont pas accessibles en mesures statiques. La représentation macroscopique de l'anisotropie d'échange modélisée par le seul champ d'échange H_{ex} n'est donc plus valable en dynamique. A partir de la variation de la largeur de raie de résonance, il est alors possible de se ramener à la distribution d'anisotropie unidirectionnelle dans le plan de la couche F au voisinage de la direction de piégeage. Il faut alors tenir compte de cette distribution d'anisotropie pour interpréter l'amortissement effectif au sein des systèmes AF/F. A la fluctuation d'anisotropie unidirectionnelle (champ d'échange) s'ajoutent les fluctuations de l'anisotropie uniaxiale propre à la couche F et des fluctuations de l'anisotropie induite rotatoire, ce qui reste très délicat à modéliser dans l'ensemble. Cependant, des études récentes par FRM et BLS de l'élargissement du pic du résonance ont affiné la dépendance de la largeur de raie avec e_F . Une analyse au deuxième ordre de la largeur des pics de résonance de bicouches CoFe/IrMn (Weber et al. [47] et Rezende et al. [152]) et NiFe/NiO (Rezende et al. [213] et Kuanr et al. [126]) montre en réalité une variation en $1/e_F^2$ de l'amortissement dans les structures couplées, ce qui est illustré sur figure 3.24. Les variations de $\Delta\omega$ et Δf en $1/e_F^2$ ont été décrites et interprétées avec un modèle de "diffusion à deux magnons" [213]. Celui-ci a été inspiré du modèle général élaboré par Arias et Mills [183] déjà présenté dans le chapitre 2 pour les couches minces magnétiques douces, et a été étendu au cas des couches magnétiques AF/F à couplage d'échange. Dans ce modèle, l'amortissement est la somme de deux contributions indépendantes :

- un amortissement *intrinsèque* à la couche F, dominé par le facteur de Gilbert classique α_{int}
- un amortissement *extrinsèque* dominé par le processus de diffusion à deux magnons α_{ext}

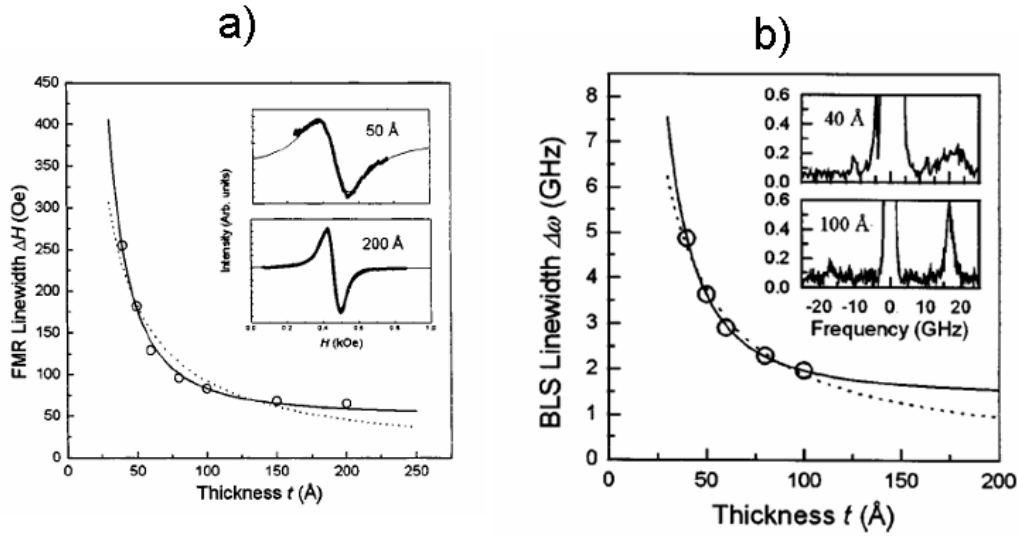


FIG. 3.24 : Variations des largeurs du pic de résonance ΔH et $\Delta\omega$ en fonction de l'épaisseur de la couche F pour un bicouche CoFe(t)/IrMn mesurées par résonance FMR (a) et par diffusion Brillouin (b). La courbe en trait plein correspond à une dépendance en $1/e_{AF}^2$ et la courbe en trait pointillé à une dépendance en $1/e_{AF}$. D'après Rezende *et al.* [152]

Le mécanisme de relaxation de l'aimantation basé sur la diffusion à deux magnons repose sur la rugosité de l'interface AF/F. En effet, les terrasses, les marches et les îlots créés par les irrégularités de l'interface vont pouvoir générer localement de nombreuses fluctuations de champs. La couche F interagit alternativement avec l'un ou l'autre des sous-réseaux de l'AF. Ces défauts d'interface sont alors considérés comme des centres diffuseurs vis-à-vis des ondes de spins (ou magnons). Ils participent à la levée de dégénérescence du mode d'excitation uniforme, de vecteur d'onde $\vec{k} = 0$ en des modes d'excitation de vecteurs d'onde non nuls $\vec{k}' \neq 0$. Plus le nombre d'états accessibles est grand, plus les mécanismes de diffusion fréquents et plus l'amortissement est élevé. Le nombre d'états accessibles vérifiant $\vec{k}' \neq 0$ dépend de nombreux paramètres comme la rugosité, la taille et nature des défauts, le champ magnétique extérieur appliqué, l'angle d'excitation et l'épaisseur de la couche F. Qualitativement, on pressent que plus la couche F est fine, plus la diffusion des magnons sur les défauts va avoir un rôle prépondérant. Rezende *et al.* ont modélisé les défauts d'interface par de petites terrasses de surfaces A_d parallèles au film et les ont ensuite réparties aléatoirement à l'interface AF/F. La perturbation local dans l'énergie interfaciale s'écrit $J_I \cos \theta$ par unité de surface, où J_I est la constante énergétique de couplage locale et θ l'angle entre les moments de la couche F et de l'AF. Ils ont alors calculé avec la théorie des ondes de spins l'élargissement de la largeur pic-à-pic ΔH de la résonance mesurée en FMR ([213]) :

$$\Delta H = \frac{4p \langle A_d \rangle \langle \cos^2 \theta \rangle H^{1/2}}{\sqrt{3\pi D} (H + 4\pi M_s)^{1/2}} H_I^2 \quad (3.15)$$

- $H_I = J_I / (M_s e_F)$
- D : la constante d'échange de la couche F
- H : le champ magnétique extérieur appliqué
- p : la fraction de l'interface occupée par les défauts

La dépendance de la largeur de raie en H_I^2 confirme la dépendance en $1/e_F^2$ observée expérimentalement ce qui a été vérifié par plusieurs auteurs dans différents systèmes couplés AF/F [213, 152, 108, 47, 101, 126]. Ce modèle a le mérite de s'appuyer sur une description microscopique des phénomènes. Cependant, il possède beaucoup de paramètres d'optimisation (taille et forme des défauts, répartition aléatoire, valeur de la constante d'échange $J_I...$), ce qui lui confère peu de pouvoir prédictif, hormis la dépendance générale en $1/e_F^2$. De plus, ce modèle ne s'intéresse qu'à la contribution extrinsèque de la diffusion à deux magnons sur l'élargissement de la résonance. A cette contribution, il faut rajouter l'amortissement intrinsèque de la couche F, les éventuels effets de fluctuations d'aimantation et les courants de Foucault.

3.4.3 Scénario possible de la dépendance en épaisseur d'AF

Bien qu'il soit très difficile de relier tous les différents paramètres que l'on vient de passer en revue par un modèle analytique, les similitudes de comportement entre le champ coercitif H_c , l'amortissement effectif α_{eff} et l'anisotropie induite $H_{k,rot}$ quant à l'établissement du couplage d'échange laissent sous-entendre un possible scénario du comportement microscopique du piégeage AF/F. A partir de la littérature disponible sur l'étude en dynamique de cette anisotropie induite, nous proposons ici de représenter le comportement dynamique des systèmes couplés AF/F par un schéma simple. Considérons la nature polycristalline de l'AF et l'énergie magnétocristalline des grains de l'AF. La limite superparamagnétique est donnée par :

$$K_{AF}V_{grain} = k_B T \quad (3.16)$$

- K_{AF} : l'anisotropie magnétocristalline de l'AF
- $V_{grain} = e_{AF}r_{grain}^2\pi$: le volume moyen des grains de l'AF
- k_B la constante de Boltzmann
- T : température

Considérons maintenant l'influence de l'épaisseur e_{AF} sur le comportement des systèmes couplés, comme schématisé sur la figure 3.25.

- $e_{AF} < e_{cr3}$: les épaisseurs mises en jeu sont très faibles (inférieur à 2 nm) et les grains de l'AF sont généralement très petits. La couche AF est globalement superparamagnétique et ne perturbe donc pas la couche F.
- $e_{cr3} < e_{AF} < e_{cr2}$: la taille (et donc l'anisotropie) de certains grains de l'AF est suffisante pour qu'ils deviennent antiferromagnétiques. Mais tous ne le sont pas et ne sont donc pas couplés entre eux. Ils ne peuvent pas s'opposer globalement au retournement de la couche F. L'énergie magnétocristalline n'est pas suffisante pour permettre l'apparition de spins non-compensés à l'interface AF/F. Les spins vont alors préférer une configuration 'spin-flip coupling' à 90° de la direction d'aimantation de F, renforçant ainsi son anisotropie. Il n'y a donc pas d'effet de couplage d'échange (pas de décalage du cycle) et les spins de l'AF sont retournés en même temps que ceux de la couche F lors de l'application d'un champ statique. Cependant, ils vont "freiner" ce retournement par des processus irréversibles (déplacement de parois, défauts...) dans la couche AF et absorber ou diffuser localement des ondes spins lors d'une excitation RF. Ceci explique l'apparition du champ d'anisotropie rotatoire $H_{k,rot}$, de l'augmentation du champ coercitif ainsi que l'augmentation de l'amortissement α_{eff}

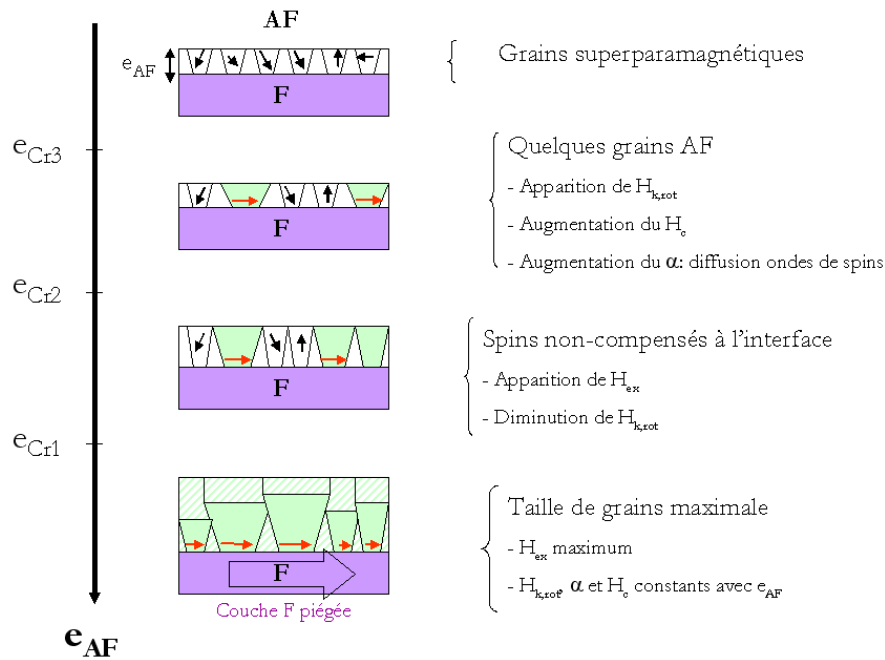


FIG. 3.25 : Représentation schématique du scénario sur l'influence de la taille des grains de l'AF polycristallin sur les propriétés dynamiques des systèmes AF/F

- $e_{cr2} < e_{AF} < e_{cr1}$: la taille de certains grains atteint une valeur critique pour laquelle des spins non compensés à l'interface AF/F peuvent exister grâce à une anisotropie magnétocristalline suffisamment forte dans la couche AF. Ainsi, à partir de e_{cr1} , il existe un champ d'échange. Ceci a pour conséquence de rigidifier les spins de l'AF selon le sens du champ d'échange. Ainsi, les spins AF sont moins susceptibles de tourner et de suivre le renversement de l'aimantation de la couche F. Il y a alors coexistence de deux phases : une partie des grains AF participe au piégeage et à la création du champ d'échange H_{ex} et une autre partie contribue toujours à l'anisotropie induite $H_{k,rot}$. La faible différence entre e_{cr1} et e_{cr2} vient du fait que les mesures statiques et dynamiques sont de natures différentes : la première implique un renversement total de la couche tandis que la deuxième met en jeu une faible excitation RF avec des champs magnétiques inférieurs à 1 Oe. Dans le premier cas, on mesure une différence de champs coercitifs liés à des phénomènes irréversibles et dans l'autre, on sonde l'anisotropie locale de la couche F. On comprend alors que les mesures dynamiques soient plus sensibles à l'apparition du couplage d'échange qui est d'habitude "masquée" par les mesures statiques.
- $e_{cr1} < e_{AF}$: l'épaisseur de l'AF est ici suffisante pour permettre d'avoir une répartition homogène de grains à travers toute l'épaisseur de la couche AF. Ceci permet aux spins non-compensés de se stabiliser. Par ailleurs, la quasi-totalité des grains de l'AF se couplent entre eux et participent ainsi au piégeage de la couche F. Cependant, il peut toujours exister un petit nombre de petits grains AF participant au 'spin-flop coupling' et expliquant un champ coercitif H_c généralement plus élevé que pour la couche F non couplée, et la présence d'une anisotropie induite rotatoire modérée.

Ce possible scénario a été confirmé en statique par une étude matériau très complète (Rayons X + TEM + AFM) par Tsunoda *et al.* [158] dans le cas de $\text{Ni}_{25}\text{Mn}_{75}$. Même si une étude systématique est nécessaire pour chaque AF, ce scénario donne une représentation qualitative des phénomènes microscopiques mis en jeu lors de l'apparition progressive du couplage d'échange avec l'épaisseur e_{AF} , que nous essaierons d'étoffer à partir de nos propres résultats expérimentaux.

3.5 Formalisme LLG adapté au couplage d'échange

3.5.1 Adaptation du modèle LLG

Un des objectifs de ce travail est de contribuer à cette compréhension, notamment avec le recours systématique aux mesures fréquentielles pour différentes configurations mettant en jeu le couplage d'échange. L'adaptation du modèle LLG aux grandeurs caractéristiques du couplage d'échange peut s'avérer très utile en termes d'interprétation des résultats. Nous proposons donc une analyse dynamique adaptée du formalisme classique de LLG :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{h}) + \frac{\alpha_{eff}}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (3.17)$$

Pour se faire, un premier critère doit être posé à travers $H_{ex} > H_c$ pour que la couche F soit parfaitement saturée. Dans ces conditions, le modèle macrospin reste en première approximation, valable et l'équation LLG peut être utilisée. Il faut alors tenir compte des propriétés liées au couplage d'échange. De nouvelles contributions à l'énergie libre doivent être prises en compte dans calcul du champ effectif. Nous nous inspirons pour cela du modèle intuitif de Meiklejohn et Beam, présenté au paragraphe 3.3.1 comme base de travail. Le coefficient d'amortissement α_{eff} reste un paramètre phénoménologique mais possède cette fois deux contributions : un amortissement intrinsèque propre à la couche F α_{int} et un amortissement extrinsèque α_{ext} dû au couplage d'échange, comme vu au paragraphe 3.4.2 précédent :

$$\alpha_{eff} = \alpha_{int} + \alpha_{ext} \quad (3.18)$$

Cependant, en pratique, il est très difficile de séparer ces deux contributions. Nous nous contenterons de traiter le cas d'un paramètre α_{eff} effectif global.

Système de coordonnées

Nous conservons le même système de coordonnées et les mêmes notations du paragraphe que ceux du 2 de la figure 2.1. Cette fois, nous considérons une couche mince avec aimantation dans le plan ($\theta = \pi/2$). Le champ d'échange \vec{H}_{ex} remplace ici le champ statique \vec{H}_{DC} de la figure 2.1, tandis que l'on ajoute la contribution $\vec{H}_{k,rot}$ de façon colinéaire au vecteur aimantation \vec{M} de la couche F. On considère le cas général où le champ d'échange \vec{H}_{ex} peut être appliqué selon toutes les directions du plan. La direction de l'axe facile de la couche F qui possède son anisotropie intrinsèque propre notée H_{ki} est orientée selon O_x de la même manière que dans le cas de la couche F libre. Un champ statique \vec{H}_{DC} peut éventuellement être ajouté (non montré ici pour plus de clarté du schéma).

Termes d'énergie liés au couplage d'échange

Nous faisons l'hypothèse que les variations d'énergie relatives à la seule couche AF sont négligeables par rapport aux variations énergétiques du couplage d'échange. Nous retenons donc deux

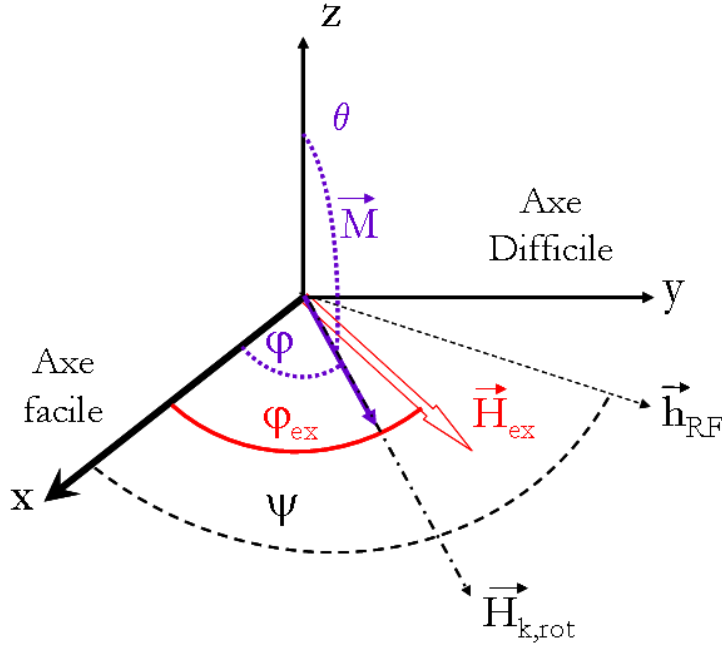


FIG. 3.26 : Définition générale du système de coordonnées avec couplage d'échange

termes principaux liés au couplage d'échange :

– **énergie de champ d'échange unidirectionnel :**

$$G_{ex} = -\vec{H}_{ex} \cdot \vec{M} = -H_{ex} M_s \cos(\varphi - \varphi_{ex}) \sin \theta = -\frac{J_{ex}}{e_F} \cos(\varphi - \varphi_{ex}) \sin \theta \quad (3.19)$$

Selon les modèles, il s'agit soit de l'énergie requise pour former de manière réversible les parois de domaines ou des spirales dans l'AF pendant le retournement de l'aimantation de la couche F, soit de l'énergie de couplage entre spins F et les spins non-compensés de l'AF. Ici, nous considérons le modèle le plus simple où H_{ex} peut être considéré comme homogène à travers toute l'épaisseur de la couche F.

– **énergie d'anisotropie rotatoire :**

$$G_{K,rot} = -\frac{H_{k,rot} \cdot M_s}{2} \cos^2(\varphi - \varphi_{rot}) \sin^2 \theta \quad (3.20)$$

Ce dernier terme est introduit pour modéliser le décalage isotrope de la fréquence de résonance par l'anisotropie rotatoire que subit l'aimantation de la couche F. Elle est donc colinéaire à \vec{M} avec $\varphi = \varphi_{rot}$ toujours vérifiée. Bien que ce terme soit décrit par plusieurs théories (Koon et Takano, notamment), nous la considérons pour l'instant comme un paramètre phénoménologique.

L'énergie totale du système couplé AF/F s'écrit donc :

$$G_{tot} = G_Z + G_K + G_D + G_{ex} + G_{K,rot} \quad (3.21)$$

3.5.2 Cas particulier "Facile Transverse"

Position d'équilibre et hystérésis

On s'intéresse particulièrement au cas où le champ d'échange \vec{H}_{ex} est parallèle ($\varphi_{ex} = 0$) à l'axe facile O_x et donc au champ d'anisotropie H_{ki} de la couche F. La figure 3.27 illustre cette configuration. L'aimantation est toujours dans le plan ($\theta = \pi/2$) et l'excitation RF a lieu exclusivement dans le plan de la couche mince. La présence de ces deux nouveaux termes énergétiques dus au couplage d'échange

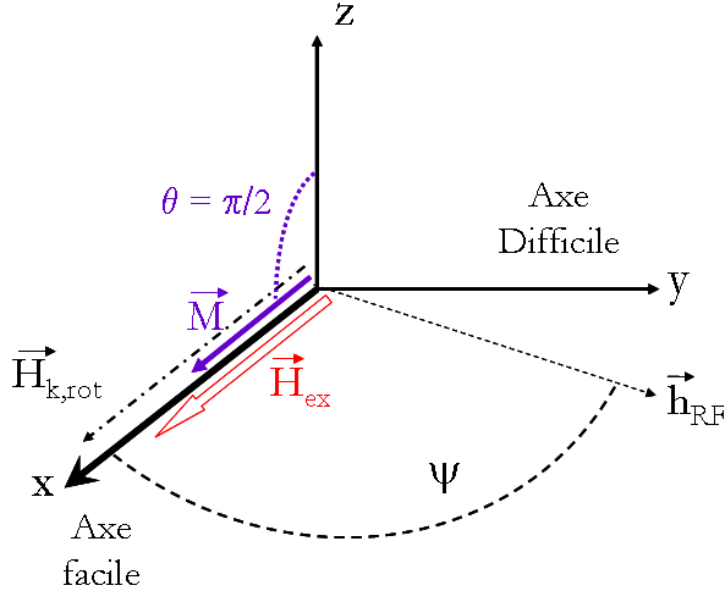


FIG. 3.27 : Définition du système de coordonnées avec couplage d'échange selon l'axe facile

complexifie le calcul de la position d'équilibre de l'aimantation et donc le calcul du cycle d'hystérésis en statique. Le calcul de pente du cycle d'hystérésis selon l'axe difficile n'est plus aussi direct que pour une couche anisotrope classique. On calcule la position d'équilibre en annulant la dérivée première de l'énergie totale G_{tot} avec un champ de bias H_{DC} appliqué selon l'axe difficile HA ($\varphi_{DC} = \pi/2$).

$$\left[\frac{\partial G}{\partial \varphi} \right]_{HA} = -H_{DC} M_s \cos \varphi + H_{ex} M_s \sin \varphi + H_{ki} M_s \sin 2\varphi + H_{k,rot} M_s \sin 2(\varphi - \varphi_{rot}) = 0 \quad (3.22)$$

Avec le modèle choisi pour l'anisotropie rotatoire, nous avons $\varphi = \varphi_{eq} = \varphi_{rot}$, ce qui fait que $\left[\frac{\partial G}{\partial \varphi} \right]_{HA}$ et donc la position d'équilibre ne dépendent pas de $H_{k,rot}$. On estime que pour des variations suffisamment lentes de l'aimantation, les mécanismes associés à $H_{k,rot}$ relaxent quasi-instantanément vers la position d'équilibre du système. $H_{k,rot}$ n'apparaît donc pas en statique car il n'influence pas la position d'équilibre, ce qui n'est pas le cas en dynamique. L'expression 3.22 est une équation non linéaire qui n'a pas de solution analytique simple, sauf dans le cas où l'anisotropie H_{ki} est négligeable devant H_{ex} . Notons par ailleurs qu'il est théoriquement impossible de saturer complètement le système AF/F selon l'axe difficile du fait du champ d'échange H_{ex} présent selon O_x . Pour les faibles champs, on retrouve cependant un comportement de rotation cohérente de l'aimantation avec une pente pour le cycle d'hystérésis correspondant à $H_{ex} + H_{ki}$.

Calcul de la f_{FMR} et de la perméabilité μ'_{DC}

Pour $H_{DC} = 0$, les dérivées secondes de l'énergie libre s'écrivent :

$$G_{\theta\theta} = M_s(H_{ki} + H_{k,rot} + H_{ex} + 4\pi M_s) \quad (3.23)$$

$$G_{\varphi\varphi} = M_s(H_{ki} + H_{k,rot} + H_{ex}) \quad (3.24)$$

On s'aperçoit ici que $H_{k,rot}$ est bien présent aux niveaux des dérivées secondes de l'énergie libre, et va donc intervenir dans la dynamique de l'aimantation de la couche F. De manière identique à une couche F non couplée, on introduit les grandeurs suivantes :

$$\begin{aligned} f_{ex} &= \frac{\gamma}{2\pi} H_{ex} \\ f_M &= \frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s \\ f_k &= \frac{\gamma}{2\pi} (H_{ki} + H_{k,rot}) \end{aligned}$$

On détermine alors la fréquence de résonance f_{FMR} :

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_{ki} + H_{k,rot} + H_{ex} + 4\pi M_s)(H_k + H_{k,rot} + H_{ex})} = \sqrt{(f_k + f_{ex} + f_M)(f_k + f_{ex})} \quad (3.25)$$

En considérant que l'aimantation $4\pi M_s$ est très grande devant les valeurs d'anisotropie, on peut simplifier l'expression précédente :

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s(H_{ki} + H_{k,rot} + H_{ex})} = \sqrt{f_M(f_k + f_{ex})} \quad (3.26)$$

qui peut se réécrire avec la constante de couplage J_{ex} et l'épaisseur de la couche F :

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s(H_{ki} + H_{k,rot} + \frac{J_{ex}}{M_s e_F})} \quad (3.27)$$

$$= \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s(H_{ki} + H_{k,rot}) + \frac{4\pi J_{ex}}{e_F}} \quad (3.28)$$

La fréquence de résonance s'exprime en fonction de paramètres intrinsèques au système et de l'épaisseur e_F . On retrouve bien une augmentation de la f_{FMR} quand l'épaisseur de la couche F diminue. Ceci est d'autant plus marquée que la constante J_{ex} est élevée.

En considérant que $\alpha_{eff}^2 \ll 1$, on obtient à partir des équations de 2.1.10 l'expression de perméabilité complexe selon le champ hyperfréquence :

$$\mu'(f) = 1 + \frac{f_M(f_k + f_{ex} + f_M)(f_{FMR}^2 - f^2)}{(f_{FMR}^2 - f^2)^2 + \alpha_{eff}^2 f^2 (2f_k + 2f_{ex} + f_M)^2} \sin^2 \psi \quad (3.29)$$

$$\mu''(f) = \alpha_{eff} f_M f \frac{f^2 + (f_{ex} + f_k + f_M)^2}{(f_{FMR}^2 - f^2)^2 + \alpha_{eff}^2 f^2 (2f_k + 2f_{ex} + f_M)^2} \sin^2 \psi \quad (3.30)$$

Si le champ hyperfréquence \vec{h}_{RF} est appliqué selon l'axe facile ($\psi = 0$), la perméabilité vaut 1. Si le champ hyperfréquence est perpendiculaire à l'axe facile ($\psi = \frac{\pi}{2}$), la perméabilité présente sa

valeur maximale. C'est précisément une perméabilité maximale que l'on cherche à obtenir en vue des applications RF. La partie réelle μ' pour les basses fréquences vaut :

$$\mu'_{DC} = 1 + \frac{4\pi M_s}{H_{ex} + H_{ki} + H_{k,rot}} \quad (3.31)$$

La partie imaginaire μ'' tend quant à elle vers 0. Tout se passe comme si un champ de bias de valeur H_{ex} est appliqué selon O_x et que l'anisotropie propre H_{ki} de la couche F était artificiellement augmentée de $H_{k,rot}$. La réponse dynamique conserve un profil de perméabilité Lorentzien. Un spectre de perméabilité correspondant à cette configuration de mesure en axe difficile en champ nul est représenté sur la figure 3.28 (\vec{h}_{RF} selon HA, $\psi = \pi/2$). Les paramètres expérimentaux utilisés pour le calcul sont explicités dans la légende.

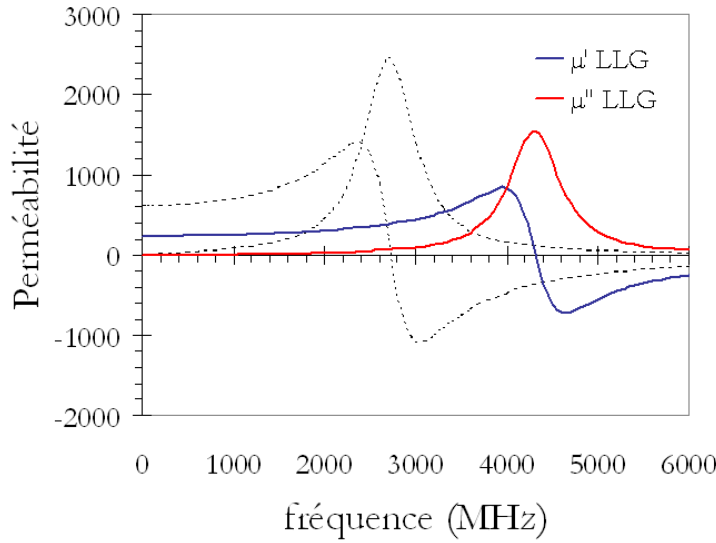


FIG. 3.28 : Parties réelle μ' et imaginaire μ'' de la perméabilité calculées selon l'axe difficile (configuration Facile transverse) pour des paramètres typiques d'un matériau magnétique doux à forte aimantation avec $\gamma/2\pi = 2.8 \text{ MHz/Oe}$, $4\pi M_s = 24 \text{ kG}$, $H_{ex} = 60 \text{ Oe}$, $H_{ki} + H_{rot} = 40 \text{ Oe}$ et $\alpha_{eff} = 0.01$. Pour comparaison, le spectre de perméabilité de la couche F non couplée est représenté en pointillé

Cas avec champ de Bias H_{DC} appliqué selon l'axe facile

Le couplage d'échange induit cependant une différence significative avec le cas classique d'une couche à anisotropie uniaxiale à cause du caractère unidirectionnel de son anisotropie. Si l'on tient compte de H_{DC} appliqué selon l'axe facile O_x , on trouve alors deux expressions de la fréquence de résonance de part et d'autre du champ d'échange H_{ex} :

$$\text{pour } H_{ex} + H_{DC} \geq 0 : f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s(H_{ki} + H_{k,rot}) + 4\pi M_s(H_{ex} + H_{DC})} \quad (3.32)$$

$$\text{pour } H_{ex} + H_{DC} \leq 0 : f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s(H_{ki} + H_{k,rot}) - 4\pi M_s(H_{ex} + H_{DC})} \quad (3.33)$$

Les variations de f_{FMR} avec le champ de bias sont représentées sur la figure 3.29. Comme déjà discuté, cette configuration trouve un intérêt pratique car pour $H_{DC} = -H_{ex}$, la fréquence de résonance dépend uniquement de l'anisotropie propre de la couche F et de l'anisotropie induite rotatoire de la couche AF, ce qui permet une mesure précise de $H_{k,rot}$ connaissant H_{ki} :

$$f_{FMR}(H_{DC} = -H_{ex}) = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s (H_{ki} + H_{k,rot})} \quad (3.34)$$

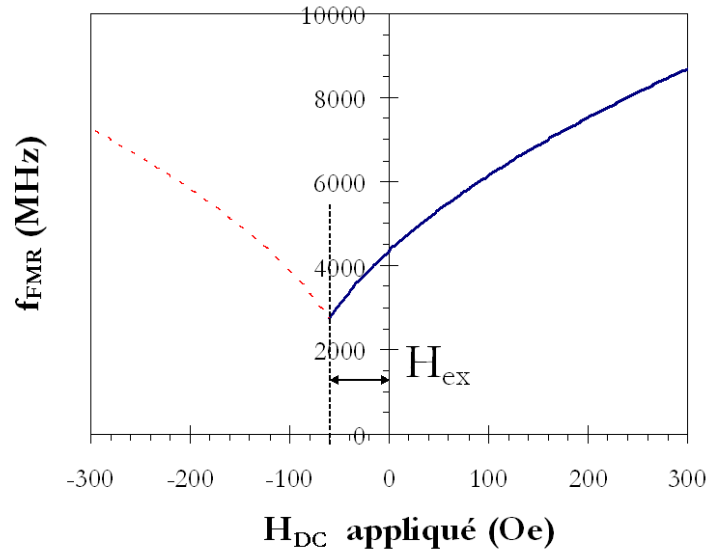


FIG. 3.29 : Variation de f_{FMR} en fonction du champ de bias H_{DC} appliqué selon EA d'après les caractéristiques données pour la figure 3.28

Chapitre 4

Etude du couplage d'échange avec NiMn

Sommaire

4.1	Présentation du NiMn	91
4.1.1	NiMn, un AF à part	91
4.1.2	Structures cristallographique et magnétique	91
4.1.3	Recuits	94
4.1.4	Couplage d'échange avec NiMn	95
4.2	Résultats expérimentaux : étude statique	97
4.2.1	Films de $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$	97
4.2.2	Films de NiMn	100
4.2.3	Configurations TOP et BOTTOM	100
4.2.4	Configuration sandwich	106
4.3	Résultats expérimentaux : étude dynamique	113
4.3.1	Configurations TOP et BOTTOM	114
4.3.2	Configuration sandwich	119
4.3.3	Dépendance avec la température	124
4.4	Conclusion	125

4.1 Présentation du NiMn

4.1.1 NiMn, un AF à part

La composition $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{50}$ équiatomique (notée par la suite NiMn) est l'un des AF les plus étudiés et utilisés en couches minces bien qu'atypique. En effet, la plupart des AF (FeMn, IrMn, FeMnRh, RhMn, RuMn, pour les AF métalliques à base de Mn d'après [148] mais aussi NiO pour les isolants), couramment utilisés pour piéger une couche F ont une structure cubique face centrée (cfc) désordonnée, c'est-à-dire avec une répartition aléatoire des atomes sur les sites cristallographiques. Le NiMn présente quant à lui une structure tétragonale face centrée (tfc) et possède un ordre chimique [148, 67, 60, 196, 14, 27, 26, 239, 218, 217, 78, 9, 198, 50]. Il s'agit de la phase $\mathbf{L}_1\mathbf{0}$ qui consiste en une succession de plans de Ni et de Mn selon l'axe c de la maille cristallographique. Cet ordre chimique $\mathbf{L}_1\mathbf{0}$ est à l'origine des propriétés antiferromagnétiques du NiMn et de sa très forte anisotropie cristalline K_{AF} ($\sim 5 \times 10^6 \text{ erg.cm}^3$). Le NiMn a trouvé de nombreuses applications en couches minces liées au couplage d'échange. En effet, en plus d'une forte anisotropie cristalline indispensable pour un couplage d'échange élevé ($J_{ex} \sim 0,5 \text{ erg.cm}^{-2}$), il combine une très bonne tenue thermique ainsi qu'une très forte résistance à la corrosion. Il est un candidat idéal pour piéger les couches F dans les vannes de spins, par exemple.

4.1.2 Structures cristallographique et magnétique

Les couches minces de NiMn réalisées par PVD sont de nature polycristalline. La microstructure et la composition chimique sont très dépendantes des conditions expérimentales. Cependant, on retrouve des résultats communs sur la structure cristallographique et magnétique du NiMn dans la littérature.

Etat naturel brut de dépôt

Le NiMn à l'état brut de dépôt n'est que très faiblement antiferromagnétique [111, 27, 217]. Il présente majoritairement une phase métastable paramagnétique appelée phase $\gamma\text{-Ni}_{50}\text{Mn}_{50}$ à température ambiante de type cfc désordonnée. Cette phase est détaillée sur la figure 4.1 a). La maille cristallographique est hautement symétrique. Il peut cependant exister une faible quantité de phase ordonnée $\mathbf{L}_1\mathbf{0}$ brut de dépôt. Ceci peut être mis en évidence par diffraction X selon une direction bien sélectionnée (par exemple [114], [26]). Cependant, J_{ex} ne dépasse pas $0,05 \text{ erg.cm}^{-2}$ dans les meilleurs cas [118].

Etat ordonné : la phase $\mathbf{L}_1\mathbf{0}$

L'état ordonné antiferromagnétique n'apparaît qu'après un recuit thermique. La structure cristallographique de la phase $\mathbf{L}_1\mathbf{0}$ du NiMn est illustrée sur la figure 4.1. Elle a été analysée par de nombreux auteurs, tandis que les propriétés antiferromagnétiques ont été étudiées en détails par Kasper et Kouvel en 1959 [196] par diffraction de neutrons. L'axe z est l'axe tétragonal. On observe une succession de plans d'atomes Ni et Mn selon l'axe z . La maille cristallographique a perdu un degré de symétrie par rapport à la phase non recuite cfc : la famille de plans (002) n'est plus équivalente aux familles (200) et (020). On observe deux signaux différents en diffraction X [27, 218, 78, 26], comme on le voit sur la figure 4.2, ce qui correspond à la levée de dégénérescence des familles de plans, due à l'écrasement de la maille. Il y a donc un changement sensible des paramètres cristallographiques

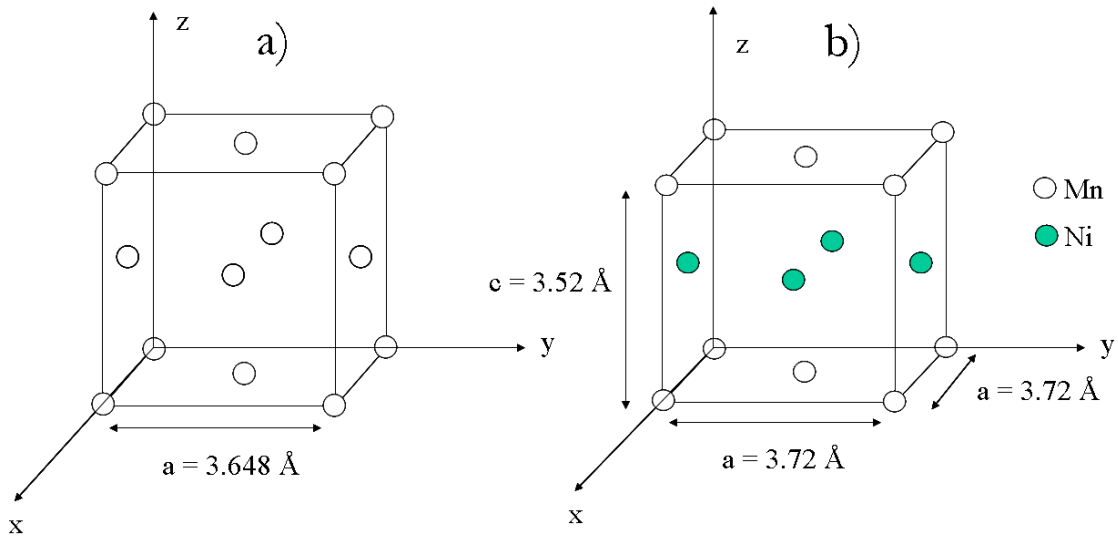


FIG. 4.1 : Structure cristallographique du NiMn en couches minces : a) brut de dépôt (cubique face centrée, paramètre de maille $a = 3.648 \text{ \AA}$, répartition aléatoire des atomes de Ni et Mn sur les différents sites cristallographiques) ; b) après recuit en phase L_{10} (tétraogonale face centrée, paramètre de maille $a = 3.72 \text{ \AA}$, $c = 3.52 \text{ \AA}$, alternance de plans d'atomes Ni et Mn selon l'axe z)

entre la phase brut de dépôt et la phase recuite. Ceci va avoir des conséquences sur la répartition des moments magnétiques et les propriétés magnétiques et donc sur le couplage d'échange.

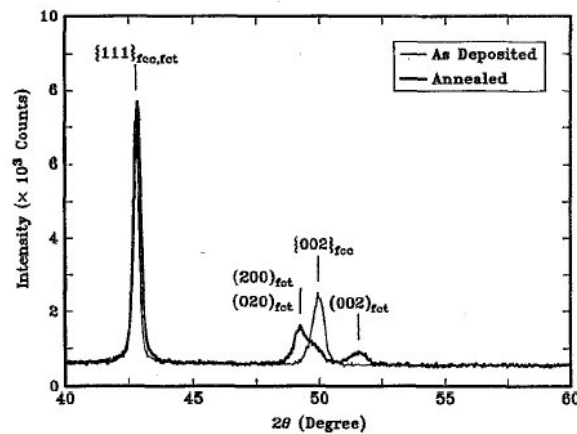


FIG. 4.2 : Spectres de diffraction X d'une couche de NiMn d'épaisseur 500 nm avant et après recuit. D'après Lin et al.[218]

Antiferromagnétisme et température de Néel T_N

L'étude de la structure L_{10} par diffraction de neutrons a permis de déterminer que les moments magnétiques sont essentiellement portés par les atomes de Mn. Les spins de chaque atome de Mn sont couplés antiferromagnétiquement avec leurs plus proches voisins. Deux types de structures magné-

tiques sont alors possibles. Dans les deux cas, l'orientation des spins est perpendiculaire à l'axe c , soit selon $[100]$, soit selon $[110]$, comme illustré selon la figure 4.3. Ces deux structures sont très proches et il est difficile de trancher entre ces configurations par les techniques conventionnelles. Cependant, la plupart des auteurs [27, 26] font référence à la configuration de type $[110]$. La configuration des moments magnétiques dans le plan $\langle 111 \rangle$ qui va nous intéresser pour le couplage d'échange est décrit sur la figure 4.4.

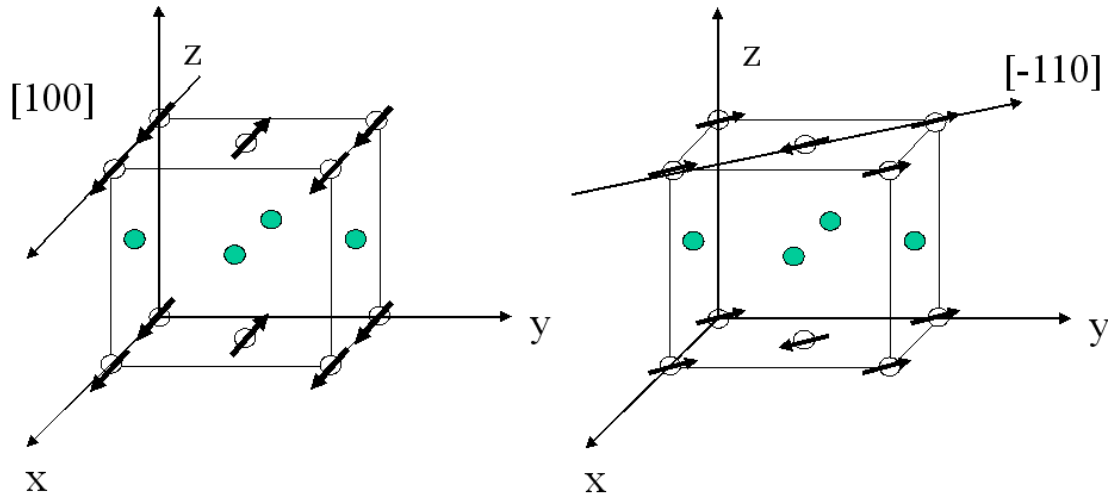


FIG. 4.3 : Structure magnétique du NiMn en phase L_10 . Deux configurations sont possibles : spins alignés selon $[100]$ (groupe d'espace correspondant : $P_{63}man$) ou $[-110]$ (groupe d'espace correspondant : $C_{6h}mma$)

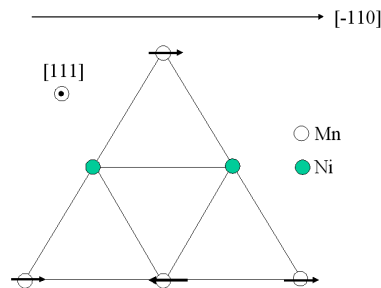


FIG. 4.4 : Structure magnétique du NiMn recuit en phase L_10 dans le plan $\langle 111 \rangle$

Un modèle de champ moléculaire donne une bonne approximation de la température de Néel T_N .

$$T_N = \frac{Ng^2\mu_B^2 S(S+1)}{9k_B\chi} \quad (4.1)$$

D'après les valeurs des paramètres de maille a et c , on trouve $N = 4.12 \times 10^{22} \text{ at/cm}^{-3}$. Avec $g = 2$ et une valeur expérimentale de $\chi = 6 \times 10^{-5}$ (d'après kasper *et al.* [196]), on trouve :

$$T_N \simeq 190S(S+1) \quad (4.2)$$

Les mesures expérimentales de T_N pour NiMn trouvées dans la littérature sont de l'ordre de 800 à 840°C [196]. Ceci est cohérent avec le cas $gS = 4$, ce qui correspond à un moment magnétique atomique de $4\mu_B$ sur chaque atome de Mn. Cette valeur est très élevée par rapport aux valeurs de moments atomiques que l'on peut trouver dans les autres AF. Ceci va avoir des conséquences importantes au niveau du couplage d'échange puisque des atomes de Mn à fort moment magnétique à l'interface AF/F sont susceptibles de mieux interagir avec les atomes F. Une étude plus complète montre [196] qu'il existe en réalité un faible moment magnétique sur les atomes de Ni, avec $\mu_{Ni} = 0.06 \mu_B$, et que les spins de Ni plus proches voisins sont antiparallèles au sein d'un plan d'atomes de Ni. La forte valeur de T_N est avantageuse du point de vue des applications puisque le NiMn va rester antiferromagnétique pour des températures compatibles avec les conditions d'utilisation de nombreux dispositifs magnétiques et RF (spinvalves, MRAM, inductances planaires, filtres...). D'un point de vue du couplage d'échange, la température de Néel ne va pas être une limite à la température de blocage, comme cela peut être le cas avec d'autres AF (FeMn, IrMn, NiO).

Résistivité

En fonction des modes de dépôt, les valeurs trouvées dans la littérature sur la résistivité du NiMn varient de manière significative. Néanmoins, pour les couches minces, la résistivité est de l'ordre de 150-200 $\mu\Omega.cm$ [148, 218]. Le NiMn est donc conducteur, ce qui est un inconvénient d'un point de vue des applications et notamment vis-à-vis de l'effet de peau en RF.

4.1.3 Recuits

Energie d'activation

A l'état brut de dépôt, les systèmes NiMn/F ne présentent pas de couplage d'échange : on observe aucun (ou un très faible) décalage du cycle d'hystérésis [217]. Un recuit est nécessaire à la formation de la phase L_10 . Le recuit se déroule généralement sous champ magnétique afin de bien orienter la couche piégée F, notamment lors de la descente en température. La mise en ordre antiferromagnétique est détectable par la mesure du champ d'échange H_{ex} . De plus, il existe une température seuil au dessous de laquelle le couplage d'échange n'apparaît pas, typiquement 220°C [217, 76]. Au delà, l'échange apparaît d'autant plus vite que la température du recuit est élevée. Ceci suggère l'existence d'une énergie d'activation (E_a) pour le réarrangement atomique nécessaire à la transition de phase cfc à L_10 . La vitesse v de transformation de phase comprenant la nucléation ainsi que la croissance des grains semble vérifier la loi d'Arrhenius [218, 217, 76].

$$v = v_0 e^{-\frac{E_a}{k_B T}} \quad (4.3)$$

et la fraction de volume transformé x peut s'écrire sous la forme :

$$x = 1 - e^{-(v.t)^n} \quad (4.4)$$

où t est le temps et n est un exposant sans dimension (généralement compris entre 1 et 2). Une estimation de l'énergie d'activation pour NiMn [218] donne : $E_a = 0.74$ eV, ce qui est proche de l'énergie requise pour la diffusion à la frontière des grains (~ 0.9 eV). Ceci a des conséquences directes sur l'intensité de couplage d'échange. En effet, plus la fraction volumique de phase L_10 est élevée, meilleure est l'intensité du couplage d'échange, comme l'illustre la figure 4.5.

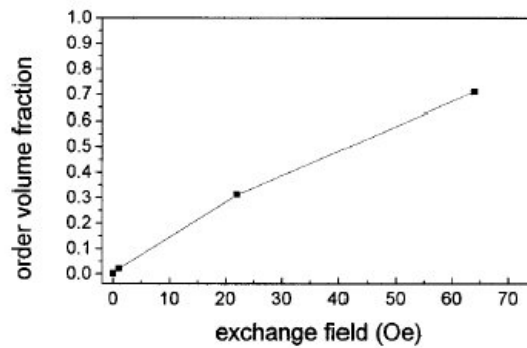


FIG. 4.5 : Dépendance du champ d'échange H_{ex} avec la fraction volumique de phase ordonnée L_10 dans le NiMn mesurée par TEM. D'après Lai et al. [50]

Transformation incomplète

Cependant, il est quasiment impossible d'obtenir une transformation complète de la couche de NiMn en phase L_10 [50, 26]. Tout d'abord, la transformation $cfc \rightarrow L_10$ n'est pas effective dans tout le volume de la couche. On observe souvent la coexistence de grains cfc et L_10 au sein du film [239]. De plus, beaucoup de couches F possèdent une structure cfc avec un paramètre de maille proche de celui de la phase γ -NiMn cfc . Cette phase cfc est alors stabilisée par une **relation d'épitaxie locale** près de l'interface F/AF. Le NiMn a donc tendance à rester dans cette phase paramagnétique fcc , avec la proximité de la couche F. Or, c'est précisément à cette interface que le NiMn doit d'être majoritairement dans sa phase L_10 , car c'est de cette interface que découle le couplage d'échange. Ceci a fait l'objet d'études par TEM pour le NiMn et le PtMn [26, 239, 50, 76] qui expliquent notamment la faible constante d'échange $J_{ex} = 0.1 \text{ erg.cm}^{-2}$ entre NiMn et NiFe qui ont des paramètres de mailles très proches [218, 233].

Diffusion des espèces

Le traitement thermique permet le réarrangement atomique des espèces. Mais à température élevée, une trop grande mobilité des atomes de Mn peut conduire à leur diffusion des atomes de Mn au sein de la couche F [60, 14, 50]. Ceci peut altérer ses propriétés (diminution du M_s [60]) ou celles de l'interface AF/F (diminution de H_{ex}). De plus, il peut se produire avec certains F une recombinaison atomique aboutissant à la création de nouvelles espèces à l'interface AF/F. Par exemple, le NiFe et le NiMn peuvent créer le composé antiferromagnétique NiFeMn, observable en diffraction X. Ceci peut augmenter ou diminuer suivant les cas le couplage d'échange. Une fine couche d'oxyde (Nano Oxyde Layer : NOL) peut alors être utilisée comme une barrière vis-à-vis de la diffusion du Mn [14].

4.1.4 Couplage d'échange avec NiMn

La littérature abonde de papiers traitant du couplage d'échange entre NiMn et une couche F [14, 148, 27, 239, 217, 218, 78, 198, 50, 180]. Les constantes de couplage observées sont parmi les plus élevées avec J_{ex} , de l'ordre de 0.3 à 0.4 erg.cm^{-2} [118] en configurations TOP et BOTTOM. Les valeurs de constante de couplage trouvées dans la littérature sont assez homogènes en général. Cependant, elles peuvent dépendre de la nature de la couche F et de la texture, notamment.

Texturation

L'effet de la texturation de NiMn sur le couplage d'échange est controversé. La plupart des auteurs [218, 27] déclarent qu'une forte texturation (111) est nécessaire à l'obtention d'un fort couplage d'échange. En effet, dans ces études, plus la texture (111) est prononcée, plus la constante d'échange J_{ex} est élevée. Cependant, un fort couplage d'échange a déjà été observé dans des systèmes non-texturés, mais toutefois ordonnés chimiquement [239]. Il est par ailleurs difficile de dissocier la texture des grains paramagnétiques cfc, de celle des grains ordonnés L_10 antiferromagnétiques puisque les pics de diffraction $\langle 111 \rangle$ se superposent. La texturation de la couche n'est donc pas un paramètre déterminant pour l'apparition ou non du couplage d'échange en statique avec NiMn. Cependant, elle peut devenir déterminante pour les autres propriétés, notamment dynamiques (amortissement, champ d'anisotropie...).

Épaisseur critique $e_{AF,cr}$

Un des inconvénients majeurs à l'utilisation du NiMn est la nécessité d'avoir recours à une importante épaisseur en comparaison aux AF similaires : IrMn et FeMn, pour observer le couplage d'échange maximum (voir paragraphe 3.2.2, chapitre 3). En effet, le couplage d'échange statique n'est maximal qu'à partir de la valeur critique e_{cr1} d'environ 300 Å [78, 198, 217, 118], valeur qui peut varier selon les systèmes considérés. On émet l'hypothèse d'une mise en ordre L_10 moins efficace aux faibles épaisseurs [78], sans pour autant qu'une explication probante n'ait été proposée. Par ailleurs, il est commun d'observer une diminution de la taille des grains pour les faibles épaisseurs dans les systèmes polycristallins, ce qui peut contribuer à diminuer la valeur de l'énergie d'anisotropie totale de l'AF $K_{AF} \cdot V_{AF}$ et donc la constante de couplage d'échange.

Cependant, ces résultats sont propres au couplage d'échange étudié en statique. Comme déjà mentionné dans le paragraphe 3.4.3, le comportement dynamique d'un système NiMn/F peut être caractérisé par une épaisseur critique différente liée à l'apparition du couplage d'échange en dynamique [114]. Cependant, aucun résultat en mesure dynamique n'est disponible dans la littérature pour étayer ces considérations avec NiMn. Ce sera une de nos motivations à l'étude de la dépendance du couplage d'échange en dynamique afin d'en déterminer la ou les épaisseurs $e_{AF,cr}$ critiques.

Température de blocage T_B

La température de blocage pour NiMn a été mesurée dans de nombreux systèmes [217, 218, 198, 180] et il en ressort une valeur élevée, supérieure à 400°C. Cependant, cette valeur reste très inférieure à celle de la température de Néel $T_N = 800$ °C, contrairement aux autres AF métalliques pour qui on a $T_B \sim T_N$. De plus, on observe classiquement pour NiMn un palier jusqu'à ~ 200 °C alors que pour la plupart des AF métalliques, H_{ex} décroît linéairement dès l'ambiante comme illustré sur la figure 4.6 a). Ces différences suggèrent un mécanisme de couplage d'échange à part. Wong *et al.* [26] pensent que cette différence peut venir du fait que proche de l'interface, le NiMn est principalement en phase cfc et la faible fraction volumique de phase L_10 est responsable de la diminution de la force du couplage d'échange et de sa tenue thermique. Par ailleurs, bien que son intensité soit plus faible, le couplage d'échange garde la même température de blocage aux plus faibles épaisseurs de NiMn, comme illustré sur la figure 4.6 b). Ceci est surprenant car dans la plupart des autres AF, la distribution de température de blocage dépend de la taille des grains et donc de l'épaisseur de la couche. Plus les grains sont petits, plus ils sont sensibles aux fluctuations thermiques. Les processus régissant la température de blocage de NiMn sont donc atypiques et pas encore bien compris en statique et encore moins en dynamique.

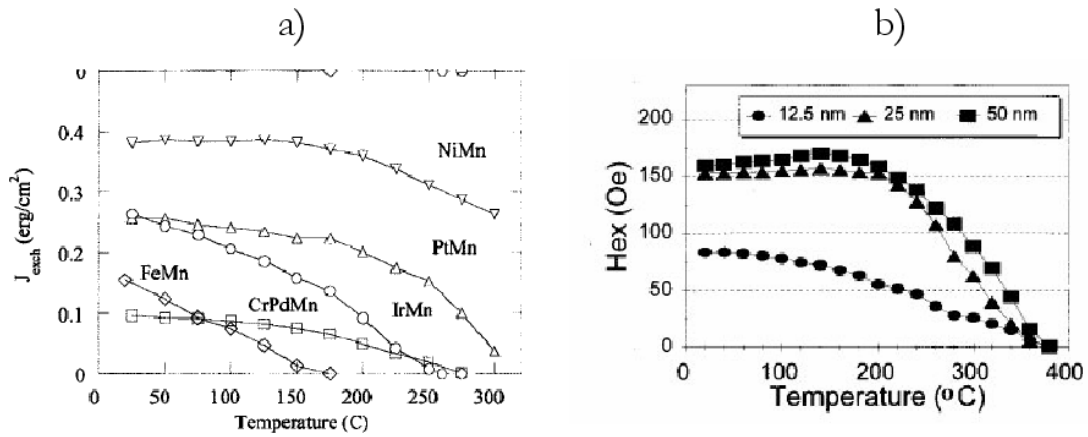


FIG. 4.6 : a) Variations de J_{ex} vs T pour différents AF métalliques dans des spinvalves. D'après Nozières et al. [180]. b) Dépendances du champ d'échange H_{ex} avec la température de mesure pour différentes épaisseurs de NiMn (500, 250 et 150 Å). D'après Mao et al. [198]

Nous nous intéresserons donc aussi à étudier les dépendances en température du couplage d'échange, notamment en dynamique.

4.2 Résultats expérimentaux : étude statique

Dans ce paragraphe, nous détaillons les résultats expérimentaux de systèmes couplés à base de NiMn et de CoFe. Les objectifs sont triples :

1. optimiser et maîtriser le dépôt des couches minces de CoFe et de NiMn
2. égaler l'état de l'art en termes de valeur d'échange J_{ex} sur des configurations classiques (F/AF) et (AF/F)
3. comprendre les mécanismes de couplage d'échange, d'abord en statique, puis en dynamique, y compris dans les structures sandwich du type AF / F / AF.

4.2.1 Films de $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$

Dans un premier temps, nous avons élaboré des couches de CoFe polycristallines sur substrats de silicium préalablement oxydés sur deux bûtes de pulvérisation (PLASSYS 100 mm et NORDIKO 200 mm). Nous avons étudié trois compositions de $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$ avec $x = 90, 50$ et 35% en poids, respectivement. Les films sont réalisés par pulvérisation RF à température ambiante à partir de cibles d'alliages massifs pour plus de reproductibilité. Un champ magnétique de ~ 50 Oe est appliqué pendant le dépôt et détermine l'axe facile (EA) du film. Les détails expérimentaux et les propriétés des trois différents films sont récapitulés dans le tableaux 4.1. Conformément à la littérature, ces films ne sont pas magnétiquement doux et ont une très faible résistivité. Ils présentent par contre des aimantations élevées, bien que les valeurs observées soient légèrement plus faibles que pour les alliages massifs [29]. Les cycles d'hystérésis correspondants sont décrits sur la figure 4.7. Les trois compositions ne présentent quasiment pas de caractère anisotrope ($H_c \text{ EA} \sim H_c \text{ HA}$). Le $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ présente les champs coercitifs

Composition	Co ₉₀ Fe ₁₀	Co ₅₀ Fe ₅₀	Co ₃₅ Fe ₆₅
Puissance de dépôt (Watts)	100	110	100
Densité de puissance W/cm ²	0.32	0.35	0.32
Pression de dépôt (mbar)	2.5×10^{-3}	2.5×10^{-3}	2.5×10^{-3}
vitesse de dépôt (Å/s)	0.85	0.81	0.87
Aimantation (kG)	17.5	22.5	23.5
H _c EA (Oe)	34	120	80
H _c HA (Oe)	22	107	67
résistivité (μΩ.cm)	15	11	14

TAB. 4.1 : Conditions d'élaboration et propriétés de films de Co_xFe_{1-x} bruts de dépôt avec $x = 90, 50$ et 35 , respectivement

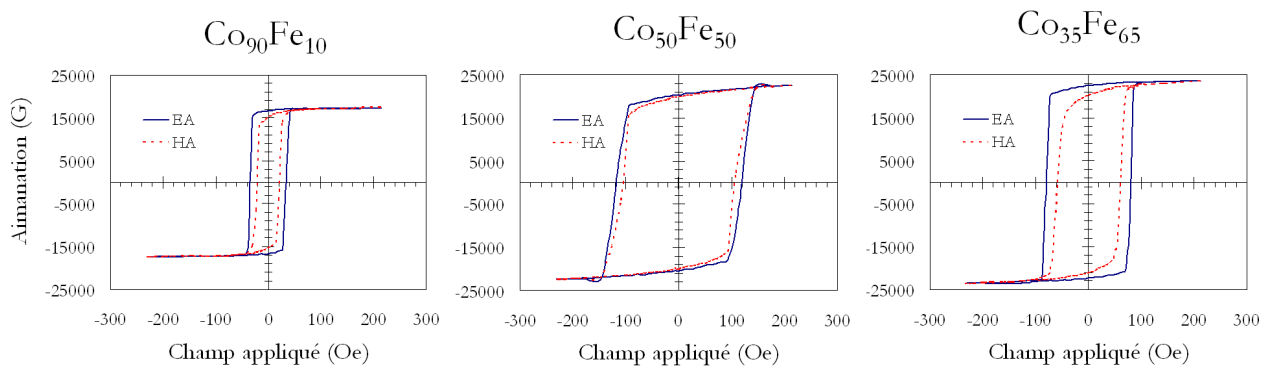


FIG. 4.7 : Cycles d'hystérésis représentatifs de couches de Co_xFe_{1-x} d'épaisseur 1000 \AA

les plus faibles alors que les plus élevés sont observés pour le $Co_{50}Fe_{50}$ en raison du cumul d'une plus forte anisotropie magnétocristalline et d'une plus grande magnétostriction. Les alliages $Co_{50}Fe_{50}$ et $Co_{35}Fe_{65}$ ont des propriétés magnétiques et structurales très proches. Par la suite, nous n'étudierons donc principalement que ces deux composés qui représentent les deux comportements extrêmes.

Influence des paramètres de procédé

Sur la figure 4.8 sont résumées les tendances sur les propriétés magnétiques des films de $Co_{35}Fe_{65}$ en fonction des paramètres de procédé principaux que sont la pression d'Argon (P_r) et la puissance de pulvérisation (P). Il existe une pression optimale (5×10^{-3} mbar) pour laquelle le champ coercitif est minimal. Au delà, la résistivité augmente et l'aimantation à saturation diminue sensiblement, ce qui peut suggérer une dégradation de la densité du film ou un début d'oxydation. L'augmentation de pression est quant à elle défavorable bien qu'elle permette d'augmenter la vitesse de dépôt ($\sim 1 \text{ \AA}$). Dans tous les cas, l'augmentation de la pression ou de la puissance conduit à une diminution de l'aimantation du CoFe alors que c'est précisément la grandeur qui nous intéresse. Pour la suite, nous conserverons comme conditions d'élaboration celles décrites dans le tableau 4.1

Effet d'un recuit

Des recuits sous vide secondaire d'une durée de quatre heures sous un champ magnétique de 500 Oe parallèle au champ de dépôt ont été effectués pour étudier la tenue thermique des couches CoFe

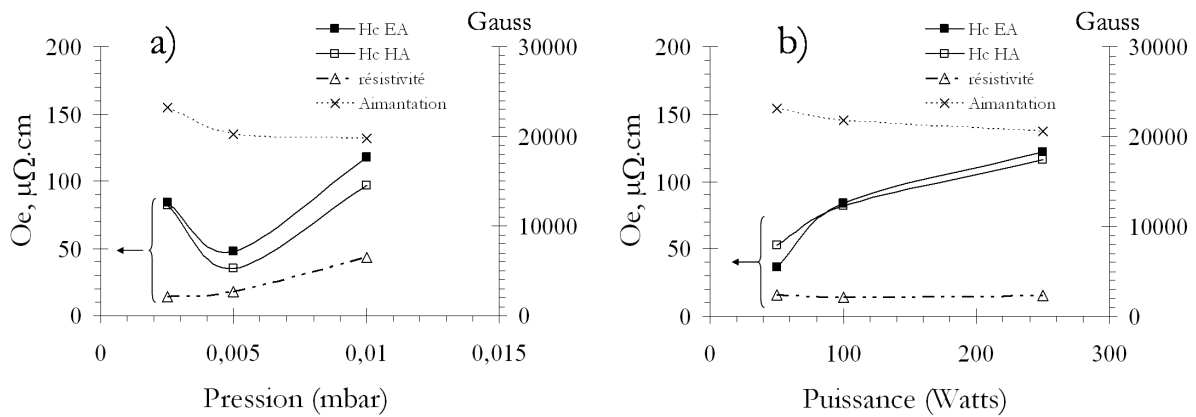


FIG. 4.8 : Variations des champs coercitifs (H_c EA et HA), de l'aimantation M_s et de la résistivité ρ pour des films de $Co_{35}Fe_{65}$ d'épaisseur 1000 Å, en fonction de la Pression (a) à Puissance fixée à 100 watts et en fonction de la Puissance (b) à Pression fixée (2.5×10^{-3} mbar)

jusqu'à 300°C. Nous avons vérifié que l'aimantation à saturation $4\pi M_s$ ne varie pas de façon significative après recuits. En anticipant la problématique du couplage d'échange avec NiMn qui nécessite un recuit thermique de mise en ordre, on étudie la variation des champs coercitifs avec les recuits. Comme illustré sur la figure 4.9, pour des températures inférieures à 260°C, le recuit tend à améliorer le caractère doux du CoFe en diminuant les champs coercitifs H_c . Ceci est particulièrement vrai dans le cas du $Co_{35}Fe_{65}$, qui est aussi le plus magnétostrictif et le plus contraint naturellement. Un recuit sous champ à ces températures va effectivement permettre une certaine relaxation des contraintes internes et un réalignement des spins selon la direction de facile aimantation. Au delà de 260°C, les champs coercitifs augmentent très rapidement traduisant un début de recristallisation préjudiciable avec augmentation significative de la taille des grains. La fenêtre de recuit optimale est donc réduite à 260°C au maximum.

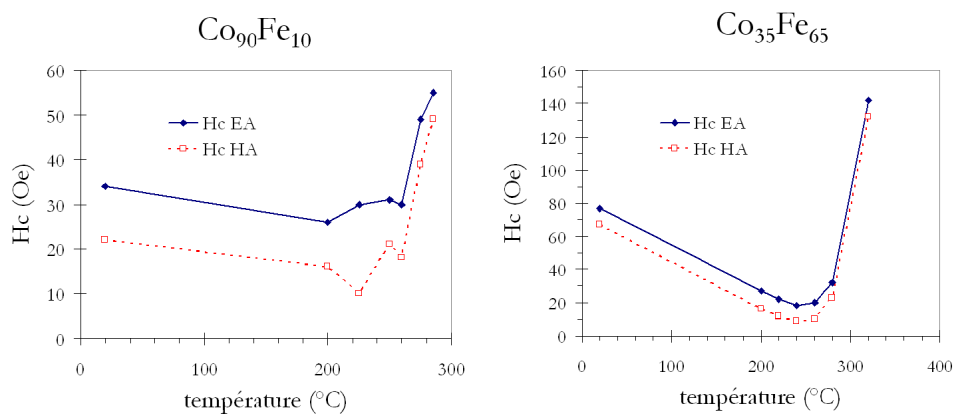


FIG. 4.9 : Variations des champs coercitifs H_c EA et HA pour des films de $Co_{90}Fe_{10}$ et de $Co_{35}Fe_{65}$ d'épaisseur 500 Å en fonction de la température de recuit (°C)

4.2.2 Films de NiMn

Dans un second temps, nous avons étudié les conditions d'élaboration des films de NiMn déposés sur les mêmes substrats de silicium standard par PVD à partir d'une cible massive de composition Ni₅₀Mn₅₀ (en pourcentage atomique). Le mode de pulvérisation est ici en DC-magnétron. L'intensité du courant à la cathode est fixée à 0,12A et la pression d'Ar à 2.5×10^{-3} mbar. La vitesse de dépôt atteint 1,12 Å /s. Le dépôt se fait également à température ambiante. Différentes sous-couches d'accroche ont été utilisées. Dans un troisième temps, nous avons élaboré les empilements spécifiques CoFe/NiMn. L'optimisation préalable de dépôt a permis de montrer qu'il est avantageux de conserver les cibles de CoFe et de NiMn allumées tout au long du procédé. Il n'y a pas de variation de pression ni de puissance pendant la durée totale d'un dépôt. Le champ magnétique reste appliqué pendant l'intégralité du dépôt et détermine l'axe de piégeage parallèlement à l'axe facile du CoFe. Nous avons développé plusieurs types d'empilements lors de cette étude, permettant d'étudier en détail les propriétés du couplage d'échange. Ces empilements sont communs aux trois AFs étudiés (NiMn, IrMn et NiO) et sont référencés de la manière suivante :

- **TOP** : CoFe/AF
- **BOTTOM** : AF/CoFe (y compris avec une sous-couche)
- **sandwich** : AF/CoFe/AF (y compris avec une sous-couche)
- **Multicouches** : AF/[CoFe/AF] $\times n$, où n est le nombre de séquence (y compris avec une sous-couche)

4.2.3 Configurations TOP et BOTTOM

Les configurations TOP (F/AF) et BOTTOM (F/AF) ont été largement étudiées de façon générale dans la littérature car il s'agit des empilements utilisés dans le cadre des spinvalves. Nous allons nous intéresser ici essentiellement au couplage d'échange entre NiMn et Co₃₅Fe₆₅ qui est le moins connu et constitue le système le plus prometteur vis-à-vis des applications visées. Nous étudierons en particulier l'effet de la mise en ordre AF de NiMn dans ces structures. Nous comparons leur valeur de couplage avec celles obtenues pour Co₉₀Fe₁₀, composition bien connue de la littérature en raison de sa faible magnétostriction. Ceci nous permettra ensuite d'étudier la structure sandwich. Afin d'induire la structure L₁0 dans NiMn (voir paragraphe 4.1.3), un recuit sous champ des films est nécessaire. Ceci a été réalisé dans une four sous vide primaire (10^{-3} mbar) et sous champ magnétique (500 Oe) appliqué selon le sens et la direction du champ appliqué pendant le dépôt. Le cycle de recuit comprend une rampe de température suivi d'un palier à T_R pendant 4h avant une descente en température d'environ 2h. Le champ magnétique est appliqué durant l'intégralité du recuit.

Propriétés magnétiques statiques

Des résultats expérimentaux en fonction de la température de recuit T_R pour les bicouches TOP Co₃₅Fe₆₅(500Å)/ NiMn(500Å) sont présentés sur les figures 4.10 et 4.11. Le champ d'échange H_{ex} n'apparaît qu'à partir de 200°C, ce qui correspond bien au début de la transformation de la phase L₁0 du NiMn comme observé dans la littérature [218, 217, 78]. H_{ex} présente ensuite un maximum à 260°C avant de diminuer pour les températures plus élevées. A l'apparition du couplage d'échange, la couche de Co₃₅Fe₆₅ se sature selon son axe facile et l'on observe alors à 90° de ce dernier un axe difficile comparable à celui d'un matériau doux, caractérisé par un cycle très fermé (H_c HA <10 Oe). On peut alors parler de champ d'anisotropie H_k. Celui-ci suit la même variation que H_{ex} avec

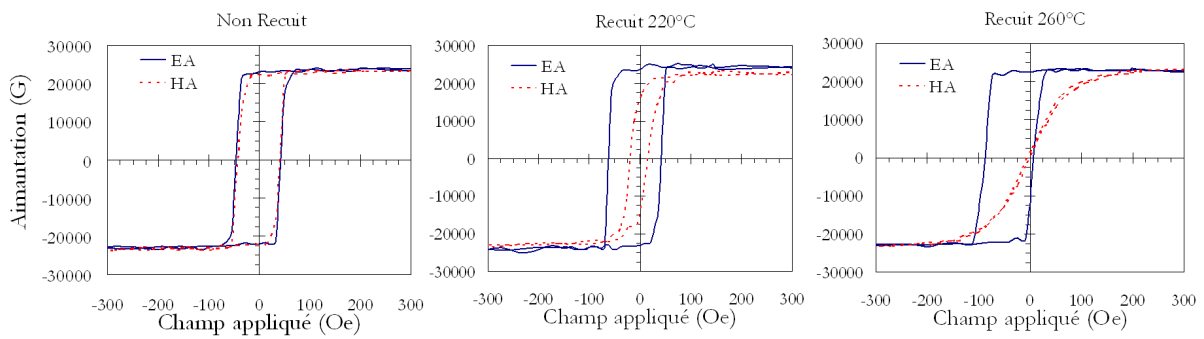


FIG. 4.10 : Cycles d'hystérésis représentatifs de la configuration TOP $Co_{35}Fe_{65}(500 \text{ \AA})/NiMn(500 \text{ \AA})$ pour différentes températures de recuit

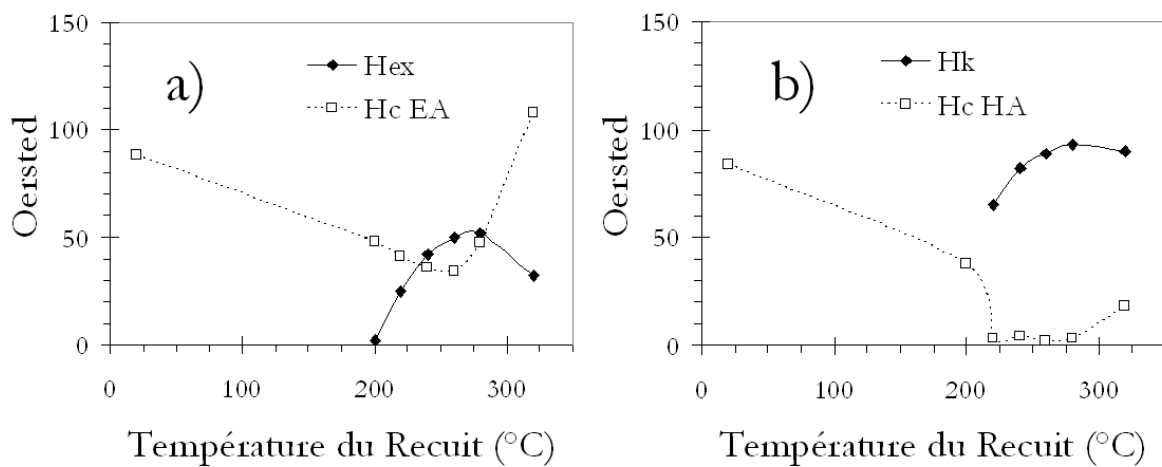


FIG. 4.11 : Evolution du champ d'échange H_{ex} et du champ coercitif H_c EA selon l'axe facile a), du champ d'anisotropie H_k et du champ coercitif H_c HA selon l'axe difficile b) avec la température de recuit pour la configuration TOP $Co_{35}Fe_{65}(500 \text{ \AA})/NiMn(500 \text{ \AA})$

la température de recuit. Au delà de 280°C , les champs coercitifs selon les deux axes augmentent brutalement, ce qui correspond à la recristallisation des grains de CoFe précédemment observée dans le paragraphe 4.2.1. On peut noter que la présence d'une sous-couche de NiCr semble diminuer très légèrement la valeur du couplage d'échange et améliore significativement l'adhérence des couches déposées. Elle diminue de plus le champ coercitif naturel du CoFe brut de dépôt de moitié environ. La même série de recuit a été effectuée sur des échantillons en configuration BOTTOM NiMn(500 \AA) / $Co_{35}Fe_{65}(500 \text{ \AA})$. Les résultats sont présentés sur les figures 4.12 et 4.13. Leur comportement est similaire à celui des configurations TOP. On remarque également que la présence de NiCr diminue le coercitif du $Co_{35}Fe_{65}$ de moitié, bien que n'étant pas directement au contact de ce dernier, avec cette fois une légère augmentation ($\sim 10\%$) du champ d'échange, contrairement au cas précédent. La modification de texturation engendrée par la sous-couche NiCr se propage donc à travers l'épaisseur de la couche NiMn.

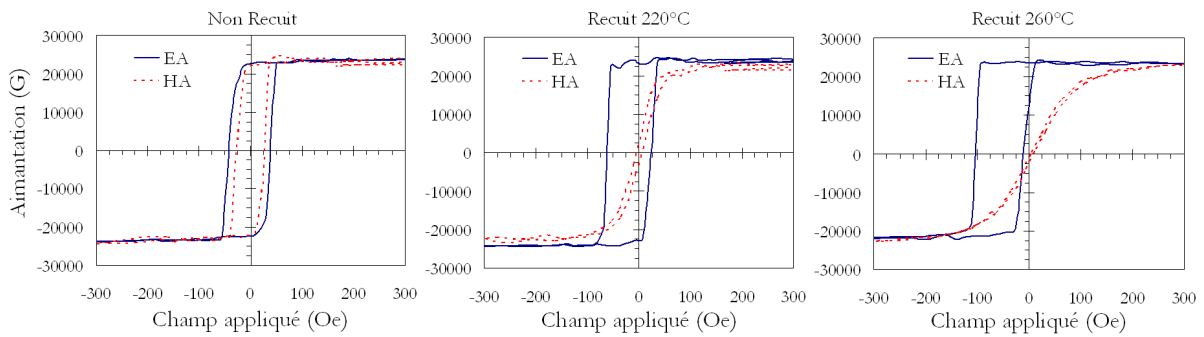


FIG. 4.12 : Cycles d'hystérésis représentatifs de la configuration *BOTTOM* NiMn(500 Å)/Co₃₅Fe₆₅(500 Å) pour différentes températures de recuit

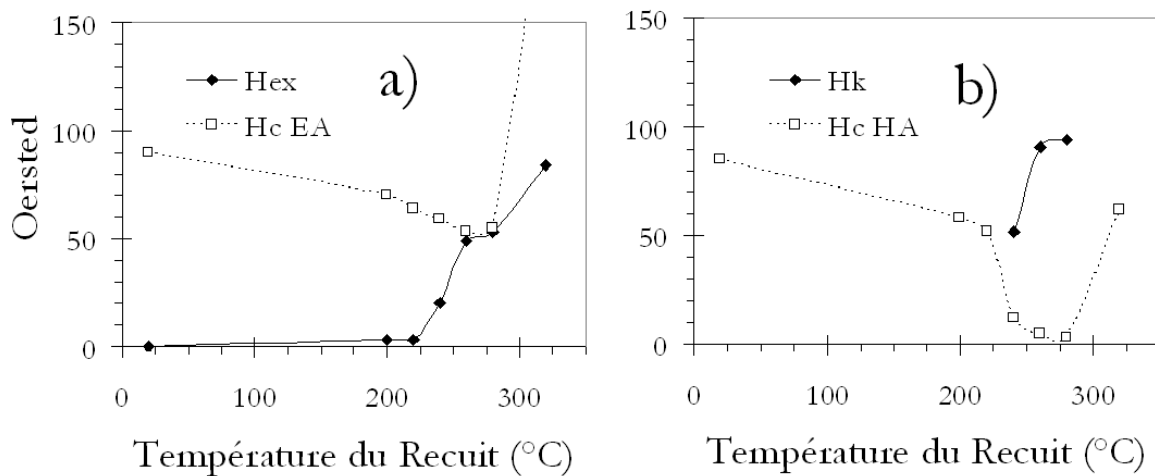


FIG. 4.13 : Evolution du champ d'échange H_{ex} et du champ coercitif H_c EA selon l'axe facile a), du champ d'anisotropie H_k et du champ coercitif H_c HA selon l'axe difficile b) avec la température de recuit pour la configuration *BOTTOM* NiMn(500 Å)/Co₃₅Fe₆₅(500 Å)

Analyse structurale

Les résultats de mesure par diffraction X en mode $\theta - 2\theta$ sur les configurations TOP et BOTTOM sont présentés sur la figure 4.14 a). Ils nous confirment qu'une fois recuites, les couches de NiMn et de Co₃₅Fe₆₅ présentent des textures $\langle 111 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ respectivement. La configuration TOP présente une forte texturation pour les deux couches, déjà existante pour avant le recuit. A l'inverse, la texturation $\langle 111 \rangle$ du NiMn n'apparaît significativement qu'après recuit pour la configuration BOTTOM sans atteindre le degré de mise en ordre de la configuration TOP. Par ailleurs, nous avons remarqué que l'ajout d'une sous-couche de NiCr, également texturée $\langle 111 \rangle$, améliore grandement la texture du NiMn. La valeur du champ d'échange est alors légèrement plus grande. Afin de mieux mettre en évidence la transition vers la phase ordonnée L_{10} , les échantillons ont été observés en incidence rasante, comme illustré sur la figure 4.14 b). On observe alors clairement la levée de dégénérescence des pics (200) et (002) ainsi que (220) et (202) entre l'état brut de dépôt et l'état recuit. Ceci est bien visible pour la configuration TOP qui présente une meilleure texturation. Les pics (200) et (220) se

divisent en deux pics bien distincts après recuit caractérisant ainsi la phase L_10 et la modification de la maille. L'effet est à peine visible dans le cas de la couche BOTTOM du fait d'une texturation beaucoup moins marquée. Toutefois, la configuration BOTTOM doit être considérée comme une couche chimiquement ordonnée, puisqu'il existe un couplage d'échange significatif, mais non texturée. On confirme par là que la texture n'est pas la condition garante du caractère AF pour NiMn.

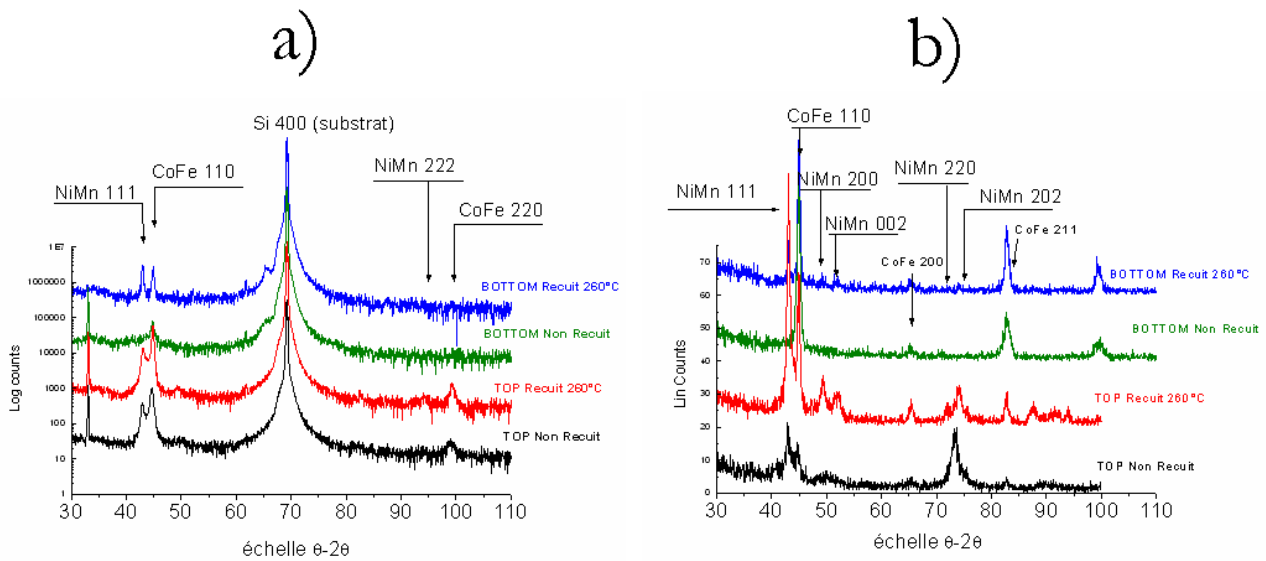


FIG. 4.14 : Spectres de diffraction X en mode $\theta - 2\theta$ a) et en incidence rasante b) pour les configurations TOP et BOTTOM avec $Co_{35}Fe_{65}$ (500 Å) pour différentes températures de recuit

Etude de l'état rémanent par microscopie Kerr

Nous venons de voir que les configurations TOP et BOTTOM présentent une forte anisotropie et un caractère doux selon leur axe difficile, ce qui les prédispose pour les applications RF que l'on vise. Nous nous intéressons maintenant aux modes de retournement d'aimantation qui peuvent dépendre grandement de l'état rémanent correspondant. En effet, dans le cadre de l'intégration de ces films dans des applications RF, il n'y a pas de champ magnétique polarisant extérieur qui puisse être appliqué, et les matériaux magnétiques doivent être utilisés dans leur état rémanent naturel. Ceci en motive l'observation de l'état rémanent par microscopie Kerr (sur la configuration BOTTOM, car la structure TOP est inadaptée pour ce genre d'étude puisque la couche de NiMn masque la couche de CoFe). L'évolution de la répartition d'aimantation sur un barreau de largeur 100 μm pour la configuration TOP précédente a été observée en fonction de l'amplitude d'un champ extérieur appliqué selon l'axe facile (EA). Les résultats sont représentés sur la figure 4.15. A la rémanence, la couche de $Co_{35}Fe_{65}$ est dans un état naturel saturé, c'est-à-dire sans domaine d'aimantation ni domaine de fermeture, conformément aux cycles d'hystérésis. A l'approche du champ coercitif, il apparaît ensuite des fluctuations d'aimantation en bord de barreau. Puis, à champ plus élevé, des domaines de nature complexe orientés selon l'axe facile s'ajoutent à ces fluctuations. On reconnaît ici les contours très "déchirés" des domaines d'aimantation caractéristiques du CoFe à l'état naturel. Dans ces conditions, le passage d'un état à un autre se fait par sauts brutaux de domaines entraînant des modifications irréversibles pour l'aimantation. Ainsi, le retour à champ nul correspond à un autre état rémanent avec

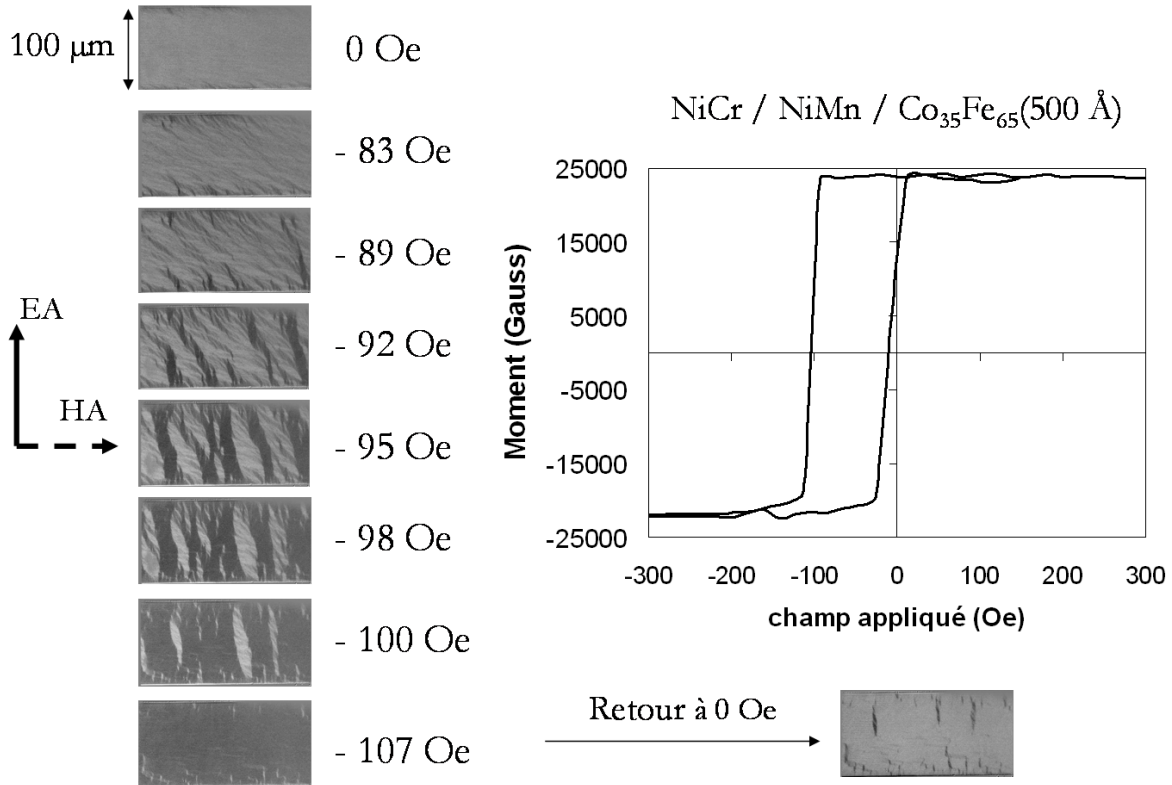


FIG. 4.15 : Images de microscopie à effet Kerr sur des barreaux de $100 \mu\text{m}$ de large pour la configuration *BOTTOM* NiMn(500 \AA)/Co₃₅Fe₆₅(250 \AA) et pour différentes valeurs du champ appliqué selon l'axe facile lors du parcours du cycle d'hystérésis qui est illustré à droite de la figure

cette fois la présence de domaines complexes et l'état saturé n'est plus vérifié. Cet état d'aimantation risque fortement d'être incompatible avec une utilisation en radiofréquence selon l'axe difficile. En effet, l'excitation des nombreuses parois et de fluctuations d'aimantation sont généralement pénalisant [187, 191]. Il faudra donc veiller à conserver un état rémanent saturé dans le cas des couches de CoFe non douces. L'état saturé va dépendre de la force du couplage d'échange ainsi que des épaisseurs mises en jeu. Sur la figure 4.16 sont représentés trois états rémanents de barreau de largeur $50 \mu\text{m}$ pour 3 épaisseurs de CoFe (1000 , 500 et 250 \AA) avec leurs cycles d'hystérésis correspondants. On s'aperçoit que pour les fortes épaisseurs (1000 \AA), le couplage d'échange n'est pas suffisamment fort pour piéger totalement la couche de CoFe dans son épaisseur et que de nombreux domaines résiduels sont présents. Pour 500 \AA , on observe encore de petits domaines à l'état rémanent, tandis que pour 250 \AA , le couplage d'échange est suffisamment intense pour conduire à l'observation d'un état rémanent saturé. En pratique, ceci se manifeste lorsque $H_{ex} > H_c$. On cherchera donc tout au long de cette étude à vérifier cette relation. L'influence de l'état rémanent sera également discutée en dynamique.

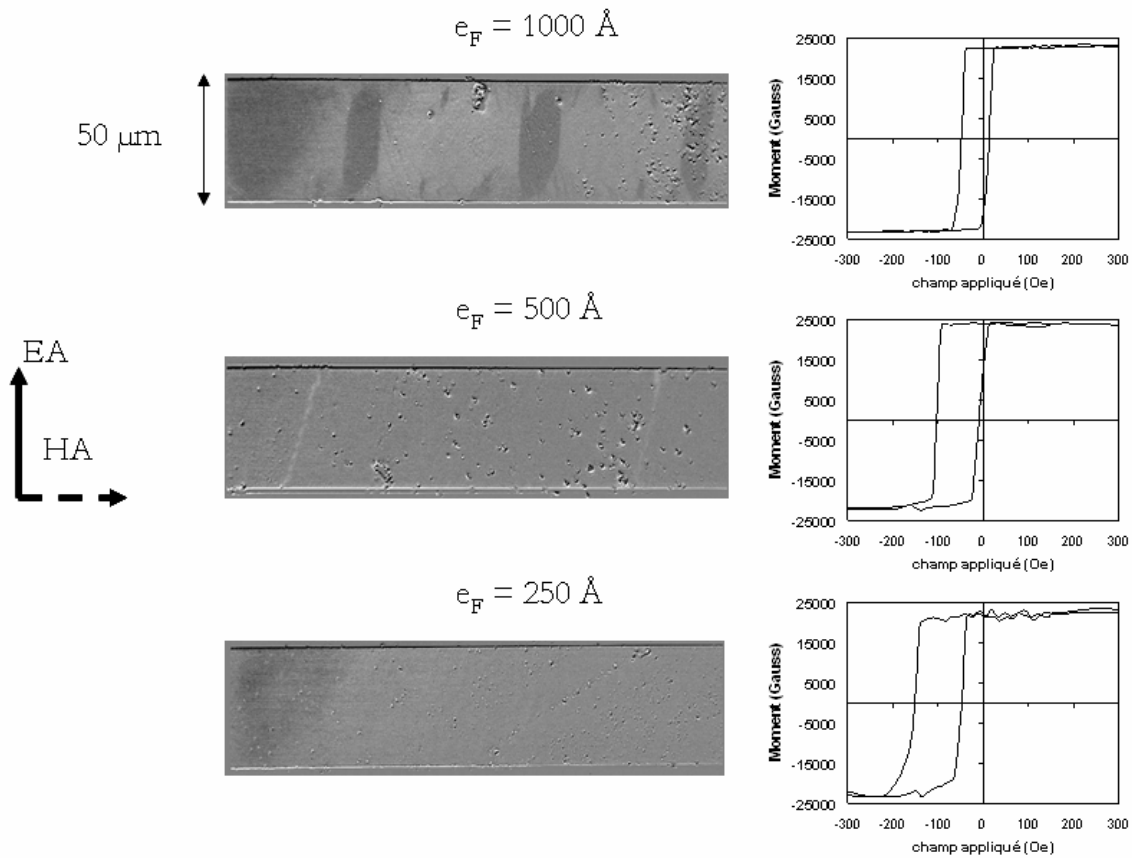


FIG. 4.16 : Images de microscopie à l'effet Kerr sur des barreaux de 50 μm de large pour la configuration BOTTOM NiMn(500 Å)/Co₃₅Fe₆₅(e_F) et pour différentes épaisseurs avec les cycles d'hystérésis correspondants

Bilan

En parallèle, une étude similaire avec le Co₉₀Fe₁₀ en configurations TOP et BOTTOM a été réalisée. Bien que le Co₉₀Fe₁₀ soit texturé <111>, les résultats vis-à-vis de l'apparition du couplage d'échange sont très proches de ceux obtenus pour le Co₃₅Fe₆₅. De ces premières mesures, il se dégage une température de recuit optimale $T_R = 260^\circ\text{C}$ conforme à la littérature et qui permet de maximiser la valeur du champ d'échange dans les deux configurations. Nous retiendrons cette procédure de recuit par la suite. Le bilan de cette partie est résumé dans le tableau 4.2 où sont présentées les propriétés magnétiques statiques des configurations TOP et BOTTOM après recuit pour les deux compositions de CoFe.

Il en ressort que les constantes d'échange J_{ex} mesurées ici sont légèrement supérieures aux valeurs trouvées dans la littérature pour NiMn. La forte épaisseur de CoFe non conventionnelle utilisée ici peut expliquer ces petites différences. Comme généralement observé, la configuration TOP reste plus favorable au couplage d'échange. Les valeurs de H_{ex} sont également légèrement plus élevées pour Co₉₀Fe₁₀ que pour le Co₃₅Fe₆₅. Ceci peut s'expliquer par un meilleur couplage à l'interface dû à une texture <111> mieux définie pour le premier.

	TOP		BOTTOM	
	Co ₉₀ Fe ₁₀	Co ₃₅ Fe ₆₅	Co ₉₀ Fe ₁₀	Co ₃₅ Fe ₆₅
texture	forte		modérée	
$4\pi M_s$ (kG)	17.5	23.5	17.5	23.5
H_{ex} (Oe)	80	50	68	49
H_c EA (Oe)	68	34	50	53
H_k (Oe)	105	89	72	91
H_c HA (Oe)	6	2	4	5
J_{ex} (erg.cm ⁻²)	0.56	0.47	0.47	0.46

TAB. 4.2 : Propriétés statiques des configurations TOP et BOTTOM après recuits pour Co₉₀Fe₁₀(500 Å) et Co₃₅Fe₆₅ (500 Å), respectivement

Les constants établis à partir des configurations TOP et BOTTOM étant comparables à ceux de l'état de l'art, nous pouvons maintenant nous intéresser à la configuration sandwich AF/CoFe/AF inédite et qui nous intéresse au niveau des applications. Il s'agit de cumuler les propriétés du couplage d'échange TOP et BOTTOM afin de maximiser l'anisotropie induite. Une simple addition des constantes d'échange que l'on vient d'évaluer donnerait des valeurs de constante d'échange pour le sandwich telles qu'indiquées dans le tableau 4.3. Ces valeurs seraient alors bien au delà des valeurs communément admises et c'est ce que nous allons explorer maintenant.

Configuration AF / F / AF	Co ₉₀ Fe ₁₀	Co ₃₅ Fe ₆₅
J_{ex} théorique (erg.cm ⁻²)	1.02	0.96

TAB. 4.3 : Constantes d'échange J_{ex} estimées pour la configuration sandwich NiMn(500 Å)/CoFe(500 Å)/NiMn(500 Å) calculées à partir des configurations TOP et BOTTOM pour Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement

4.2.4 Configuration sandwich

La structure sandwich va être la brique de base pour l'étude de l'effet du couplage d'échange sur les propriétés statiques et dynamiques des empilements multiples que nous visons à terme. Les épaisseurs e_{AF} des couches AF sont identiques en TOP et BOTTOM. Cet empilement unitaire est décrit sur la photographie de la figure 4.17 prise au microscope électronique à transmission.

Les conditions de croissance aux interfaces inférieures et supérieures ne sont donc pas rigoureusement identiques à celles des structures BOTTOM et TOP et pourront être à l'origine de différences avec la structure sandwich découlant de propriétés qui ne vont peut être pas être simplement additives dans la réalité. De plus, à la vue des résultats précédents, nous utiliserons systématiquement une sous-couche de NiCr essentiellement pour garantir une accroche suffisante à l'étude ultérieure d'empilements multiples plus épais. Ceci devrait se révéler également avantageux afin de garantir une forte texture <111> dans tout l'empilement. De plus, nous utiliserons une fine couche de NiCr en gage de protection de l'ensemble contre l'oxydation et la corrosion à l'air libre.

Pour comparaison avec les figures 4.10 et 4.12, la figure 4.18 présente les cycles d'hystérésis des structures sandwichs correspondantes. On retrouve bien selon l'axe facile (EA) un décalage du cycle qui est cette fois deux fois plus important que dans les cas BOTTOM et TOP. Les couches CoFe sont

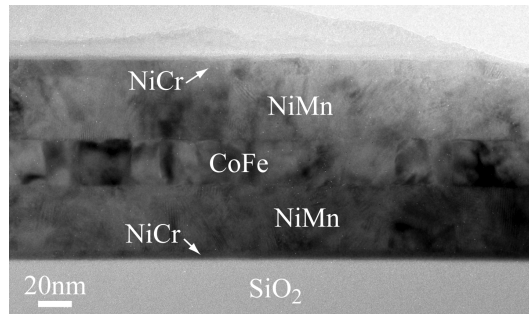


FIG. 4.17 : Photographie d'une structure sandwich NiCr(50Å)/NiMn(500 Å) /Co₃₅Fe₆₅(250 Å)/NiMn(500 Å)/NiCr(50 Å)

totallement saturées à l'état rémanent tandis que l'on observe une rotation cohérente de l'aimantation selon l'axe difficile. Les propriétés du couplage d'échange sont décrits plus en détails dans le tableau 4.4.

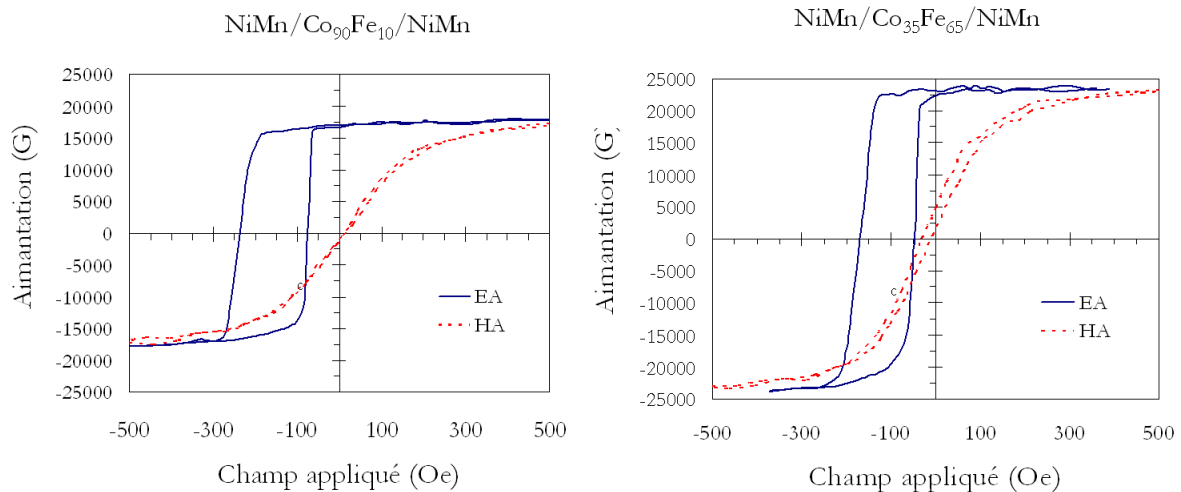


FIG. 4.18 : Cycles d'hystérésis représentatifs de la configuration sandwich NiMn(500 Å)/CoFe(500 Å)/NiMn(500 Å) avec Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement

	Co ₉₀ Fe ₁₀	Co ₃₅ Fe ₆₅
H _{ex} (Oe)	142	109
H _c EA (Oe)	74	61
H _k (Oe)	214	154
H _c HA (Oe)	10	11
J _{ex} (erg.cm ⁻²)	0.99	1

TAB. 4.4 : Propriétés statiques des configurations sandwich après recuits pour Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅ (500 Å) correspondant aux cycles d'hystérésis de la figure 4.18

On remarque en premier lieu que les valeurs des constantes d'échange J_{ex} grossièrement estimée

ici pour la configuration sandwich correspondent bien aux valeurs prévues du tableau 4.3. Nous vérifions donc que les effets de couplage d'échange aux interfaces TOP et BOTTOM sont bien effectifs et s'additionnent tant sur H_{ex} que sur H_k dans la configuration sandwich. Ceci est très prometteur dans la perspective d'induire la plus grande anisotropie possible dans la couche de CoFe. Ceci prouve notamment la conservation de la qualité d'interface de la structure TOP au sein du multicouche.

Dépendance avec e_F

La figure 4.19 a) illustre les dépendances expérimentales de H_{ex} en fonction de e_F pour la configuration sandwich dans le cas des couches $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$. On retrouve un comportement inversement proportionnel à e_F . A partir de ces courbes, on extrait par régression les constantes d'échange $J_{ex} = H_{ex}M_s e_F$ avec plus de précision. On trouve $J_{ex} = 1,01$ et $0,95$ erg.cm⁻² pour $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$, respectivement. Ces constantes d'échanges inhabituelles permettent d'atteindre des champs d'échange d'amplitude record ($H_{ex} > 500$ Oe) pour les faibles épaisseurs ($e_F < 150$ Å).

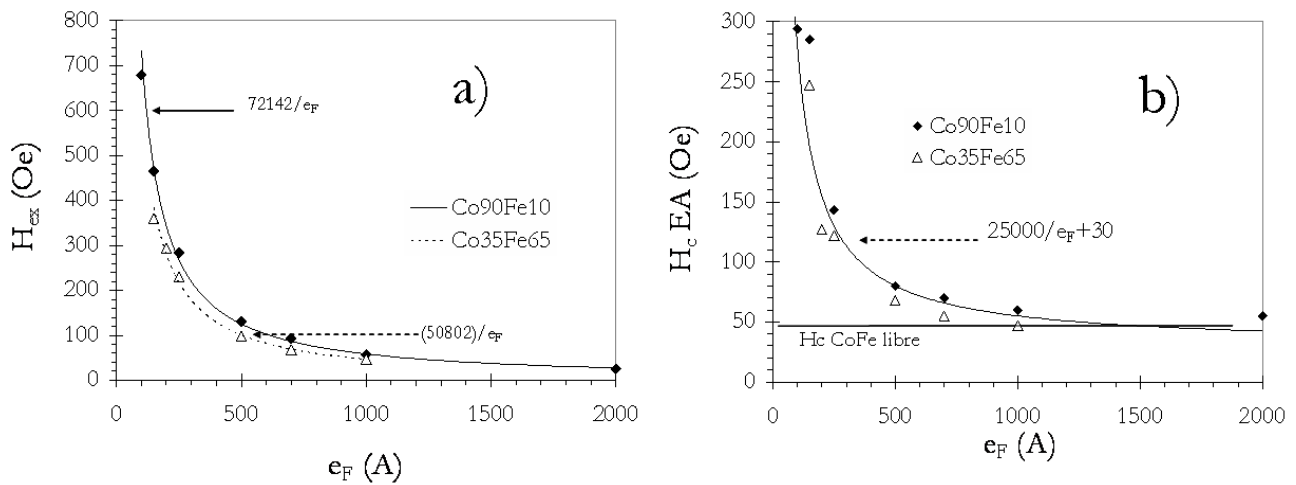


FIG. 4.19 : Variations du champ d'échange H_{ex} a) et du champ coercitif $H_c EA$ b) avec l'épaisseur e_F pour la configuration sandwich $NiMn(500\text{Å})/CoFe(e_F)/NiMn(500\text{Å})$ après recuit pour $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$, respectivement. Les courbes tracées pour H_{ex} correspondent à une régression en a/e_F et les courbes tracées pour $H_c EA$ correspondent à une régression en $a/e_F + b$

Sur la figure 4.19 b) est présentée l'évolution des champs coercitifs correspondant. On note une très forte augmentation lorsque l'épaisseur de CoFe diminue. Les champs mesurés suivent une loi en $1/e_F$ en ajoutant une constante de 35 Oe correspondant à l'ordre de grandeur de H_c d'une couche de CoFe non couplée. De plus, les variations du champ coercitif semblent indépendantes de la composition du CoFe. Ces propriétés prouvent que le champ coercitif du sandwich est principalement dû aux phénomènes irréversibles de retournement des spins. On remarque par ailleurs que la condition précédemment posée $H_{ex} > H_c$ est bien respectée jusqu'à $e_F < 1000$ Å, ce qui est très avantageux et sera caractéristique de NiMn. L'influence du coercitif du CoFe n'apparaît qu'aux fortes épaisseurs de CoFe. Aux fortes valeurs de champ d'échange correspondent de fortes valeurs de champs d'anisotropie induits dans la couche F aux valeurs tout à fait exceptionnelles, puisque H_k peut atteindre ~ 1000 Oe. Le profil de H_k en fonction de e_F présenté sur la figure 4.20 fait ressortir également une dépendance de type $1/e_F$. On note aussi que l'anisotropie induite dans le $Co_{90}Fe_{10}$ est légèrement plus

importante que celle dans le $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ en raison d'une constante de couplage légèrement plus élevée pour le premier.

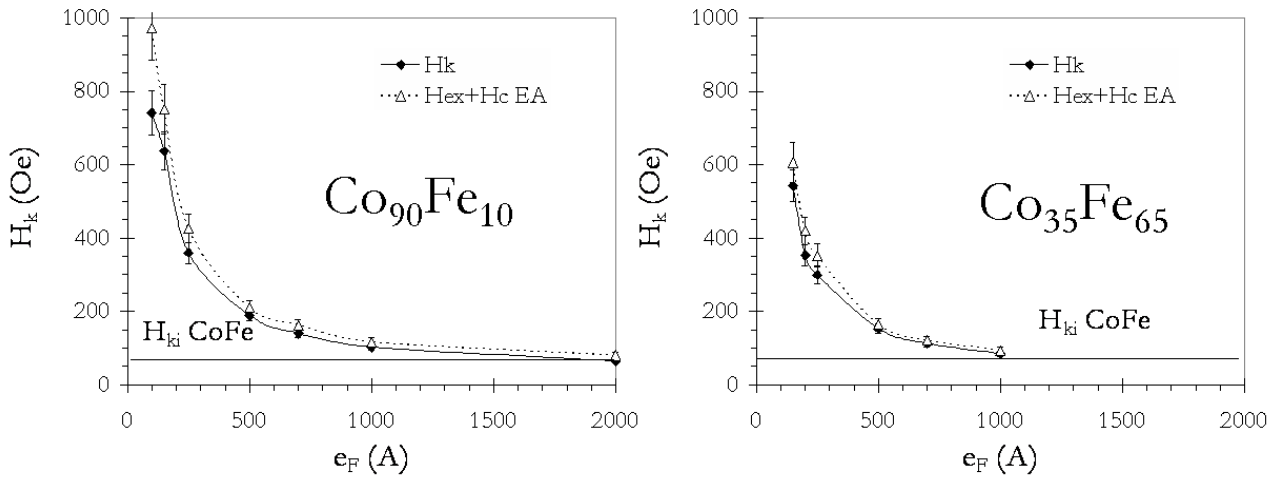


FIG. 4.20 : Variations du champ d'anisotropie H_k en fonction de l'épaisseur e_F et de la somme $H_{ex} + H_c EA$ pour la configuration sandwich $\text{NiMn}(500 \text{ \AA})/\text{CoFe}(e_F)/\text{NiMn}(500 \text{ \AA})$, avec $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$, respectivement. Les courbes tracées sont des guides pour la lecture

Pour les épaisseurs de CoFe élevées, le couplage d'échange devient négligeable et on peut extrapoler une valeur limite représentative du champ d'anisotropie intrinsèque H_{ki} du CoFe de l'ordre de 30 Oe. Rappelons que cette dernière n'est pas accessible telle quelle à l'état naturel. Mais le champ d'anisotropie total H_k du sandwich n'est pas une simple somme du champ d'échange H_{ex} et du champ d'anisotropie intrinsèque H_{ki} . En effet, la figure 4.20 prouve qu'il faut rajouter le champ coercitif H_c EA pour expliquer la différence entre H_k et H_{ex} , comme prévue par la théorie de Fujiwara [87] (voir chapitre 3) :

$$H_k = H_{ex} + H_c EA \quad (4.5)$$

Le champ coercitif selon l'axe difficile $H_c HA$ reste quant à lui toujours modéré (< 10 Oe), sauf pour les petites épaisseurs ($< 250 \text{ \AA}$) où il augmente de manière proportionnelle à $1/e_F$. Ceci peut être expliqué par le fait que les inhomogénéités de piégeage à l'interface AF/F et les phénomènes irréversibles associés vont prendre de plus en plus d'importance dans le mode de retournement de l'aimantation qui ne relève plus d'une rotation cohérente. Ceci est d'autant plus accentué du fait qu'il y a ici deux interfaces AF/F et F/AF.

A partir des valeurs du champ d'anisotropie H_k , nous pouvons en déduire la fréquence de résonance f_{FMR} théorique du sandwich excité selon l'axe difficile par la formule de Kittel (figure 4.21 a)). Bien que les champs d'anisotropie du $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ soit légèrement plus faibles que ceux du $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, on retrouve des fréquences de résonance très semblables en raison de l'aimantation plus grande pour $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$. Dans ces conditions, la f_{FMR} varie en première approximation en $1/e_F^{1/2}$. Des valeurs très élevées dépassant les 10 GHz semblent donc théoriquement réalisables, ce qui constitue un début de démonstration quant à la pertinence de ce concept annoncé pour les très hautes fréquences. Pour les fortes épaisseurs, le couplage d'échange devient négligeable devant l'anisotropie propre du CoFe et la fréquence de résonance tend vers la valeur intrinsèque de la couche de CoFe, qui serait de l'ordre de 2.5 GHz.

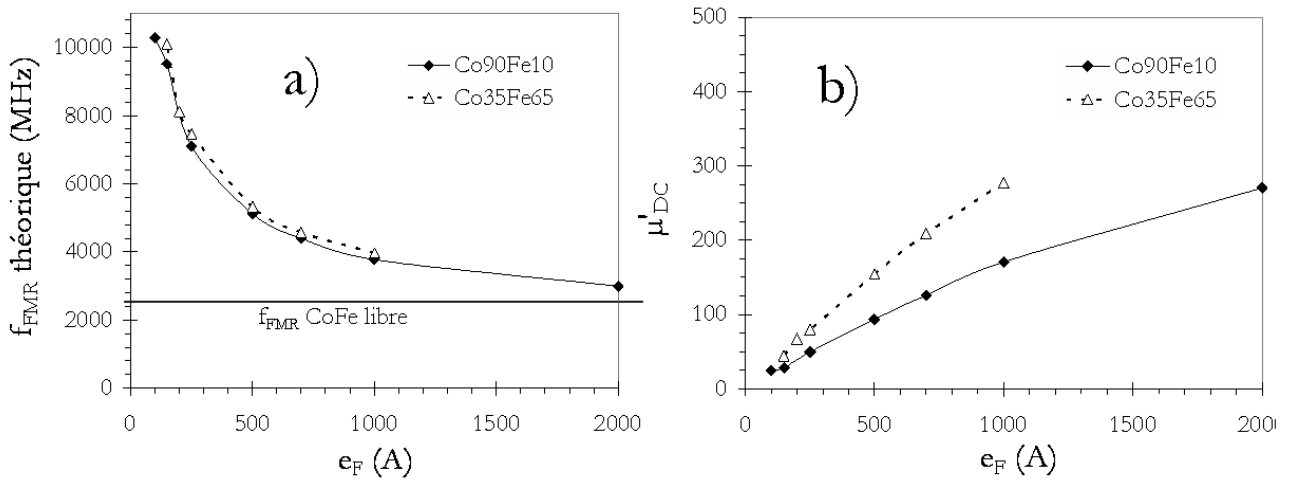


FIG. 4.21 : Variations de la fréquence de résonance f_{FMR} et de la perméabilité μ'_{DC} estimées d'après les caractéristiques statiques pour la configuration sandwich NiMn(500Å)/CoFe(e_F)/NiMn(500Å) en fonction de e_F , pour Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement. Les courbes tracées sont des guides pour la lecture

De la même manière, on peut évaluer le potentiel de ces films en terme de perméabilité statique μ'_{DC} . a dépendance avec e_F est illustrée sur la figure 4.21 b). On observe un comportement cohérent en $\sqrt{e_F}$. Les valeurs de μ'_{DC} au regard des fréquences de résonance correspondantes sont exceptionnellement élevées, ce qui nous a amené à établir une comparaison en termes de limite de Snoek au chapitre 1. A titre d'exemple, nous pouvons citer $\mu'_{DC} = 30$ pour $f_{FMR} = 10$ GHz, ce qui constitue un record inégalé. Ceci confirme le très grand intérêt de Co₃₅Fe₆₅ qui cumule aimantation proche de l'ultime et une capacité de couplage qu'il était nécessaire d'explorer.

Dépendance avec e_{AF}

Dans la perspective de cumuler plusieurs fois les avantages de la structure sandwich au sein d'un empilement multiple et également dans le but d'avoir un taux de remplissage adéquat en CoFe, il convient de minimiser l'épaisseur e_{AF} . Nous nous sommes intéressés alors à une évaluation précise des épaisseurs critiques $e_{AF,cr1}$ et $e_{AF,cr2}$ pour la configuration sandwich, ces dernières n'étant pas connues. Pour différentes valeurs de e_{AF} , nous avons tracé les courbes $H_{ex} = f(e_F)$ similaires à la figure 4.19 a), dont nous avons extrait la constante J_{ex} . Les résultats sont synthétisés sur la figure 4.22. On trouve bien deux épaisseurs critiques pour NiMn, $e_{AF,cr1} = 150$ Å suivie d'une augmentation quasi linéaire de J_{ex} et $e_{AF,cr2} \sim 500$ Å au delà de laquelle J_{ex} atteint une valeur maximale proche de 1 erg.cm^{-2} . Les comportements sont similaires aux deux compositions avec des tendances plus nettes pour Co₃₅Fe₆₅. Le comportement est expliqué par l'analyse des spectres de diffraction X en mode θ - 2θ et en incidence rasante décrits sur les figures 4.23 a) et b) respectivement en fonction de e_{AF} . Pour toutes les épaisseurs considérées, le NiMn est texturé (111). Par contre, on s'aperçoit en incidence rasante que pour les faibles épaisseurs, la transformation de phase L₁0 n'est pas complète. En effet, on observe une superposition des pics (220) dégénérés de la phase γ -NiMn cfc non magnétique aux pics (202) et (220) de la phase L₁0 antiferromagnétique. L'amplitude de ces derniers diminue avec e_{AF} au profit du pic de la phase non magnétique, prouvant une mise en ordre de moins en moins complète au fur et à mesure que e_{AF} diminue. Ainsi, la fraction volumique de phase antiferromagnétique effective

diminue lorsqu'on déduit e_{AF} , ce qui explique la diminution de J_{ex} avec e_{AF} .

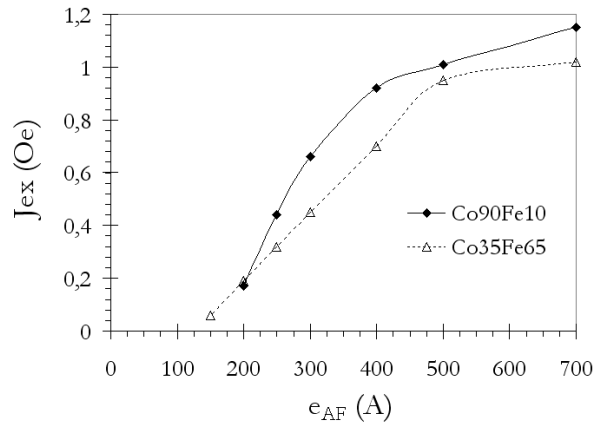


FIG. 4.22 : Variation de la constante d'échange J_{ex} pour un sandwich NiMn/CoFe/NiMn en fonction de l'épaisseur e_{AF} pour $Co_{90}Fe_{10}$ et le $Co_{35}Fe_{65}$

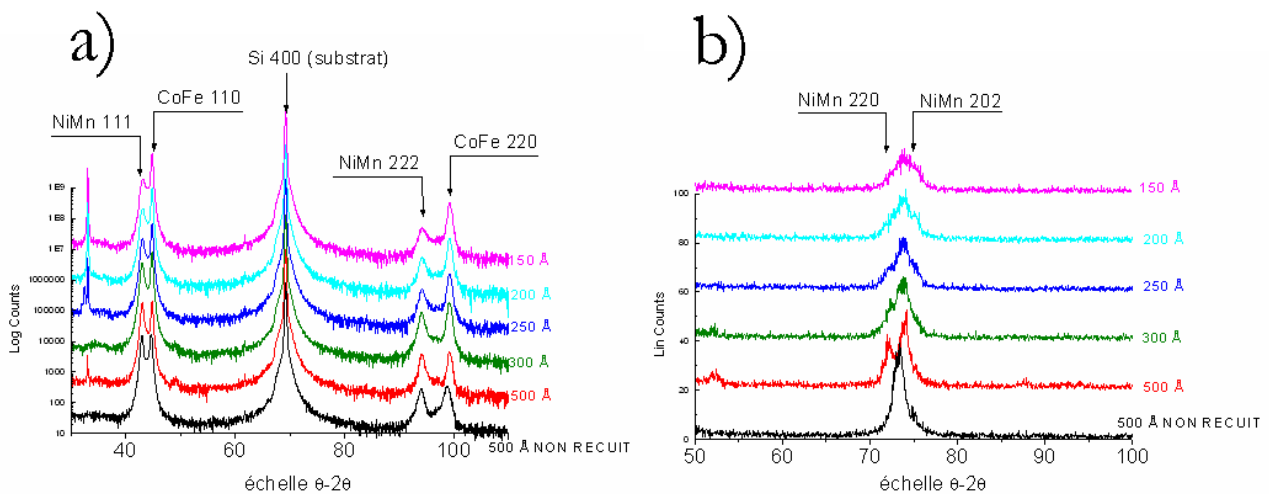


FIG. 4.23 : Spectres de diffraction X en mode $\theta-2\theta$ a) et en incidence rasante b) pour la configuration sandwich NiMn(e_{AF})/Co₃₅Fe₆₅/NiMn(e_{AF}) en fonction de e_{AF}

L'épaisseur de NiMn peut alors apparaître comme un paramètre ajustable pour établir un compromis intensité du couplage d'échange et taux de remplissage. Ceci pourrait a priori être mis à profit au niveau applicatif. Dans ce but, il nous faut également étudier les effets de e_{AF} sur H_C . En effet, une modification structurale au sein de l'AF comme celle observée par diffraction X est susceptible de modifier le champ coercitif du sandwich. Les résultats correspondants sont représentés sur la figure 4.24. On a effectivement constaté que H_{ex} diminue avec e_{AF} conformément à la variation de J_{ex} avec une augmentation progressive de H_c qui présente un maximum au voisinage de 300 Å avant de diminuer et de tendre vers la valeur du coercitif naturel du CoFe non couplé pour $e_{AF} < 100$ Å. Cela s'explique encore par une augmentation progressive de la fraction de phase paramagnétique dans NiMn lorsque son épaisseur est réduite ne participant pas au couplage d'échange, mais qui est entraînée de manière

irréversible lors du retournement d'aimantation du CoFe. On peut donc définir une épaisseur critique $e_{AF,cr}$ en dessous de laquelle la condition de saturation de l'état rémanent $H_{ex} > H_c$ n'est plus remplie, ce qui devrait être préjudiciable aux applications visées (cf paragraphe 4.2.3). Afin d'illustrer ce domaine de validité des couches NiMn/CoFe/NiMn, nous avons tracé un diagramme de phase selon e_F et e_{AF} pour les états non saturés ($H_{ex} < H_c$) et les états saturés ($H_{ex} > H_c$), représenté figure 4.24. Une prédiction théorique d'un tel diagramme est très difficile en raison de la nature complexe des interactions. Les résultats se limitent donc aux résultats expérimentaux ici. Il en ressort que cette épaisseur critique est proche de 500 Å et donc similaire à $e_{AF,cr2}$ définie sur les considérations de J_{ex} . Au delà de $e_{AF,cr2}$, l'état rémanent saturé des couches de CoFe sera donc toujours vérifié dans toute la gamme d'épaisseur e_F considérée. Par contre, cette valeur étant désavantageusement élevée, on s'attend donc à un facteur de remplissage limité avec NiMn. Pour la suite de l'étude, nous considérerons (sauf précision) une épaisseur de NiMn fixée à 500 Å.

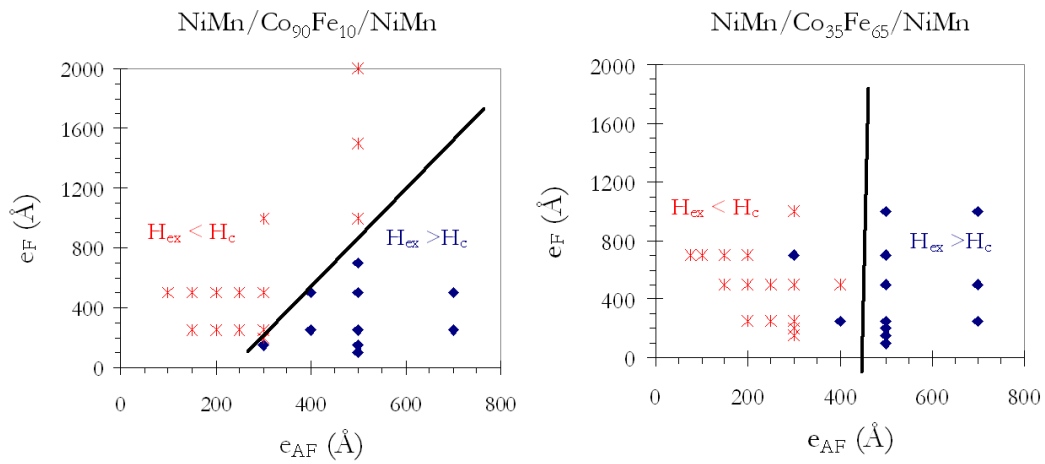


FIG. 4.24 : Diagramme de phase de l'état rémanent selon e_F et e_{AF} : saturé pour $H_{ex} > H_c$ et non saturé pour $H_{ex} < H_c$ pour la configuration sandwich NiMn/CoFe/NiMn

Température de blocage T_B

Les applications RF pour lesquelles ces multicouches sont destinées sont exigeantes au niveau de la tenue thermique. Il est donc primordial d'étudier la variation du couplage d'échange en fonction de la température. A l'aide d'un dispositif chauffant à température contrôlée jusqu'à 300°C, nous avons mesuré les cycles d'hystérésis selon les axes facile et difficile des configurations sandwich dont nous extrayons H_{ex} , H_c et H_k . La figure 4.25 a) offre une comparaison globale pour les configurations TOP, BOTTOM et sandwich pour le Co₉₀Fe₁₀ en fonction de la température de mesure. Pour les configurations TOP et BOTTOM, les tendances sont identiques avec, d'abord une première diminution quasi-linéaire de J_{ex} d'environ 40 % jusqu'à $\sim 250^\circ\text{C}$, ensuite, une seconde diminution également linéaire et plus marquée avec J_{ex} tendant vers zéro vers 350°C. La configuration sandwich subit également deux régimes de diminution de J_{ex} (proportionnellement identiques) mais avec une température de transition entre les deux significativement plus basse avec 175°C contre 250°C. Elle semble par conséquent moins robuste thermiquement que les structures simples avec une disparition du couplage d'échange vers 320°C (contre 350°C). Ce comportement est indépendant de la nature du CoFe utilisé comme le montrent les résultats de la figure 4.25 b). Ces mesures en température sont similaires mais toutefois légèrement différentes avec les mesures de température de blocage classique de la littérature

pour NiMn que l'on retrouve par exemple sur les figures 4.6 a) et b). Elles diffèrent sur le principe de mesure, mais elles donnent néanmoins une évaluation réaliste de la tenue thermique.

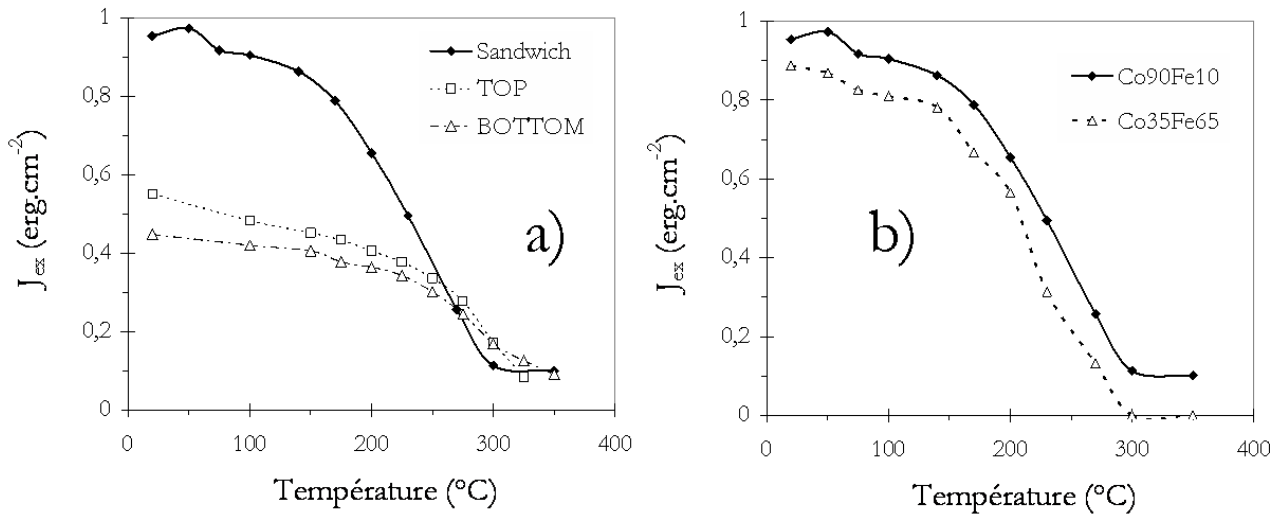


FIG. 4.25 : Variations de la constante d'échange J_{ex} avec la température de mesure ($^{\circ}\text{C}$) dans le cas des configurations TOP, BOTTOM et Sandwich avec $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et pour la configuration sandwich avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$

Du point de vue des mécanismes mis en jeu, la diminution du couplage d'échange avec la température traduit un dé-piégeage progressif de la couche de CoFe. Ainsi, on a pu observer que les champs coercitifs selon les axes facile et difficile augmentent et tendent à retrouver les valeurs naturelles propres aux couches de CoFe non couplées. La dégradation reste cependant modérée pendant le premier régime de J_{ex} (jusqu'à 150°C). Elle n'est véritablement marquée que dans le second régime. On note également que les effets de la température sur H_c avec $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ sont moins perceptibles qu'avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$. Ainsi, on peut conclure quant à une utilisation des sandwichs NiMn/CoFe/NiMn jusqu'à une température de 150°C sans modification notable de leurs propriétés magnétiques douces. Ces résultats devront être comparés à ceux obtenus en dynamique.

4.3 Résultats expérimentaux : étude dynamique

Nous étudions dans cette partie les propriétés dynamiques des films présentés dans la section précédente. De la même manière, nous nous intéresserons tout d'abord aux configurations TOP et BOTTOM afin de pouvoir comprendre et exploiter ensuite les résultats sur les configurations sandwich. Toutes les mesures ont été réalisées au moyen d'un perméamètre mono-spire sur les échantillons macroscopiques $4 \times 4 \text{ mm}^2$ préalablement caractérisés en mesures statiques. Toutefois, cette technique routinière est limitée en fréquence à 6 GHz, ce qui limitera le champ d'investigation de nos films en dynamique. Un nombre réduit de configurations fera l'objet d'une caractérisation spécifique à beaucoup plus haute fréquence (jusqu'à 20 GHz) au chapitre 8. Cette dernière utilise des lignes intégrées sur silicium.

4.3.1 Configurations TOP et BOTTOM

On étudie ici l'influence du couplage d'échange dû à la couche de NiMn sur la dynamique d'aimantation d'une couche de CoFe d'épaisseur 500Å, selon son axe difficile. Nous comparerons les résultats expérimentaux avec ceux attendus théoriquement d'après le modèle LLG, à partir des propriétés statiques. Les résultats vont présenter un signal relativement bruité en raison de niveaux de perméabilité modérés ainsi que d'épaisseurs faibles. Les limites de détection du perméamètre sont atteintes.

Comportements généraux

Les spectres de perméabilité pour les configurations TOP et BOTTOM avec $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ sont donnés sur la figure 4.26. Dans chaque cas, on mesure un spectre caractérisé par une fréquence de résonance supérieure à celle du CoFe seul (2,5 GHz) et qui peut être modélisé selon LLG de façon satisfaisante. Nous en extrayons alors le champ d'anisotropie dynamique $H_{k,dyn}$ qui représente la somme de toutes les contributions d'anisotropies effectives en dynamique au sein de la couche F. Les paramètres de calcul par ce modèle sont récapitulés dans la tableau 5.4. Nous confirmons donc ici que le couplage d'échange en TOP ou BOTTOM participe à l'augmentation de la fréquence de résonance, ce qui était le but recherché.

	Mesures statiques				Mesures dynamiques			
	$4\pi M_s$ (kG)	H_{ex} (Oe)	$H_{k,stat}$ (Oe)	$f_{FMR,theo}$	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
TOP $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$	17.5	65	97	3658	3700	175	100	0.015
TOP $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$	23.5	40	75	3214	3796	297	79	0.011
BOTTOM $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$	17.5	57	83	3917	3170	230	76	0.017
BOTTOM $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$	23.5	49	91	4102	3580	336	70	0.013

TAB. 4.5 : Paramètres statiques (à gauche) et extraits (à droite) des spectres de perméabilité mesurés selon l'axe difficile pour les configurations TOP et BOTTOM de la figure 4.26 ($\gamma = 2.8$ MHz/Oe)

A partir de ces résultats, nous pouvons relever trois constats importants :

- $f_{FMR,theo} \neq f_{FMR}$: la comparaison des fréquences de résonance théoriques et mesurées en dynamique offrent un accord relatif dans une limite de $\pm 10\%$. Il existe en effet une différence non négligeable qui se traduit sur le champ d'anisotropie dynamique effectif $H_{k,dyn}$ qui diffère de $H_{k,stat}$ mesuré en statique. Dans le cas des configurations TOP, $H_{k,dyn}$ est plus élevé que $H_{k,stat}$ ($\pm 5\%$). Dans le cas des configurations BOTTOM, c'est l'inverse avec un écart de plus du double. Ces différences ne peuvent pas être directement reliées à celles sur H_{ex} et leurs causes semblent plus complexes que celles régissant l'intensité du couplage à travers les caractéristiques microstructurales des couches comme on l'a vu au chapitre précédent.
- **Amortissement** : dans tous les cas, l'amortissement observé est inférieur à celui d'une couche de CoFe non couplée ($\alpha \sim 0.04$). Le champ d'échange ne peut donc pas seulement être considéré comme un simple champ de bias, sans quoi α resterait inchangé. On note que les configurations TOP présentent un amortissement inférieur à celui des configurations BOTTOM. De plus, l'amortissement dans le cas du $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ est 25% plus faible que celui du $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Les spectres de perméabilité présentent des largeurs à mi-hauteur $\Delta f \sim 1$ GHz, ou de façon équivalente des coefficients d'amortissement $\alpha \sim 0.015$, ce qui rend leur utilisation compatible

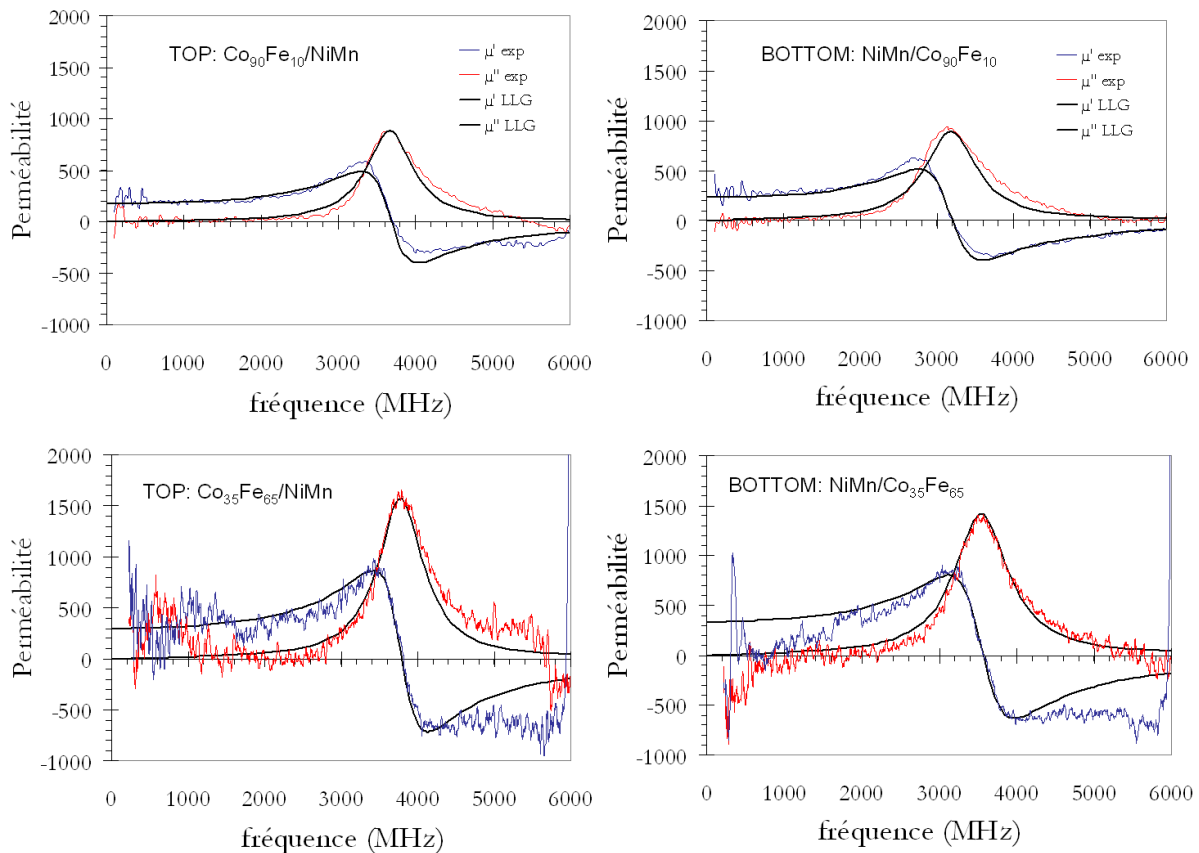


FIG. 4.26 : Spectres expérimentaux et théoriques de perméabilité pour les configurations TOP et BOTTOM après recuits avec 500 Å de $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$. Les courbes pleines sont calculées à partir du modèle LLG avec les paramètres indiqués dans le tableau 5.4

pour les applications RF visées. Ces valeurs sont classiquement observées pour les matériaux magnétiques doux conventionnels.

- μ'_{DC} **élevé** : Les résultats confirment que l'alliage $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ est bien le plus prometteur puisque le gain sur $4\pi M_s$ se vérifie directement sur la valeur expérimentale de μ'_{DC} .

Dans la littérature, d'autres études dynamiques de structures couplées AF/F ont donné des résultats dynamiques complémentaires [205, 204], mais presque toujours à partir de couches F initialement douces (NiFe). Ici, ces premiers résultats prouvent qu'il est possible de conférer un caractère doux à la couche F (en l'occurrence le CoFe) qui transparaît à travers un coefficient d'amortissement plus faible grâce au couplage d'échange. On peut également s'intéresser aux effets d'une sous-couche de croissance sur les propriétés dynamiques, notamment, en vue d'améliorer encore l'amortissement effectif.

Comportement avec sous-couche en structure TOP

On s'intéresse ici aux effets d'une sous-couche de croissance sur la réponse dynamique dans la configuration TOP. Nous avons en effet vérifié au préalable qu'une sous-couche orientée $\langle 111 \rangle$ modifie les conditions de croissance du CoFe et lui confère un caractère plus doux avec un facteur

d'amortissement propre déjà diminué. Nous nous focaliserons plus particulièrement sur les effets d'une sous-couche de Cu. Sur la figure 4.27 est représenté le spectre de perméabilité de la configuration TOP suivante : Cu(50Å)/ Co₃₅Fe₆₅(500Å) / NiMn(500Å). La fréquence de résonance est identique avec ou sans Cu mais la réduction de la largeur de résonance à mi-hauteur est significative. On obtient dans ces conditions un coefficient d'amortissement $\alpha = 0.007$, ce qui compte parmi les plus faibles valeurs observées pour les matériaux doux conventionnels. L'évolution des propriétés magnétiques en fonction de l'épaisseur de la sous-couche de Cu est donnée dans le tableau 4.6.

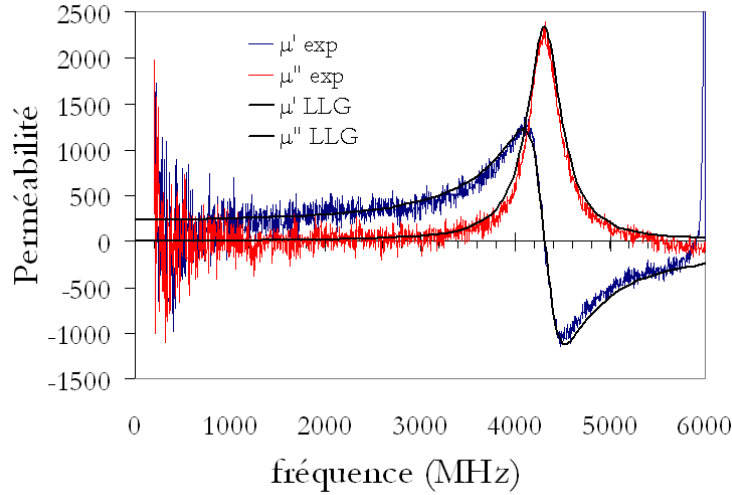


FIG. 4.27 : Spectres de perméabilité d'une structure TOP Cu(50Å)/Co₃₅Fe₆₅(500Å)/NiMn(500 Å) après recuit. Les paramètres pour la modélisation LLG sont donnés dans le tableau 4.6

SC	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$	α
Cu (50 Å)/Co ₃₅ Fe ₆₅ seul	2400	~500	40	0.04
Co ₃₅ Fe ₆₅ /NiMn	3796	297	79	0.011
Cu (25 Å)/Co ₃₅ Fe ₆₅ /NiMn	4400	222	106	0.008
Cu (50 Å)/Co ₃₅ Fe ₆₅ /NiMn	4320	230	102	0.007
Cu (100 Å)/Co ₃₅ Fe ₆₅ /NiMn	3977	270	87	0.0125

TAB. 4.6 : Effet d'une sous-couche de Cu sur la f_{FMR} , μ'_{DC} , $H_{k,dyn}$ et de α pour une structure TOP Cu(e_{Cu})/Co₃₅Fe₆₅(500 Å)/NiMn(500 Å)

Ce résultat confirme que le faible amortissement des couches couplées est une combinaison des effets cumulés des propriétés intrinsèques de F et du couplage d'échange, notamment, dans le cas des structures TOP. L'effet est beaucoup moins marqué dans le cas des structures BOTTOM où l'AF croit d'abord sur la sous-couche. Les effets observés dans le cadre de cette étude sur l'amortissement des couches BOTTOM avec Cu, NiCr et Ru en sous-couche sont restés tout à fait marginaux. Bien que les résultats en configuration BOTTOM soient très favorables du point de vue d'un faible amortissement, l'effet de la sous-couche reste à priori difficilement exploitable au sein des empilements de type sandwich et a fortiori multiple. C'est pourquoi le choix définitif de la sous-couche s'est porté sur

NiCr et non sur Cu pour des questions d'amélioration d'abord des propriétés mécaniques (adhérence) et non de l'amortissement lui même.

Comportement avec champ de bias H_{DC}

Afin d'étudier plus en détail le comportement dynamique des structures couplées avec NiMn, nous avons mesuré les spectres de perméabilité selon l'axe difficile HA des configurations TOP et BOTTOM en appliquant un champ de bias H_{DC} selon l'axe facile de manière à décrire le cycle d'hystérésis. Les comportements expérimentaux pour f_{FMR}^2 et α en fonction de H_{DC} sont donnés sur les figures 4.28 pour le $Co_{35}Fe_{65}$ uniquement. Les relations entre la f_{FMR} et H_{DC} (appliqué selon

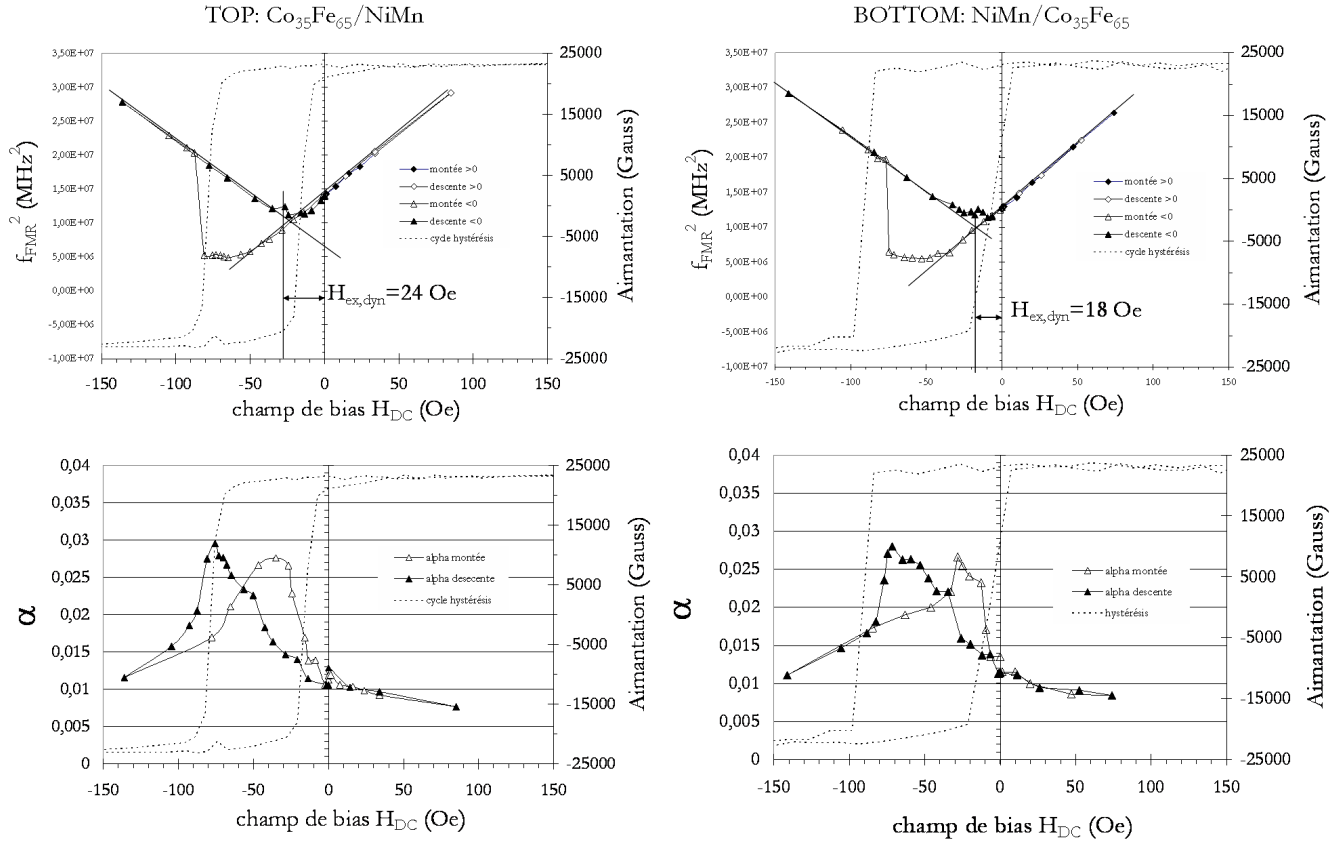


FIG. 4.28 : Variations de f_{FMR}^2 et de α avec un champ de bias H_{DC} appliqué parallèlement ou antiparallèlement à l'axe facile du film pour les configurations TOP et BOTTOM avec $Co_{35}Fe_{65}$ (500 Å). La pente des droites donne le rapport gyromagnétique $\gamma/2\pi = 2.8$ MHz/Oe

l'axe facile) démontrées au chapitre 3 (paragraphe 3.5) sont rappelées ci-dessous :

$$\text{pour } H_{ex,dyn} + H_{DC} \geq 0 : f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s (H_{ki} + H_{k,rot}) + 4\pi M_s (H_{ex,dyn} + H_{DC})} \quad (4.6)$$

$$\text{pour } H_{ex,dyn} + H_{DC} \leq 0 : f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{4\pi M_s (H_{ki} + H_{k,rot}) - 4\pi M_s (H_{ex,dyn} + H_{DC})} \quad (4.7)$$

Selon la valeur du champ de bias H_{DC} , l'équation 4.6 ou 4.7 est valide. A saturation, les pentes des deux droites associées à f_{FMR}^2 sont identiques et on retrouve bien le rapport gyromagnétique $\gamma = 2.8$

MHz/Oe propre au CoFe. L'intersection des deux droites donnent ensuite accès à la valeur du champ d'échange effectif en dynamique $H_{ex,dyn}$. Il en ressort que les valeurs de $H_{ex,dyn}$ sont significativement plus petites que celles de H_{ex} mesurées en statique correspondant simplement au décalage du cycle d'hystérésis ($H_{ex,dyn} = 24$ et 18 Oe contre $H_{ex} = 40$ et 49 Oe pour les configurations TOP et BOTTOM respectivement). Comme déjà observé dans d'autres systèmes [114], $H_{ex,dyn}$ est plus proche de la branche de retournement la moins décalée en champ. Ceci confirme que le retournement de l'aimantation dans les structures à couplage d'échange est en réalité asymétrique. Cette observation est en accord avec celles des domaines magnétiques [100, 115] pour lesquels une asymétrie prononcée du retournement de l'aimantation due à des modifications internes à l'AF a été observée. Les mesures en dynamique ne donnent pas accès aux mêmes grandeurs physiques que les mesures statiques comme discuté dans le chapitre 3. A partir des valeurs en champ nul ($H_{DC} = 0$ Oe), on extrait la valeur du champ d'anisotropie dynamique $H_{k,dyn}$ qui se décompose en plusieurs termes, d'après :

$$H_{k,dyn} = H_{ex,dyn} + H_{ki} + H_{k,rot} \quad (4.8)$$

Au préalable, le champ d'anisotropie H_{ki} d'une couche de $Co_{35}Fe_{65}$ non couplée mais recuite de façon équivalente a été mesuré à 33 Oe. Ainsi, on trouve $H_{k,rot} = 21$ et 19 Oe pour les configurations TOP et BOTTOM, respectivement. Ces deux valeurs sont très voisines, ce qui pourrait signifier que les mécanismes mis en jeu dans les deux configurations sont proches. Ce modèle dynamique est à rapprocher du modèle statique de Fujiwara [87] décrit précédemment puisque l'on constate que :

$$H_{k,stat} \approx H_{k,dyn} \quad (4.9)$$

sachant que :

$$H_{k,stat} = H_{ex} + H_c EA \quad (4.10)$$

$$H_{k,dyn} = H_{ex,dyn} + H_{ki} + H_{k,rot} \quad (4.11)$$

Cependant, on peut être tenté d'établir un rapprochement entre $H_c EA$ et $H_{ki} + H_{k,rot}$ puisqu'il a été montré que $H_c EA$ et $H_{k,rot}$ dans les systèmes couplés ont une origine commune [205, 114]. Cependant, nous constatons que la correspondance entre ces différentes grandeurs n'est pas directe même si elles ont le même ordre de grandeur. Il est par ailleurs difficile d'extraire correctement $H_{ex,dyn}$ de manière systématique, ce qui complexifierait l'étude. Nous nous contenterons par la suite du modèle de Fujiwara pour extrapoler et interpréter nos données.

Le paramètre d'amortissement α varie également avec le champ de bias H_{DC} comme on le voit sur la figure 4.28. Celui augmente en particulier au voisinage des branches du cycle d'hystérésis dont le franchissement fait intervenir des modes d'excitation inhomogènes associés à la présence de domaines d'aimantation complexes. Par ailleurs, on observe une légère diminution de α pour $H_{DC} \gg 0$, jusqu'à une valeur très faible ($\alpha \sim 0.01$). Ceci signifie qu'à l'état rémanent, il existe encore quelques domaines résiduels, ou inhomogénéités d'aimantation, auxquels la mesure dynamique est particulièrement sensible, comme déjà discuté à partir des clichés Kerr correspondant du paragraphe 4.2.3. L'application d'un champ de bias extérieur permet dans ces conditions de compenser un état de saturation imparfait à la rémanence et d'observer un mode de résonance uniforme. Nous confirmons donc ici l'importance de réaliser la condition $H_{ex} > H_c EA$ du point de vue dynamique, notamment vis-à-vis de l'amortissement.

4.3.2 Configuration sandwich

Après l'observation du comportement dynamique des configurations les plus simples et corroborant les résultats connus de la littérature, nous nous intéressons ici aux configurations sandwichs et en particulier à l'impact du cumul des effets interfaciaux TOP+BOTTOM sur la réponse dynamique

Comportements généraux

Les spectres de perméabilité dynamique de la configuration sandwich NiMn(500 Å)/CoFe(700 Å)/NiMn(500 Å) après recuit sont présentés sur la figure 4.29 pour les deux compositions de CoFe étudiées. Les paramètres utilisés pour le modèle LLG sont donnés dans le tableau 4.7.

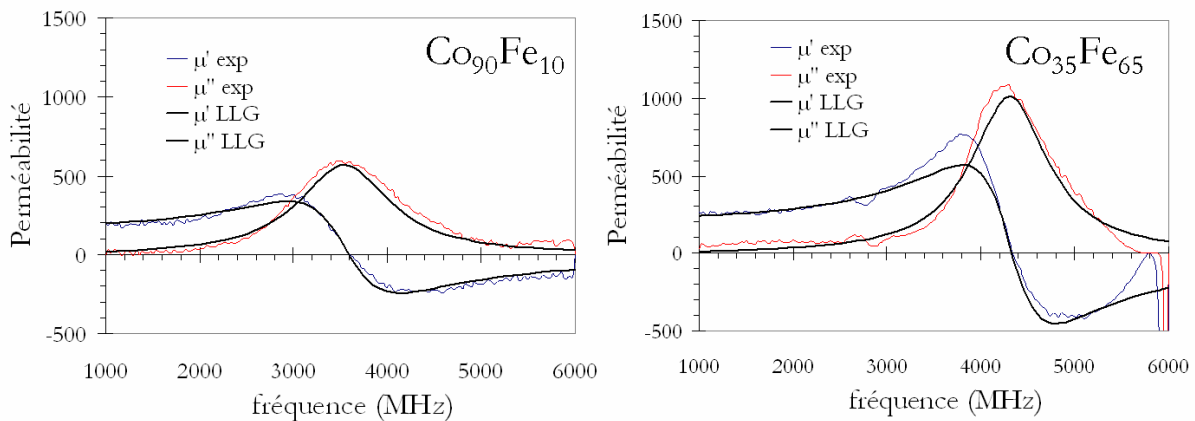


FIG. 4.29 : Spectres de perméabilité pour la configuration sandwich NiMn(500 Å)/CoFe(700 Å)/NiMn(500 Å) pour $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$. Les courbes en traits pleins sont établies à partir du modèle LLG avec les paramètres du tableau 4.7

	Mesures statiques			Mesures dynamiques			
	$4\pi M_s$ (kG)	H_{ex} (Oe)	$H_{k,stat}$ (Oe)	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
$Co_{90}Fe_{10}$	17.5	93	105	3580	184	95	0.024
$Co_{35}Fe_{65}$	23.5	67	113	4290	228	103	0.015

TAB. 4.7 : Paramètres statiques (à gauche) et extraits (à droite) des spectres de perméabilité pour la configuration sandwich de la figure 4.29 ($\gamma = 2.8$ MHz/Oe)

On retrouve un comportement de type LLG pour les deux compositions en CoFe. En ce sens, la présence du couplage d'échange aux deux interfaces avec la couche F ne change pas les constats établis précédemment du point de vue de la dynamique et confirme un effet principalement cumulatif. On notera qu'ici ce dernier avait été anticipé sur la base des résultats en statiques et qu'à des fins de comparaison l'épaisseur e_F a été augmentée à 700 Å contre 500 Å pour les configurations TOP et BOTTOM, afin d'avoir des fréquences de résonance et des niveaux de perméabilité équivalents. Dans ces conditions, la comparaison sur la caractère amorti du film prend plus de sens. Ainsi, il apparaît que les valeurs extraites pour α sont plus défavorables en configuration sandwich et notamment dans le cas du $Co_{90}Fe_{10}$ pour qui l'augmentation approche 40%. A partir de l'ensemble des résultats TOP,

BOTTOM et sandwich, on peut essayer de dissocier les différentes contributions à l'amortissement intrinsèque α_{int} et extrinsèque α_{ext} due au couplage d'échange, en résolvant le système suivant. On en extrait les valeurs données dans le tableau 4.8.

$$\alpha_{TOP} = \alpha_{int} + \alpha_{ext,TOP} \quad (4.12)$$

$$\alpha_{BOTTOM} = \alpha_{int} + \alpha_{ext,BOTTOM} \quad (4.13)$$

$$\alpha_{sand} = \alpha_{int} + \alpha_{ext,TOP} + \alpha_{ext,BOTTOM} \quad (4.14)$$

$$(4.15)$$

	α_{int}	$\alpha_{ext,TOP}$	$\alpha_{ext,BOTTOM}$
Co ₉₀ Fe ₁₀	0.008	0.007	0.009
Co ₃₅ Fe ₆₅	0.009	0.002	0.004

TAB. 4.8 : Paramètres d'amortissement intrinsèque et extrinsèque pour les compositions Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement

On trouve ainsi un paramètre intrinsèque α_{int} au CoFe relativement faible de l'ordre de ~ 0.01 qui seul peut justifier l'état quasi-saturé du CoFe tandis que les contributions extrinsèques α_{ext} associés au couplage aux deux interfaces sont équivalentes. Ces valeurs sont petites devant α_{int} pour le Co₃₅Fe₆₅ et du même ordre de grandeur pour Co₉₀Fe₁₀. Cette dépendance de α_{ext} avec la nature de l'interface F/AF (ou AF/F) souligne que les mécanismes sous-jacents dépendent bien de défauts à l'interface dont probablement la rugosité mais sans pouvoir à ce stade en identifier clairement les causes. Si ces constats nous rapproche qualitativement du modèle à deux magnons discuté au chapitre 3, l'évaluation de valeurs modérées de α_{ext} montre ici que cette contribution n'est pas au final si rédhibitoire que le modèle ne le laissait penser.

Comportement avec un champ de bias H_{DC}

Comme nous l'avons vu précédemment, la mesure de perméabilité avec superposition d'un champ de bias H_{DC} , illustrée sur la figure 4.30, permet d'extraire la valeur de champ d'échange dynamique $H_{ex,dyn}$ ici pour la configuration sandwich. Elle est estimée à 50 Oe, ce qui est plus faible que la valeur mesurée en statique, soit 67 Oe. La valeur du champ d'anisotropie induite rotatoire $H_{k,rot}$ peut être estimée à 20 Oe, soit une valeur similaire à celle des couches TOP et BOTTOM.

Dépendance avec e_F

On peut prévoir dans le cadre du modèle LLG la variation de l'amortissement en fonction de l'épaisseur e_F grâce au modèle de "diffusion à deux magnons" [213] présenté dans le chapitre 3, paragraphe 3.5 écrit sous la forme :

$$\alpha = \alpha_{int} + \frac{A}{e_F^2} \quad (4.16)$$

avec e_F en Å, et A un coefficient phénoménologique extrait des mesures qui vaut 3500 et 1250 m² pour Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement. Cette relation indique simplement que plus les couches F sont de faibles épaisseurs, plus le couplage d'échange est élevé et plus l'amortissement extrinsèque

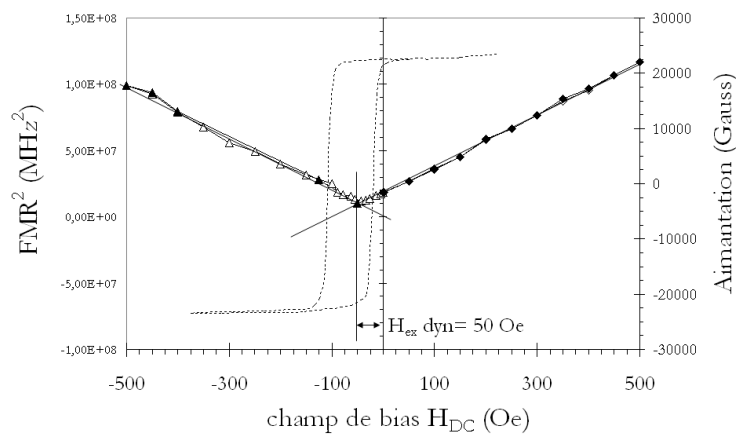


FIG. 4.30 : Variation de f_{FMR}^2 en fonction du champ de bias appliqué selon l'axe facile pour une configuration sandwich NiMn(500 Å)/Co₃₅Fe₆₅(700 Å)/NiMn(500 Å)

dû au couplage d'échange est important. Cette relation, même si elle n'est pas rigoureusement exacte, donne l'ordre de grandeur de l'amortissement pour les configurations sandwich sur une grande partie de la gamme de fréquence considérée, comme illustrée sur la figure 4.31.

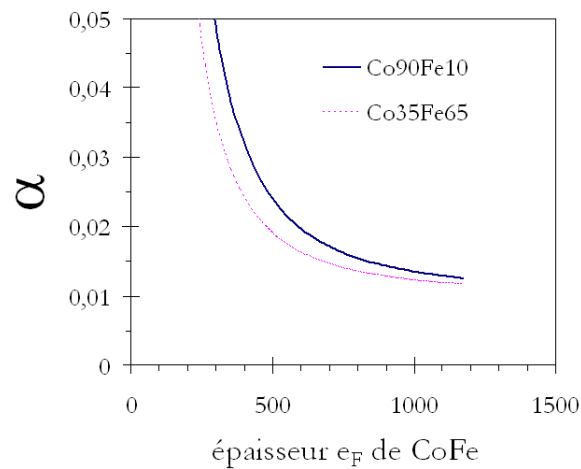


FIG. 4.31 : Variations théoriques du paramètre d'amortissement α en fonction de e_F d'après l'équation 4.16 pour une configuration sandwich NiMn/CoFe/NiMn avec Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement

Pour les valeurs inférieures à 700 Å, le modèle LLG rend bien compte des propriétés dynamiques de la configuration sandwich avec un faible amortissement. Cependant, notre appareillage de mesure étant limité à 6 GHz, nous ne disposons pas de points expérimentaux pour les configurations avec $e_F < 500$ Å. Au delà de 700 Å, la réponse dynamique ne peut plus être modélisée correctement par l'équation LLG. La forme du spectre est aplatie, la fréquence de résonance mesurée devient inférieure à la fréquence théorique. L'amortissement ne peut plus être discuté avec un paramètre α , et nous devons évaluer l'amortissement par la largeur à mi-hauteur du pic de résonance. Les limites au domaine de

validité du modèle LLG sont présentées sur la figure 4.32. Le comportement aux faibles épaisseurs par le modèle à deux magnons est aussi reporté en utilisant l'équation 4.16 et la correspondance $\Delta f = \alpha\gamma M_s$.

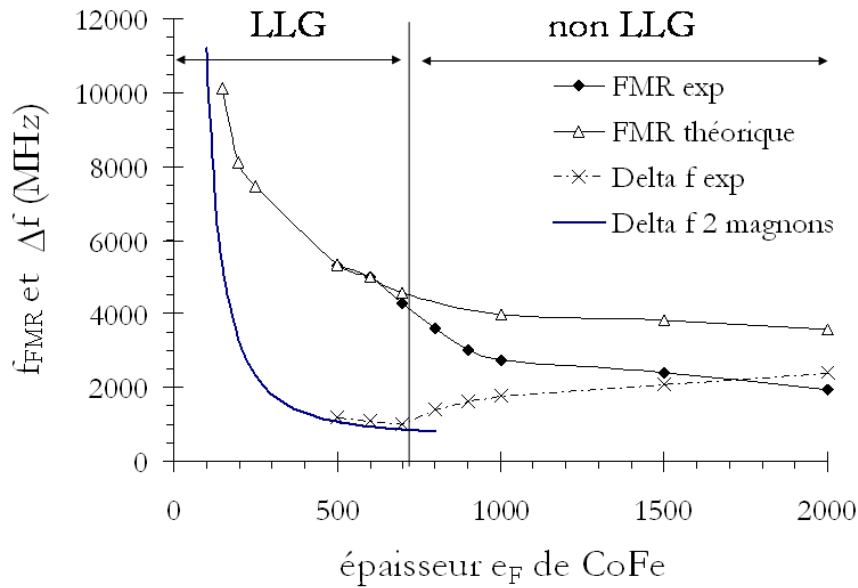


FIG. 4.32 : Variations de la fréquence de résonance f_{FMR} et de la largeur à mi-hauteur Δf des pics de résonance pour la configuration sandwich NiMn(500 Å)/Co₃₅Fe₆₅(e_F)/NiMn(500 Å) en fonction de l'épaisseur e_F

Cette représentation met en relief deux régimes de part et d'autre de $e_F = 700$ Å. Nous pouvons émettre plusieurs hypothèses quant à l'écart du modèle LLG à forte épaisseur :

- présence de domaines résiduels en raison d'un état rémanent non complètement saturé (paragraphe 4.2.3)
- apparition de fluctuations d'anisotropie ("ripples") en raison de la forte épaisseur (cf chapitre 2, paragraphe 2.2 sur les autres modes d'aimantation dans les couches minces)
- contribution des courants de Foucault
- modifications structurales internes des couches aux fortes épaisseurs (augmentation de la taille de grains, rugosité d'interface...)

Les deux premières hypothèses ont été éliminées par des mesures avec champ de bias H_{DC} appliqué ici selon l'axe facile afin de saturer parfaitement le matériau. Même dans ces conditions, le comportement dynamique observé ne correspond toujours pas au modèle LLG, et présente un amortissement inchangé. Ainsi, l'explication de ce phénomène pour les fortes épaisseurs inhabituelles pour les couches à couplage d'échange doit trouver des éléments de réponses dans les deux dernières hypothèses dont les effets respectifs sont difficiles à dissocier.

Dépendance avec e_{AF}

L'effet de l'épaisseur de NiMn sur le comportement dynamique a été analysé pour la configuration sandwich NiMn(e_{AF})/Co₃₅Fe₆₅(700 Å)/NiMn(e_{AF}). Les spectres de perméabilité correspondant sont

représentés sur la figure 4.33. La réduction d'épaisseur de NiMn a pour effet immédiat de diminuer la valeur de la fréquence de résonance et d'augmenter l'amortissement de la réponse dynamique. A faible épaisseur ($e_{AF} < 75 \text{ \AA}$), ces résultats convergent vers ceux du CoFe non couplé. Ces résultats repris sur la figure 4.34 a) peuvent être reliés aux paramètres statiques décrits sur la figure 4.34 b).

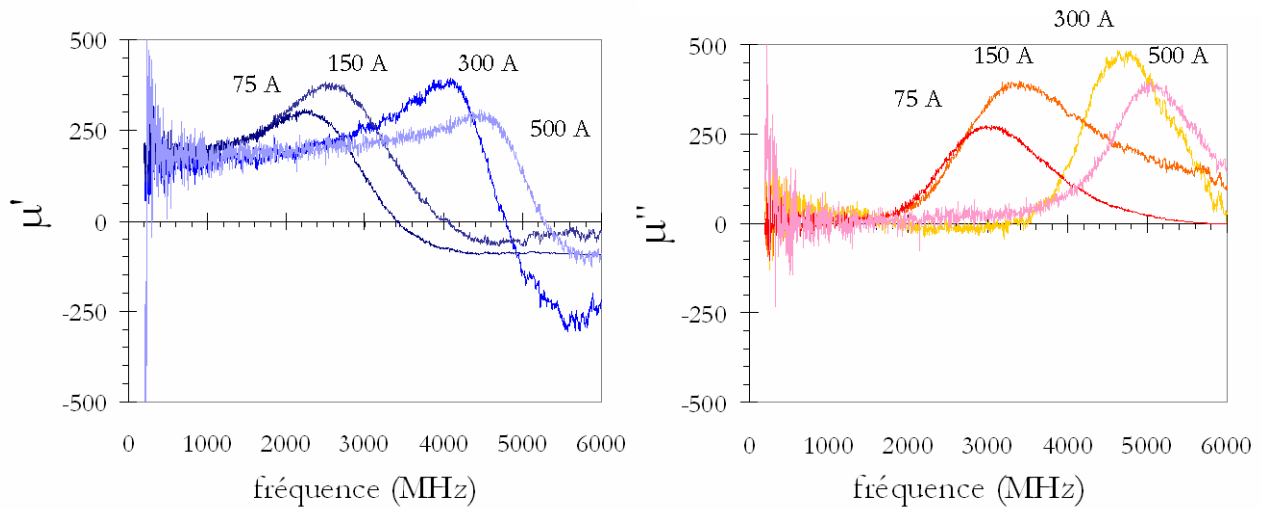


FIG. 4.33 : Spectres expérimentaux de perméabilité en fonction de l'épaisseur e_{AF} de NiMn pour la configuration sandwich NiMn(e_{AF})/Co₃₅Fe₆₅(500 Å)/NiMn(e_{AF})

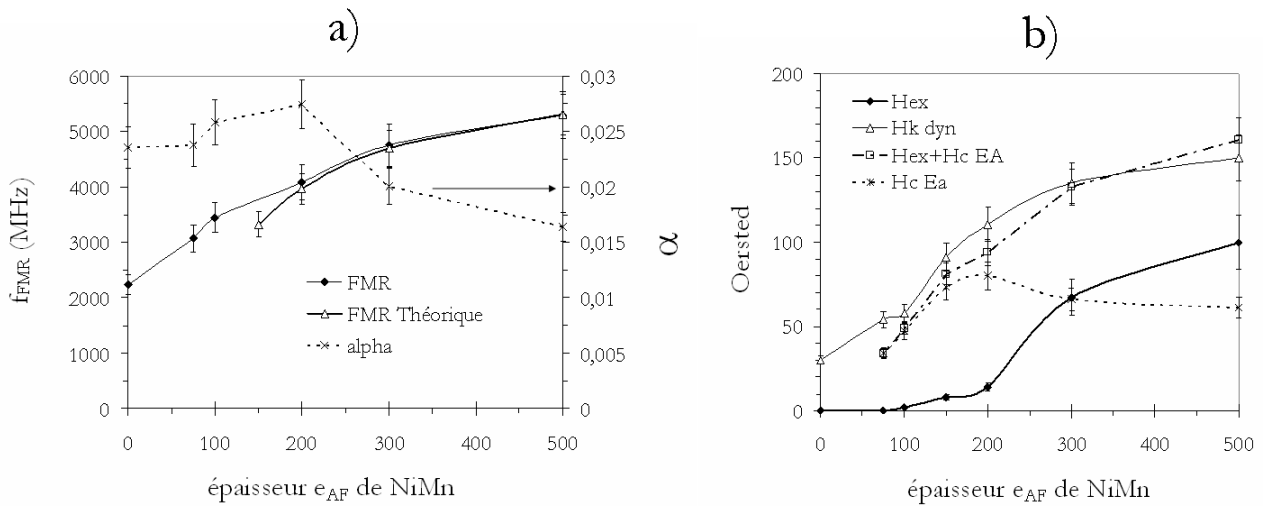


FIG. 4.34 : Variations de la fréquence de résonance f_{FMR} et du facteur d'amortissement α a) et du champ d'anisotropie dynamique $H_{k,dyn}$, du champ d'échange H_{ex} , du champ coercitif H_c EA et la somme $H_{ex} + H_c EA$ b) pour la configuration sandwich NiMn(e_{AF})/Co₃₅Fe₆₅(500 Å)/NiMn(e_{AF})

Alors que H_{ex} décroît assez vite en dessous de 300Å et s'accompagne d'une augmentation de H_c EA, le champ d'anisotropie en dynamique $H_{k,dyn}$ varie plus lentement. Il est intéressant de constater que ce dernier est en très bon accord avec $H_{ex} + H_c EA$, comme prévu par la théorie de Fujiwara [87].

On peut en déduire dans ces conditions que $H_c EA \simeq H_{ki} + H_{k,rot}$. La diminution de H_{ex} est alors compensée par une augmentation de $H_c EA$ lorsque l'épaisseur de NiMn diminue, ce qui explique la dépendance relative de la fréquence de résonance avec e_{AF} . On peut alors distinguer deux régimes. Au dessus 300 Å, on a $H_{ex} > H_c EA$. L'anisotropie effective dynamique est alors principalement due à l'anisotropie *unidirectionnelle* H_{ex} caractérisée par un faible amortissement. Par contre, en dessous de 300 Å, l'anisotropie effective est principalement régie par l'anisotropie induite rotatoire qui devient prépondérante aux faibles épaisseurs et caractérisée par un amortissement plus fort. Ces comportements ainsi que l'épaisseur critique $e_{AF,cr}$ mis en jeu nous rappellent la cartographie des états rémanents de la figure 4.24 établie au paragraphe 4.2.4.

4.3.3 Dépendance avec la température

Dans la continuité des caractérisations statiques, nous nous sommes intéressés au comportement dynamique en fonction de la température de mesure pour les configurations sandwich NiMn/ CoFe/ NiMn avec $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$, respectivement. Les mesures ont été réalisées au CEA Le Ripault. La figure 4.35 illustre la variation des spectres de perméabilité avec la température. On observe une

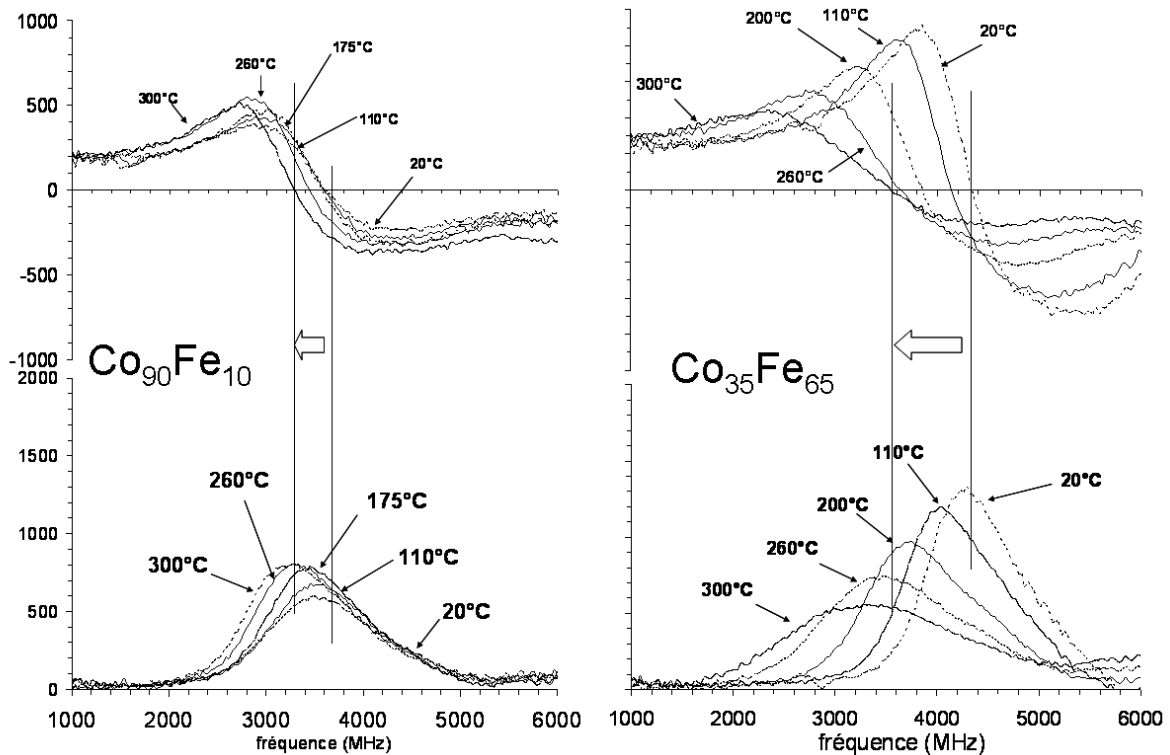


FIG. 4.35 : Spectres de perméabilité en fonction de la température de mesure pour la configuration sandwich NiMn(500Å)/CoFe(700Å)/NiMn(500Å) pour $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$, respectivement

réponse dynamique en concordance avec le modèle LLG sur toute la gamme de température (20°C - 300°C). Avec l'augmentation de la température, on remarque un décalage de la f_{FMR} vers les basses fréquences ainsi qu'un élargissement du pic de résonance traduisant une augmentation de l'amortissement. Ces résultats sont repris plus en détails sur la figure 4.36 a) et b) pour $Co_{35}Fe_{65}$ qui présente

des variations plus marquées que $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. On peut voir qu'à partir de 200°C , la fréquence de résonance mesurée est étonnamment supérieure à la fréquence de résonance théorique calculée à partir du champ d'anisotropie $H_{k,stat}$ mesuré en statique. La tenue thermique est donc meilleure du point de vue dynamique que statique. Ceci suggère une fois de plus que les considérations sur l'anisotropie, et ici

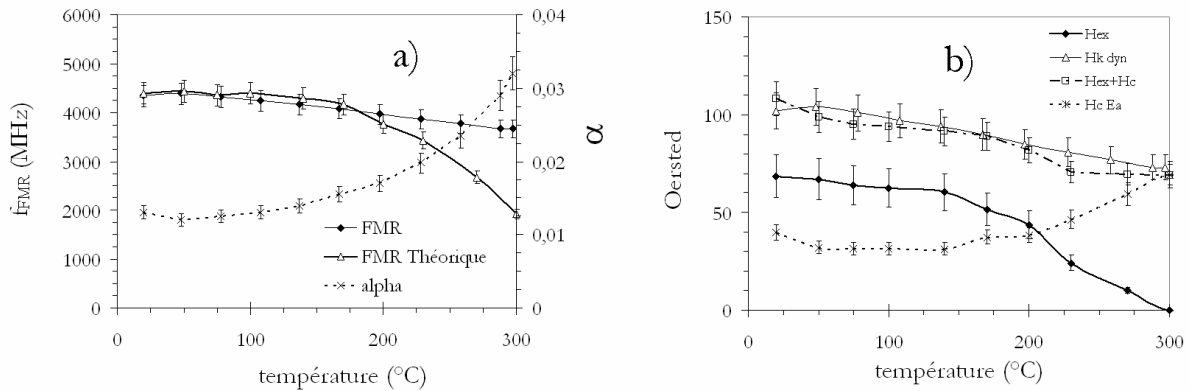


FIG. 4.36 : Variations en fonction de la température de mesure a) de la fréquence de résonance expérimentale f_{FMR} , théorique $f_{\text{FMR,theo}}$ et du facteur d'amortissement α et b) du champ d'anisotropie dynamique $H_{k,dyn}$, du champ d'échange statique H_{ex} , du champ coercitif $H_c EA$ et de la somme $H_{ex} + H_c EA$, pour la configuration sandwich $\text{NiMn}(500\text{\AA})/\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(700\text{\AA})/\text{NiMn}(500\text{\AA})$

leur dépendance vis-à-vis de la température, différent du régime statique au régime dynamique. Ainsi, pour expliquer la meilleure tenue thermique en dynamique, il faut reconsidérer les effets sur $H_{k,dyn}$. La variation de $H_{k,dyn}$ avec la température est en effet cohérente avec celle de $H_{ex} + H_c EA$, comme représenté sur la figure 4.36 b). Ceci confirme les résultats obtenus lors de l'étude de la dépendance en épaisseur e_{AF} . On peut donc distinguer deux régimes de la même façon :

- pour $T < 200^\circ\text{C}$: $H_{ex} > H_c$ et l'anisotropie qui domine est l'anisotropie unidirectionnelle H_{ex} .
- pour $T > 200^\circ\text{C}$: $H_{ex} < H_c$ et l'anisotropie induite rotatoire devient l'anisotropie dominante, ce qui s'accompagne d'une augmentation de l'amortissement. Cependant, la diminution de H_{ex} est compensée par l'augmentation de $H_c EA$, ce qui explique la faible dépendance de la f_{FMR} avec la température.

Du point de vue applicatif, ces résultats mettent en valeur une tenue thermique acceptable jusqu'à 200°C pour les couches de CoFe couplées avec NiMn . Ceci est très prometteur en vue des applications RF visées, qui sont exigeantes en termes de stabilité thermique.

4.4 Conclusion

Le couplage d'échange entre une couche de CoFe , initialement non douce, avec une couche de NiMn permet d'abord de saturer la couche de CoFe selon une direction donnée et de lui conférer un caractère doux à 90° de la direction de piégeage. Dans ces conditions, un comportement dynamique de type LLG faiblement amorti est observé ($\alpha \sim 0.015$), y compris lorsque le couplage d'échange est cumulé aux deux interfaces. L'anisotropie induite est très élevée (jusqu'à 800 - 1000 Oe) grâce à

une constante de couplage d'échange J_{ex} parmi les plus grandes comme observée dans la littérature (1 erg.cm^{-2}). Les configurations sandwich permettent alors d'aboutir à des fréquences de résonance accordables à travers l'ajustement de e_F sur une très grande gamme de fréquence (4 -10 GHz). Par ailleurs, NiMn présente une bonne stabilité thermique ce qui est requis pour les applications visées. Ces propriétés avantageuses trouvent leur origine du point de vue de l'anisotropie effective dans le caractère dominant de l'anisotropie unidirectionnelle (H_{ex}) propre au NiMn. Toutefois, ceci n'est vrai que pour une épaisseur supérieure à une valeur critique estimée à 500 Å en statique et à 300 Å en dynamique. De plus, les discussions autour des dépendances avec e_{AF} et la température étayées par des faits expérimentaux complémentaires de ceux de la littérature ont permis une meilleure compréhension des phénomènes propres au NiMn. En particulier, nous pouvons préciser que la contribution rotatoire à l'anisotropie associée au caractère incomplètement ordonné L_10 existe mais reste modérée dans les conditions d'usage optimal que nous avons spécifiées. Au terme de cette première partie, NiMn est donc un candidat tout à fait prometteur mais qui du fait d'une résistivité modérée et d'une épaisseur effective importante devrait présenter des limitations fortes en empilement multiple vis-à-vis des courants de Foucault, notamment. De plus, il ne garantit pas un taux de remplissage acceptable ($f_r < 1$). Ainsi, il est judicieux de rechercher un autre AF qui présenterait un meilleur compromis.

Chapitre 5

Etude du couplage d'échange avec IrMn

Sommaire

5.1	Présentation de l'IrMn	129
5.1.1	IrMn, un AF prometteur	129
5.1.2	Structure cristallographique	129
5.1.3	Antiferromagnétisme et température de Néel T_N	129
5.1.4	Résistivité	130
5.1.5	Anisotropie	131
5.1.6	Couplage d'échange avec IrMn	131
5.2	Résultats expérimentaux : étude statique	134
5.2.1	Films de IrMn	134
5.2.2	Configurations TOP et BOTTOM	135
5.2.3	Configuration sandwich	138
5.3	Résultats expérimentaux : étude dynamique	142
5.3.1	Configurations TOP et BOTTOM	142
5.3.2	Configuration sandwich	142
5.3.3	Dépendance avec la température	144
5.4	Conclusion	146

5.1 Présentation de l'IrMn

5.1.1 IrMn, un AF prometteur

Depuis la découverte de la GMR et le développement des premières spinvalves, on cherche à diminuer toujours plus la taille des têtes de lecture magnétiques tout en gagnant en performances afin d'augmenter les capacités de stockage d'information. Ceci passe, notamment, par la diminution des épaisseurs mises en jeu pour éviter une trop grande dilution de l'effet magnétorésistif. On cherche en particulier à réduire l'épaisseur de l'AF nécessaire au piégeage de la couche F de référence. En effet, l'épaisseur e_{AF} peut parfois être non négligeable comme nous venons de le voir pour NiMn. Une forte épaisseur d'AF limite la taille minimale des spinvalves et participe à la présence de courants de fuite. En 1997, Fuke *et al.* [88] montrent la possibilité d'utiliser IrMn pour piéger la couche F. L'intensité du couplage d'échange est comparable, voir supérieur, aux valeurs déjà trouvées dans la littérature (FeMn, NiO, Ni₂₅Mn₇₅...). Son grand avantage est de présenter un couplage d'échange maximal pour des épaisseurs déposées très faibles (<100 Å) tout en préservant une température de blocage acceptable, $T_B \sim 200^\circ\text{C}$. De plus, IrMn ne nécessite aucun traitement thermique. La plupart des résultats sur IrMn montrent qu'il est l'un des AF les plus prometteurs pour les applications magnétorésistives. Ainsi, il pourrait l'être également pour les applications RF que l'on vise, ce qui justifie son étude dans ce travail. Cependant, bien que sa structure cristallographique soit relativement bien connue, les mécanismes du couplage d'échange ne sont pas très bien compris alors que son intensité du point de vue pratique a significativement augmenté depuis 10 ans (1997 : $J_{ex} = 0.1 \text{ erg.cm}^{-2}$ d'après Fuke *et al.* [88], 2005 : $J_{ex} = 1.3 \text{ erg.cm}^{-2}$ d'après Imakita *et al.* [125]), suite aux travaux de nombreuses équipes.

5.1.2 Structure cristallographique

IrMn a été étudié quasi-exclusivement en couche mince. Les résultats publiés dans la littérature sont généralement issus de films polycristallins texturés $\langle 111 \rangle$. Ceux-ci sont le plus souvent désordonnés et constitués de la phase cfc γ -IrMn. Cependant, on peut trouver des cas particuliers où des fractions volumiques non négligeables correspondent à la phase IrMn₃. Les appellations de cette phase dans la littérature sont nombreuses : $L_{12} \Leftrightarrow \text{Cu}_3\text{Au} \Leftrightarrow \text{IrMn}_3$. Les phases ordonnée et désordonnée (voir figure 5.1) co-existent et sont toutes deux antiferromagnétiques à la différence de NiMn, mais avec des propriétés qui peuvent être différentes. Les grandeurs concernant la maille sont identiques, seul l'arrangement atomique diffère. Dans la phase ordonnée L_{12} , les atomes d'Ir occupent le milieu des faces de la maille. La composition Ir₂₀Mn₈₀ est la plus utilisée d'un point de vue des applications trouvées dans la littérature. Elle présente la meilleure texture $\langle 111 \rangle$ qui est supposée être directement liée avec l'intensité du couplage d'échange [88, 90].

5.1.3 Antiferromagnétisme et température de Néel T_N

Comme c'est le cas dans les autres alliages de la famille X-Mn, c'est l'atome de Mn qui possède le moment magnétique, le moment magnétique μ_{Ir} de l'atome Ir étant quasiment nul. Les phases ordonnée L_{12} et désordonnée γ -IrMn présentent des distributions de spins différentes comme illustré sur la figure 5.2, d'après [73]. Dans la phase ordonnée, les moments magnétiques de Mn sont dans le plan (111) et sont dirigés selon la direction $\langle 112 \rangle$. La valeur du moment magnétique est de $2.62 \mu_B$. La phase désordonnée est délicate à étudier puisque les atomes d'Ir et de Mn se répartissent aléatoirement sur les différents sites cristallographiques. Cependant, on trouve une répartition des moments selon l'axe c dans un modèle assez répandu dans la littérature. Le moment magnétique

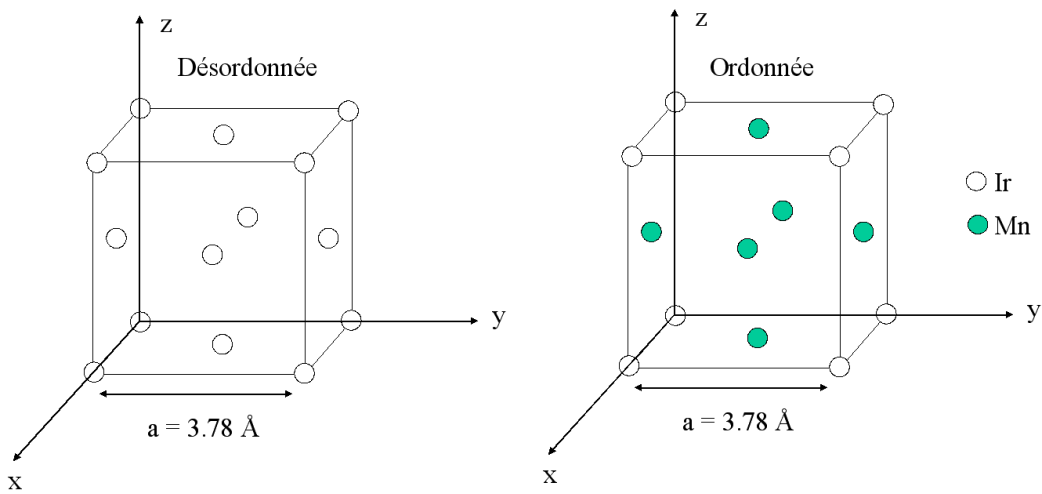


FIG. 5.1 : Mailles cristallographiques du IrMn en phases désordonnée et ordonnée (L_{12})

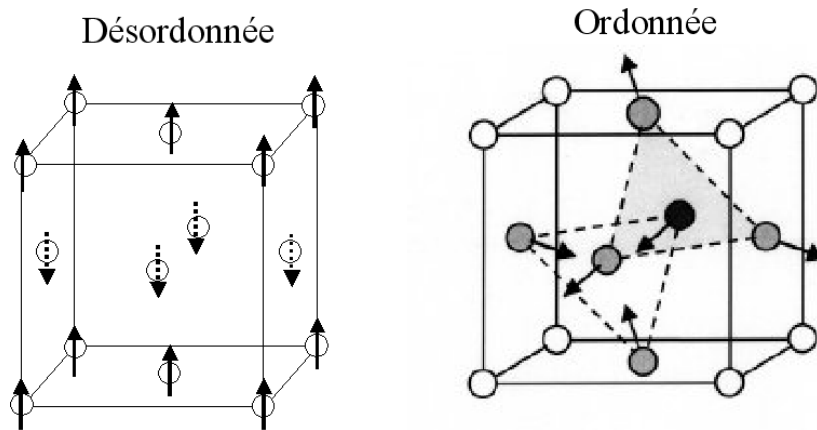


FIG. 5.2 : Illustrations des distributions des spins dans la maille cristallographique d'IrMn dans la phase désordonnée γ -IrMn et ordonnée (L_{12})

moyen vaut $2.4 \mu_B$ pour les atomes de Mn et est quasiment nul pour les atomes d'Ir. Dans sa phase désordonnée, l'IrMn possède une température de Néel T_N estimée à 450°C [226, 227]. En présence de phase ordonnée (IrMn_3), T_N peut atteindre 650°C . En pratique, on observe souvent une température intermédiaire en raison de la coexistence des deux phases.

5.1.4 Résistivité

L'IrMn est métallique et possède donc une faible résistivité. Cependant, celle-ci est supérieure aux autres composés de la famille X-Mn et notamment au NiMn ($150\text{-}200 \mu\Omega\cdot\text{cm}$) et augmente légèrement avec la température [227, 148]. On trouve généralement $\rho = 200 - 325 \mu\Omega\cdot\text{cm}$. Le cumul d'une épaisseur plus faible et d'une résistivité plus élevée est un avantage recherché par rapport au NiMn vis-à-vis des courants fuite pour spinvalves et des courants Foucault pour les applications RF.

5.1.5 Anisotropie

Steenbeck *et al.* [131] ont déterminé sa constante d'anisotropie antiferromagnétique $K_{AF,IrMn}$ à $T=10$ K en fonction de l'épaisseur de l'IrMn dans des couches minces. Pour $e_{AF} = 14$ Å, ils trouvent $K_{AF,IrMn} = 1.3 \times 10^6$ erg/cm³. Cette valeur est très élevée et permet de repousser la limite superparamagnétique pour des taille de grains de l'ordre seulement de ~ 50 Å à température ambiante. C'est une des raisons pour laquelle IrMn conserve ses propriétés AF même aux très faibles épaisseurs, contrairement au NiMn.

5.1.6 Couplage d'échange avec IrMn

Origine

La nature du couplage d'échange avec IrMn est très controversée, et beaucoup de paramètres physiques ont été étudiés pour le comprendre. Les influences de la texture et de la taille des grains sur H_{ex} ne sont pas claires. Hoshino *et al.* [71] et Jung *et al.* [90] ont noté qu'une forte texturation $\langle 111 \rangle$ coïncidait avec un H_{ex} élevé, tandis que Devasahayam *et al.* [106] ont observé l'inverse. Van Driel [232] a reporté que la contribution de la texture $\langle 111 \rangle$ était plus importante que celle de la taille de grains tandis que Ro *et al.* [42] ont conclu que H_{ex} dépend préférentiellement de la taille de grains. De plus, Van Driel *et al.* [232], ont montré que les valeurs de H_{ex} étaient plus élevées en configuration TOP que BOTTOM pour le NiFe à l'état brut de dépôt, mais que ce constat s'inversait après recuit. Enfin, ce comportement est totalement inversé dans le cas couplage avec FeTaN [31]. La compréhension du couplage d'échange n'en est que plus compliquée en raison de la grande disparité des résultats expérimentaux. Ceci vient du fait que les paramètres caractérisant les couches sont souvent interdépendants (taille de grains \Leftrightarrow épaisseur \Leftrightarrow texture), et peuvent varier significativement d'une expérience à l'autre. La présence conjointe de phases ordonnée et désordonnée complique l'interprétation puisqu'il est difficile de discerner leur contribution respective. Cependant, on peut dégager des tendances générales pour plusieurs paramètres.

Mécanismes du couplage d'échange

Rappelons que la taille d'un domaine AF parallèle à l'interface s'écrit :

$$\delta_w = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{A_{AF}}{K_{AF}}} \quad (5.1)$$

$$A_{AF} = \frac{3k_B T_N}{aZ} \quad (5.2)$$

où K_{AF} est l'anisotropie de l'AF et A_{AF} sa constante d'échange. Sachat que pour IrMn, $A_{AF} = 4.5 \times 10^{-7}$ erg/cm et $K_{AF} = 1.3 \times 10^6$ erg/cm³, on trouve $\delta_w = 300$ Å. Le couplage d'échange est optimal pour des épaisseurs typiques de 100 Å. Il ne peut donc y avoir création de domaines au sein de l'AF. Le modèle de Mauri serait donc inexact pour IrMn. Le couplage d'échange serait alors plutôt associé à la rugosité d'interface [143]. Par ailleurs, le couplage d'échange avec IrMn induirait non seulement une anisotropie unidirectionnelle mais également une forte anisotropie uniaxiale [90]. De plus, on observe généralement de faibles valeurs de champ coercitif pour les couches piégées avec IrMn.

Sous-couches

De nombreux auteurs ont testé différentes sous-couches (SC) avec IrMn et étudié leurs influences sur la texture, la taille des grains, la rugosité de l'interface et la texturation du cristal. Voici les principaux résultats :

- Ta induit une texture $\langle 111 \rangle$ dans le NiFe mais très peu dans IrMn parce que les paramètres de maille sont trop différents ($d_{111} = 2.658 \text{ \AA}$ pour Ta, alors que $d_{111}(\text{IrMn}) = 2.658 \text{ \AA}$)
- Cu, Ru et (Ru/Cu)*n ont des paramètres de maille plus proches de celui de IrMn (3.78 \AA) [151]
- Ta/Cu augmente la texture $\langle 111 \rangle$ de IrMn ainsi que le couplage d'échange [132]
- Ta/NiFe est très bien texturé cfc $\langle 111 \rangle$ par le Ta, et augmente la texture $\langle 111 \rangle$ de IrMn ainsi que le couplage d'échange. On peut avoir $J_{ex} = 0.24 \text{ erg.cm}^{-2}$ [132, 232]
- Ta/CoFe a un effet limité sur la croissance de IrMn. Par contre, si la couche de CoFe est épaisse, l'IrMn est bien texturé $\langle 111 \rangle$ [132]
- Ta/Cu/CoFe et Ta/CoFe/Cu garantissent des meilleures textures $\langle 111 \rangle$ pour IrMn et un maximum de couplage est observé [132]
- NiFeCr/Cu a aussi un effet significatif et est surtout utilisé dans les spin valves [125]

Les influences respectives des différents paramètres cristallographiques propres à SC, F et AF sont difficiles à dissocier [151]. Certaines conditions sont cependant très largement favorables et permettent d'atteindre des valeurs de J_{ex} élevée (0.3 erg.cm^{-2} [132]). Il sera donc très délicat de transposer les résultats obtenus sur un système sur un autre.

Orientations cristallographiques

Certaines études montrent que l'orientation cristallographique joue un rôle prépondérant. Sato, Tsunoda *et al.* [222] ont étudié la croissance de IrMn sur un substrat de MgO avec différentes orientations cristallographiques. En fonction de l'orientation du substrat MgO, on observe un couplage d'échange plus ou moins élevé (cf figure 5.3). On obtient un échange record de 0.73 erg.cm^{-2} pour MgO orienté [110]. Ceci a également une influence directe sur l'anisotropie K_{AF} d'IrMn.

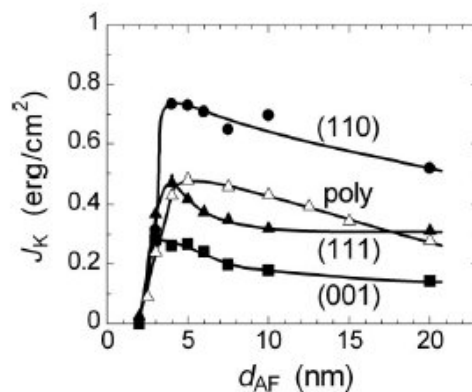


FIG. 5.3 : Variation de la constante de couplage (J_k , ou J_{ex}) pour des bicouches $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}/\text{IrMn}$ déposées sur des substrats MgO ayant différentes orientations cristallographiques. D'après Sato *et al.* [222]

Taille des grains

On pense généralement que plus la taille des grains est grande, meilleur est l'échange car les grains doivent dépasser une taille critique $J_{ex} * A_{AF} / K_{AF}$ de manière à posséder suffisamment d'anisotropie pour résister à la rotation de l'aimantation de la couche F. En effet, Ro *et al.* [42] confirment que la taille des grains est le paramètre prédominant dans le couplage d'échange avec IrMn. La taille des grains semble proportionnelle à l'épaisseur de la couche IrMn [232], mais pas au delà de 6 nm, ce qui peut justifier une épaisseur critique du même ordre de grandeur.

Phase ordonnée L_12

Bien que très difficilement détectable par les outils de diffraction classique, quelques auteurs mentionnent la présence de la phase ordonnée L_12 (ou IrMn₃) dans les couches IrMn. Les méthodes de fabrication de ces échantillons sont complexes (nécessité de sous-couches + dépôts réalisés à haute température + recuits in situ, par exemple pour [125]) et difficilement applicables aux procédés industriels. Toutefois, l'intérêt de ces études est d'avoir montré que la présence de IrMn₃ s'accompagne généralement d'une constante d'échange record, comme montré par Tsunoda *et al.* pour une structure TOP, avec $J_{ex} = 1.3 \text{ erg.cm}^{-2}$.

Recuit

La littérature fait souvent état qu'un recuit sous champ améliore le couplage d'échange ainsi que la stabilité thermique des couches piégées avec IrMn. L'effet de la température de recuit sur J_{ex} pour différentes épaisseurs est illustré sur la figure 5.4. Cependant, aucune transformation physique ou chimique n'a pu être associée au recuit. A l'inverse, le champ magnétique semble avoir une influence prépondérante lors du recuit. En effet, plus l'intensité du champ est élevée, plus le couplage d'échange est fort. Le couplage d'échange avec IrMn est sensible aux recuits sous champ perpendiculaire à l'axe de piégeage dès 100°C [31]. Par ailleurs, il a été montré qu'il était également possible de doubler la constante d'échange par des recuits thermiques très long (> 200 h) [157, 193, 159]. Cependant, aucun traitement thermique ne semble pas avoir de conséquences sur la structure cristallographique d'IrMn puisque aucun changement n'est visible en diffraction X par exemple. Il semble par conséquent que la température participe principalement à l'alignement des axes d'anisotropie de chaque grains, sous l'influence du champ magnétique.

Nature de la couche F

De façon générale, le couplage d'échange dépend de la nature de la couche F, ce qui est particulièrement vrai avec IrMn. C'est le cas avec NiFe [159], FeTaN [31] et CoFe [74]. Ici, aucune corrélation avec un changement de microstructure n'a pu être établie, malgré des différences significatives sur H_{ex} . C'est ce que montre la figure 5.5 où J_{ex} présente un maximum pour $x = 30\%$ pour $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x$, d'après [74]. Pour les compositions dominantes en Fe, la diminution de J_{ex} ne semble pas être liée uniquement à l'augmentation de l'aimantation à saturation M_s , mais également et surtout aux propriétés d'interfaces AF/F, ce qui est à rapprocher du résultat que nous avons observé pour NiMn. Nous y serons donc particulièrement attentif avec IrMn.

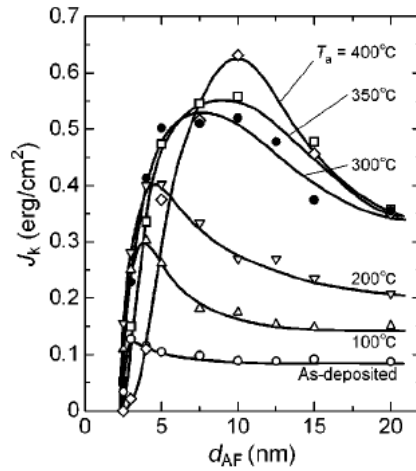


FIG. 5.4 : Variations de la constante d'échange J_K en fonction de l'épaisseur e_{AF} de IrMn pour différentes températures de recuit sous champ d'après Tsunoda [157]

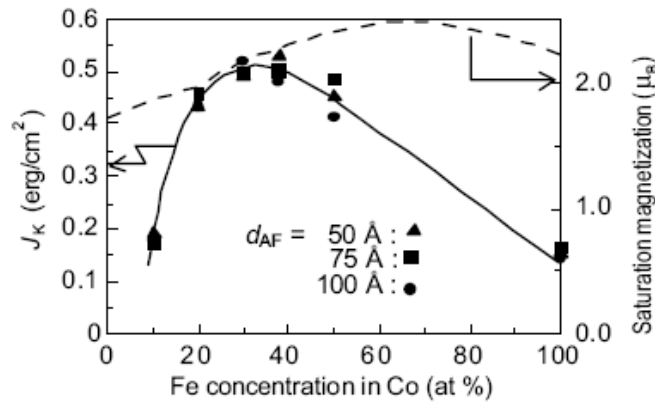


FIG. 5.5 : Variations de la constante de couplage J_{ex} et de l'aimantation à saturation μ_B en fonction de la composition de l'alliage $Co_{1-x}Fe_x$ pour trois épaisseurs e_{AF} différentes d'IrMn. D'après Tsunoda et al. [74]

5.2 Résultats expérimentaux : étude statique

5.2.1 Films de IrMn

La technique de dépôt et les conditions expérimentales restent identiques à celles décrites au chapitre 4 pour le NiMn. Nous utilisons une cible massive de composition $Ir_{20}Mn_{80}$ (en pourcentage atomique). La vitesse de dépôts est de 0.6 Å/s en RF et 0.45 Å/s en DC qui sont des valeurs plus faibles que la vitesse du dépôt du NiMn (1.18 Å/s) à conditions similaires. La même dénomination TOP, BOTTOM et sandwich que pour NiMn au chapitre 4 est conservée.

5.2.2 Configurations TOP et BOTTOM

Sans sous-couches

Sur la figure 5.6 sont représentés les cycles d'hystérésis des configurations TOP et BOTTOM avec IrMn (100 Å) et Co₉₀Fe₁₀ (250 Å) brut de dépôt. Seule la structure TOP présente un décalage selon l'axe facile avec à 90° un axe difficile. La constante de couplage J_{ex} correspondante est estimée à 0,09 erg.cm⁻², ce qui est légèrement plus faible que dans la littérature [74]. La configuration BOTTOM présente un comportement isotrope avec un cycle ouvert sans couplage d'échange apparent. Après recuit, aucun changement significatif n'est observé. L'absence de couplage d'échange semble donc être due à une croissance défavorable de IrMn. Ces constats suggèrent la nécessité d'utiliser une sous-couche de croissance pour la configuration BOTTOM en particulier.

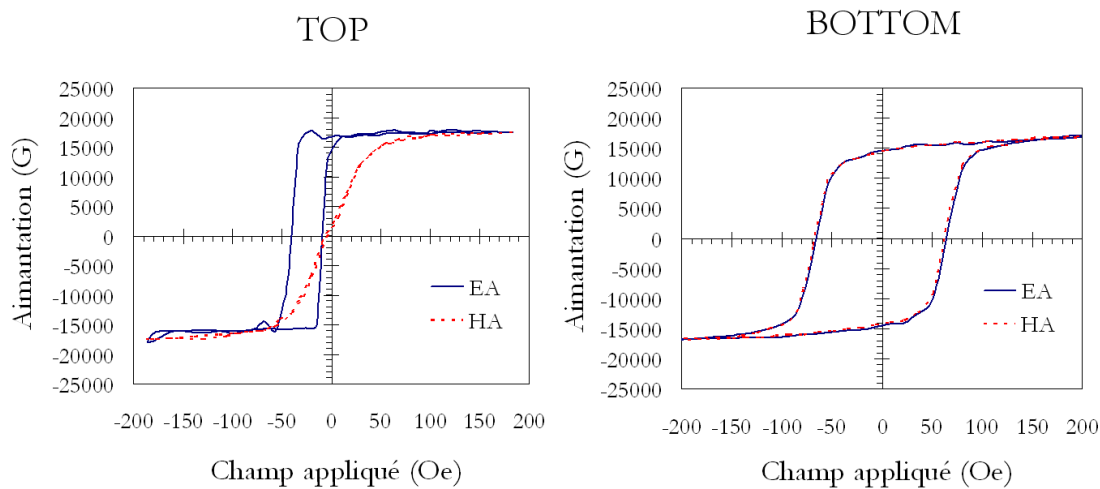


FIG. 5.6 : Cycles d'hystérésis pour les configurations TOP et BOTTOM non recuites avec Co₉₀Fe₁₀ (250 Å) et d'IrMn (100 Å)

Avec sous-couches

Dans le tableau 5.1 sont répertoriées les différentes sous-couches testées pour la structure BOTTOM. Le couplage d'échange apparaît pour les sous-couches mixtes Ta/Cu et Ta/NiFe dès l'état brut de dépôt. A l'inverse pour le Cu, seul un recuit permet d'établir le couplage. Pour les autres, le champ d'échange augmente après recuit pendant 1h à 300°C. Pour la suite de l'étude, nous avons opté la sous-couche de Cu qui maximise le couplage d'échange après recuit et qui est aussi la plus simple à mettre en oeuvre (disponibilité des cibles). Dans ces conditions, on remarque que pour les épaisseurs mises en jeu, la condition $H_{ex} > H_c$ devrait se vérifier.

Effet d'un recuit

Nous avons étudié plus systématiquement l'effet d'un recuit sous champ parallèle à l'axe facile en fonction de la température T_R pour une durée d'une heure pour les configurations TOP et BOTTOM précédentes (avec sous-couches de Cu) auxquelles se rajoute ici la configuration sandwich. Les dépendances de H_{ex} , H_k et H_c avec T_R sont présentées sur la figure 5.7. Pour les configurations TOP

Sous-Couches	-		Ta		Cu		Ta/Cu		Ta/NiFe	
e_{SC} (Å)	-		50		50		50/20		50/20	
Non recuit / recuit	NR	R	NR	R	NR	R	NR	R	NR	R
H_{ex} (Oe)	0	0	0	41	3	48	18	44	17	46
H_c EA (Oe)	65	60	65	65	41	38	15	14	14	5
J_{ex} (erg.cm ⁻²)	0	0	0.01	0.14	0.13	0.17	0.06	0.15	0.06	0.16

TAB. 5.1 : Effets des sous-couches sur les propriétés magnétiques de la configuration *BOTTOM* $SC(e_{SC})/IrMn(100 \text{ \AA})/CoFe(250 \text{ \AA})$ avant et après recuit

et *BOTTOM*, les propriétés ne varient pas significativement au delà de 100°C à l'exception de H_c EA qui présente un minimum marqué à 200°C pour la configuration *BOTTOM*. Dans le cas du sandwich, cet effet perdure et s'accompagne d'une augmentation modérée pour H_{ex} avec un maximum à 200°C. Sauf mention contraire, nous choisissons $T_R = 200^\circ\text{C}$ pour l'optimisation du couplage d'échange avec IrMn pour le reste de l'étude.

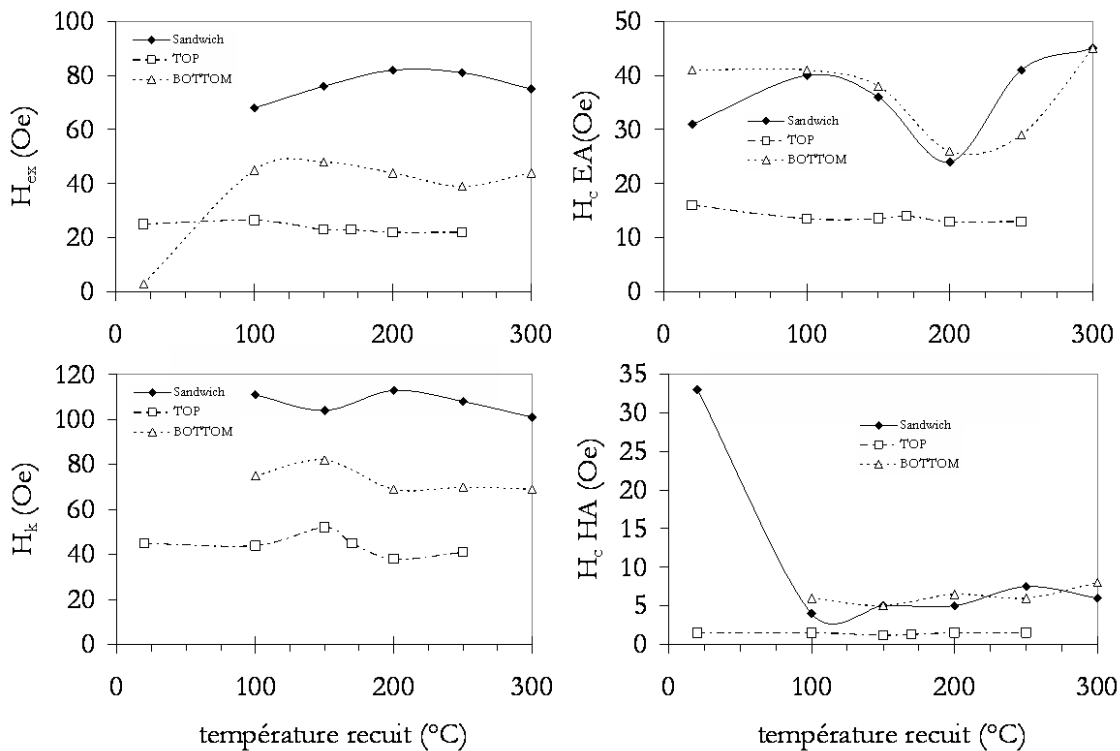


FIG. 5.7 : Variations de H_{ex} , H_c EA, H_c HA, et H_k en fonction de la température de recuit pour les configurations *TOP*, *BOTTOM* et sandwich avec $Co_{90}Fe_{10}$ (250 Å) et IrMn (100 Å)

Dépendance avec e_{AF}

L'effet de l'épaisseur e_{AF} de la couche IrMn a été regardé en configuration *TOP* qui est la seule à présenter un couplage d'échange à l'état brut de dépôt. La figure 5.8 représente les variations de H_{ex} ,

H_k et H_c EA et HA en fonction de e_{AF} . Conformément à la littérature, on retrouve des comportements connus avec IrMn [114, 159, 74, 204]. On observe tout d'abord une augmentation très rapide du champ d'échange avec e_{AF} suivi d'un maximum effectif pour $e_{AF} \sim 50 \text{ \AA}$. Au delà, H_{ex} diminue modérément et se stabilise à une valeur quasi-constante. H_c EA suit une évolution tout à fait inverse avec des valeurs élevées pour $e_{AF} < 50 \text{ \AA}$ et se stabilise vers une valeur significativement plus faible au delà de 50 \AA . Les comportements de H_k et de H_c HA sont parfaitement complémentaires.

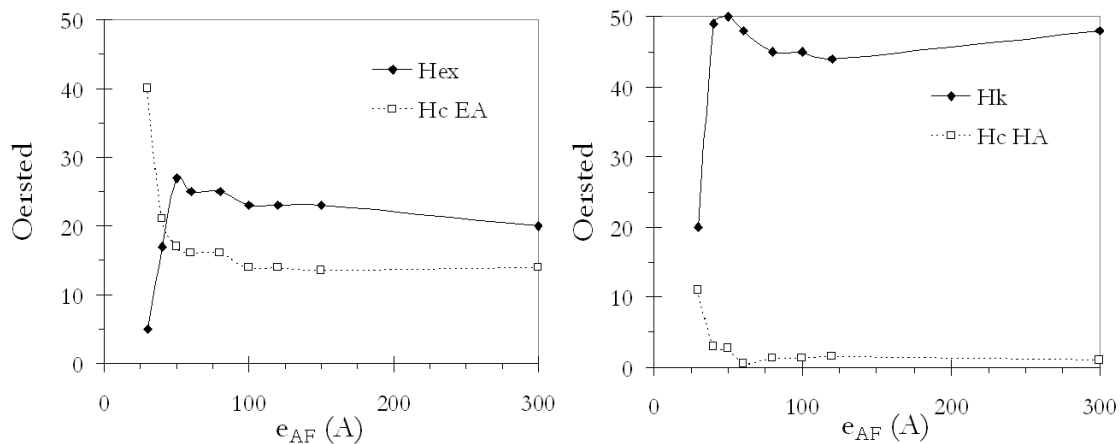


FIG. 5.8 : Variations de H_{ex} , H_k et de H_c EA et HA avec l'épaisseur e_{AF} d'IrMn pour une configuration TOP $Co_{10}Fe_{90}(250 \text{ \AA})/IrMn(e_{AF})$

La vérification d'une épaisseur critique $e_{AF,cr}$ faible et estimée ici précisément à 50 \AA est un élément important pour la suite de cette étude. En effet, ceci est très prometteur pour les applications visées puisque cela va garantir un taux élevé de remplissage du multicouche final. Contrairement à NiMn pour qui la dépendance du couplage d'échange avec e_{AF} est complexe et très peu favorable, celle pour IrMn est relativement simple et bien expliquée par le modèle de Takano sur la base de spins non-compensés à l'interface. Dans ce modèle, le couplage d'échange n'est possible que si le produit de la taille des grains (dépendante de l'épaisseur e_{AF}) et de l'énergie d'anisotropie de AF est supérieur à J_{ex} , soit : $K_{AF}e_{AF} > J_{ex}$. Au delà de l'épaisseur critique $e_{AF,cr} = 50 \text{ \AA}$, le couplage d'échange est effectif, tandis qu'en dessous, les spins de l'AF sont entraînés lors du retournement de l'aimantation de F mais exercent un couple et participent ainsi à l'augmentation du champ coercitif. Des configurations très complexes en hélices peuvent exister au sein de l'AF [159], ce qui ne semble pas le cas avec les conditions que nous avons fixées ici. De plus, nous avons pris soin de vérifier que cette épaisseur critique était sensiblement la même vis-à-vis d'un maximum de H_{ex} pour toutes les configurations étudiées. Nous choisirons donc de travailler pour le reste de cette étude avec $e_{AF} = 80 \text{ \AA}$ à la vue de ces résultats.

Conclusion TOP-BOTTOM

A partir de l'optimisation du couplage d'échange pour IrMn et menée jusqu'ici avec le $Co_{90}Fe_{10}$ avec des paramètres conformes à la littérature, nous avons extrapolé ces résultats et les conditions de procédés au $Co_{35}Fe_{65}$. Pour des raisons techniques et pratiques (disponibilité des cibles et des équipements), nous avons remplacé pour le $Co_{35}Fe_{65}$ la sous-couche de Cu par une sous-couche de

Ru. Celle-ci donne des résultats très similaires. Les propriétés du couplage d'échange en TOP et en BOTTOM après recuit à 200°C sont résumées sur le tableau 5.2.

	TOP		BOTTOM	
	Co ₉₀ Fe ₁₀	Co ₃₅ Fe ₆₅	Co ₉₀ Fe ₁₀	Co ₃₅ Fe ₆₅
H _{ex} (Oe)	22	66	44	60
H _c EA (Oe)	13	19	26	39
H _{ex} +H _c EA	35	85	70	99
H _k (Oe)	38	120	69	105
H _c HA (Oe)	1.5	3	6	5
J _{ex} (erg.cm ⁻²)	0.077	0.30	0.16	0.28

TAB. 5.2 : Comparaison des propriétés statiques des configurations TOP et BOTTOM après recuit avec Co₉₀Fe₁₀ (250 Å) et Co₃₅Fe₆₅ (250 Å), respectivement

Il en ressort que l'utilisation du Co₃₅Fe₆₅ conduit à une constante de couplage au moins deux fois plus élevée en configuration TOP et BOTTOM qu'avec le Co₉₀Fe₁₀. L'élargissement de la composition du CoFe vers les fortes teneurs en Fe est donc favorable. Ceci est conforme aux observations faites par Tsunoda (voir figure 5.5 et référence [74]). Ainsi, à la différence du NiMn qui subit une diminution de J_{ex} avec l'augmentation de M_s avec le Co₃₅Fe₆₅, l'utilisation de IrMn, supposée conduire à des niveaux d'échange modérés, offre un compromis sur J_{ex} en association avec Co₃₅Fe₆₅ tout à fait équivalent et bénéficie en plus d'une épaisseur effective bien plus faible. Le couplage entre Co₃₅Fe₆₅ et IrMn s'avère donc l'alternative la plus prometteuse. A partir de ces résultats, on peut calculer les constantes de couplage attendues pour la configuration sandwich qui sont 0.24 et 0.58 erg.cm⁻² pour Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement.

5.2.3 Configuration sandwich

Après avoir optimisé le dépôt en configuration TOP et BOTTOM, nous passons à la structure sandwich IrMn(80Å) /CoFe /IrMn(80Å) qui comprend une sous-couche (Cu ou Ru) que nous ne repréciserons pas par la suite. Les cycles d'hystérésis sont donnés pour illustration sur la figure 5.9 et les grandeurs associées reprises dans le tableau 5.3 pour Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅, respectivement.

	H _{ex} (Oe)	H _c (Oe)	H _{ex} +H _c EA	H _k (Oe)	H _c HA (Oe)	J _{ex} (erg.cm ⁻²)
Co ₉₀ Fe ₁₀	75	45	120	121	6	0.25
Co ₃₅ Fe ₆₅	129	55	184	200	4	0.60

TAB. 5.3 : Caractéristiques statiques de la configuration sandwich IrMn(80 Å)/CoFe(250 Å)/IrMn(80Å) pour Co₉₀Fe₁₀ et Co₃₅Fe₆₅ correspondant à la figure 5.9

Comme pour NiMn, les effets de couplage des couches d'IrMn en TOP et BOTTOM se cumulent et on obtient bien la constante de couplage attendue. Selon l'axe difficile, on retrouve un comportement de rotation cohérente d'aimantation. Du point de vue applicatif, les conditions de rotation cohérente sur l'axe difficile restent optimales (H_c HA faible) et les valeurs élevées de H_k laissent présager des fréquences de résonance à environ 10 GHz, notamment pour le Co₃₅Fe₆₅. A épaisseur équivalente (e_F = 250 Å), le compromis IrMn et Co₃₅Fe₆₅ plus favorable qu'avec NiMn semble se confirmer.

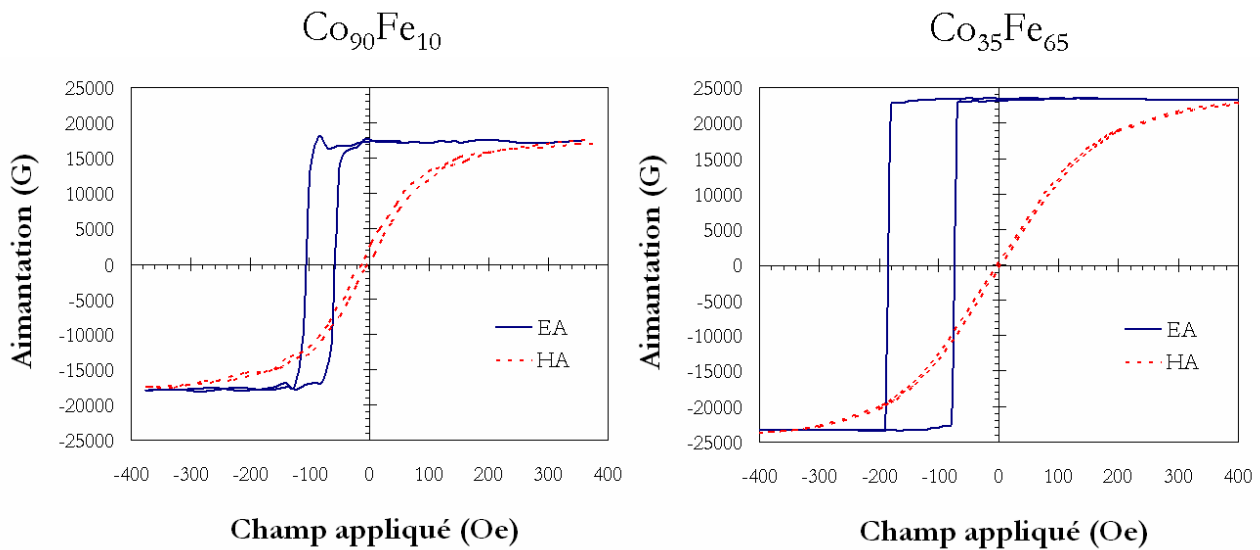


FIG. 5.9 : Cycles d'hystérésis représentatifs de la configuration sandwich $\text{IrMn}(80 \text{ \AA})/\text{CoFe}(250 \text{ \AA})/\text{IrMn}(80 \text{ \AA})$ après recuit pour $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$, respectivement

Dépendance avec e_F

Sur la figure 5.10 a) et b) sont représentées les variations de H_{ex} et de H_c EA en fonction de e_F pour $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$, respectivement. On continue à observer un comportement général en $1/e_F$ pour les compositions, mais avec des constantes différentes comme mentionné sur la figure 5.10. Comme attendu, le couplage d'échange reste plus élevé avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ quelle que soit e_F , qui de plus reste dans un état saturé. A l'inverse, l'association d'IrMn avec $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ subit une transition d'états saturé à non saturé pour $e_F = 500 \text{ \AA}$, ce qui s'avère pénalisant.

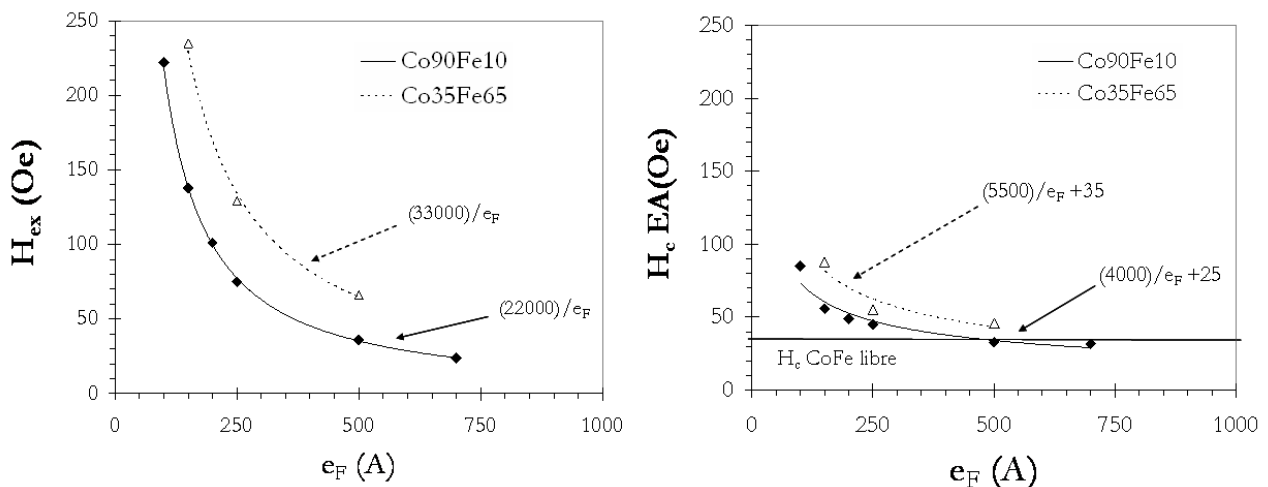


FIG. 5.10 : Variations de H_{ex} et de H_c EA en fonction l'épaisseur e_F pour la configuration sandwich $\text{IrMn}(80 \text{ \AA})/\text{CoFe}(e_F)/\text{IrMn}(80 \text{ \AA})$ après recuit avec $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$, respectivement

Du point de vue rotatoire en statique, on observe un comportement corrélé pour H_k sur toute la

gamme d'épaisseur e_F , comme observable sur la figure 5.11. De plus, on constate un très bon accord avec $H_{ex}+H_c EA$, comme prévu par le modèle de Fujiwara [87]. De même que pour NiMn (chapitre 4), l'anisotropie reste une grandeur ajustable à travers l'épaisseur de la couche F. Par contre, il faudra être prudent quant à la vérification du comportement dynamique car les contributions pourraient différer significativement entre IrMn et NiMn.

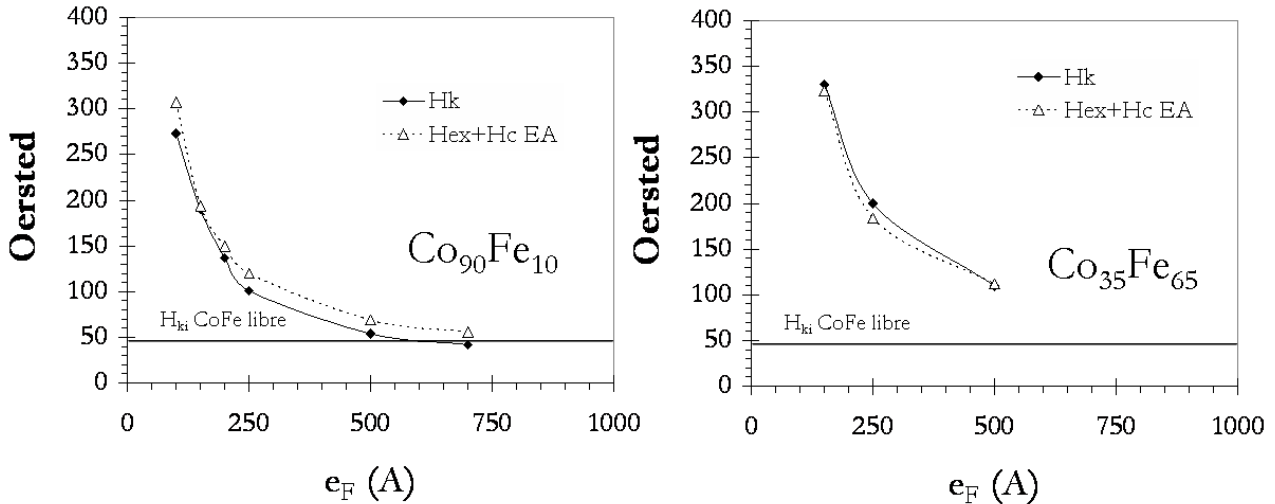


FIG. 5.11 : Variations de H_k et de $H_{ex}+H_c EA$ en fonction l'épaisseur e_F pour la configuration sandwich IrMn(80 Å)/CoFe(e_F /IrMn(80 Å) après recuit avec $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$, respectivement

La figure 5.12 prévoit les variations théoriques de la fréquence de résonance f_{FMR} et de la perméabilité quasistatique μ'_{DC} en fonction de e_F . Les variations sont très proches de celles observées pour NiMn. La f_{FMR} varie en première approximation en $1/e_F^{1/2}$ pour les faibles épaisseurs de CoFe. Des valeurs très élevées approchant les 10 GHz peuvent être également adressées avec de telles valeurs de champ d'anisotropie. Pour les fortes épaisseurs, le couplage d'échange devient négligeable devant l'anisotropie propre du CoFe, et la fréquence de résonance tend vers la valeur de résonance intrinsèque de la couche F. Pour une épaisseur donnée, le $Co_{35}Fe_{65}$ présente cette fois une perméabilité inférieure car sa f_{FMR} est supérieure en raison d'un couplage d'échange plus élevé. Cependant, pour une f_{FMR} donnée, il est très avantageux car il permet d'avoir une perméabilité ainsi qu'une épaisseur plus élevées qu'avec $Co_{90}Fe_{10}$. On tire avantage alors à la fois de la très forte aimantation et d'un très fort couplage.

Température de blocage T_B

La figure 5.13 représente la variation de la constante de couplage J_{ex} avec la température de mesure pour les configurations TOP, BOTTOM et sandwich a) et pour différentes épaisseur d'IrMn en configuration BOTTOM b). La tendance pour la configuration sandwich est linéaire et résulte bien de la somme des contributions propres aux configurations TOP et BOTTOM. L'estimation de T_B à 180°C est valable pour tous les cas, ce qui est sensiblement inférieure à celle de NiMn (300°C). Bien que la température de blocage reste relativement élevée, c'est surtout la diminution rapide dès 20°C de la constante d'échange qui risque d'être problématique au niveau applicatif.

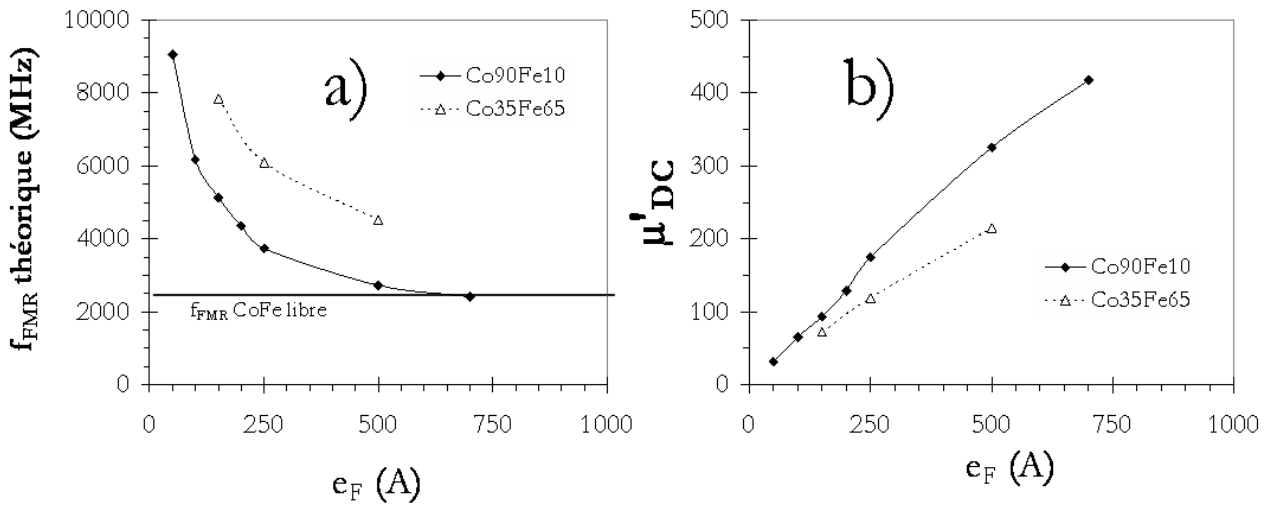


FIG. 5.12 : Variations de la fréquence de résonance théorique $f_{FMR,theo}$ et de la perméabilité quasistatique μ'_{DC} en fonction de l'épaisseur e_F pour la configuration sandwich IrMn(80 Å)/CoFe(e_F /IrMn(80 Å)) après recuit avec $Co_{90}Fe_{10}$ et $Co_{35}Fe_{65}$, respectivement

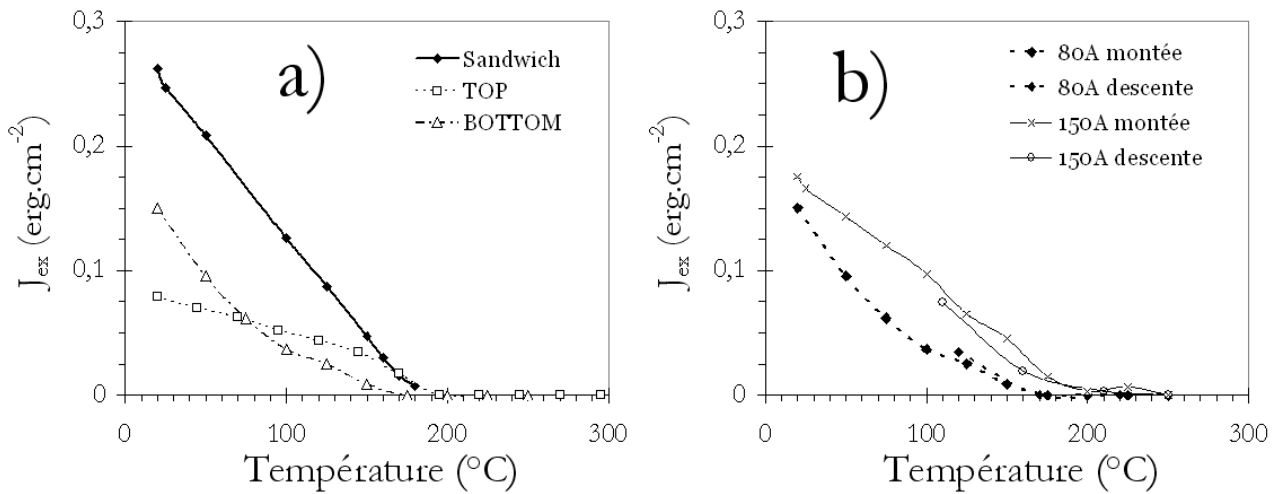


FIG. 5.13 : Variations de la constante de couplage J_{ex} a) avec la température de mesure (°C) dans les configurations TOP, BOTTOM et sandwich et pour une épaisseur $e_{AF} = 80$ Å et b) dans une configuration BOTTOM pour deux épaisseurs $e_{AF} = 80$ Å et 150 Å

Cette limitation pouvant être imputable à l'épaisseur relativement faible (80 Å) d'IrMn utilisée ici, nous avons comparé les comportements avec une épaisseur plus importante de 150 Å. Comme on l'observe sur la figure 5.13 b), ceci conduit effectivement à des valeurs de J_{ex} sensiblement plus élevées, se traduisant par un gain d'environ 20°C sur T_B . Ceci peut se corroborer avec une taille de grain plus importante avec l'augmentation d'épaisseur comme observé par [232]. Par contre, les taux de décroissance restent identiques et tout autant défavorables. A noter cependant que le comportement de J_{ex} en fonction de la température a un caractère réversible, ce qui laisse supposer qu'un choc thermique n'aura pas de conséquences permanente vis-à-vis de l'utilisation dans un dispositif.

5.3 Résultats expérimentaux : étude dynamique

5.3.1 Configurations TOP et BOTTOM

La figure 5.14 montre les spectres de perméabilité représentatifs des configurations TOP et BOTTOM avec IrMn (80 Å) et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ (250 Å). On retrouve un comportement de type LLG avec également un faible amortissement ($\alpha \sim 0.01$). La corrélation avec les grandeurs statiques est bonne. L'ensemble des grandeurs liées aux mesures sont récapitulées dans le tableau 5.4. La configuration TOP est sensiblement plus favorable en termes d'amortissement que la configuration BOTTOM.

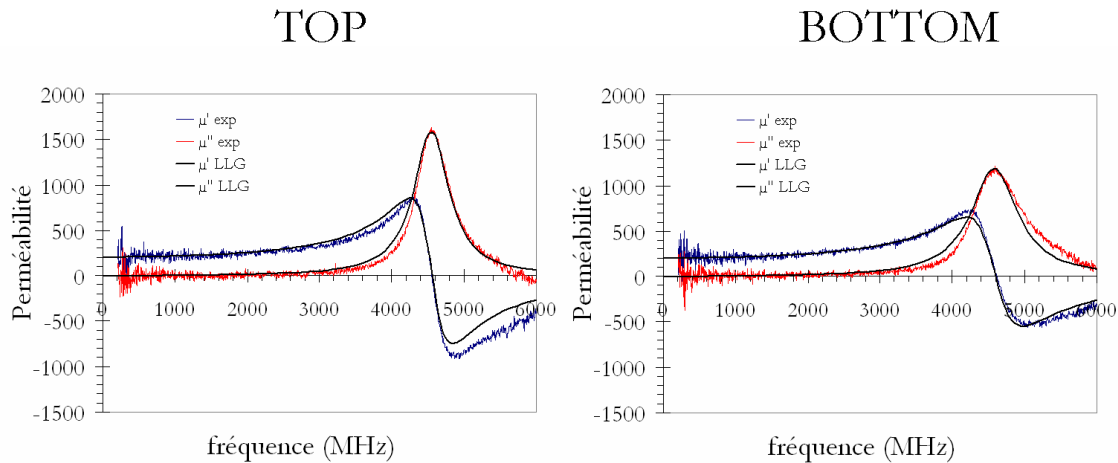


FIG. 5.14 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour les configurations TOP et BOTTOM avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ (250 Å) et d'IrMn (80 Å)

	Mesures statiques			Mesures dynamiques			
	H_{ex} (Oe)	$H_{k,stat}$ (Oe)	$f_{FMR,theo}$	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
TOP	66	102	4435	4590	206	114	0.009
BOTTOM	60	105	4400	4600	203	116	0.012

TAB. 5.4 : Caractéristiques statiques et dynamiques extraites des spectres de perméabilité pour les configurations TOP et BOTTOM de la figure 5.14 avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ (250 Å) et IrMn(80 Å) pour $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$

5.3.2 Configuration sandwich

Comportement général

Sur la figure 5.15 est représenté le spectre de perméabilité de la configuration sandwich correspondant aux cas précédents dont les valeurs caractéristiques sont reportées sur le tableau 5.5. On retrouve un comportement de type LLG avec un amortissement modéré ($\alpha = 0.02$) mais deux fois plus élevé que dans les cas précédents. On peut être surpris également par la différence entre les valeurs des f_{FMR} théoriques et expérimentales. Une explication à ces constats consisterait à supposer que l'anisotropie induite rotatoire $H_{k,rot}$, déjà présente dans les configurations TOP et BOTTOM, devient encore plus

importante dans le cas de la configuration sandwich. On relève effectivement une valeur $H_{k,rot} \sim 60$ Oe qui est ici du même ordre de grandeur que H_{ex} . Cette contribution d'une anisotropie rotatoire qui était très limitée dans le cas du NiMn, induit un excédent d'anisotropie de plus de 50% avec IrMn qui est favorable à l'augmentation de la fréquence de résonance du matériau (gain de 25%). Par contre, ceci ne peut être anticipé par de simples considérations statiques, ce qui rend l'étape d'ajustement du matériau à un cahier des charges éventuels plus compliquée.

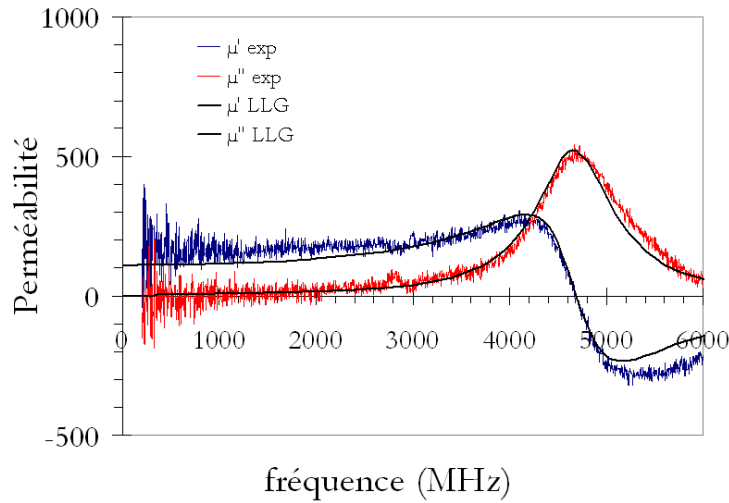


FIG. 5.15 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour la configuration sandwich $IrMn(80\text{\AA})/Co_{90}Fe_{10}(250\text{\AA})/IrMn(80\text{\AA})$

Mesures statiques			Mesures dynamiques			
H_{ex} (Oe)	$H_{k,stat}$ (Oe)	$f_{FMR,theo}$	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
75	101	3722	4700	108	162	0.020

TAB. 5.5 : Caractéristiques statiques (gauche) et dynamiques (à droite) extraites des spectres de perméabilité de la figure 5.15 pour la configuration sandwich $IrMn(80\text{\AA})/Co_{90}Fe_{10}(250\text{\AA})/IrMn(80\text{\AA})$ avec $\gamma = 2.8$ MHz/Oe

Dépendance avec e_F

La figure 5.16 montre le spectre de perméabilité de la structure sandwich $IrMn(80 \text{ \AA})/Co_{90}Fe_{10}(500 \text{ \AA})/IrMn(80 \text{ \AA})$ caractérisée par une plus forte épaisseur de CoFe. A cette épaisseur, on observe que $H_{ex} = H_c$ EA. Comme on l'a vu, avec le $Co_{90}Fe_{10}$ il existe une transition vers $e_F = 500 \text{ \AA}$ entre états saturés à non complètement saturé. Ceci nous amène à regarder ici plus en détail le comportement dynamique d'une telle configuration (figure 5.16 et le tableau 5.6). On remarque en particulier qu'il n'y a pas de contribution de l'anisotropie rotatoire pour cette épaisseur, puisque $H_{k,dyn} \sim H_{k,stat}$. De même, la fréquence de résonance mesurée est ici sensiblement inférieure à la valeur théorique. Enfin, l'amortissement a significativement augmenté et il est désormais similaire à celui du CoFe non couplé.

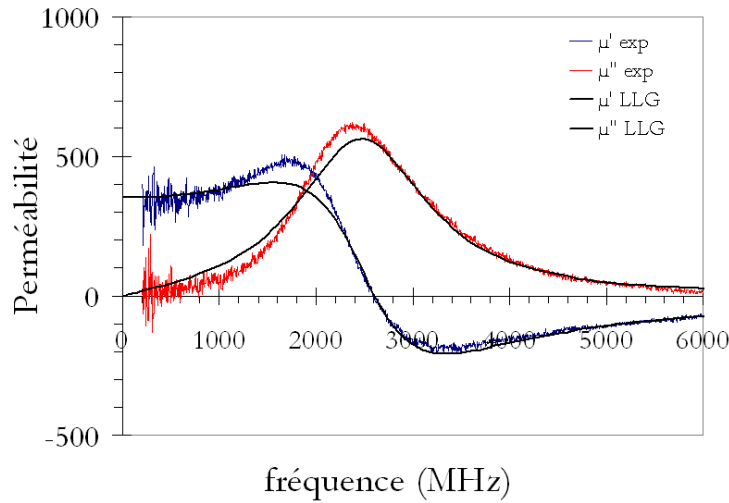


FIG. 5.16 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour la configuration sandwich $IrMn(80\text{\AA})/Co_{90}Fe_{10}(500\text{\AA})/IrMn(80\text{\AA})$

Mesures statiques			Mesures dynamiques			
H_{ex} (Oe)	$H_{k,stat}$ (Oe)	$f_{FMR,theo}$	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
36	54	2720	2430	350	50	0.034

TAB. 5.6 : Caractéristiques statiques (gauche) et dynamiques (à droite) extraites des spectres de perméabilité de la figure 5.16 pour la configuration sandwich $IrMn(80\text{\AA})/Co_{90}Fe_{10}(500\text{\AA})/IrMn(80\text{\AA})$ avec $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$

5.3.3 Dépendance avec la température

Le comportement préjudiciable de J_{ex} en fonction de la température propre à IrMn nous amène à regarder plus en détails les effets de la température de mesure sur les propriétés dynamiques. Les spectres de perméabilité correspondants sont représentés sur la figure 5.17. Force est de constater que la modification des spectres avec l'augmentation de température est importante et nettement plus marquée qu'avec NiMn. On observe un décalage de la f_{FMR} vers les basses fréquences et une augmentation de l'amortissement α avec la température. Ces grandeurs expérimentales sont reprises sur la figure 5.18 où est également représentée la fréquence de résonance théorique $f_{FMR,theo}$ attendue à partir des mesures statiques. Les fréquences de résonance expérimentale et théorique subissent une diminution linéaire avec l'augmentation de température dès que l'on dépasse la température ambiante ce qui est une traduction directe du comportement observé sur J_{ex} . Le coefficient d'amortissement n'augmente significativement qu'au delà de 125°C. La compréhension de ces effets demandent à se reporter aux grandeurs statiques de la figure 5.18.

Nous considérons à nouveau :

$$H_{k,stat} = H_{ex,stat} + H_c EA \quad (5.3)$$

$$H_{k,dyn} = H_{ex,dyn} + H_{ki} + H_{k,rot} \quad (5.4)$$

On remarque notamment que le champ coercitif $H_c EA$ reste constant sur toute la gamme de tempéra-

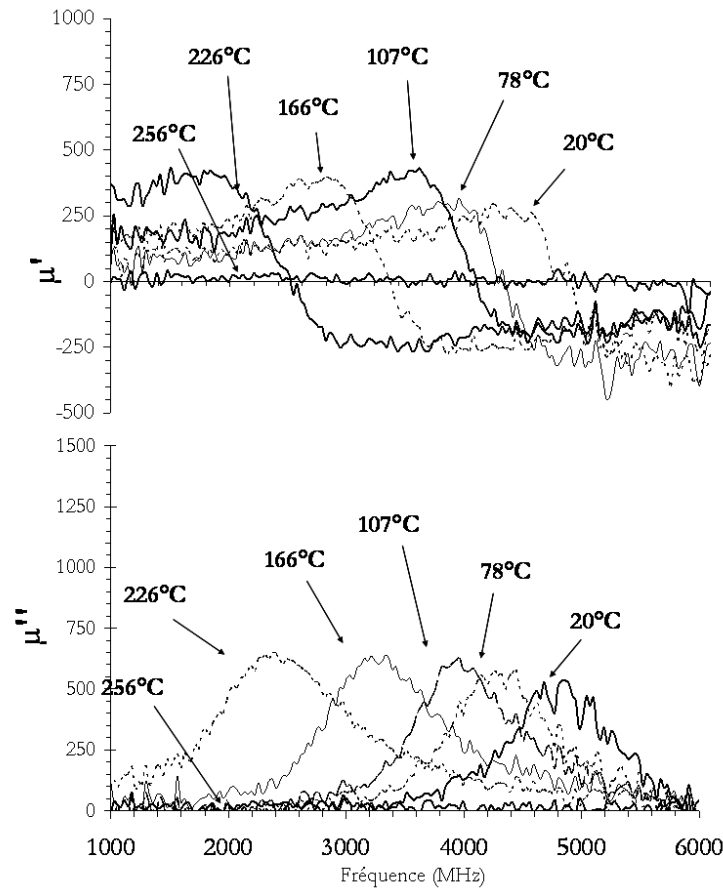


FIG. 5.17 : Variations des spectres de perméabilité expérimentaux en fonction de la température de mesure pour la configuration sandwich $\text{IrMn}(80\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(250\text{\AA})/\text{IrMn}(80\text{\AA})$

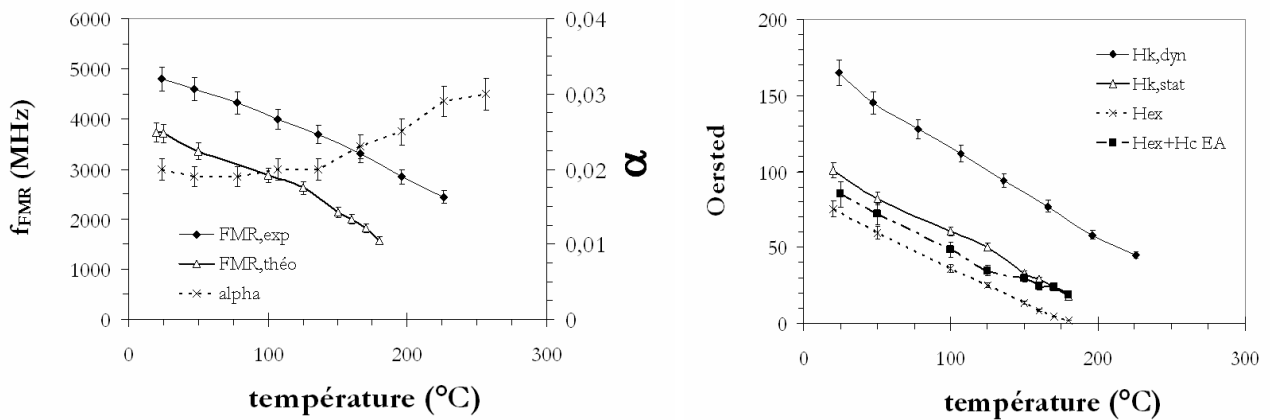


FIG. 5.18 : Variations de f_{FMR} , $f_{\text{FMR,theo}}$, α , $H_{k,dyn}$, $H_{k,stat}$, H_{ex} , H_k et $H_{ex} + H_c EA$ avec la température de mesure pour la configuration sandwich $\text{IrMn}(80\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(250\text{\AA})/\text{IrMn}(80\text{\AA})$

ture. Contrairement au cas de NiMn, il ne compense pas la diminution de H_{ex} . Ceci se traduit par une variation linéaire de même pente pour $H_{k,stat}$. En dynamique, $H_{k,dyn}$ suit la même variation linéaire

avec un décalage constant par rapport à $H_{k,stat}$. Bien qu'il soit difficile de dissocier l'influence de tous ces termes, on peut penser que le champ d'anisotropie rotatoire $H_{k,rot}$ qui est à l'origine de cet écart reste lui même constant sur toute la gamme de température. Ceci est cohérent avec le comportement de H_c EA, bien qu'il soit difficile d'établir un lien direct entre $H_{k,rot}$ et H_c EA dans le cas présent. Ainsi, on peut ici attribuer la diminution de la fréquence de résonance principalement à la diminution du couplage d'échange aussi bien en statique qu'en dynamique. Par ailleurs, l'augmentation de α au delà de 125°C s'explique par le fait que la condition $H_{ex} > H_c$ EA n'est plus respectée, dû précisément à la diminution de H_{ex} .

5.4 Conclusion

Les résultats de ce chapitre répondent d'abord, mais d'une façon partielle encore, aux questions relatives au comportement dynamique des systèmes CoFe couplés avec IrMn, soulignant également les différences fondamentales avec NiMn. En particulier, notons que la constante d'échange J_{ex} en configuration sandwich avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ est bien inférieure à celle observée avec NiMn (0.6 contre 1 erg.cm^{-2}). Cependant, les systèmes couplés avec IrMn ont la particularité d'une anisotropie rotatoire $H_{k,rot}$ supplémentaire très significative qui au final leur permet d'atteindre des fréquences de résonance similaires. Par ailleurs, IrMn tout comme NiMn assure un faible coercitif ce qui garantit aux systèmes couplés un état rémanent saturé et donc un faible amortissement. Les conditions sur e_F satisfaisant à cet état sont néanmoins moins favorables avec IrMn qu'avec NiMn mais ne limitent pas pour autant l'intérêt applicatif. S'il y a une différence importante, elle concerne la dépendance avec la température qui est nettement plus désavantageuse avec IrMn. Enfin, retenons l'avantage principal à l'utilisation de IrMn relatif à son épaisseur critique qui peut descendre à moins de 100 Å (typiquement 80 Å) face au 500 Å minimum requis pour NiMn.

Chapitre 6

Etude du couplage d'échange avec NiO

Sommaire

6.1	Présentation du NiO	149
6.1.1	Structures cristallographique et magnétique	149
6.1.2	Résistivité et constante diélectrique	150
6.1.3	NiO en couche mince	151
6.2	Résultats expérimentaux : étude statique	151
6.2.1	Films de NiO	151
6.2.2	Configurations TOP et BOTTOM	152
6.2.3	Configuration sandwich	154
6.3	Résultats expérimentaux : étude dynamique	156
6.3.1	Configurations TOP et BOTTOM	156
6.3.2	Configuration sandwich	157
6.3.3	Dépendance avec la température	157
6.4	Conclusion	159

6.1 Présentation du NiO

L'étude du NiO dans le cadre de ce travail se justifie par l'alternative qu'il représente en matière de couche à la fois antiferromagnétique et isolante. C'est ce dernier caractère qui peut constituer la motivation à son intégration dans les empilements multiples que l'on cherche à réaliser puisqu'il se comporte en véritables laminations qui sont la solution classique à la prévention des courants de Foucault à haute fréquence. Du point de vue de son intérêt au sens du couplage d'échange, il est difficile de se faire un point de vue car les résultats de la littérature sont souvent contradictoires. Nous allons chercher à vérifier, notamment, si la forte valeur de H_c EA pour laquelle il est souvent décrit est un facteur rédhibitoire ou non, ou simplement pénalisant par rapport aux objectifs que l'on s'est fixés.

6.1.1 Structures cristallographique et magnétique

L'oxyde de nickel (NiO) est un oxyde antiferromagnétique de structure cfc (type NaCl) avec un paramètre de maille de 4.186 \AA [85]. Au dessus de sa température de Néel $T_N = 250^\circ\text{C}$, les ions nickel Ni^{2+} porteurs d'un moment magnétique de $2\mu_B$ confèrent à ce matériau un comportement paramagnétique. En dessous de cette température, ces moments s'ordonnent en deux sous-réseaux antiparallèles d'égales aimantations. Une légère distorsion du paramètre de maille ($\Delta l/l = 4.5 \times 10^{-3}$) selon les directions $\langle 111 \rangle$ induit une forte anisotropie K_\perp qui confine les moments à l'intérieur de la famille de plans $\langle 111 \rangle$ [8]. A température ambiante, cette anisotropie vaut $3.3 \times 10^6 \text{ erg.cm}^{-3}$ [215]. A l'intérieur de la famille de plans $\langle 111 \rangle$, les spins du nickel sont couplés ferromagnétiquement et sont soumis à une faible anisotropie magnétocristalline d'ordre 3. Chaque plan est couplé antiferromagnétiquement avec son voisin comme cela est illustré sur la figure 6.1.

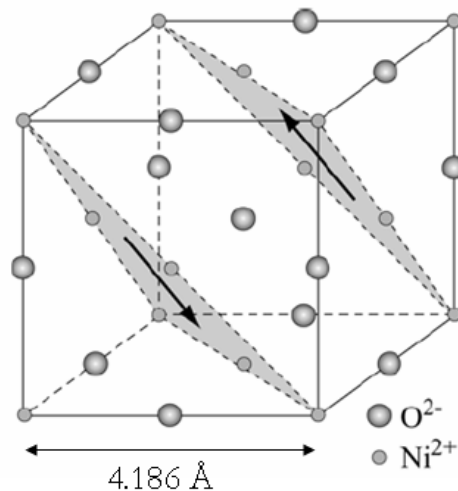


FIG. 6.1 : Représentation de la maille du NiO avec illustration des plans $\langle 111 \rangle$ couplés antiferromagnétiquement selon [11 $\bar{2}$]

Les valeurs absolues des constantes d'échanges sont $A_1 = 1.6 \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-1}$ [146] entre plus proches voisins et $A_2 = 6.7 \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-1}$ entre deuxièmes plus proches voisins. Supposons un domaine magnétique formé de spins couplés ferromagnétiquement à l'intérieur de plans parallèles au

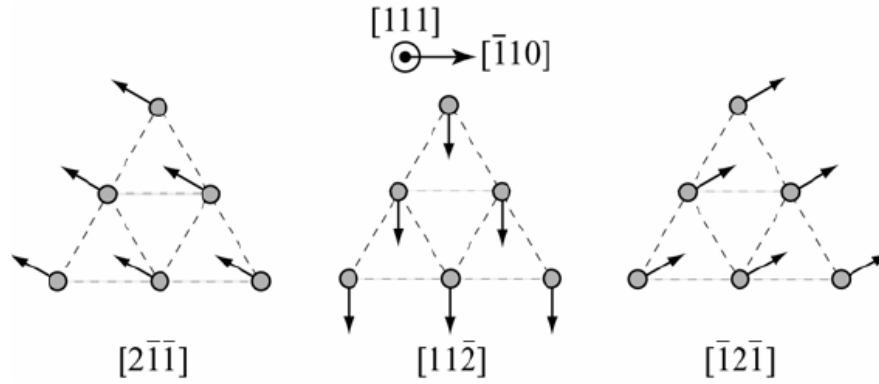


FIG. 6.2 : Répartitions des moments magnétiques couplés ferromagnétiquement à l'intérieur du plan (111) selon les trois directions faciles : $[11\bar{2}]$, $[\bar{1}\bar{2}1]$ et $[\bar{2}11]$ pour le NiO

plan $\langle 111 \rangle$. Chaque moment est soumis à l'anisotropie K_{\parallel} d'ordre 3 à température ambiante selon les directions faciles $[11\bar{2}]$, $[\bar{1}\bar{2}1]$ et $[\bar{2}11]$ comme l'illustre la figure 6.2[207]. La valeur de l'anisotropie K_{\parallel} vaut 330 erg.cm^{-3} [129, 104], ce qui est très faible par rapport aux constantes d'anisotropie d'AF oxyde similaire ($2 \times 10^5 \text{ erg.cm}^{-3}$ pour CoO à 4.2 K [102]). La symétrie cubique de NiO est telle qu'il existe quatre orientations de domaines possibles susceptibles de se coupler antiferromagnétiquement pour former un domaine magnétiquement cohérent. Ces domaines sont formés de plans parallèles aux plans (111), $(11\bar{1})$, $(\bar{1}\bar{1}1)$ et $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. A l'intérieur de chaque plan, il existe trois directions de facile aimantation, soit au total douze configurations de domaines distinctes.

Une paroi de domaine formée par une rotation successive des spins à l'intérieur de leur plan (111) et le long de la direction $[111]$ aura pour longueur $L_{\parallel} = \pi \sqrt{\frac{A_2}{K_{\parallel}}} = 1.4 \mu\text{m}$ (en négligeant A_1). La très faible valeur de la constante d'anisotropie K_{\parallel} induit donc des tailles de parois de domaines relativement grandes par rapport aux épaisseurs des couches. Néanmoins, la création de parois de domaines où les moments magnétiques des atomes de nickel seraient forcés de sortir des plans (111) réduirait considérablement la longueur des parois selon $L_{\perp} = \pi \sqrt{\frac{A_2}{K_{\perp}}} = 142 \text{ \AA}$. De surcroît, les longueurs de parois sont proportionnelles à la racine carrée des constantes d'anisotropie et sont appelées, comme ces dernières, à être très sensibles aux variations de température comme cela est présenté figure 6.3. Leur longueur augmente donc fortement lorsque la température s'élève. Si les douze configurations de domaines magnétiques de l'oxyde de nickel sont équivalentes, l'application d'un champ magnétique peut rendre l'une d'entre elles énergétiquement favorable. Saito *et al.* [207] ont montré qu'à température ambiante, pour des spins confinés dans des plans parallèles (111), un champ de 2 kOe parallèle à la direction $[10\bar{1}]$ aligne tous les moments selon la direction $[\bar{1}\bar{2}1]$. De même, quelle que soit sa direction d'application, un champ magnétique de 16 kOe dans le plan (111) rend monodomaine le cristal de NiO. Les moments adoptent alors une configuration dite "cantée" ou "spin-flop", leur direction est quasi-perpendiculaire au champ appliqué.

6.1.2 Résistivité et constante diélectrique

Bien que le NiO soit un oxyde, il ne présente pas une résistivité infinie, mais plutôt un comportement de type semi-conducteur avec une résistivité de l'ordre de $10^8 \mu\Omega.\text{cm}$. Par ailleurs, le NiO présente une permittivité relative $\epsilon_r \sim 12$ [109] qui est une valeur élevée comparée à des oxydes clas-

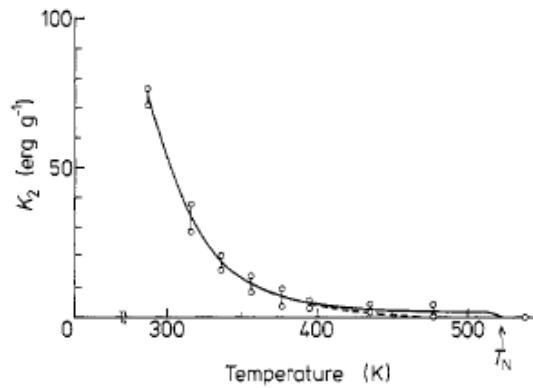


FIG. 6.3 : Variation en fonction de la température de la constante d'anisotropie K_{\parallel} du NiO, d'après Kurosawa et al. [129]

siques ($\epsilon_r(\text{SiO}_2) = 3.8$). Ceci est exploité pour des applications optiques, et devra donc à terme être pris en compte pour les applications RF. En effet, un empilement de couches minces métal/NiO/métal est susceptible de présenter un comportement capacitif prononcé ou être le siège de résonance dimensionnelle ($\lambda/2$).

6.1.3 NiO en couche mince

Le NiO fut l'un des premiers AF étudié dans les années 50-60 mais a connu un très grand regain d'intérêt lors de la découverte de la magnétorésistance géante et de développement des spinvalves. En effet, il est très avantageux d'utiliser un AF non conducteur pour la couche piégée car il n'y a pas de dilution de l'effet MR. Plusieurs équipes ont ainsi tenté de développer des spinvalves "tout-oxyde". Le NiO fut le premier sérieux candidat en raison de sa température de Néel élevée. Le NiO en couches minces a été développé avec de nombreuses variantes sur plusieurs types de substrats (Si, verre, MgO) par épitaxie ou PVD classique. La plupart des couches minces se sont avérées polycristallines, ce qui a un impact sur la constante d'anisotropie effective K_{AF} . Il faut tenir compte de la répartition en taille, de la distribution en anisotropie des grains et de la complexité (12 configurations en domaines possibles) des grains. Ainsi, les mesures de couplage d'échange de la littérature [211, 51] rapportent une constante d'anisotropie K_{AF} de $1 \times 10^5 \text{ erg.cm}^{-3}$, qui se place en retrait par rapport aux valeurs observées pour les AF métalliques comme IrMn ($1.3 \times 10^6 \text{ erg.cm}^3$) et NiMn ($\sim 5 \times 10^6 \text{ erg.cm}^3$).

6.2 Résultats expérimentaux : étude statique

6.2.1 Films de NiO

Les conditions de dépôt sont identiques à celles que l'on a déjà décrites. Nous partons également ici d'une cible commerciale directement sous la forme de NiO (ce qui peut constituer une différence notable avec nombre d'étude de la littérature). Étant donné le caractère isolant le mode de pulvérisation est exclusivement RF. La vitesse de dépôt est de 1.86 \AA/s avec un compromis puissance/pression ($310 \text{ W} / 2.5 \times 10^{-3} \text{ mbar}$) acceptable.

6.2.2 Configurations TOP et BOTTOM

Etat brut de dépôt

La figure 6.4 représente les cycles d'hystérésis des configurations TOP et BOTTOM avec une couche de NiO d'épaisseur 500 Å associée à une couche de $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ de 250 Å. Les caractéristiques correspondantes sont détaillées dans le tableau 6.1. Tout d'abord, l'aimantation mesurée pour ces bicouches est légèrement inférieure (21.7 kG) à la valeur naturelle du $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ (23.5 kG). Ceci peut être expliqué par une oxydation partielle du CoFe pendant le dépôt due aux traces d' O_2 présent dans la chambre, soit directement à travers à l'interface NiO/CoFe avec transformation en phases Fe-O ou Co-O. Ceci présente un désavantage puisque l'on désire précisément maximiser l'aimantation de la couche F. Le couplage d'échange existe à l'état brut de dépôt avec une prédominance en configuration TOP. Par contre, comme à priori attendu, son intensité est faible, avec au mieux $J_{ex} = 0.085 \text{ erg.cm}^{-2}$.

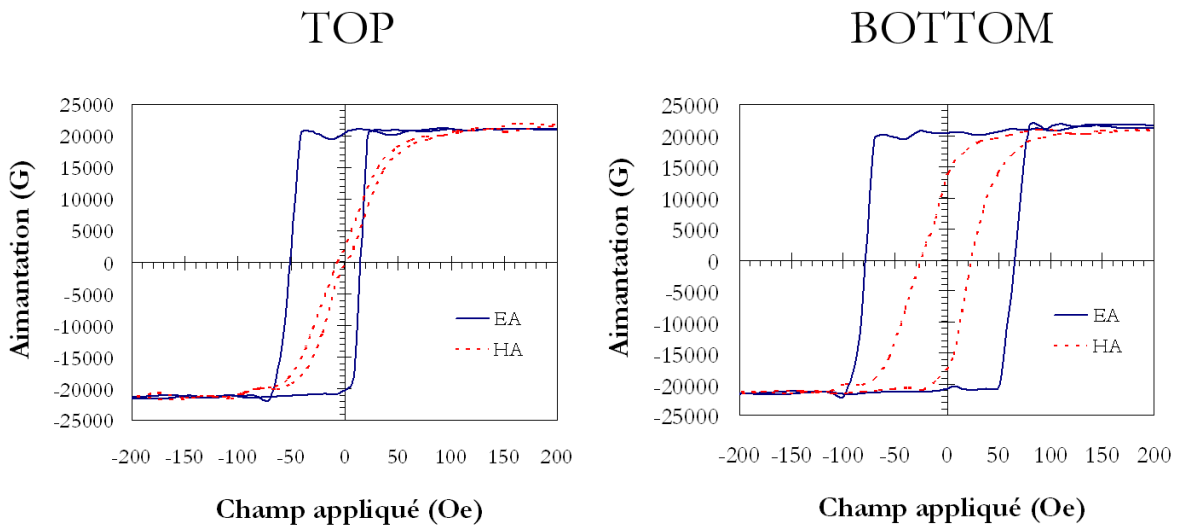


FIG. 6.4 : Cycles d'hystérésis représentatifs selon l'axe facile et difficile des configurations TOP et BOTTOM avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ (250 Å) et NiO (500 Å) à l'état brut de dépôt

	H_{ex} (Oe)	H_c EA (Oe)	H_k (Oe)	H_c HA (Oe)	J_{ex} (erg.cm^{-2})
TOP	18	33	48	4	0.085
BOTTOM	7	72	-	24	0.03

TAB. 6.1 : Paramètres des propriétés statiques des configurations TOP et BOTTOM avec $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ (250 Å) et NiO (500 Å) à l'état brut de dépôt correspondant à la figure 6.4

Cette valeur de J_{ex} ne suffit pas pour valider la condition $H_{ex} > H_c$ EA pour ces configurations, même si la contribution au H_c EA semble pour l'essentiel due au coercitif naturel du CoFe. Dans le cas de la configuration TOP, le comportement rotationnel sur l'axe difficile reste cependant dominant.

Effet d'un recuit

Afin d'améliorer ces propriétés, nous avons également procédé à des recuits d'une durée d'une heure sous champ magnétique (500 Oe). La figure 6.5 présente les variations grandeurs liées au cou-

plage d'échange pour les configurations TOP et BOTTOM, y compris sandwich en anticipant sur les résultats du prochain paragraphe. Le recuit thermique affecte peu la valeur du champ d'échange tandis qu'il diminue le champ coercitif qui atteint une valeur minimum pour une température de recuit de 200°C, et ce pour les trois configurations. Au delà de 250°C, le champ coercitif augmente significativement. Ces effets restent principalement liés à ceux préalablement observé pour le CoFe non couplé. L'aimantation se dégrade au delà de 250°C, signe d'une oxydation de CoFe plus importante.

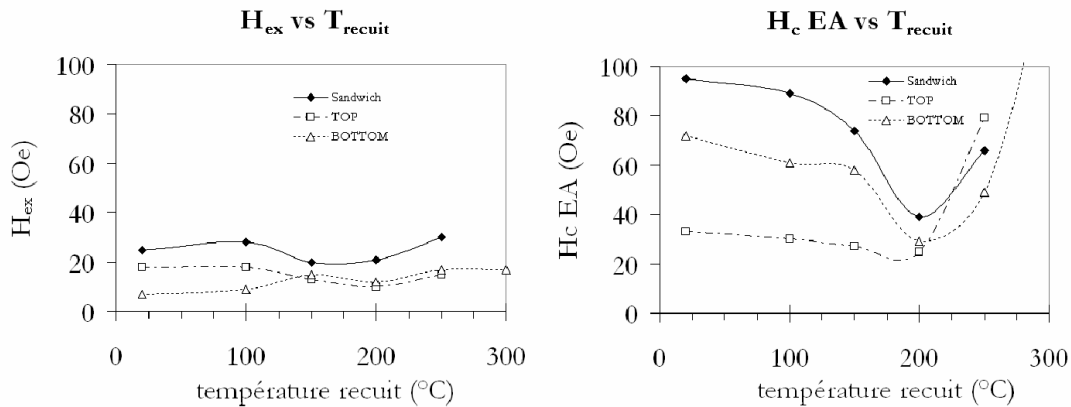


FIG. 6.5 : Variations de H_{ex} , de H_c EA et HA, et de H_k en fonction de la température de recuit pour les configurations TOP, BOTTOM et sandwich avec $Co_{35}Fe_{65}(250 \text{ \AA})$ et $NiO(500 \text{ \AA})$

Les tentatives d'amélioration par un recuit restent peu concluantes dans la mesure où H_{ex} n'augmente pas. Malgré la réduction du champ coercitif à 200°C, la condition $H_{ex} > H_c$ EA n'est jamais respectée y compris pour la configuration sandwich.

Optimisation des paramètres de procédé

Ce constat nous amène à optimiser les conditions de dépôt auxquelles le NiO semble sensible d'après la littérature. Les différents essais sur la puissance et la pression sont résumés sur le tableau 6.2. Les variations de procédé affectent peu les propriétés du couplage d'échange. Nous n'observons pas de compromis meilleur que précédemment. Une dernière tentative a consisté à l'ajout d'oxygène réactif pendant le dépôt sur la base d'améliorations observées dans la littérature [211]. A pression et à puissance constante, l'incorporation d' O_2 conduit à une diminution importante de la vitesse de dépôt dont la conséquence est une aggravation de H_c EA pour H_{ex} inchangé comme cela est illustré par le tableau 6.3.

Dépendance avec e_{AF}

Sur la figure 6.6 sont représentées les variations de H_{ex} et de H_c EA en fonction de l'épaisseur e_{AF} pour la configuration TOP. Le couplage d'échange apparaît pour une première épaisseur critique légèrement inférieure à 100 Å tandis que l'épaisseur pour laquelle le couplage d'échange se stabilise à son maximum est de l'ordre de 200 Å. Pour la suite nous utiliserons une épaisseur de 250 Å qui offre un compromis satisfaisant en terme de facteur de remplissage. De plus, comme souvent observé dans les systèmes à couplage d'échange, un pic de champ coercitif apparaît lors de l'établissement du couplage d'échange. Nous confirmons ici que pour toute la gamme d'épaisseur de NiO considérée, la condition $H_{ex} > H_c$ EA n'est jamais atteinte.

P (W)	Pr ($\times 10^{-3}$ mbar)	v_{dep} ($\text{\AA}/s$)	Non Recuit		Recuit 200°C	
			H_{ex}	H_c	H_{ex}	H_c
310	1	1.88	33	73	29	51
310	2.5	1.86	25	95	21	39
310	4	1.59	26	66	25	51
310	10	1.28	32	64	26	56
270	4	1.71	26	66	25	51
250	10	1.51	32	64	26	56

TAB. 6.2 : Effets de la pression et de la puissance sur la vitesse de dépôt du NiO v_{dep} , H_{ex} et H_c EA pour la configuration TOP

% O ₂	v_{dep} ($\text{\AA}/s$)	H_{ex} HA	H_c EA
0	1.86	18	33
1	0.33	16	48
2	0.32	18	66
4	0.30	16	60

TAB. 6.3 : Effets de l'ajout d'oxygène pendant le dépôt de NiO sur la vitesse de dépôt v_{dep} , H_{ex} et H_c EA pour la configuration TOP

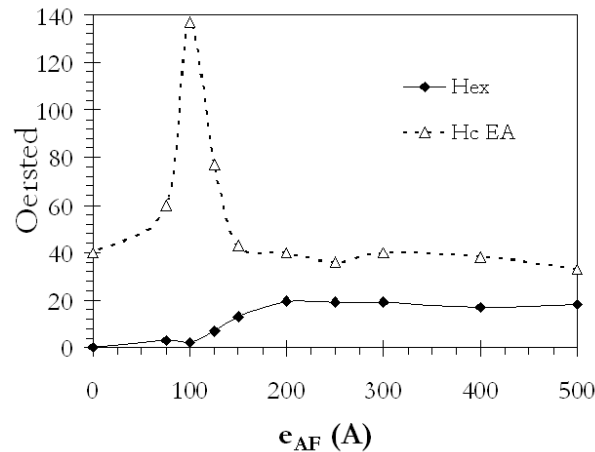


FIG. 6.6 : Variation de H_{ex} et de H_c EA en fonction de l'épaisseur e_{AF} de NiO pour la configuration TOP après recuit Co₃₅Fe₆₅

6.2.3 Configuration sandwich

Après avoir optimisé les conditions de dépôt et de recuit et établi la valeur critique $e_{AF,cr}$ de NiO, nous nous intéressons plus en détail aux propriétés de la structure sandwich.

Dépendance avec e_F

Sur la figure 6.7 a) et b) sont représentées les variations de H_{ex} , H_c EA, H_k et $H_{ex} + H_c$ EA pour une configuration sandwich NiO(250Å)/Co₃₅Fe₆₅(e_F)/NiO(250Å). Comme attendu, les deux grandeurs sont inversement proportionnelles à e_F . Cependant, H_{ex} reste ici systématiquement inférieur à H_c , ce qui ne devrait pas garantir des propriétés magnétiques adéquates

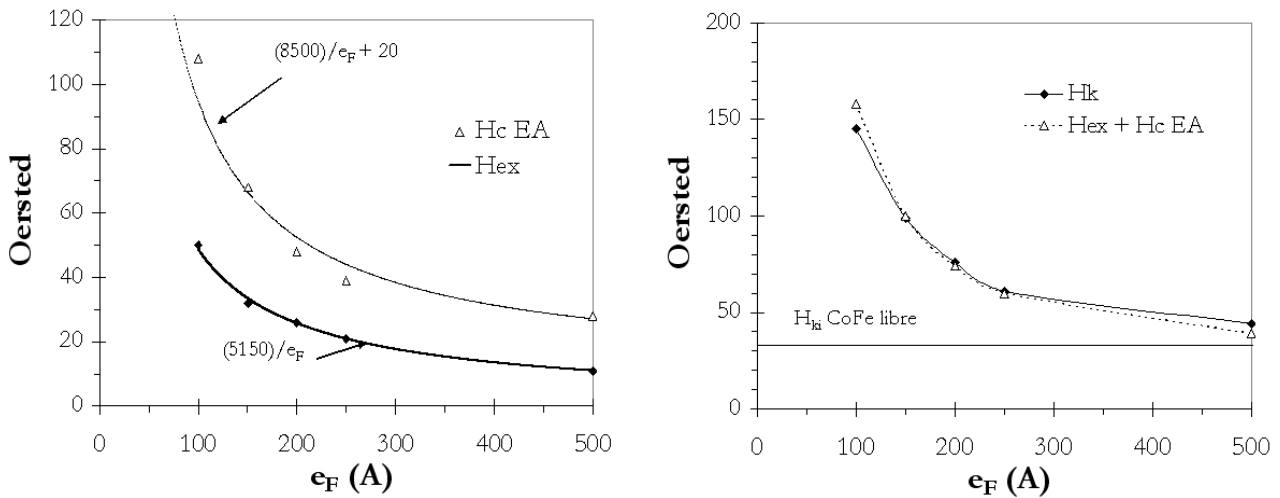


FIG. 6.7 : Variations de H_{ex} et de H_c EA en fonction l'épaisseur e_F pour la configuration sandwich NiO(250Å)/Co₃₅Fe₆₅(e_F)/NiO(250Å) après recuit

Cependant, on retrouve quand même à 90° de l'axe de piégeage un comportement de rotation cohérente a priori acceptable bien que l'état rémanent ne soit pas saturé. D'un point de vue statique (linéarité et faible ouverture de cycle), le comportement avec NiO semble acceptable. H_k qui varie aussi en $1/e_F$ en première approximation et s'apparente à $H_{ex} + H_c$ EA comme prévu par Fujiwara [87]. Les valeurs théoriques pour la fréquence de résonance f_{FMR} et la perméabilité quasistatique μ'_{DC} sont illustrées sur la figure 6.8.

Cette extrapolation indique que les fréquences accessibles avec NiO seront moins élevées que dans le cas du NiMn et de l'IrMn du fait d'un couplage d'échange beaucoup plus faible. Cependant, elles couvrent la gamme 3 - 5 GHz qui reste d'un intérêt notable pour les applications RF. Dans ces conditions, le caractère isolant du NiO prend tout son intérêt car les valeurs correspondantes de μ'_{DC} sont élevées et les effets de peau prédomineront rapidement dans cette gamme de fréquence.

Température de Blocage T_B

Sur la figure 6.9 est représentée la variation du couplage d'échange J_{ex} en fonction de la température de mesure qui permet d'estimer T_B à 200°C, ce qui correspond aux résultats de la littérature [211, 217]. Cette valeur correspond au minimum de champ coercitif observé de la figure 6.5. Elle est sensiblement plus favorable que celle du IrMn ($T_B = 180^\circ$) mais reste en deçà du NiMn ($T_B = 300^\circ$).

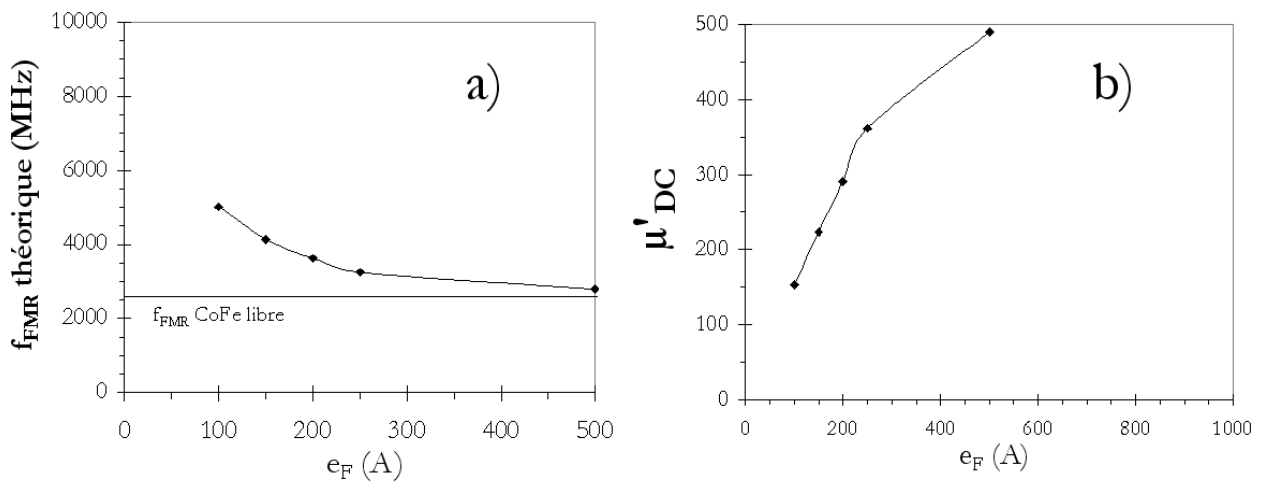


FIG. 6.8 : Variations de f_{FMR} et de μ'_{DC} théoriques en fonction de l'épaisseur e_F pour la configuration sandwich $NiO(250\text{Å})/Co_{35}Fe_{65}(e_F)/NiO(250\text{Å})$ après recuit

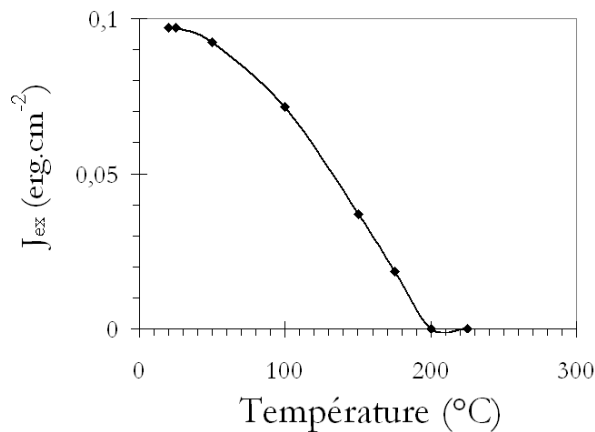


FIG. 6.9 : Variations de J_{ex} en fonction de la température (°C) pour une configuration sandwich $NiO(250\text{Å})/Co_{35}Fe_{65}(250\text{Å})/NiO(250\text{Å})$ après recuit

6.3 Résultats expérimentaux : étude dynamique

6.3.1 Configurations TOP et BOTTOM

En raison d'un couplage d'échange particulièrement peu intense en configurations TOP et BOTTOM (0.01 erg.cm⁻²), il est nécessaire d'avoir recours à des couches de CoFe d'épaisseurs faibles (< 200 Å) qui sont en dessous de la sensibilité du perméamètre utilisé. Il n'a donc pas été possible de caractériser de façon satisfaisante la dynamique d'aimantation des films avec NiO. Nous passons donc directement à la configuration sandwich.

6.3.2 Configuration sandwich

Sur la figure 6.10 sont représentés les spectres de perméabilité représentatifs de la configuration sandwich NiO(250Å)/CoFe(250Å)/NiO(250Å) pour $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$. La réponse expérimentale vérifie ici aussi le modèle LLG et l'adéquation entre grandeurs statiques et dynamiques est vérifiée en supposant une contribution rotatoire ($H_{k,rot}$) à l'anisotropie de l'ordre de 48 Oe. Contrairement à NiMn et à IrMn, $H_{k,rot}$ est ici largement prédominant devant H_{ex} . Il est également opportun de constater que malgré $H_c EA > H_{ex}$, l'amortissement reste modéré ($\alpha = 0.026$), bien que nettement moins favorable que NiMn et IrMn ce qui n'est toutefois pas rédhibitoire vis-à-vis des applications.

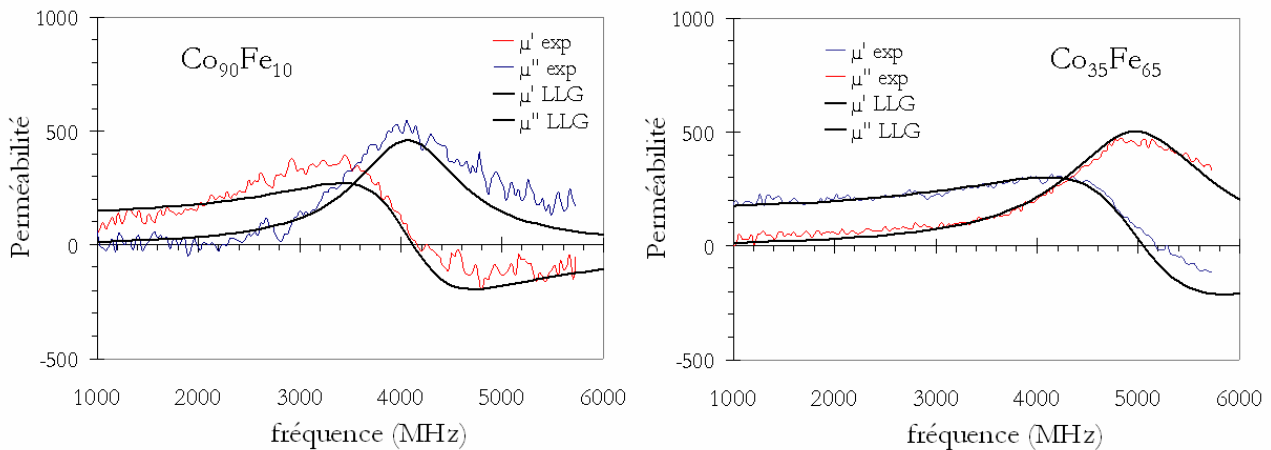


FIG. 6.10 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour la configuration sandwich NiO(250Å)/CoFe(250Å)/NiO(250Å) après recuit avec $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$, respectivement

	Mesures statiques				Mesures dynamiques			
	$4\pi M_s$ (kG)	H_{ex} (Oe)	$H_{k,stat}$ (Oe)	$f_{FMRtheo}$ (MHz)	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
$\text{Co}_{90}\text{Fe}_{90}$	17.1	27	77	3220	4083	140	125	0.026
$\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$	21.7	25	92	3960	4980	170	140	0.026

TAB. 6.4 : Caractéristiques statiques et dynamiques extraites des spectres de perméabilité de la figure 6.10 pour la configuration sandwich NiO(250Å)/CoFe(250Å)/NiO(250Å) pour $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ et $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ après recuit avec $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$

6.3.3 Dépendance avec la température

La figure 6.11 présente les spectres de perméabilité pour la configuration d'un sandwich simple NiO(250Å)/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (250Å)/NiO(250Å) pour différentes températures de mesure. Sur la base de l'analyse déjà menée pour IrMn, les mêmes constats s'appliquent du fait de la prédominance de $H_{k,rot}$. Les grandeurs caractéristiques sont résumées sur la figure 6.12. La seule différence notable est qu'ici

$H_{k,rot}$ décroît avec la température ce qui n'était pas le cas avec IrMn. On peut donc corrélérer la diminution de la fréquence de résonance qui est la plus défavorable des trois AF étudiés aux diminutions cumulées de H_{ex} et de $H_{k,rot}$. L'effet de la température sur α est moins perceptible du fait de valeurs à l'ambiante déjà élevées qui résultent d'un coercitif dominant ($H_c EA > H_{ex}$) et qui dépend peu de la température (figure 6.12).

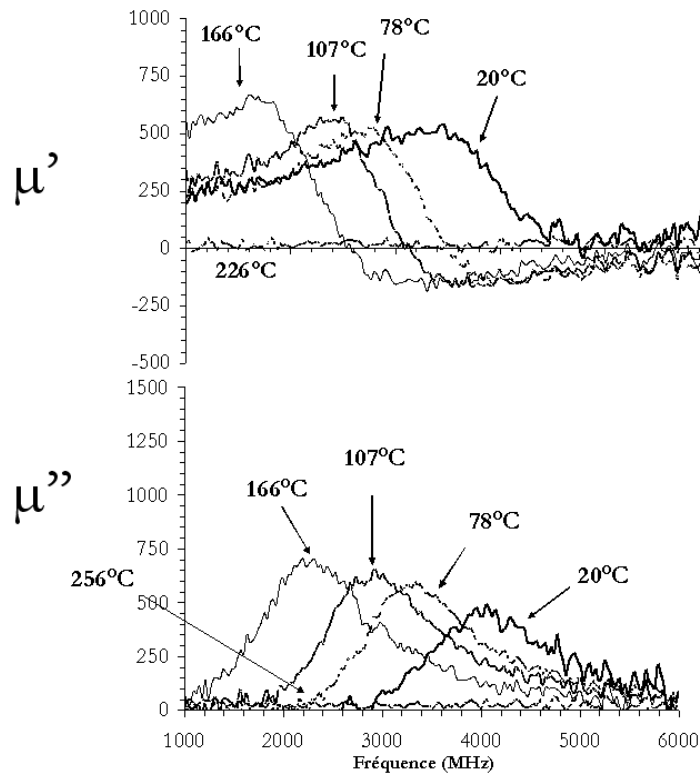


FIG. 6.11 : Spectres de perméabilité expérimentaux en fonction de la température de mesure pour la configuration sandwich $NiO(250\text{\AA})/Co_{90}Fe_{10}(250\text{\AA})/NiO(250\text{\AA})$

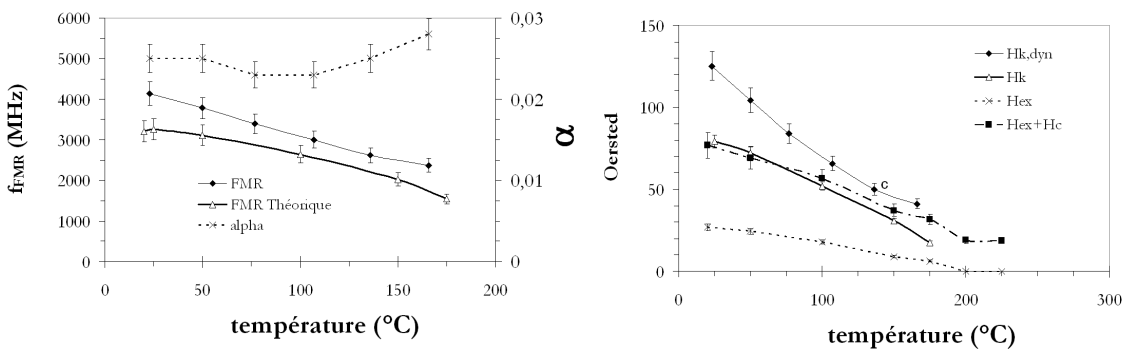


FIG. 6.12 : Variations de la f_{FMR} théorique, f_{FMR} , α , $H_{k,stat}$ et de $H_{k,dyn}$, avec la température de mesure pour la configuration sandwich $NiO(250\text{\AA})/Co_{90}Fe_{10}(250\text{\AA})/NiO(250\text{\AA})$ après recuit

6.4 Conclusion

NiO présente un certain nombre de compromis. D'une part, bien qu'il présente une constante de couplage faible ($J_{ex} = 0.15 \text{ erg.cm}^{-2}$), il permet toutefois d'adresser la gamme des 3 - 5 GHz du fait d'une contribution rotatoire à l'anisotropie dynamique très importante (du même ordre de grandeur que H_{ex}). Il possède par ailleurs une épaisseur critique $e_{AF,cr}$ raisonnable (250 Å) et une grande résistivité qui est un atout contre les courants de Foucault. D'autre part, il conduit à une détérioration de l'aimantation à saturation du $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ ($\sim 10\%$). L'état saturé n'est jamais atteint et l'amortissement α présente des valeurs élevées ($\alpha \sim 0.025$). Le comportement en température est tout autant préjudiciable que celui observé pour IrMn avec une variation linéaire dès l'ambiante. Cependant, les désavantages du NiO ne sont pas totalement rédhibitoires et celui-ci peut rester une alternative valable en particulier dans le cas d'un cumul d'épaisseur importante, grâce à sa forte résistivité.

Chapitre 7

Optimisation des films pour les applications

Sommaire

7.1 Etudes comparatives	163
7.1.1 Comparaison des trois AF	163
7.1.2 Effet de dilution pour les trois AF : limite de Snoek	164
7.2 Empilements multiples	164
7.2.1 Version NiMn	165
7.2.2 Version IrMn	167
7.2.3 Version NiO	169
7.3 Couplage d'échange avec une version résistive de CoFe	170
7.3.1 Problématique des courants de Foucault non résolue	170
7.3.2 Développements expérimentaux du CoFeHfN	171
7.3.3 Couplage de CoFeHfN avec NiMn	175
7.3.4 Couplage de CoFeHfN avec IrMn	176
7.3.5 Couplage de CoFeHfN avec NiO	177
7.3.6 Conclusion	180
7.4 Au delà du modèle LLG	180
7.4.1 Multicouches à Anisotropies Croisées (CAM)	180
7.4.2 Multicouches à gradient d'anisotropie	182
7.5 Conclusion	184

A travers l'étude sur NiMn, IrMn et NiO, nous avons validé le fait qu'il est désormais possible d'utiliser le CoFe et en particulier $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ en tant que matériau doux avec des fréquences de résonance très élevées grâce au couplage d'échange. Nous avons également tenté de comprendre les mécanismes propres à chaque AF qui régissent le couplage d'échange, notamment en termes d'épaisseur critique $e_{AF,cr}$, d'amortissement α et de tenue à la température. Dans ce chapitre nous chercherons à identifier plus précisément les différents compromis applicatifs accessibles avec ces nouveaux matériaux en établissant une comparaison entre les trois versions AF : NiMn, IrMn et NiO. La problématique des courants de Foucault n'étant pas totalement résolue, nous décrirons ici le travail qui a porté sur l'élaboration d'une couche de CoFe hautement résistive que nous avons cherché à coupler avec les trois AF considérés. Dans une troisième partie enfin, nous passerons en revue des configurations plus "exotiques" que permet le couplage d'échange (anisotropie croisée, gradient d'anisotropie).

7.1 Etudes comparatives

7.1.1 Comparaison des trois AF

La figure 7.1 et le tableau 7.1 récapitulent et comparent les principales grandeurs caractéristiques des configurations sandwichs AF/ $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ /AF obtenues dans les chapitres 4, 5 et 6 pour les trois AF étudiés. Les valeurs des coefficients d'amortissement sont seulement indicatives puisqu'elles peuvent dépendre des épaisseurs de $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$.

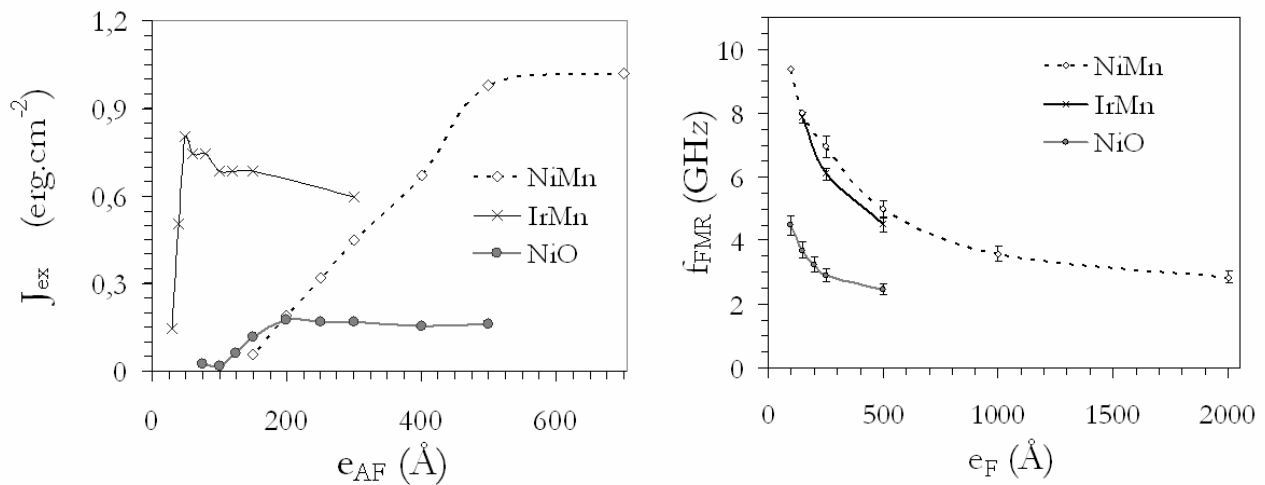


FIG. 7.1 : Comparaisons des variations de J_{ex} en fonction de e_{AF} et des variations de la f_{FMR} en fonction de e_F pour NiMn, IrMn et NiO, respectivement

L'ensemble de ces résultats montrent que le $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ doublement couplé avec NiMn, IrMn et NiO peut répondre aux conditions d'utilisation pour des applications microondes et offre un potentiel en termes de niveau de perméabilité inégalé dans les gammes de fréquence considérées. NiMn offre le meilleur couplage d'échange, le plus faible amortissement et une très bonne stabilité thermique, mais en contrepartie souffre de la plus faible résistivité ainsi que du plus mauvais coefficient de dilution f_r , ce qui sera particulièrement défavorable à l'utilisation d'empilements multiples. La f_{FMR} dans le cas d'IrMn est très proche de celle de NiMn car comme nous l'avons déjà discuté, la constante d'échange

	J_{ex} (erg.cm ⁻²)	$e_{AF,cr}$ (Å)	f_r	résistivité ($\mu\Omega$.cm)	f_{FMR} (GHz)	μ'_{DC}	α	recuits	T_B
NiMn	1.0	500	< 0.6	175	4 → 10	270 → 40	~0.019	4h, 260°C	300°C
IrMn	0.60	60	< 0.9	275	3 → 6	470 → 120	~0.023	1h, 200°C	180°C
NiO	0.105	250	< 0.6	10 ⁸	2 → 5	500 → 150	~0.025	1h, 200°C	200°C

TAB. 7.1 : Tableau récapitulatif des propriétés d'un sandwich simple AF/Co₃₅Fe₆₅/AF obtenues dans les chapitres 4, 5 et 6

J_{ex} un peu plus faible dans le cas de l'IrMn est compensée par une anisotropie rotatoire beaucoup plus grande que dans le cas du NiMn. De ce fait, IrMn présente un compromis beaucoup plus intéressant couplage/résistivité/facteur de dilution. NiO présente le plus faible couplage d'échange et une épaisseur $e_{AF,cr}$ intermédiaire. Il ne permet pas de saturer totalement les couches de Co₃₅Fe₆₅, ce qui aboutit à de mauvais paramètres d'amortissement, comme cela a pu déjà être observé également dans la littérature [126]. NiO semble moins avantageux que NiMn et IrMn en configuration sandwich, mais présente l'avantage unique d'un caractère quasi-isolant qui est à ce stade de l'étude le seul véritable compromis.

7.1.2 Effet de dilution pour les trois AF : limite de Snoek

Afin de réaliser une comparaison honnête avec les autres matériaux disponibles, notamment les ferrites, il nous faut tenir compte de l'effet de dilution du CoFe par la présence des couches AF. En connaissant maintenant avec précision les épaisseurs critiques respectives des 3 AF déterminées dans les chapitres 4, 5 et 6, en particulier pour la configuration sandwich rappelées dans le tableau 7.1, nous reprenons le calcul des limites de Snoek décrit dans le chapitre d'introduction (Chapitre 1, paragraphe 7.1.2). Les résultats sont décrits sur la figure 7.2. Ils peuvent être comparés à ceux décrits précédemment correspondant aux cas d'un ferrite conventionnelle et d'une couche de CoFe idéale sans tenir compte de la dilution par l'AF. Cette représentation confirme le potentiel annoncé des matériaux à couplage d'échange, mais amène à formuler quelques nuances car les effets de dilution ne sont pas marginaux. L'effet le plus marqué concerne sans surprise NiO qui présente le couplage d'échange le plus faible et d'une épaisseur effective non négligeable. Inversement, le couplage avec IrMn affecte modérément la limite de Snoek idéale grâce à une épaisseur d'utilisation très faible, malgré une constante de couplage modérée. Ceci permet de conserver sur μ'_{DC} un ordre de grandeur sur la ferrite. Le cas avec NiMn est le plus nuancé par rapport au potentiel idéalement estimé mais avec tout de même plus d'un ordre de grandeur sur μ'_{DC} par rapport au ferrite jusqu'à au moins 10 GHz. Ceci valide le potentiel des versions à empilements multiples qui doit être maintenant confirmé expérimentalement.

7.2 Empilements multiples

Nous nous intéressons maintenant à l'objectif final qui consiste en la réalisation d'un empilement multiple, qui est la déclinaison de la configuration du sandwich élémentaire que nous avons étudié dans les chapitres précédents.

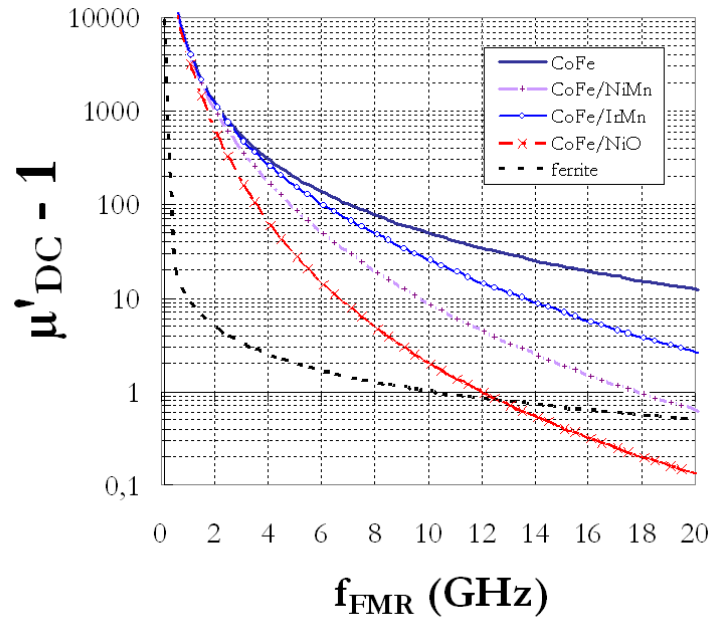


FIG. 7.2 : Limites de Snoek pour un ferrite classique ($4\pi M_s = 5 \text{ kG}$) et de multicouches à empilements multiples de CoFe ($4\pi M_s = 23.5 \text{ kG}$) couplés avec NiMn ($e_{AF,cr}=500\text{\AA}$), IrMn ($e_{AF,cr}=80\text{\AA}$) et NiO ($e_{AF,cr} = 250\text{\AA}$). La limite de Snoek sans tenir compte de la dilution est rappelée (notée CoFe)

7.2.1 Version NiMn

La version NiMn est figée sur les bases de $e_F = 700 \text{ \AA}$ et de $e_{AF} = 500 \text{ \AA}$, seul le nombre d'itération n varie. Nous nous sommes limités au choix du $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ en raison de sa plus forte aimantation et de son caractère le moins amorti une fois couplé au NiMn. Les échantillons sont recuits dans les conditions optimales précédemment établies. Les cycles d'hystérésis et les spectres de perméabilité en fonction du nombre n d'itérations sont représentés sur la figure 7.3 et les épaisseurs mises en jeu sont récapitulées sur le tableau 7.2. Les variations de H_{ex} , H_k et de la largeur à mi-hauteur Δf des pics de résonance avec le nombre d'itérations sont illustrées sur la figure 7.4.

n	e_F cumulée (nm)	e_{totale} (nm)	f_r
1	70	170	0.41
2	140	290	0.48
4	280	530	0.53
8	560	1010	0.55

TAB. 7.2 : Epaisseur e_F cumulée, épaisseur totale et taux de dilution f_r en fonction du nombre d'itérations n pour un empilement multiple du type NiMn/ [$\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ /NiMn] * n

Du point de vue statique, nous formulons un premier constat très positif selon lequel l'augmentation du nombre d'itération ne dégrade pas à première vue les caractéristiques favorables établies pour le sandwich unitaire. Ceci tend à prouver que les conditions de croissance et de texturation des

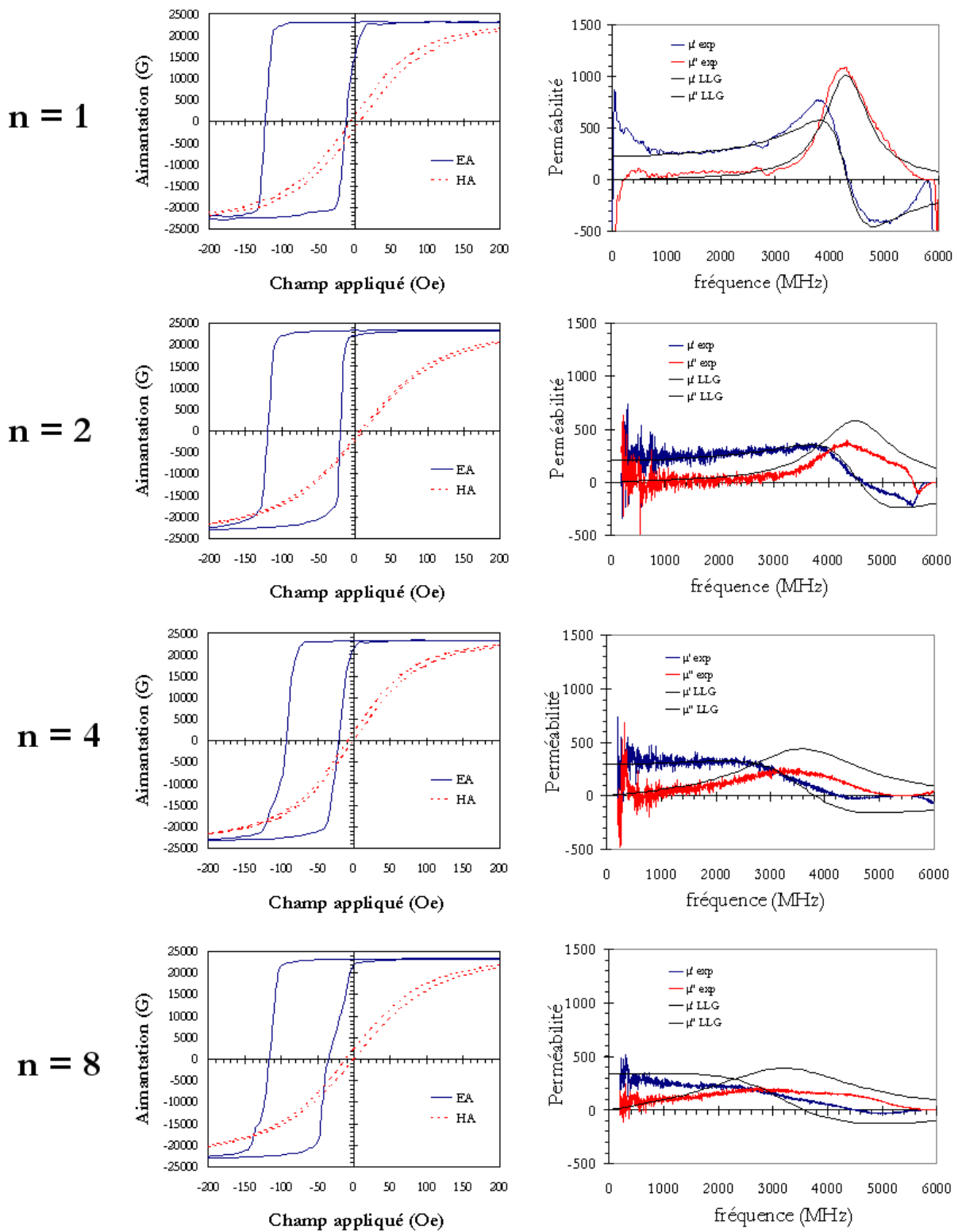


FIG. 7.3 : Cycles d'hystérésis et spectres de perméabilité représentatifs en fonction du nombre d'itérations n pour la configuration $\text{NiMn}(500\text{\AA})/(\text{CoFe}(700\text{\AA})/\text{NiMn}(500\text{\AA})) * n$

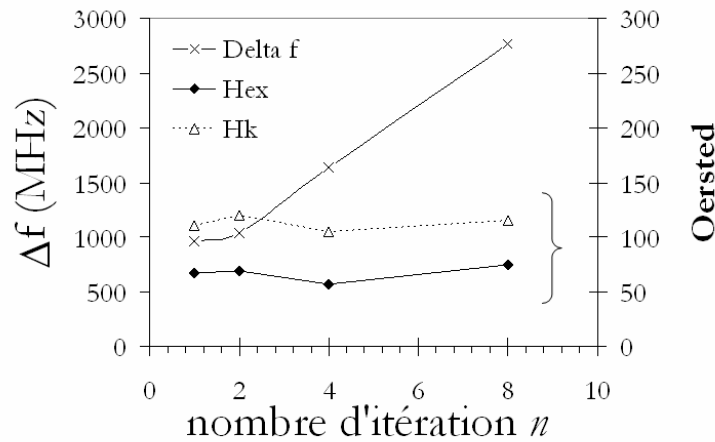


FIG. 7.4 : Variations de la largeur à mi-hauteur Δf des pics de résonance et variations de H_{ex} et de H_k pour un empilement multiple du type $NiMn/[Co_{35}Fe_{65}/NiMn] * n$

couches restent favorables y compris pour un grand nombre d'itérations. Si H_{ex} et $H_{k,stat}$ sont pratiquement insensibles à la répétition de l'empilement F/AF, on peut noter que le H_c EA a tendance à diminuer avec n et qu'il apparaît une certaine inclinaison des cycles en axe facile qui pourrait laisser supposer une plus grande dispersion angulaire de l'anisotropie résultant d'imprécisions d'alignement au sein de chaque couche F.

Du point de vue dynamique, le constat que nous pouvons établir est nettement moins favorable. En effet, la fréquence de résonance et l'amortissement ont tous deux tendance à se dégrader fortement dès $n > 2$. A la vue des résultats en statique, il est peu probable que les causes aient pour origine le couplage d'échange car les conditions propices à un comportement dynamique optimal restent réunies. Nous pouvons donc légitimement mettre en causes les courants de Foucault. Ces derniers sont déjà perceptibles dès $n=2$, soit pour une épaisseur cumulée de 290 nm, l'épaisseur de peau estimée à 2 GHz étant précisément de cet ordre de grandeur. A ce stade, ils n'affectent pas directement la fréquence de résonance mais contribuent déjà à un amortissement supplémentaire. Au delà de $n = 4$, l'épaisseur de peau devient nettement inférieure à l'épaisseur cumulée et le régime dynamique bascule du comportement LLG au comportement purement électromagnétique limité par les courants induits. Le comportement dynamique de l'empilement multiple reste donc fortement pénalisant du point de vue de l'amortissement pour les applications pratiques. Il reste donc à trouver une alternative.

7.2.2 Version IrMn

Sur la figure 7.5 sont représentés les cycles d'hystérésis et les spectres de perméabilité $IrMn(80 \text{ \AA})/[Co_{90}Fe_{10}(500 \text{ \AA})/IrMn(80 \text{ \AA})]*n$ pour ($n = 1, 4, 6$ et 10). Le gain sur l'épaisseur totale et sur le taux de dilution du multicouche grâce à la faible épaisseur d'IrMn est visible sur la tableau 7.3. La fréquence de résonance se décale légèrement vers les basses fréquences tandis que l'amortissement augmente avant de se stabiliser à une valeur proche de 0.045 quand on augmente n . Cela est illustré sur la figure 7.6.

Les commentaires des empilements multiples avec NiMn restent vrais avec IrMn. D'un point de vue statique, l'impact du nombre d'itérations est totalement négligeable comme pour le NiMn,

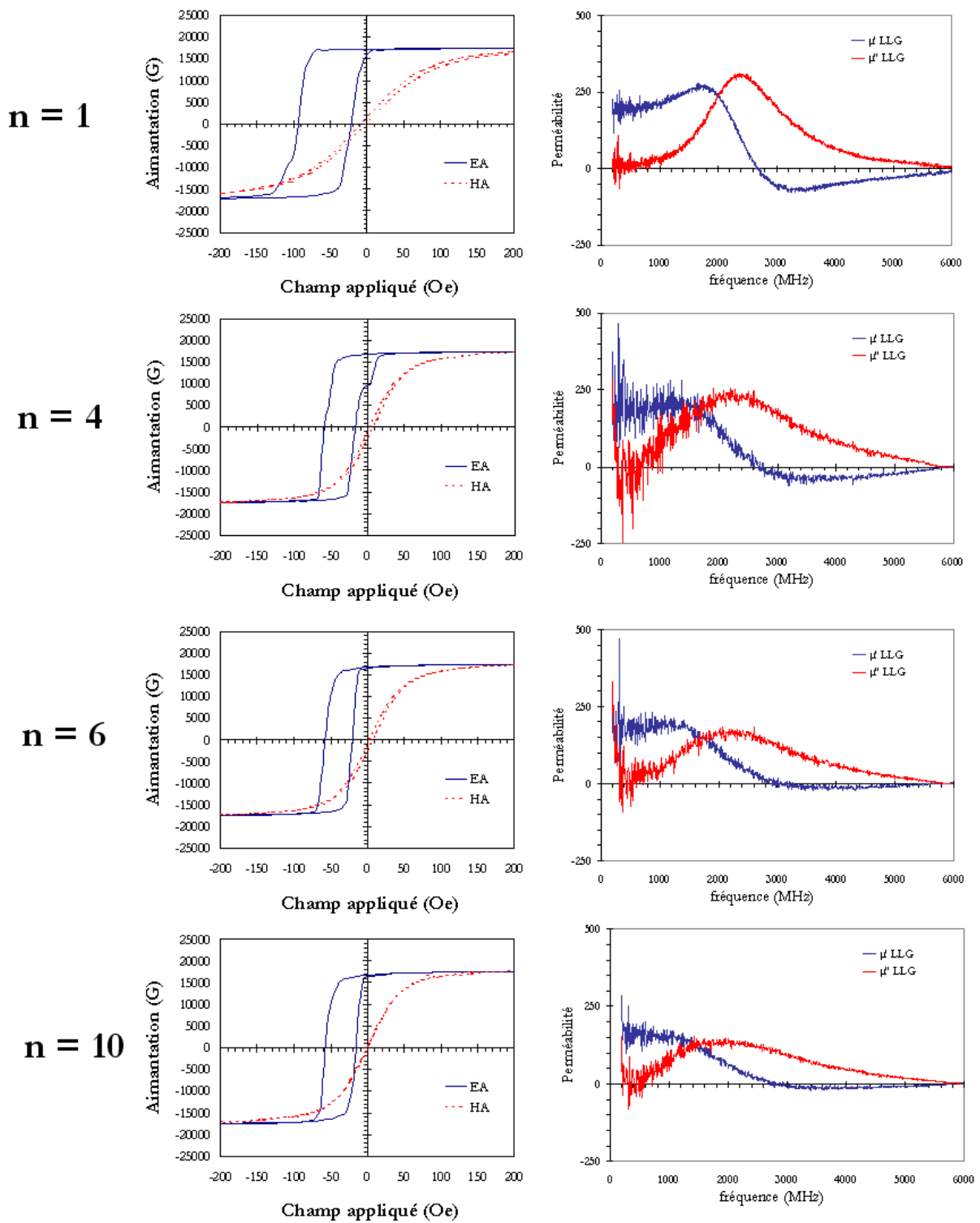


FIG. 7.5 : Cycles d'hystérésis et spectres de perméabilité représentatifs en fonction du nombre d'itération n de $\text{IrMn}(80\text{\AA})/(\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(500\text{\AA})/\text{IrMn}(80\text{\AA})) * n$

ce qui permet de conserver des propriétés optimales ici jusqu'à au moins $n = 10$. Du point de vue dynamique, les mêmes commentaires s'appliquent ici aussi avec un effet toutefois fortement nuancé.

n	e_F cumulée (nm)	e_{totale} (nm)	f_r
1	50	66	0.76
4	200	240	0.83
6	300	356	0.84
10	500	588	0.85

TAB. 7.3 : Epaisseur e_F cumulée, épaisseur totale et taux de dilution f_r en fonction du nombre d'itérations n pour un empilement multiple du type $IrMn/[Co_{35}Fe_{65}/IrMn] * n$

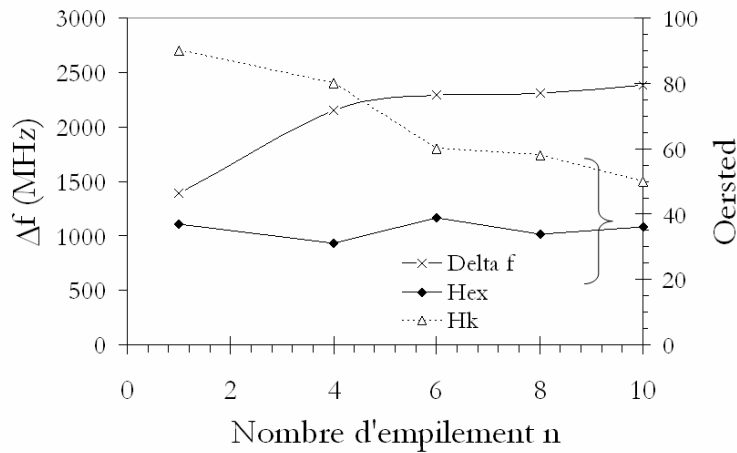


FIG. 7.6 : Variations de la largeur à mi-hauteur Δf des pics de résonance et variations de H_{ex} et de H_k pour un empilement multiple du type $IrMn/[Co_{35}Fe_{65}/IrMn] * n$

En effet, les courants de Foucault semblent bien rester la cause principale à la dégradation de α (peu sur sa f_{FMR} ici). Le ratio entre l'épaisseur cumulée et l'épaisseur de peau est cependant plus favorable étant donné une résistivité plus élevée en moyenne et une épaisseur cumulée plus faible grâce au IrMn. Une autre hypothèse quant à la dégradation de α pourrait s'appuyer sur le modèle à deux et suggérer une sensibilité à la rugosité d'interface avec IrMn, rugosité qui peut se détériorer avec le nombre d'itération.

7.2.3 Version NiO

Dans le but d'étudier l'effet spécifique de lamination de NiO vis-à-vis des courants de Foucault, nous avons réalisé des empilements multiples avec un grand nombre de fois $NiO(250\text{\AA})/[Co_{35}Fe_{65}(250\text{\AA})/NiO(250\text{\AA})]$. La comparaison des spectres de perméabilité et des cycles d'hystérésis avec le sandwich unitaire est donnée sur la figure 7.7. L'épaisseur cumulée de CoFe est de $0.32 \mu m$ ce qui est l'épaisseur visée pour les applications. Comme précédemment observé, le cycle d'hystérésis selon l'axe facile du multicouche est semblable à celui du sandwich simple, tandis qu'une petite augmentation du coercitif selon l'axe difficile est observée. Cette fois, on remarque une légère diminution de la fréquence de résonance f_{FMR} . Les mêmes commentaires que pour NiMn et IrMn sont applicables à NiO. Malgré la forte résistivité de NiO, un comportement de type LLG est observé mais avec un très large amortissement, ce qui rend difficilement exploitable ce type d'empilement dans une application RF tel quel.

Une telle dégradation de l'amortissement peut être expliquée par la faible épaisseur des couches de NiO mises en jeu (250 Å) qui ne vont pas être efficace en tant que couches de laminations isolantes. De plus, les dissipations dues au courants induits ont lieu au sein des couches de CoFe. Il semble donc inéluctable d'augmenter la résistivité des couches F.

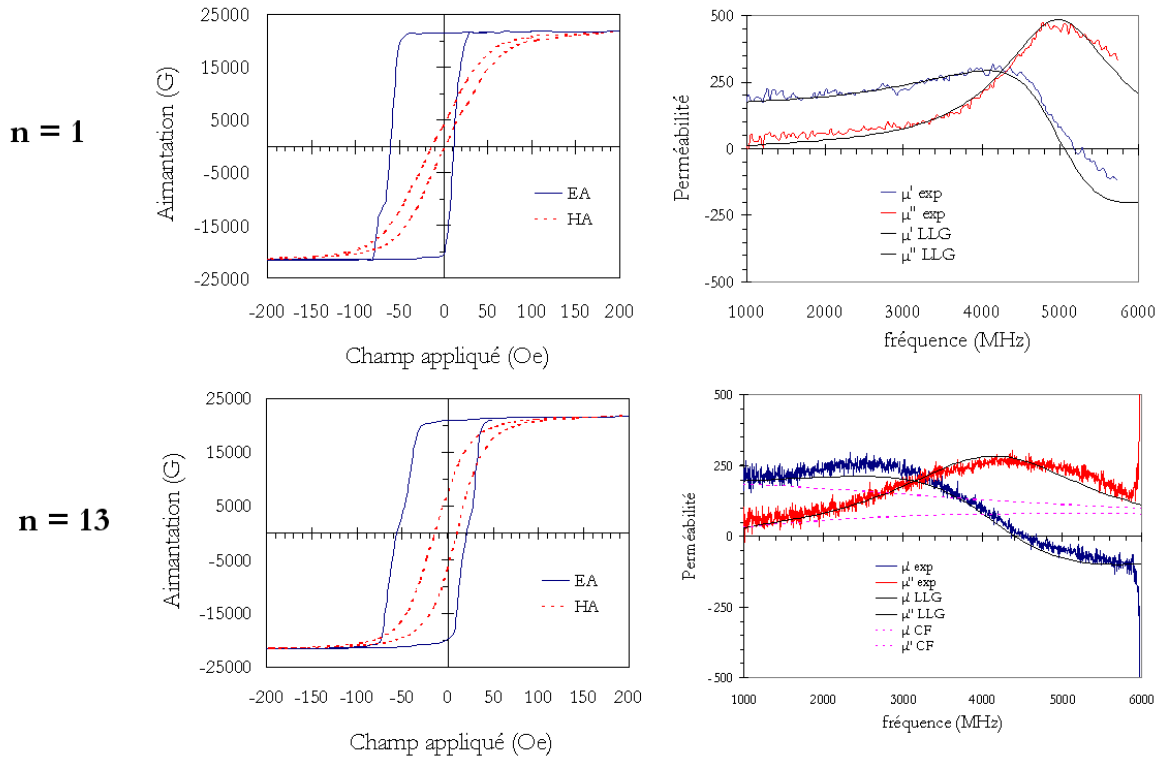


FIG. 7.7 : Cycles d'hystérésis et spectres de perméabilité représentatifs en fonction du nombre d'itération n de $\text{NiO}(250\text{Å})/(\text{CoFe}(250\text{ Å})/\text{NiO}(250\text{Å})) * n$

n	e_F cumulée (nm)	e_{totale} (nm)	f_r	f_{FMR}	α
1	25	75	0.33	4980	0.026
13	325	0.48	675	4400	0.05

TAB. 7.4 : Epaisseur e_F cumulée, épaisseur totale et taux de dilution f_r en fonction du nombre d'itérations n pour un empilement multiple du type $\text{NiO}/[\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}/\text{NiO}] * n$

7.3 Couplage d'échange avec une version résistive de CoFe

7.3.1 Problématique des courants de Foucault non résolue

Comme nous venons de le voir, la problématique des courants de Foucault n'est pas résolue dans les films à couplage d'échange à empilement multiple. La très nette augmentation de l'amortissement avec le nombre d'itérations n'est pas claire et les courants de Foucault sont fortement susceptibles

d'en être grandement responsables en raison de la très faible résistivité du CoFe ($\sim 10 \mu\Omega.cm$). Afin de tenter de dissocier leurs effets des autres sources d'amortissement (défauts d'empilement, diffusion à deux magnons,...), il serait alors utile d'étudier le comportement de multicouches à couplage d'échange réalisées avec une version *résistive* du CoFe. Ceci permettrait, d'une part, de mieux comprendre les phénomènes physiques propres au couplage d'échange, et d'autre part, de disposer d'un empilement résistif à haute fréquence de résonance pour les applications RF. La contrainte sur la résistivité n'est pas aussi drastique que pour les alliages homogènes conventionnels travaillant autour du GHz. En effet, la perméabilité μ'_{DC} typiquement observée dans les films à couplage d'échange n'est en général pas supérieure à 200 (voir chapitres 4, 5 et 6) de part les fréquences de résonance (≥ 5 GHz). La résistivité visée est de l'ordre de $150 \mu\Omega.cm$ ce qui correspond à une épaisseur de peau supérieure à $0.5 \mu m$ jusqu'à 7.5 GHz (au lieu de 1 GHz pour une résistivité de $10 \mu\Omega.cm$), ce qui serait supérieure à l'épaisseur e_F totale de CoFe.

7.3.2 Développements expérimentaux du CoFeHfN

Choix du CoFeHfN

De nombreuses études ont montré qu'il est possible d'améliorer à la fois les propriétés magnétiques douces et la résistivité d'une couche mince à base de Fer par PVD réactive avec ajout d'azote pendant le dépôt, tout en conservant une forte aimantation (19 kG) [210, 22] (cf chapitre 1, paragraphe 1.2.4). Récemment, il a été montré qu'une démarche de nitruration similaire pouvait être suivie avec les alliages de CoFe avec des résultats très prometteurs [242, 240]. Nous avons étudié les effets de l'incorporation d'azote dans un film de $Co_{35}Fe_{65}$ au niveau des propriétés structurales et magnétiques. Nous avons observé des comportements très doux avec une aimantation à saturation quasiment inchangée et une résistivité qui a augmenté significativement ($\rho = \sim 100 \mu\Omega$). Mais ces films présentent très rapidement des stripes domaines pour des épaisseurs assez faibles (800 Å) et une tenue thermique médiocre ($< 100^\circ C$). Dans le but de remédier à ces problèmes et avec une analogie directe avec les travaux de thèse de Sandrine Couderc [210], nous avons choisi d'ajouter de l'hafnium (Hf) à la composition de $Co_{35}Fe_{65}$, qui est susceptible de garantir une bonne combinaison entre une forte aimantation, une résistivité élevée et bonne tenue thermique [210]. La composition de la cible utilisée est $[Co_{35}Fe_{65}]_{96.6}Hf_{3.4}$ (en pourcentage atomique) et sera référencée par CoFeHf par la suite pour simplification.

(CoFeHf) $_{1-x}$ N $_x$ brut de dépôt

Ces films ont été déposés à température ambiante par PVD réactive en mode diode RF avec une atmosphère Ar+N $_2$. Le taux d'incorporation d'azote a été contrôlé par le débit du gaz N $_2$. On définit alors un rapport volumétrique en azote (que l'on notera taux volumique de N $_2$ en %) qui correspond à la formule suivante :

$$\%N_2 = \frac{\text{DébitV2}(N_2)}{\text{DébitV1}(Ar) + \text{DébitV2}(Ar) + \text{DébitV2}(N_2)} = \frac{\text{sccm}(N_2)}{\text{sccm}(N_2) + \text{sccm}(Ar)} \quad (7.1)$$

Sur la figure 7.8 sont présentées les propriétés des couches minces (CoFeHf) $_{1-x}$ N $_x$ en fonction du taux volumique d'azote %N $_2$. Le CoFeHf sans azote présente une aimantation initiale de 20.5 kG (contre 23,5 kG sans Hf), qui reste un excellent compromis associé à une résistivité de $50 \mu\Omega.cm$ (contre $10 \mu\Omega.cm$ sans Hf) signifiant que les atomes Hf contribuent à la diffusion des électrons de conduction. Les champs coercitifs naturels sont comparables avec ou sans Hf. Avec l'incorporation

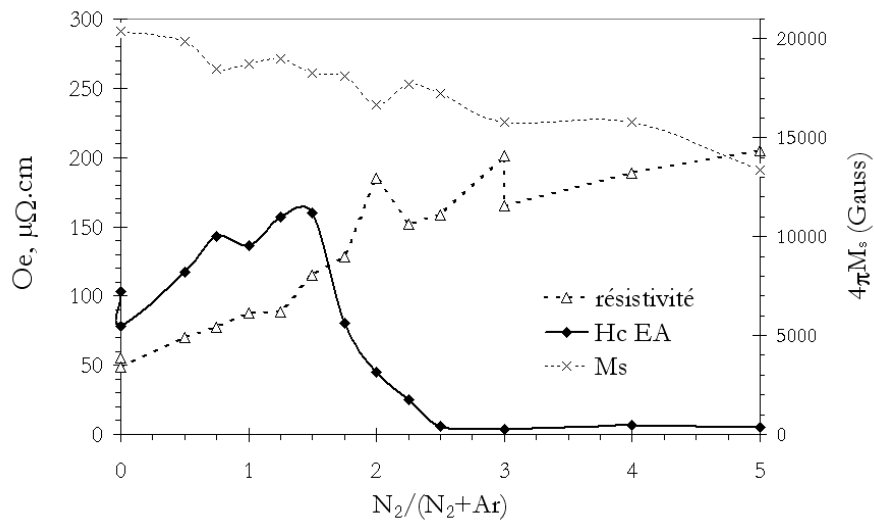


FIG. 7.8 : Variations de l'aimantation $4\pi M_s$, la résistivité et du champ coercitif vs N_2 pour des films $(CoFeHf)_{1-x}N_x$ comparés aux films $(Co_{35}Fe_{65})_{1-x}N_x$ brut de dépôt

d'azote, l'aimantation subit une diminution linéaire mais somme toute modérée. Parallèlement, la résistivité augmente linéairement. Pour un taux volumique de N_2 compris entre 2 et 3%, on obtient un compromis très satisfaisant à rapprocher du cas avec $Co_{90}Fe_{10}$ (18 kG, 10 $\mu\Omega.cm$) précédemment étudié puisque l'on atteint 18 kG pour 150 $\mu\Omega.cm$. On est alors dans la gamme de résistivité souhaité tout en maintenant un niveau d'aimantation adéquat. Au delà de 2% de N_2 , les films présentent un comportement doux (H_c EA < 4 Oe) qui n'avait jamais été obtenu avec les compositions étudiées jusqu'alors. On peut donc en attendre une amélioration significative au niveau de l'amortissement. Ces effets dus à l'incorporation d'azote sont expliqués au travers des résultats de diffraction X et par la variation du paramètre de maille a illustrés sur la figure 7.9. Les films de $CoFeHfN$ sont texturés $\langle 110 \rangle$. Les pics de diffractions s'élargissent quand le taux volumique d'azote augmente, traduisant une réduction de la taille des grains et donc du champ coercitif. Par ailleurs, le paramètre de maille est plus grand dans le cas de $CoFeHf$ (2.895 Å au lieu de 2.85 Å dans $Co_{35}Fe_{65}$), ce qui prouve que l'ajout d'Hf résulte en une distorsion de la maille cristallographique qui s'avère indispensable à l'incorporation d'azote en solution solide (occupation préférentielle des sites interstitiels) [210]. A partir du taux volumique de 2%, le pic de diffraction $\langle 110 \rangle$ se décale vers les angles plus petits, comme cela peut être observé dans d'autres systèmes à base de Fe [210, 37]. Cela traduit une augmentation progressive du paramètre de maille avec le taux d'azote, signe de l'incorporation des atomes N dans la maille (pas de formation de nitrure). Dans le cas des films Fe-N et ici de FeCo-N, c'est précisément cet effet qui est recherché. De la déformation de la maille sous l'effet de l'incorporation d'azote résulte une réduction de la taille des grains, garante des propriétés magnétiquement douces et d'une résistivité plus élevée. L'augmentation de résistivité s'explique aussi par la présence d'une phase amorphe résistive riche en azote au niveau des joints de grains, limitant ainsi la conductivité.

$(CoFeHf)_{1-x}N_x$ après recuits

Du fait du caractère facilement diffusant de l'azote, il est nécessaire de regarder la tenue thermique des films $(CoFeHf)_{1-x}N_x$. Nous considérons ainsi deux processus de recuit sous champ magnétique.

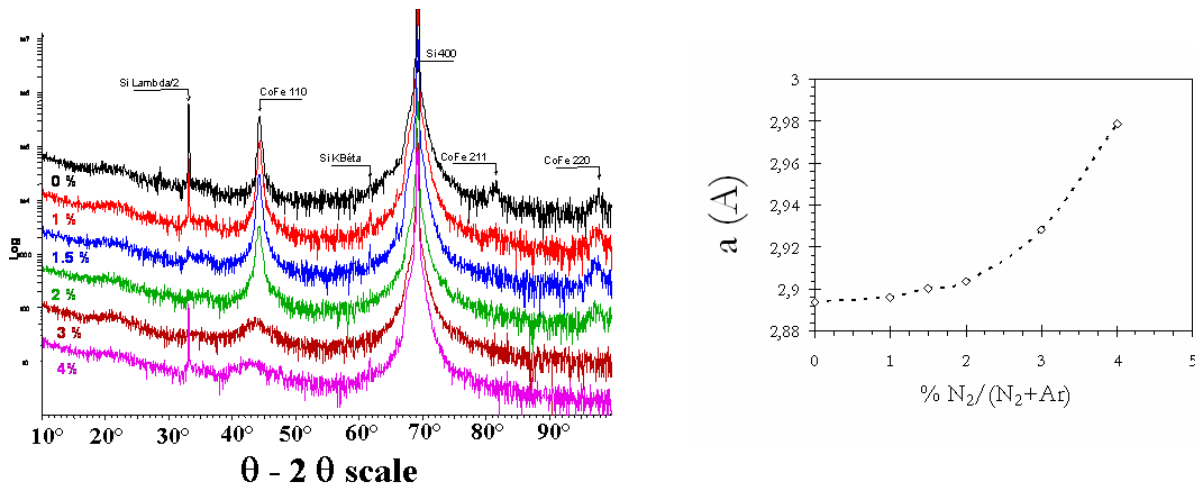


FIG. 7.9 : Spectres de diffraction X en $\theta - 2\theta$ et évolution du paramètre de maille a en fonction du taux d'azote $\%N_2$ pour films de $(CoFeHf)_{1-x}N_x$ à l'état brut de dépôt

- 1h à 100, 150 ou 200°C : il s'agit des températures fréquemment observées lors des procédés d'intégration dans des dispositifs en technologies Above IC, ou correspondant aux conditions d'utilisation.
- 4h à 260°C : procédure de recuit du NiMn par exemple, en vue de l'intégration dans une structure couplée AF/F/AF.

Les effets des recuits sur M_s , ρ et H_c EA sont illustrés sur la figure 7.10 sur toute la gamme de nitruration. Les recuits d'une heure jusqu'à 200°C ne causent aucun changement majeur quant aux propriétés des films. Pour le recuit à 260°C pendant 4 heures, l'observation d'une dégradation significative, notamment sur la résistivité et le champ coercitif met en évidence une dénitruration de la maille, une augmentation probable de la taille des grains et le début de la formation de précipités de nitrure de fer non magnétique comme identifié au rayons X. En effet, il apparaît un nouveau pic à 43.8° dans le cliché de diffraction caractéristique de la phase ϵ -Fe₃N non magnétique. De plus, un deuxième pic voisin à 45° est observable et correspond au pic initial de $\langle 110 \rangle$ de CoFe sans azote. La limite de recuit est bien en lien avec la limite de solubilité de l'azote dans la maille de CoFeHf et avec la formation de phase de fer nitruré. La présence de Hf est bénéfique et permet de retarder considérablement ces effets grâce à une extension de la limite de solubilité et à la très faible affinité chimique Hf-N. Ceci permet de conserver un bon compromis aimantation/résistivité jusqu'à des températures de l'ordre de 200°C. D'un point de vue des propriétés magnétiques, ce type de recuit améliore significativement les propriétés douces des films de CoFeHfN. Notons que le graphique de la figure 7.10 représentant le champ coercitif est en échelle logarithmique, afin d'illustrer les valeurs de H_c inférieures à 1 Oe pour des teneurs en azote supérieures à 3% après recuit. Ces propriétés douces de ces films sont mises en évidence sur les cycles d'hystérésis de la figure 7.11 où l'on peut voir également la présence d'un axe difficile très bien défini et correspondant à un champ d'anisotropie de $H_k \sim 40$ Oe. Ces films sont supposés avoir un excellent comportements dynamique, ce que nous vérifions sur la figure 7.12. En complément, des mesures de perméabilité transverse nous indique que la valeur de la constante gyromagnétique est légèrement augmentée dans ce type d'alliage et vaut $\gamma/2\pi = 3\text{MHz/Oe}$, valeur utilisée par la suite. Les mesures dynamiques sont en accord avec le modèle LLG avec un très faible amortissement ($\alpha \sim 0.008$) et une fréquence de résonance élevée (2600 MHz).

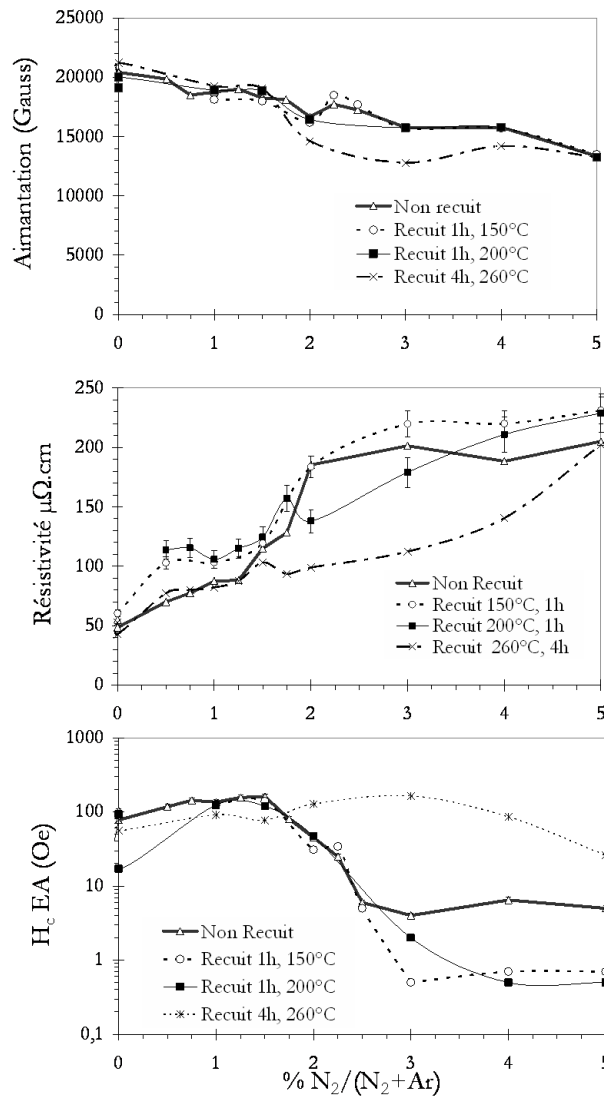


FIG. 7.10 : Aimantation, résistivité et champ coercitif vs N_2 pour des films de $(\text{CoFeHf})_{1-x}\text{N}_x$ recuit sous champ à 150°C et 200°C pendant 1h et 260°C pendant 4h. H_c en échelle Log

Pour conclure partiellement sur cette étude à part, on peut dire que l'ajout de hf dans l'alliage de $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ associé au procédé de nitruration active est grandement bénéfique en terme de résistivité mais aussi de propriétés magnétiques douces, le tout sans trop diminuer l'aimantation à saturation. Le choix se porte donc pour la suite de l'étude sur la version avec 3% de N_2 qui présente le compromis suivant : $4\pi M_s = 16.5 \text{ kG}$, $\rho = 180 \mu\Omega.cm$ et $\alpha = 0.008$. Nous devons maintenant revenir à l'intérêt du couplage d'échange avec cette version du matériau pour en étendre le comportement dynamique aux très hautes fréquences. Nous allons vérifier successivement si les conditions à l'établissement du couplage d'échange se vérifient avec NiMn, IrMn et NiO.

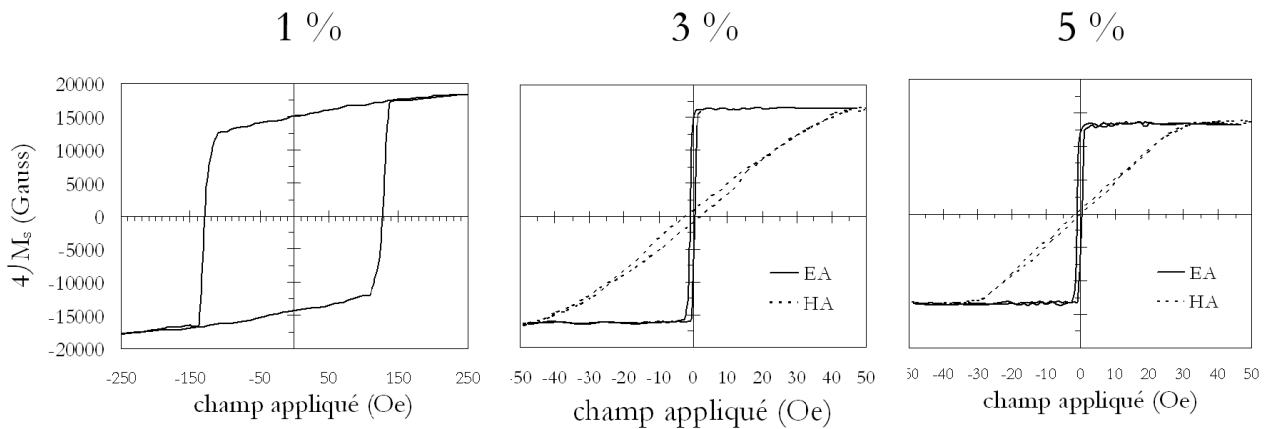


FIG. 7.11 : Cycles d'hystérésis représentatifs de films $(\text{CoFeHf})_{1-x}\text{N}_x$ en fonction du taux volumique d'azote $\%N_2 = 1, 3$ et 5% après recuits sous champ à 150°C pendant 1h

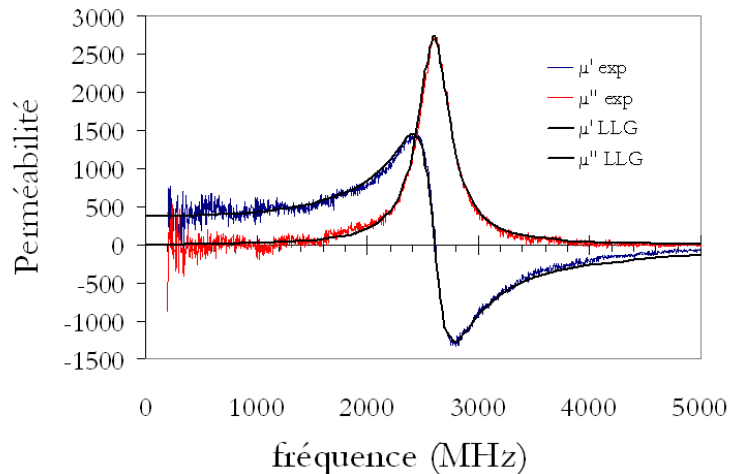


FIG. 7.12 : Spectres de perméabilité représentatifs de films de CoFeHfN avec $\%N_2 = 3\%$ après recuit sous champ pendant 1h à 150°C . Paramètres utilisés pour le modèle LLG : $4\pi M_s = 16.5\text{ kG}$, $H_k = 45\text{ Oe}$, $\gamma/2\pi = 3\text{ MHz/Oe}$, $\alpha = 0.007$

7.3.3 Couplage de CoFeHfN avec NiMn

Les premières tentatives de couplage d'échange ont été menées avec NiMn en version TOP et BOTTOM mais sans succès. En effet, malgré le recuit d'activation thermique de la phase L_{10} du NiMn (voir chapitre 4), aucun décalage de cycle n'a pu être observé dans aucune des configurations. Ceci pourrait tout d'abord être expliqué par la dégradation du CoFeHfN lors du recuit thermique comme discuté précédemment dans le paragraphe 7.3.2. Il existe une explication plus plausible liée à l'absence de phase antiferromagnétique dans le NiMn. Ceci est confirmé par les résultats de diffraction X en incidence rasante comme montré sur la figure 7.13. Nous n'observons pas en effet la levée de dégénérescence des pics (200) en 2 pics (comme discuté dans le chapitre 4, paragraphe 4.2.3) malgré le recuit, ce qui traduit l'absence de phase L_{10} dans le NiMn, et donc l'absence d'échange.

L'hypothèse que nous proposons est la destruction de l'ordre chimique du NiMn par la diffusion d'atomes d'azote, qui sont extrêmement mobiles depuis la couche de CoFeHfN vers la couche du NiMn lors du recuit. L'introduction d'une fine couche de CoFeHf (50 Å) non nitrurée en guise de barrière de diffusion n'améliore pas les propriétés. Le constat d'une apparente incompatibilité entre couche F nitrurée et NiMn a été confirmé pour différente teneur en azote ainsi qu'avec le FeHfN [210]. Nous en concluons à l'impossibilité d'utiliser cette combinaison.

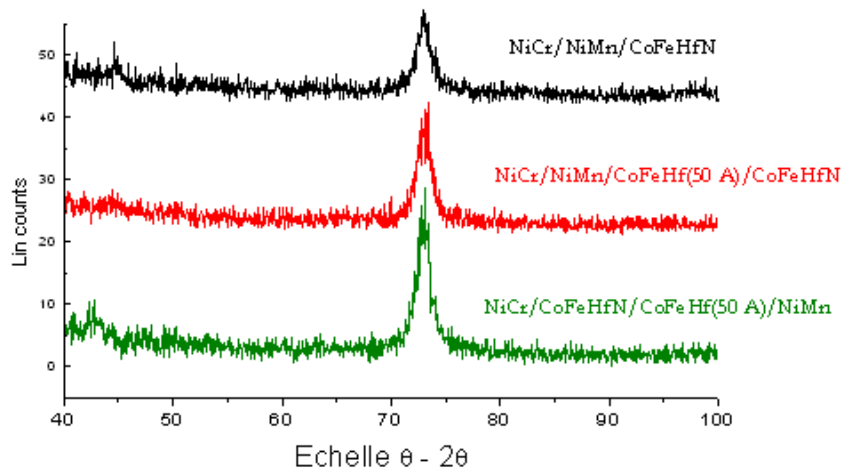


FIG. 7.13 : Spectre de diffraction en incidence rasante de bicouche TOP ou BOTTOM avec CoFeHfN 3% avec ou sans couche de barrière de diffusion CoFeHf

7.3.4 Couplage de CoFeHfN avec IrMn

Le couplage d'échange entre CoFeHfN et IrMn devrait s'avérer plus prometteur puisque IrMn est AF dans l'état brut de dépôt. Par ailleurs, l'IrMn a déjà été couplé avec succès avec FeTaN [90]. Les films étudiés ici ont néanmoins été recuits à 150°C pendant 1 h dans les conditions nécessaires à l'optimisation du couplage d'échange (chapitre 5, paragraphe 5.1.6). De plus, ces conditions sont favorables à l'amélioration des propriétés de CoFeHfN (paragraphe 7.3.2, figure ??). La figure 7.14 représente les spectres de perméabilité des configurations TOP et BOTTOM et sandwich avec IrMn (80 Å) et CoFeHfN(250 Å). Les paramètres associés au modèle LLG correspondant sont donnés dans le tableau 7.5. On remarque tout d'abord que la configuration TOP ne présente quasiment pas de couplage d'échange, le spectre dynamique étant inchangé par rapport à la version non couplée. Il n'y a pas d'explication claire à ce résultat. On peut toutefois penser à une diffusion interstitielle d'atome N au sein de l'IrMn créant ainsi des phases complexes nitrurées, ou encore à une dégradation de l'interface. Le couplage d'échange en version BOTTOM est plus perceptible mais reste nettement plus faible que celui de Co₃₅Fe₆₅. Cela n'est pas surprenant car l'on sait que le couplage entre l'IrMn et le CoFe dépend en partie de l'aimantation à saturation de ce dernier (voir figure 5.5 du chapitre 5 d'après Tsunoda *et al.* [74]). Un M_s plus faible comme observé pour CoFeHfN aboutit à un couplage plus faible. On note par ailleurs que l'amortissement bien que légèrement supérieur à celui du film non couplé reste très faible, ce qui indique que l'amortissement extrinsèque associé aux mécanismes propres au couplage d'échange reste ici modéré.

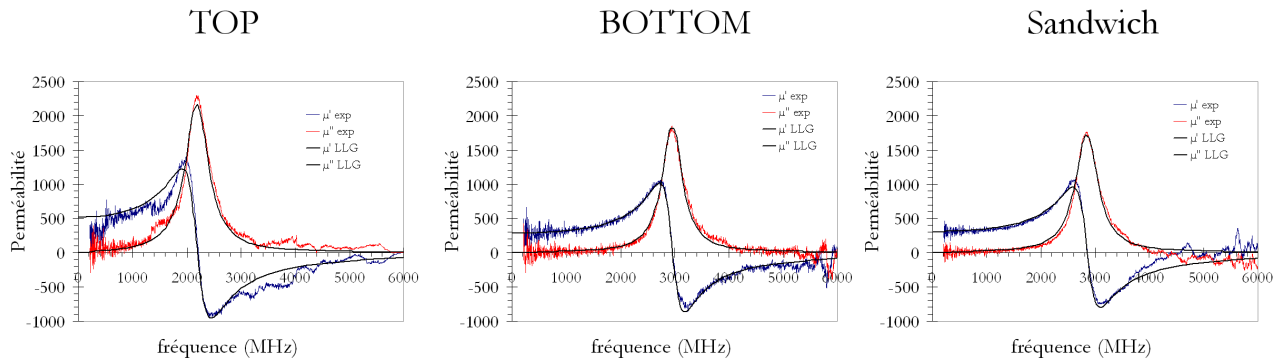


FIG. 7.14 : Spectres de perméabilité pour les configurations TOP, BOTTOM ($e_F = 250 \text{ \AA}$) et sandwich ($e_F = 500 \text{ \AA}$) avec CoFeHfN 3% et IrMn (80 \AA). Les paramètres du modèle LLG sont reportés dans le tableau 7.5

		Mesures statiques				Mesures dynamiques			
		$4\pi M_s$ (G)	H_{ex} (Oe)	H_k (Oe)	$f_{FMR,theo}$ (MHz)	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
TOP	250 \AA	16500	2	40	2430	2222	516	32	0.0105
BOTTOM	250 \AA	16500	24	82	3256	2962	284	58	0.009
sandwich	500 \AA	16500	13	60	2984	2860	258	64	0.011

TAB. 7.5 : Paramètres statiques utilisés pour le modèle LLG de la figure 7.14 pour les configurations TOP, BOTTOM et sandwich pour CoFeHf 3%(250 \AA) et IrMn (80 \AA) avec $\gamma = 3 \text{ MHz/Oe}$

Le cas de la configuration sandwich découle naturellement des deux cas précédents et on n'est pas étonné de constater qu'elle se comporte de façon quasi-équivalente à la configuration BOTTOM. Il n'y a donc pas d'intérêt ici au cumul de l'AF de part et d'autre de F. La valeur représentative de J_{ex} peut être estimée à $\sim 0,08 \text{ erg.cm}^{-2}$, ce qui est 85% en dessous de celle observée pour $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ doublement couplé. Le compromis CoFeHfN avec IrMn n'est donc pas pleinement satisfaisant puisque les fréquences adressables n'excèdent que de peu 3 GHz. Par contre, les pics de résonance sont particulièrement fins, ce qui pourrait être mis à profit ultérieurement.

7.3.5 Couplage de CoFeHfN avec NiO

A l'inverse de NiMn et de IrMn, l'établissement du couplage d'échange avec NiO ne pose pas de problème particulier. Ce dernier ne reste exploitable qu'en configuration sandwich comme nous l'avons vu précédemment.

Configuration sandwich

La figure 7.15 présente le spectre de la configuration sandwich NiO(250 \AA)/ CoFeHf 3% (1000 \AA)/ NiO(250 \AA) sans recuit. Les paramètres d'extraction du modèle LLG dans les deux cas sont décrits

dans le tableau 7.6.

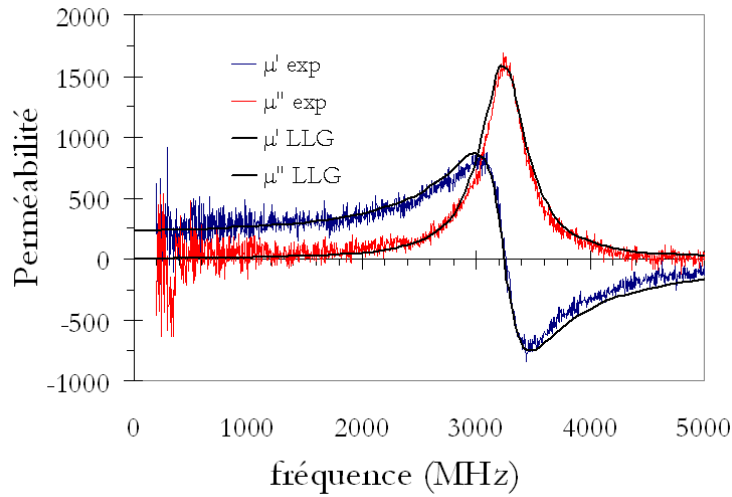


FIG. 7.15 : Spectres de perméabilité pour la configuration sandwich $\text{NiO}(250\text{\AA})/\text{CoFeHfN}(1000\text{\AA})/\text{NiO}(250\text{\AA})$

Mesures statiques				Mesures dynamiques			
$4\pi M_s$ (kG)	H_{ex} (Oe)	H_k (Oe)	$f_{FMR,theo}$ (MHz)	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
16.5	10	50	2730	3241	236	70	0.01

TAB. 7.6 : Paramètres statiques utilisés pour le modèle LLG de la figure 7.15 pour la configuration sandwich $\text{NiO}(250\text{\AA})/\text{CoFeHf} 3\% (1000\text{\AA})/\text{NiO}(250\text{\AA})$ avec $\gamma = 3 \text{ MHz/Oe}$

L'association de CoFeHfN et NiO est donc plus favorable à l'établissement du couplage d'échange dont l'intensité $J_{ex} = 0.16 \text{ erg.cm}^{-2}$ est à peu près inchangée par rapport à celle de l'alliage de $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$. On aboutit à un décalage vers les hautes fréquences similaires avec ici l'avantage d'un amortissement nettement moins marqué ($\alpha \sim 0.01$ contre 0.025). On a pu vérifier par ailleurs qu'un recuit à 150°C pendant 1 h conduisait à des modifications tout à fait marginales des propriétés de l'empilement, signe que la diffusion de l'azote dans NiO ou ses conséquences sur l'interface sont quasiment inexistantes. On peut donc se risquer à conclure que l'incompatibilité avec l'azote vient du caractère ordonné de l'AF avec NiMn, et IrMn dans une moindre mesure.

Configuration à itérations multiples

Cette compatibilité réduit considérablement le cadre de l'étude d'empilements multiples à forte résistivité vis-à-vis de la problématiques des courants de Foucault. Nous ne pouvons comparer que le spectre dynamique de la configuration $[\text{CoFeHfN}/\text{NiO}] \times 4$ avec celui de $[\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}/\text{NiO}] \times 4$, comme illustré sur la figure 7.16. Les propriétés statiques relevant du couplage d'échange sont données dans le tableau 7.7.

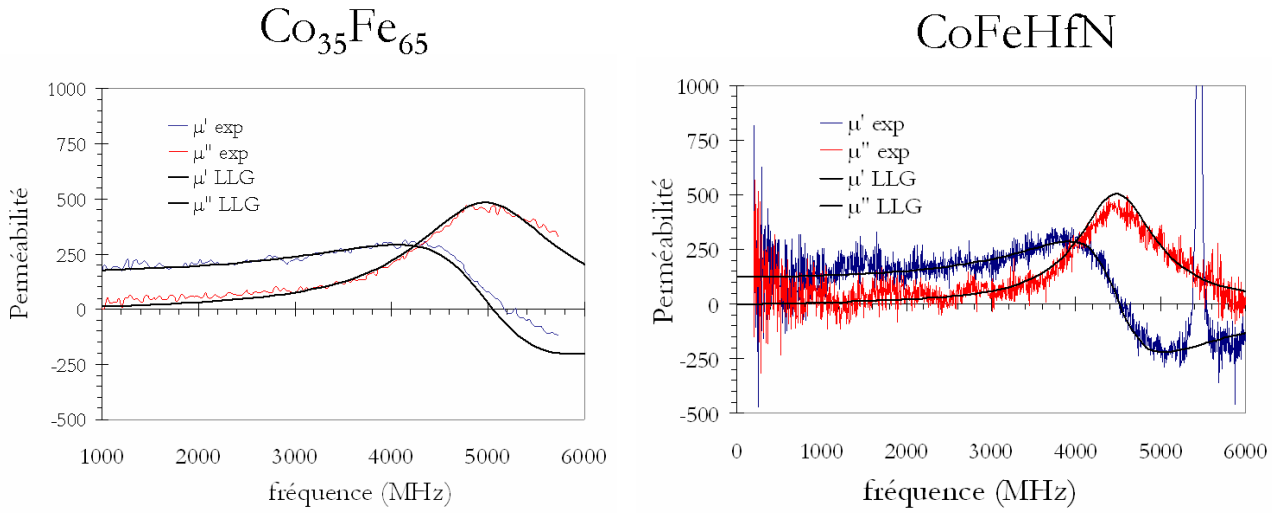


FIG. 7.16 : Spectres de perméabilité pour les configurations sandwich $NiO(250\text{\AA})/[CoFe(HfN)(250\text{\AA})/NiO(250\text{\AA})] \times 4$ avec $Co_{35}Fe_{65}$ et $CoFeHfN$, respectivement

	Mesures statiques					
	$4\pi M_s$ (G)	H_{ex} (Oe)	J_{ex} (erg.cm ⁻²)	H_c EA (Oe)	H_k (Oe)	$f_{FMR,theo}$ (MHz)
$Co_{35}Fe_{65}$	21500	25	0.10	36	70	3340
$CoFeHfN$	16500	30	0.01	36	95	3505

TAB. 7.7 : Comparaison des propriétés magnétiques statiques pour les configurations sandwich $NiO(250\text{\AA})/[CoFe(HfN)(250\text{\AA})/NiO(250\text{\AA})] \times 4$ avec $Co_{35}Fe_{65}$ et $CoFeHfN$ associées à la figure 7.16

	Mesures dynamiques					
	γ	f_{FMR} (MHz)	μ'_{DC}	$H_{k,dyn}$ (Oe)	$H_{k,rot}$ (Oe)	α
$Co_{35}Fe_{65}$	2.8	5040	125	165	95	0.025
$CoFeHfN$	3	4540	122	135	80	0.022

TAB. 7.8 : Comparaison des propriétés magnétiques dynamiques pour les configurations sandwich $NiO(250\text{\AA})/[CoFe(HfN)(250\text{\AA})/NiO(250\text{\AA})] \times 4$ avec $Co_{35}Fe_{65}$ et $CoFeHfN$ associées à la figure 7.16

Comme précédemment observé, les caractéristiques du couplage d'échange en statique avec NiO perdurent avec le nombre d'itération. Le comportement dynamique va dans le même sens à la différence près que la contribution de $H_{k,rot}$ et la fréquence de résonance sont inférieures dans le cas du $CoFeHfN$. A l'inverse, l'amortissement pour les épaisseurs cumulées est sensiblement plus faible (-10%). Il est possible de l'attribuer à la minimisation de la contribution aux courants de Foucault avec la version résistive du CoFe car nous avons vu que l'effet de lamination isolante pour une épaisseur de 250 Å de NiO n'est pas très efficace. Mais l'amélioration de α peut également être imputable à la

valeur intrinsèquement plus faible de α_{int} ici avec la version nitrurée de CoFeHfN.

7.3.6 Conclusion

Malgré de nombreux efforts, le constat posé en préambule à cette partie à propos de la problématique des courants de Foucault non résolue reste en partie vrai. Aucune des solutions envisagées avec la version nitrurée hautement résistive du CoFe ne s'est avérée concluante. Pourtant, il s'agit de l'alternative a priori la plus prometteuse notamment avec IrMn. Il serait donc utile de pousser la compréhension du phénomène limitant grandement l'établissement du couplage d'échange avec les AF à phase ordonnée. Il peut en sortir des solutions aux limitations observées avec éventuellement d'autres AF non étudiés ici (PtMn, FeMn, ferrimagnétiques comme CoFe₂O₄...).

Au stade de cette étude, nous n'irons pas plus loin et choisirons de nous limiter pour la suite à des épaisseurs cumulées relativement modérées pour la validation de l'intérêt de ces matériaux par l'intégration. De plus, du point de vue technologique, il est toujours possible de palier à la problématique des courants de Foucault par l'introduction d'une couche de silice (SiO₂) par exemple au moment de la fabrication du dispositif et du dépôt du matériau, ce qui jouera le rôle de laminations malgré l'ajout d'étapes supplémentaires.

7.4 Au delà du modèle LLG

Indépendamment des considérations applicatives qui ne sont pas toutes résolues, l'utilisation du couplage d'échange ouvre également à de nouveaux concepts que nous nous proposons de regarder ici, souvent de manière préliminaire. Il s'agit alors de s'écarter du modèle classique LLG en jouant sur les propriétés dynamiques que peuvent offrir ces multicouches. Ceci est l'objet de ce paragraphe.

7.4.1 Multicouches à Anisotropies Croisées (CAM)

Les films à couplage d'échange présentent des propriétés magnétiques dynamiques intéressantes mais uniquement à 90° de la direction de piégeage (voir chapitre 3, paragraphe 3.5). Ils ne peuvent donc être utilisés que selon une direction (HA), ce qui représente souvent une limitation forte en termes d'applications, notamment planaires où deux directions perpendiculaires sont souvent nécessaires pour la canalisation du flux (inductances spirales, toroïdales...) Une utilisation plus complexe du couplage d'échange peut apporter une solution à cette limitation comme nous allons le discuter.

Principe et réalisation

Afin d'obtenir un matériau possédant au moins deux directions exploitables du point de vue dynamique, il est naturel de vouloir superposer deux ou plusieurs couches dont les axes d'anisotropie sont décalés par exemple à 90°. Ce concept de CAM pour "Crossed Anisotropic Multilayers" a déjà fait l'objet de développement [80, 214, 212], notamment avec des couches de CoNbZr [23]. Nous en reprenons ici le principe ici avec l'utilisation du couplage d'échange comme illustré sur la figure 7.17. Nous avons donc réalisé un multicouche composé de deux sandwichs NiMn(500Å) / Co₃₅Fe₆₅(500Å) / NiMn(500Å) dont les directions de piégeage sont orientées à 90° l'une de l'autre. Ceci a été réalisé expérimentalement par le dépôt du premier sandwich F1 sous champ, suivi d'une rotation du substrat de 90° avant le dépôt du deuxième sandwich F2 sous champ également. Le recuit thermique pour

l'activation du NiMn a été réalisée ensuite sans champ afin de ne pas perturber l'orientation respective des deux sandwiches. Cette procédure de recuit avait auparavant été testée sur des sandwiches simples qui présentent des propriétés similaires aux couches déposées avec champ. Le schéma et les cycles d'hystérésis correspondant à cette structure CAM sont décrits sur la figure 7.17. Par convention, on

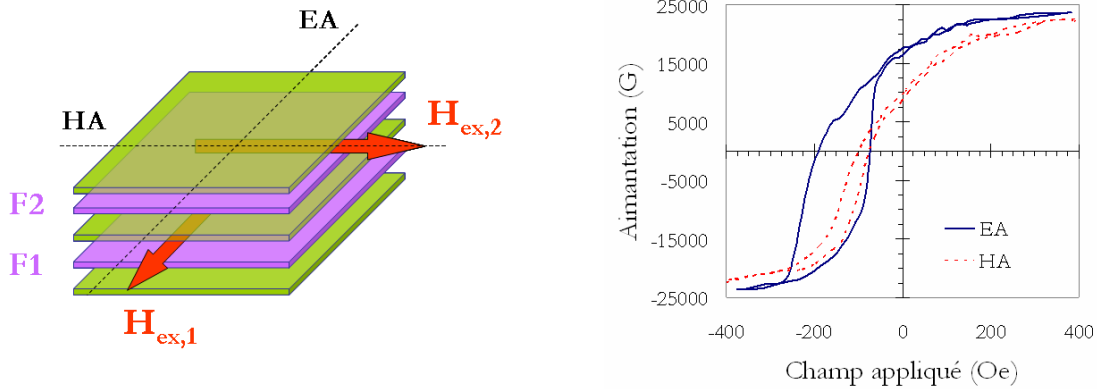


FIG. 7.17 : Schéma de principe du CAM réalisé par la superposition de deux couches sandwich avec leurs axe de piégeage à 90° l'une de l'autre et les cycles d'hystérésis correspondants.

garde l'appellation "axe facile" la direction de piégeage du premier sandwich. On remarque que les cycles d'hystérésis sont similaires dans les deux directions, et qu'ils résultent de l'addition des comportements en axe facile et en axe difficile des sandwiches simples présentés sur la figure ?? du chapitre 4. Le comportement est globalement isotrope. Les décalages des cycles des couches F1 (127 Oe) et F2 (98 Oe) sont en bon accord avec la valeur de champ d'échange obtenue pour un sandwich simple ($H_{ex} = 109$ Oe, d'après le tableau 4.4) du chapitre 4), même si le décalage de cycle selon HA correspondant au champ d'échange de la couche F2, est un peu plus faible. La symétrie n'est pas parfaite du fait d'une incertitude sur les angles mis en jeu du fait de la manipulation délicate du substrat pendant le dépôt.

Propriétés dynamiques

Les spectres de perméabilité d'une telle structure selon les deux directions EA et HA sont représentés sur la figure 7.18. A la grande différence des configurations sandwich unitaires que nous avons observées jusque là, la structure CAM offre deux spectres de perméabilité dynamique à 90° que l'on peut considérer comme identiques, aux problèmes de dissymétrie près. Les fréquences de résonance observées selon ces deux axes sont similaires et du même ordre de grandeur que celle d'un sandwich unitaire. Les coefficients d'amortissement sont également semblables. Seule l'amplitude de la perméabilité est divisée par deux environ. En effet, l'épaisseur totale cumulée de CoFe dans le CAM est de 1000\AA mais seule une couche sur deux est active lors de l'excitation RF. Tout se passe comme si chacune des couches répond individuellement à l'excitation RF. Or, c'est le volume total de CoFe qui est pris en compte lors de la mesure de perméabilité. On peut considérer alors que la perméabilité mesurée selon le champ hyperfréquence est la moyenne des perméabilités μ_i de chaque couche pondérée par leur épaisseur respective e_i , ce qui donne :

$$\mu_{eff} = \frac{\sum_i \mu_i e_i}{\sum_i e_i} \quad (7.2)$$

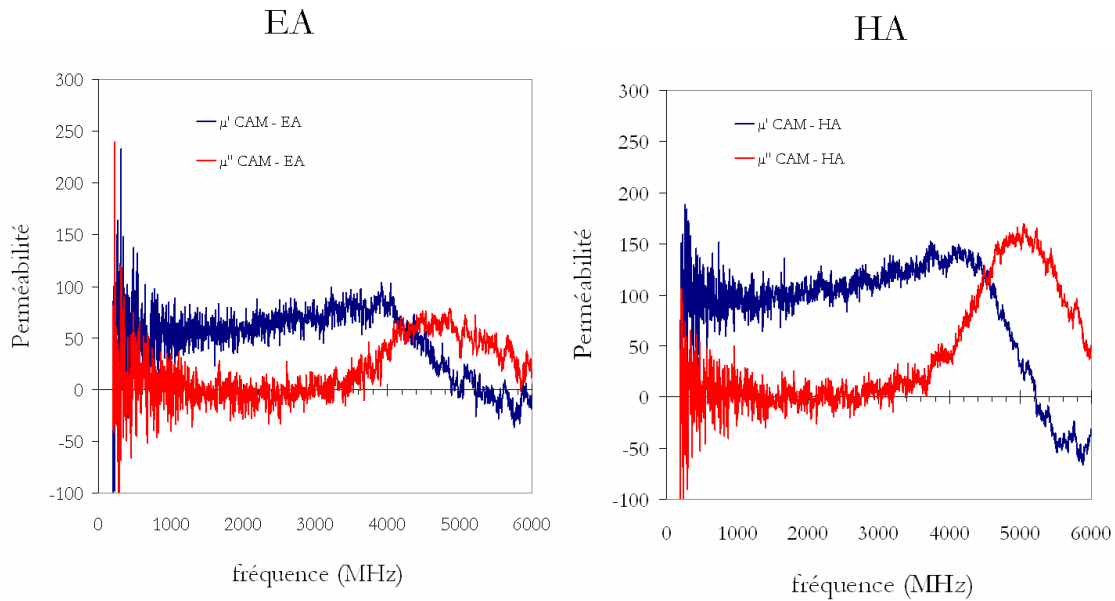


FIG. 7.18 : Spectres expérimentaux de perméabilité pour la configuration CAM selon l'axe facile (EA) et l'axe difficile (HA)

En reprenant le formalisme du modèle LLG général décrit au chapitre 2, on peut établir une équation analytique décrivant le comportement dynamique de la structure CAM, ce qui donne :

$$\mu_{eff}(f) = \frac{\sum_i e_i \times \mu_{LLG}(f) \sin^2 \psi + e_i \times \mu_{LLG}(f) \sin^2(\frac{\pi}{2} - \psi)}{\sum_i e_i} \quad (7.3)$$

L'empilement CAM présente donc une perméabilité modélisable en théorie identique dans toutes les directions de l'espace, et dont l'amplitude vaut la moitié de la perméabilité classique selon l'axe difficile lorsque l'on se réduit à deux couches d'épaisseurs égales comme ici. La forme de la résonance est identique (f_{FMR} et α) sous réserve que les deux couches présentent les mêmes caractéristiques. D'un point de vue plus applicatif, ce résultat peut être très avantageux car cette technique d'anisotropie croisée permet de déposer un seul niveau de matériau magnétique au lieu de deux, ce qui réduit significativement les étapes technologiques, par exemple pour les inductances spirales de la micro-électronique et les inductances toroïdales de puissance. Ceci ne présente toutefois un réel intérêt que pour les bâti de dépôt où la direction du champ appliqué peut être variée.

7.4.2 Multicouches à gradient d'anisotropie

Principe et réalisation

Dans le même ordre d'idée, il est également possible de réaliser des multicouches à gradient d'anisotropie. En effet, nous avons vu qu'en jouant sur e_F , nous pouvons contrôler l'anisotropie induite. L'empilement multiple de couches F d'épaisseurs respectives différentes résulte en un multicouche avec des anisotropies différentes, et donc des fréquences de résonance qui peuvent être multiples (séparées ou enchevêtrées). Nous avons réalisé ce multicouche sur la base d'un empilement avec NiMn avec deux couches de $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ de deux épaisseurs différentes 500 Å et de 150 Å, respectivement. Le champ magnétique est appliqué pendant le dépôt dans la même direction cette fois, qui coïncide avec

celle du champ pendant le recuit. Le cycle d'hystérésis correspondant est présenté sur la figure 7.19. On retrouve bien selon l'axe facile l'addition de deux cycles d'hystérésis décalés de 110 Oe et de 320 Oe correspondant bien aux épaisseurs de 500 Å et 150 Å, respectivement. L'effet sur l'axe difficile est moins évident puisqu'il s'agit de l'addition de deux droites de pentes différentes.

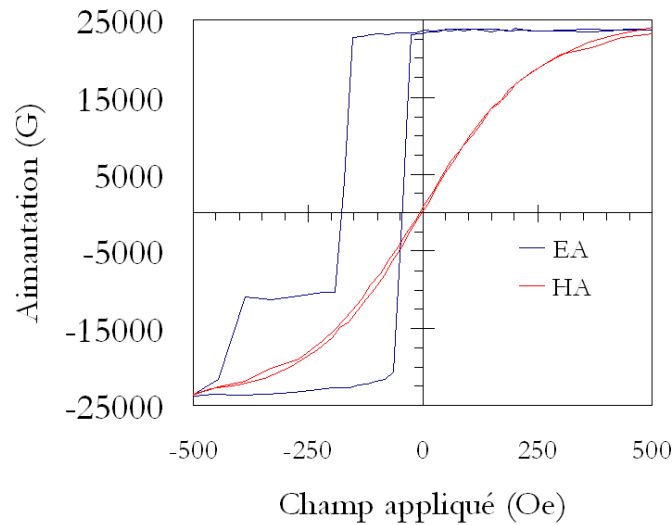


FIG. 7.19 : Cycles d'hystérésis représentatif d'un empilement multiple à gradient d'épaisseur NiMn/ $Co_{35}Fe_{65}(500\text{\AA})/NiMn/Co_{35}Fe_{65}(150\text{\AA})/NiMn$

Propriétés dynamiques

Le comportement dynamique de cet empilement n'a pu être observé expérimentalement dans le cadre de cette thèse. On peut s'attendre à mesurer deux pics de résonance différents centrés respectivement à 5.2 GHz et 9.6 GHz, correspondant aux anisotropies de 155 Oe et de 505 Oe pour les couches d'épaisseur 500 Å et 150 Å des deux couches F1 et F2. Nous nous limiterons donc à l'extrapolation théorique par le modèle LLG du comportement dynamique de ce multicouche, comme décrit sur la figure 7.20 a). Ceci se justifie par le fait que les deux pics de résonance sont à priori bien séparés et en première approximation indépendants l'un de l'autre. L'amplitude des deux pics est pondérée par les épaisseurs respectives. Cette justification s'appuie également sur l'observation d'un résultat similaire a déjà été obtenu en 2003 par Acher *et al.* pour un système similaire *et al.* [169]. Dans la configuration étudiée, une couche de NiFe est couplée par deux couches d'IrMn tandis qu'une deuxième couche de NiFe n'est couplée qu'à une seule interface. Cette configuration crée de façon analogue une différence d'anisotropie entre deux couches de NiFe. Le spectre expérimental correspondant est présenté figure 7.20 b). Il présente deux pics de résonance distincts attribuables à chaque couche de NiFe et leur modélisation par la superposition des deux comportements individuels issus du modèle LLG (comme dans notre cas) est relativement conforme à l'expérience. Ces multicouches à gradients d'anisotropie peuvent offrir des alternatives aux solutions de filtrage, en les associant à des lignes coplanaires microstrips [19], par exemple. Ils peuvent réaliser des structures à absorptions gyromagnétiques multiples, séparées pour du filtrage multicanaux, ou enchevêtrées pour du filtrage sur bande élargie.

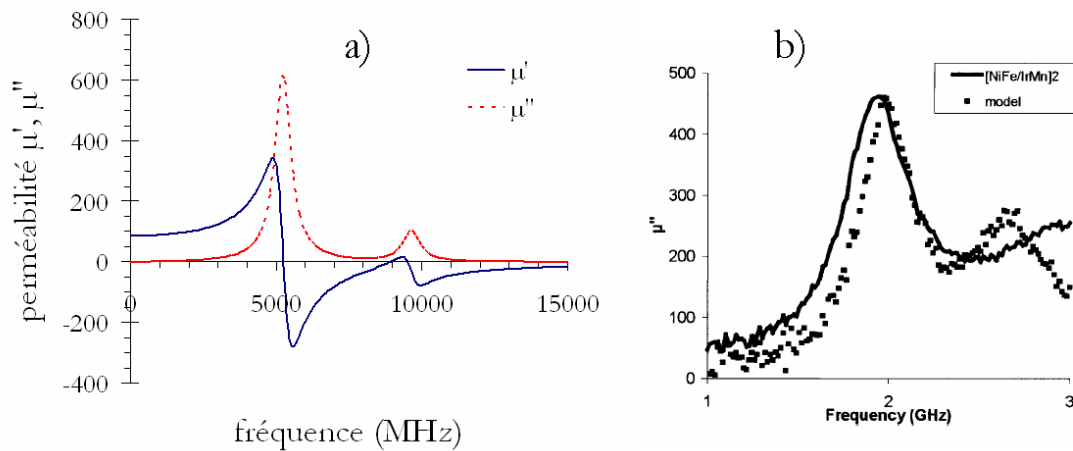


FIG. 7.20 : a) Extrapolation selon le modèle LLG de la réponse théorique dynamique de la configuration à gradient d'anisotropie $\text{NiMn}/\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500\text{\AA})/\text{NiMn}/\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(150\text{\AA})/\text{NiMn}$, et b) spectres expérimental et théorique d'une configuration $[\text{NiFe/IrMn}]_2$ d'après Acher et al. [169]

7.5 Conclusion

Nous avons confirmé le potentiel des films à couplage d'échange même s'il reste de nombreux points à résoudre. Malgré une dilution par un AF non négligeable, ces matériaux restent très compétitifs, notamment vis-à-vis des ferrites, en termes de limite de Snoek. Pour la première fois, il est possible d'adresser des fréquences sur la gamme 1- 10 GHz, sans appliquer de champ magnétique extérieur. Par ailleurs, ces films permettent d'adresser des nouvelles solutions originales en tirant parti des propriétés nouvelles du couplage d'échange (CAM, gradient d'anisotropie). Cependant, après de nombreuses tentatives d'optimisation, nous constatons que ces films ne sont pas encore matures pour des applications à fortes épaisseurs. En effet, l'itération successive d'empilements unitaires ne permet pas à l'heure à actuelle de réaliser des facteurs d'amortissement α aussi bon que ceux des matériaux doux classiques. Mais cet amortissement n'est pas pour autant rédhibitoire. De plus, en fonction du cahier des charges du dispositif, le large panel des matériaux étudiés avec les trois AF différents fournit des solutions et compromis divers en termes de f_{FMR} et de perméabilité μ'_{DC} . Enfin, l'évolution de ce type de matériaux reste très ouverte, puisque d'autres couches AF et F peuvent être testées. Enfin, le potentiel de ces matériaux à couplage d'échange ne sera totalement vérifié qu'après l'intégration de ceux-ci dans un dispositif réel. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 8

Intégration en lignes coplanaires

Sommaire

8.1	Introduction	187
8.2	Intégration en lignes coplanaires	187
8.2.1	Filières microsystemes	187
8.2.2	Mesures hautes fréquences	189
8.3	Lignes coplanaires pour l'instrumentation	190
8.3.1	Mode de propagation et pertes d'insertion	191
8.3.2	Lignes avec un plan magnétique	191
8.4	Mesures inductives de la perméabilité	194
8.4.1	Principe	194
8.4.2	Validation de la méthode avec une couche F classique	195
8.4.3	Caractérisations de films AF / F / AF	197
8.4.4	Conclusion	201
8.5	Inductances	201
8.5.1	Spirales planaires vs. lignes coplanaires	201
8.5.2	Validation du concept de lignes coplanaires encapsulées	202
8.5.3	Inductance et facteur de qualité des configurations encapsulées	204
8.6	Filtrage	207
8.6.1	Filtre coupe-bande (stop-band ou notch)	208
8.6.2	Filtre Passe-bas	209
8.7	Conclusion	209

8.1 Introduction

La grande fréquence de résonance des matériaux à couplage d'échange rend leur caractérisation dynamique délicate, voire impossible au delà de 6 GHz avec un appareillage classique comme un perméamètre monospire. Il est donc nécessaire de développer une nouvelle technique de mesure non limitée en fréquence dans la bande d'intérêt (1 à 20 GHz). C'est le cas des lignes coplanaires. Ces lignes peuvent se révéler un outil de perméamétrie efficace sous certaines conditions avec une fréquence de coupure au delà de 40 GHz, ce qui convient à l'étude des matériaux à couplage d'échange. Par ailleurs, le couplage d'échange n'est jamais sorti du domaine du data storage, du moins en termes applicatifs. Après avoir montré qu'il pouvait répondre à des alternatives de matériaux hautement perméables et autopolarisés pour les hyperfréquences, nous abordons ici un terrain quasi-vierge aux niveaux des réalisations. Afin de bien cerner cet aspect, il est important de préciser que seuls les matériaux à couplage d'échange peuvent répondre aujourd'hui à la conception et à la fabrication de dispositifs totalement intégrés et utilisant les circuits magnétiques fermés dans le domaine des hyperfréquences. La fermeture du flux magnétique est en effet l'un des enjeux majeurs en RF, soit pour bénéficier d'effets de confinement locaux très importants, soit pour éliminer les problématiques d'interférences (cross-talk) entre composants ou dispositifs. Un gain considérable sur la compacité des composants individuels aussi bien que sur les circuits complets devient possible au travers des densités surfaciques d'inductance ou d'absorption, qui peuvent être augmentées considérablement.

8.2 Intégration en lignes coplanaires

Notre objectif principal est de réaliser des lignes coplanaires ferromagnétiques sur silicium relativement génériques afin de valider le comportement des matériaux à couplage d'échange et d'en explorer le potentiel au sein de dispositifs intégrés en vue d'applications microondes. Conjointement aux travaux de DRT réalisés au laboratoire par Jean-Philippe Michel [122], nous avons conçu et fabriqué des lignes coplanaires (CPW) en cuivre au caractère très faiblement dissipatif à proximité desquelles nous avons intégré un certain nombre de versions des couches à couplage d'échange que nous avons étudiées précédemment. Les réalisations ont été faites sur substrats de silicium 100 mm à haute résistivité ($\sim 3 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}^{-1}$). Ces lignes pourront réaliser différentes fonctions selon leur design et leur plage d'exploitation en fréquence.

8.2.1 Filières microsystemes

Nous avons réalisé deux familles de dispositifs utilisant des lignes coplanaires, toutes les lignes ayant une longueur de 1 mm, comme présentées par la figure 8.1 :

- la première consiste en des lignes coplanaires "top" où la ligne signal est simplement recouverte par un plan magnétique déposé à plat au-dessus de la ligne. Ces lignes sont à vocation de perméamétrie très haute fréquence (jusqu'à 40 GHz).
- la deuxième consiste en des lignes coplanaires encapsulées "closed" utilisant deux niveaux magnétiques où le niveau magnétique supérieur est déposé à plat au dessus de la ligne signal et également sur des plans latéraux inclinés permettant la fermeture complète du circuit magnétique autour de la ligne signal.

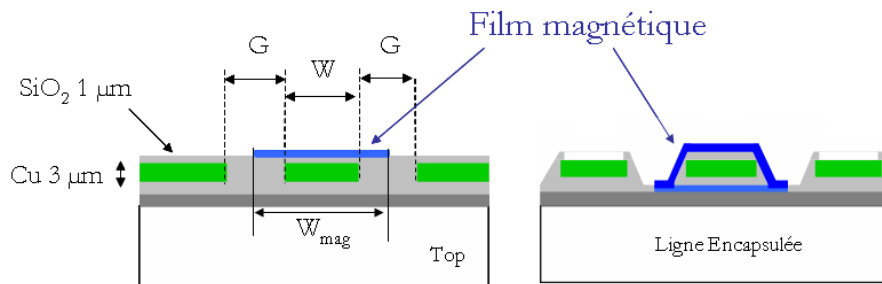


FIG. 8.1 : Schémas des différents types de lignes utilisées

Les étapes technologiques utilisées sont standards pour la filière microélectronique et relèvent d'un procédé damascène pour la réalisation au niveau de cuivre, par exemple. Ces deux familles ont été traitées séparément du point de vue de la fabrication et font l'objet de deux jeux de masques distincts. Elles se différencient principalement par le fait que les gaps (G) sur les lignes de la filière "encapsulée" sont plus larges au regard des largeurs des lignes centrales qu'habituellement observés pour une adaptation 50Ω , et cela pour des raisons de réalisation technologiques du circuit magnétique fermé. Plusieurs types de lignes coplanaires ont été étudiés. On les définit par la largeur de la ligne centrale W et la distance avec les plans de masse G . La largeur des motifs magnétiques W_{mag} a également été une variable pour l'étude. Par exemple, le motif magnétique peut être limité à la largeur de la ligne (ligne "zéro gap"), étendu jusqu'au quart du gap (ligne "1/4 gap"), ou au milieu du gap (ligne "1/2 gap"). Enfin, dans une dernière configuration, le motif arrive en regard des plans de masse, voire recouvre les plans de masse. Le dépôt des couches minces magnétiques a été détaillé dans les chapitres précédents, tandis que le SiO_2 et le cuivre ont été respectivement déposé par PECVD et électrolyse classique. Les détails concernant la liste des motifs, les règles de dessin et le procédé de fabrication sont présentés dans le rapport DRT de J. P. Michel [122]. Un exemple de lignes coplanaires fabriquées est donné sur la figure 8.2.

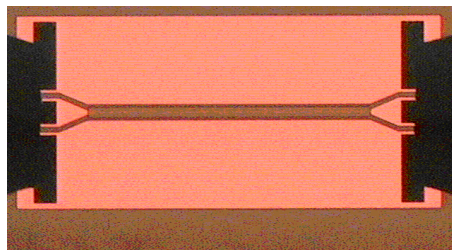


FIG. 8.2 : Exemple d'une ligne coplaire en cuivre de largeur $15 \mu\text{m}$, avec gaps de $21 \mu\text{m}$ et de longueur 1mm avec un plan magnétique "1/2 gap"

L'empilement propre à la filière "encapsulée" se différencie par l'ouverture contrôlée réalisée dans le diélectrique entre les deux plans de masse pour atteindre la couche magnétique inférieure afin de permettre la fermeture du circuit magnétique. Pour des questions de facilité, les motifs magnétiques se terminent au milieu du gap (1/2 gap). Un masque spécifique permet de graver des fentes d'une largeur variable en fonction des conditions d'insolation, ayant des flancs à pente contrôlée dans la gamme 20° à 30° . Le dépôt du matériau magnétique sur ces pentes permet de fermer le circuit magnétique autour de la ligne signal. Nous verrons qu'il y a des conditions très particulières quant à la conservation des

propriétés dynamiques des matériaux déposés sur de tels plans inclinés. Un dessin 3D et une photo représentative des lignes encapsulées sont montrées sur la figure 8.3.

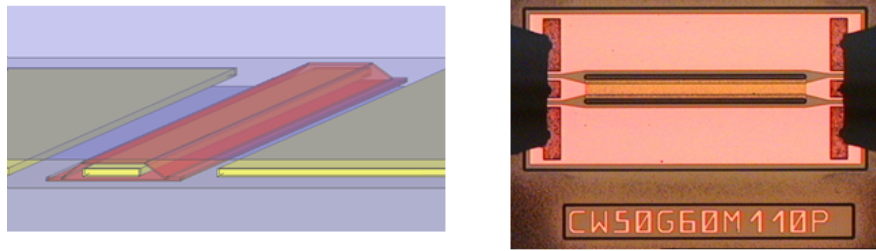


FIG. 8.3 : *Vue 3D et exemple de lignes liCoClo réalisées (les zones sombres correspondent aux fentes réalisées à milieu de gap et ayant des flancs dont la pente est contrôlée à $\sim 20^\circ$)*

8.2.2 Mesures hautes fréquences

Test RF sous pointes

La perméamétrie sur lignes coplanaires est étroitement liée à la précision et à la calibration de la technique de mesure. Le système de test utilisé permet d'effectuer les mesures des paramètres S directement sur le substrat. Il se décompose en plusieurs éléments (figure 8.4) :

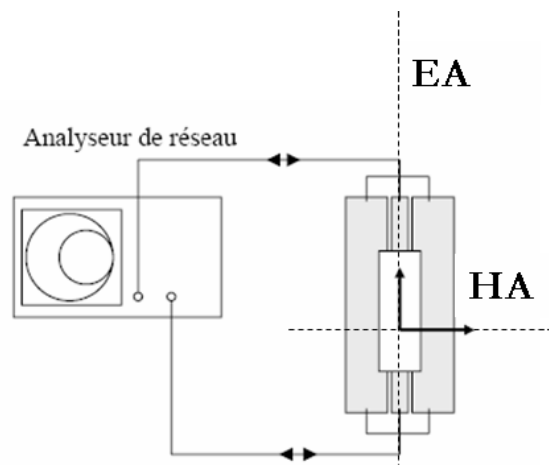


FIG. 8.4 : *Schéma du dispositif de test*

Le substrat comportant les lignes est placé sur une station semi-automatique équipée d'un système de mesure sous pointes. L'asservissement permet de se déplacer et de mesurer automatiquement vers les différentes puces présentes sur la plaquette. Les pointes sont montées sur des porte-pointes à déplacements micrométriques en xyz permettant un positionnement précis sur le dispositif et assurent une transition coaxiale-coplanaire à 50 Ohms entre les pointes et les câbles RF. Les pointes sont ainsi connectées à un analyseur de réseau vectoriel (VNA) avec une bande passante de 40 GHz. Ce montage illustré sur la figure 8.5 permet la mesure automatique des puces désirées, après calibrage de

l'analyseur et alignement du substrat. Ce dispositif permet donc une mesure vectorielle, ce qui permet d'obtenir à la fois l'amplitude et la phase du signal qui nous intéresse.

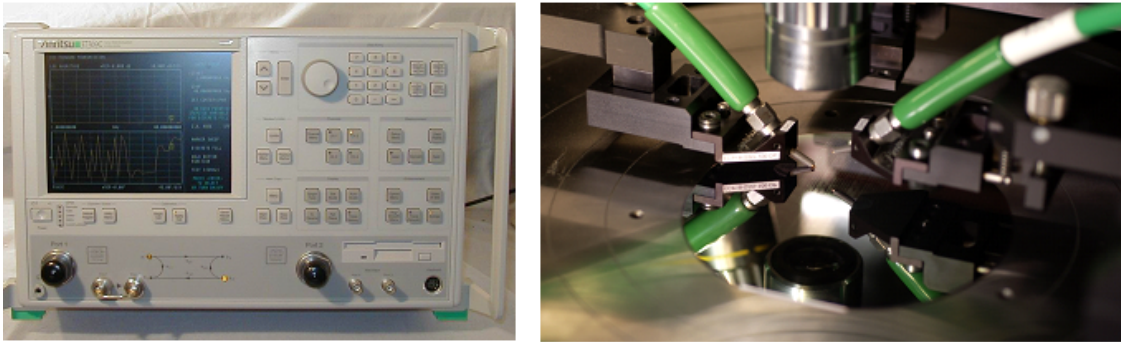


FIG. 8.5 : *Vue de l'analyseur vectoriel de réseau (VNA) et du montage sous pointes. Le VNA est ANRITSU 37369A, les pointes des Infinity Cascade et la station sous pointes une Karl Suss PA 300*

Calibration et "épluchage" (de-embedding)

La première étape, absolument nécessaire avant toute mesure de paramètres S en haute fréquence, consiste à effectuer un calibrage de l'analyseur vectoriel de réseau. Son but est d'amener les plans de référence de l'onde générée par la source de l'analyseur au niveau des accès du dipôle étudié en supprimant les erreurs systématiques dues au système de test (désadaptation, pertes dans les câbles et dans les pointes, capacités de couplage entre pointes, inductances parasites, réflexions au niveau des connecteurs et imperfections de l'analyseur vectoriel de réseau). Le principe du calibrage est de mesurer des éléments dont la réponse est parfaitement connue (capacité d'un circuit ouvert, inductance d'un court circuit). A partir de ces mesures, un programme de calcul implémenté dans l'analyseur permet de déterminer les coefficients d'erreur correspondant aux erreurs mentionnées ci-dessus [10]. Après calibrage, il est nécessaire d'amener le plan de référence de l'onde au plus près de l'élément à caractériser faisant partie du dispositif de test complet. Le but de cet épluchage est précisément de ramener le plan de référence au delà des plots d'accès, en entrée et sortie de la ligne coplanaire proprement dite, et ainsi de corriger les éléments parasites tels que les résistances de contact et les capacités dues aux plots d'accès.

8.3 Lignes coplanaires pour l'instrumentation

Comme nous l'avons vu, la plage en fréquence pour la caractérisation dynamique des matériaux à couplage d'échange est amputée vers les hautes fréquences dès 6 GHz pour des questions de limitations (coupure LC) des techniques macroscopiques utilisées. Bien que plus lourd à mettre en oeuvre puisque nécessitant l'étape d'intégration du film, les lignes coplanaires intégrées repoussent naturellement cette limite à plus de 40 GHz. Avant d'envisager une mesure de perméabilité sur ces lignes, il est nécessaire d'étudier leur comportement à vide en transmission et en réflexion afin de pouvoir dissocier les effets de la ligne des effets du matériau magnétique.

8.3.1 Mode de propagation et pertes d'insertion

L'ensemble des caractéristiques des lignes à vide (destinées à la perméamétrie ou à la version encapsulée) est disponible dans [122]. Le mode de propagation du signal dans ces lignes est quasi-TEM et la constante d'atténuation reste faible (< 0.4 dB/mm) jusqu'à 40 GHz, ce qui justifie l'approche faibles pertes. Les paramètres S vérifient par ailleurs les relations $S_{11} \approx S_{22}$ et $S_{12} \approx S_{21}$. Par la suite, nous présenterons soit l'un, soit l'autre. La réflexion n'est jamais importante (< -10 dB sur toute la bande) et pourrait être facilement améliorée en vue d'applications futures. De façon générale, le module du coefficient de transmission S_{21} diminue pour les lignes les plus étroites, en accord avec la constante d'atténuation. Enfin, les pertes d'insertion restent inférieures à 1 dB sur toute la bande de fréquence, ce qui permet d'observer les effets magnétiques comme nous le verrons par la suite.

8.3.2 Lignes avec un plan magnétique

Comportements généraux

Avant d'aborder la mesure proprement dite de la perméabilité en lignes coplanaires, il convient également de vérifier un certain nombre de conditions à leur utilisation avec le film magnétique, notamment en termes d'homogénéité de l'excitation RF. Comme il s'agit d'un sujet relativement nouveau dans ce domaine de fréquence, il relève d'interactions complexes aux échelles de l'intégration entre ondes électromagnétiques et couches ferromagnétiques métalliques qui diffèrent fortement de ce qui a pu être établi par le passé avec les ferrites. Nous avons donc opté pour une étude préliminaire reposant sur de nombreuses variantes géométriques pour établir les conditions propices à l'extraction de la perméabilité du film. Nous résumons ici les principaux résultats qui vont conduire à la règle du "mid-gap". Pour les besoins de l'illustration, nous utiliserons ici les lignes avec l'empilement NiMn/[Co₃₅Fe₆₅(500Å)/NiMn]*5, sur lequel nous reviendrons par la suite.

Nous regardons l'effet sur les paramètres S d'un plan magnétique déposé au dessus de la ligne. Les résultats sont illustrés sur la figure 8.6 pour les lignes de largeur $W = 15 \mu\text{m}$ et de gap $G = 21 \mu\text{m}$. Le plan magnétique voit sa largeur W_{mag} varier de 15 à 57 μm . Les configurations sont illustrées sur la figure 8.7 Sur le module S_{12} qui traduit la transmission du signal, nous voyons immédiatement l'effet important du pic de résonance gyromagnétique sur l'absorption du signal. On note que la fréquence correspondante augmente en réduisant la taille du motif magnétique W_{mag} , du fait de l'augmentation des champs démagnétisants. Plusieurs comportements diffèrent significativement du point de vue des conditions d'excitation :

- pour $W_{mag} = W = 15 \mu\text{m}$: le plan magnétique recouvre la ligne centrale. Le pic de résonance est observé à 13.3 GHz avec une absorption à -1.6 dB, soit -1.1 dB par rapport à la ligne à vide.
- pour $W_{mag} = 25.5 \mu\text{m}$: le plan magnétique arrive au quart du gap du dispositif. Le pic résonance est observé à 10.6 GHz avec un pic d'absorption à -2.4 dB, soit -2 dB par rapport à la ligne à vide.
- pour $W_{mag} = 36 \mu\text{m}$: le plan magnétique arrive à la moitié du gap du dispositif. Le pic résonance est observé à 9 GHz avec un pic d'absorption à -2.2 dB, soit -1.8 dB par rapport à la ligne à vide.
- pour $W_{mag} = 57 \mu\text{m}$: le plan magnétique arrive au niveau des plans de masse. On observe alors deux pics de résonance distincts : 7.9 et 11.6 GHz, d'absorption de -1.5 et -2.1 dB respectivement.

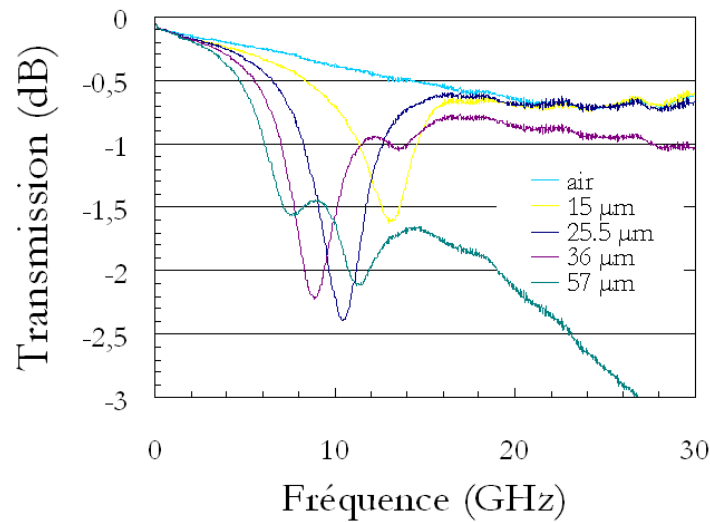


FIG. 8.6 : Effet de la largeur du plan magnétique sur les paramètres S_{12} d'une ligne ($W = 15 \mu\text{m}$ et $G = 21 \mu\text{m}$) avec un plan magnétique NiMn/ $[\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500\text{\AA})/\text{NiMn}] \times 5$

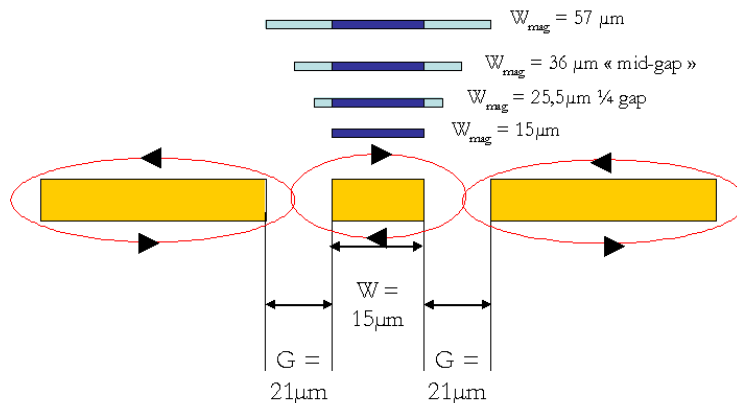


FIG. 8.7 : Schéma de la ligne coplanaire avec plans magnétiques de différentes largeurs W_{mag}

Champs démagnétisants

Indépendamment des conditions d'excitation, le recours à des plans magnétiques de dimension finie implique la prise en compte des effets démagnétisants. L'augmentation de la fréquence de résonance avec la réduction de largeur des plans en est l'illustration. Ainsi, les lignes coplanaires ne vont pas permettre une mesure directe de la perméabilité intrinsèque du film, mais celle d'une perméabilité effective dont il faudra corriger la contribution des champs démagnétisants après calcul préalable de ces derniers. Afin d'illustrer ces propos, les valeurs de f_{FMR} sont reportées en fonction de W_{mag} ainsi que le calcul du théorique correspondant d'après la formule de Kittel sur la figure 8.8. Les coefficients de champs démagnétisants ont été calculés à l'aide de la formule d'Aharoni [3].

L'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques est excellent, ce qui confirme que le formalisme LLG est tout à fait adapté pour décrire le comportement dynamique des films à couplage d'échange une fois intégré dans des structures micrométriques avec prises en compte des effets de

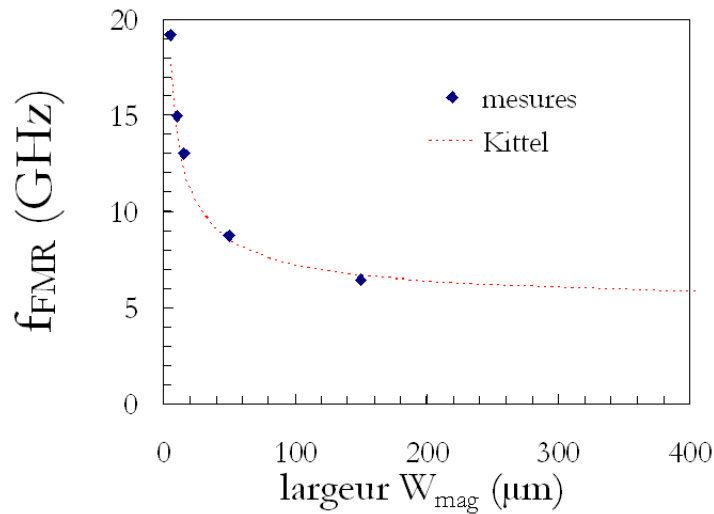


FIG. 8.8 : Fréquence de résonance ferromagnétique expérimentale (f_{FMR}) en fonction de la largeur du plan magnétique W_{mag} et courbe théorique (pointillé) issue de la formule de Kittel

dimensionnels. Ceci est très encourageant pour la perméamétrie sur lignes coplanaires puisqu'à partir de ces mesures et des coefficients démagnétisants calculés par la formule d'Aharoni pour le film considéré, nous sommes en mesure de remonter aux grandeurs intrinsèques du film (μ'_{DC} , f_{FMR} , H_k). A noter par ailleurs que les champs démagnétisants ne modifient en aucun cas l'amortissement α qui peut être extrait directement à partir de la largeur à mi-hauteur.

Conditions d'excitation

Indépendamment des considérations sur la perméabilité elle-même et sur le volume de matériau présent, l'analyse de la différence entre le niveau maximum d'absorption avec un plan magnétique et la valeur correspondante pour la ligne à vide est révélatrice des conditions d'excitation. En effet, on constate que cette différence passe par un maximum pour la configuration "quart de gap". Elle diminue ensuite très significativement au delà de la configuration "mid-gap". Enfin, le comportement devient nettement plus complexe lorsque le plan magnétique tangente les rubans de masse. On voit alors apparaître un second pic de résonance d'origine magnétique suivi par un effet typiquement capacitif à plus haute fréquence. En s'appuyant sur la figure 8.7, nous pouvons établir les constats suivants. Les configurations en deçà du 1/2 gap (règle du mid-gap) sont les plus avantageuses en termes d'homogénéité de l'excitation du matériau présent au dessus de la ligne. La configuration 1/4 gap est quant à elle la plus efficace en terme d'interaction onde et matière. Ceci pourra être recherché pour les applications dans un deuxième temps. Pour les configurations au delà du mid-gap, la partie centrale du matériau magnétique, jusqu'au milieu des gaps, est excitée dans un sens alors que les bords (au-delà du milieu des gaps) sont excités en opposition de phase. De plus, la composante verticale du champ magnétique dans les gaps doit être prise en compte. Il s'en suit une création de pôles démagnétisants au sein du matériau, responsables d'une fréquence de résonance plus élevée que celle que l'on peut estimer comme précédemment, correspondant aux parties éloignées de la ligne signal. La contribution des pertes d'origine métallique devient également plus importante et contribue artificiellement à l'élargissement des raies.

Suite à ces constats, nous choisissons de ne considérer pour la perméabilité sur lignes coplanaires que les configurations $W_{mag} = W$, c'est-à-dire où le plan magnétique se superpose à la ligne centrale. Ceci nous permet de nous affranchir de tout effet d'inhomogénéité d'excitation au sein de la couche.

8.4 Mesures inductives de la perméabilité

8.4.1 Principe

Sur la base des résultats précédemment énoncés et du très bon accord des fréquences de résonance effectives avec la formule de Kittel, nous pouvons aborder la problématique de l'extraction de la perméabilité complexe dynamique en valeur absolue. Le principe que nous cherchons à exploiter est identique au perméamètre, à savoir mesurer la perturbation induite par l'insertion du matériau magnétique au sein d'une structure inductive [66]. Afin d'illustrer ce principe pour les films à couplage d'échange, nous reprenons sur la figure 8.9 le schéma de coordonnées de la couche mince ferromagnétique introduit au chapitre 2 et repris ensuite pour l'étude dynamique dans le chapitre 3 (paragraphe 3.5) où nous y ajoutons ici la ligne coplanaire.

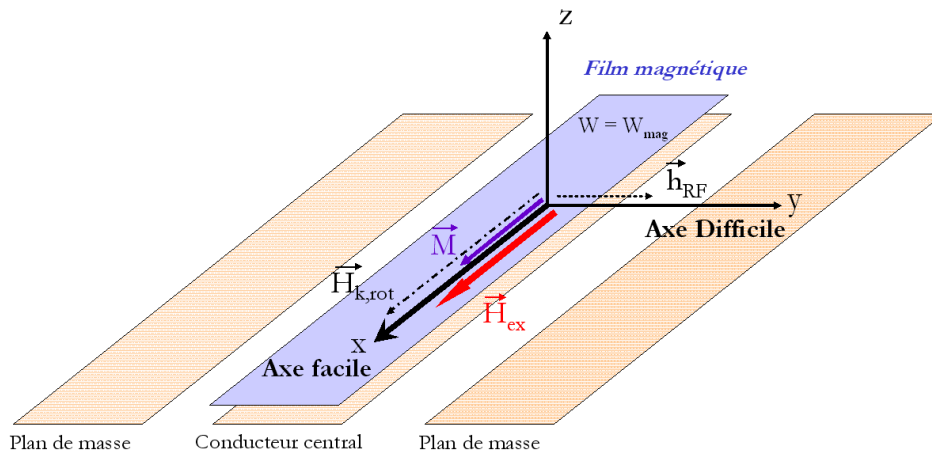


FIG. 8.9 : Schéma de coordonnées de l'aimantation d'un film à couplage d'échange déposé au dessus d'une ligne coplanaire

Comme déjà décrit, on considère que le champ d'échange H_{ex} se comporte comme un champ de bias selon l'axe Ox . Le film va donc être saturé également selon cette direction. Le champ magnétique \vec{h}_{RF} créé par la ligne va exciter la précession de l'aimantation dans l'échantillon, mouvement qui va induire une force électromotrice dans la ligne. Un courant I crée en tout point de l'espace un champ $\vec{H} = \vec{C}I$, \vec{C} étant le coefficient de champ vectoriel au point considéré. Si nous plaçons un échantillon dans une zone de flux d'induction magnétique ϕ supposé homogène, ce qui est le cas au dessus du ruban central pour un échantillon suffisamment fin, le flux magnétique généré par l'échantillon de moment magnétique \vec{m} et de volume V à proximité du conducteur est :

$$\Delta\phi = \mu_0 \vec{C} \cdot \vec{m} = \mu_0 \vec{C} \bar{\chi}_e \vec{C} \cdot I \cdot V \quad (8.1)$$

$\bar{\chi}_e$ étant le tenseur de susceptibilité externe de l'échantillon introduit au chapitre 2. Nous nous intéressons ici uniquement à la susceptibilité χ_{yy} selon l'axe difficile d'aimantation, aligné avec \vec{C} , et nous

négligerons la composante verticale de la susceptibilité ainsi que les termes extra diagonaux. Nous obtenons :

$$\Delta L = \frac{\Delta\varphi}{I} = \mu_0 \vec{C}^2 \chi_{yy} V \quad (8.2)$$

soit :

$$\chi_{yy} = \frac{\Delta L}{\mu_0 \vec{C}^2 V} \quad (8.3)$$

En généralisant à une mesure d'impédance, nous obtenons la susceptibilité complexe :

$$\chi_{yy} = \frac{\Delta Z}{j\omega\mu_0 \vec{C}^2 V} \quad (8.4)$$

ΔZ étant la variation de l'impédance série entre la ligne chargée par une couche magnétique et la ligne sans échantillon. Nous en tirons les termes réel et imaginaire de la perméabilité :

$$\mu' = 1 + \frac{\Delta L}{\mu_0 C^2 V} \quad (8.5)$$

$$\mu'' = \frac{\Delta R}{\omega\mu_0 C^2 V} \quad (8.6)$$

Afin de bénéficier d'une méthode de caractérisation en valeur absolue de μ' et de μ'' , le coefficient C est déterminé au préalable par correspondance avec une mesure conventionnelle dans une plage de fréquence compatible (< 6 GHz) avec un matériau étalon ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). De plus, le fait de travailler avec un système intégré permet de rapprocher le plan magnétique au plus près de la ligne (1 μm) et d'obtenir ainsi un champ de pompage plus élevé qu'avec les méthodes macroscopiques pour lesquelles le matériau est déposé avec son substrat ou une couche d'isolation au dessus d'une ligne. En appliquant le théorème d'Ampère autour du ruban central de largeur W parcouru par le courant I , nous obtenons en première approximation pour un conducteur suffisamment aplati :

$$h_{RF} \approx \frac{I}{2W} \quad (8.7)$$

Nous voyons alors que pour deux lignes de même impédance, excitées à la même puissance par le VNA, h_{RF} (et le coefficient C) sera d'autant plus élevé que le ruban central sera étroit. Nous estimons le champ pompage de l'ordre de 1 à 3 Oe pour les lignes coplanaires de faibles dimensions (5 à 15 μm). Cette amplitude est largement plus grande que celle des champs créés par le perméamètre monopire (de l'ordre de 10^{-3} Oe), ce qui est favorable au rapport signal sur bruit tout en restant suffisamment faible vis-à-vis de l'anisotropie du matériau pour considérer comme valide l'approximation des petits signaux.

8.4.2 Validation de la méthode avec une couche F classique

Nous cherchons dans un premier temps à valider la mesure de perméabilité à l'aide d'un matériau connu dont nous avons mesuré le spectre complet à l'aide du perméamètre monopire. Nous utilisons pour cela une couche de l'alliage CoFeHfN d'épaisseur 100 nm dont le développement a été présenté au chapitre 7 ($4\pi M_s = 16.5$ kG, $H_k = 45$ Oe, $f_{FMR} = 2.6$ GHz, $\alpha = 0.007$, $\rho = 150$ $\mu\Omega\cdot\text{cm}$). Le spectre de perméabilité obtenu à partir de la ligne coplanaire ($W = 15$ μm , $G = 21$ μm) et correspondant au critère d'excitation uniforme est donné sur la figure 8.10.

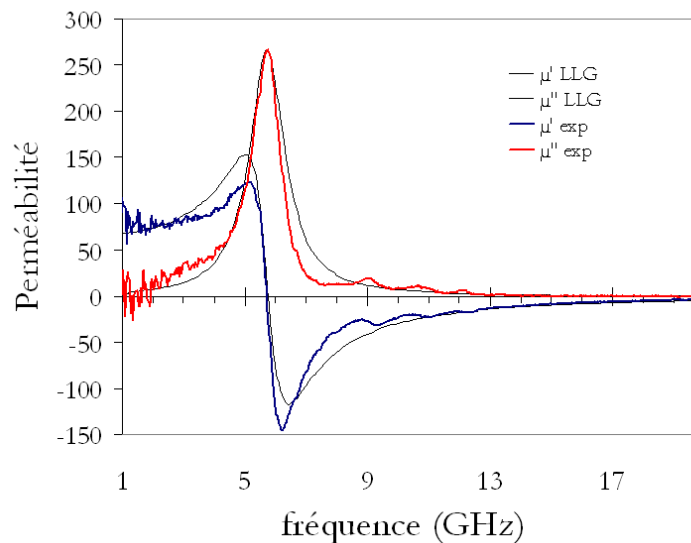


FIG. 8.10 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour le CoFeHfN (1000 Å) extrait à partir d'une ligne $W = W_{mag} = 15 \mu\text{m}$ et $G = 21 \mu\text{m}$ et comparé au modèle LLG

Le modèle LLG reproduit assez fidèlement le comportement expérimental observé. Cependant, nous obtenons un paramètre d'amortissement bien supérieur à celui obtenu avec la mesure conventionnelle (0,03 contre 0,007). Dans le détail, nous devons noter aussi que le profil près de la résonance ne correspond pas exactement à celui de type LLG et des fluctuations sont observables après la résonance. Plusieurs hypothèses peuvent être émises en ce qui concerne la modification des phénomènes de relaxation au sein de la couche et ses conséquences sur la largeur de la raie de résonance. Hormis les raisons classiques de dégradation potentielle du matériau du fait de son intégration (surface avant dépôt dégradée malgré la planarisation mécano-chimique, conséquences des étapes liées à la mise en forme, échauffement, contraintes...), il nous semble plus pertinent de soulever des hypothèses d'une autre nature. En effet, les conditions de réalisation technologique sur silicium sont suffisamment maîtrisées, pour l'intégration de couches magnétiques de faible épaisseur, pour minimiser les aspects purement technologiques. Par contre, le fait de travailler sur des motifs dont les dimensions latérales sont faibles peut entraîner la présence de domaines et de parois ou de fluctuations d'aimantation sur les bords, pouvant dégrader les propriétés magnétiques dynamiques. La présence d'une composante verticale du champ magnétique avec les lignes coplanaires peut induire des boucles de courants dans le plan de la couche, générant ainsi des pertes métalliques en excès qui contribueront au paramètre d'amortissement effectif. Nous pouvons également supposer que cette composante verticale du champ hyperfréquence peut induire une excitation inhomogène, pouvant entraîner la présence d'ondes de spins de vecteur non nul au sein de la couche et élargissant le pic de résonance [86]. Toutefois, les conditions d'excitation choisies ici minimisent ces effets potentiels. Enfin, et c'est l'hypothèse la plus plausible, la faible distance ($1 \mu\text{m}$) entre la ligne et le plan magnétique, dont le caractère métallique lui confère un potentiel flottant, crée une capacité supplémentaire responsable d'un déplacement de charges au sein même de la couche magnétique. Des pertes excédentaires au sein du matériau magnétique et dans le ruban central sont ainsi présentes, contribuant à déformer le profil de la perméabilité près de la résonance. On peut donc penser que la valeur de α est bien représentative ici d'une grandeur effective liée au matériau et à son environnement direct.

8.4.3 Caractérisations de films AF / F / AF

Mesure du sandwich élémentaire NiMn / Co₃₅Fe₆₅ (500 Å) / NiMn

Nous nous intéressons maintenant à la caractérisation de la configuration NiMn / Co₃₅Fe₆₅(500Å) / NiMn décrite au chapitre 4 sur la base d'une ligne strictement équivalente à la précédente. De la même manière, nous utilisons la formule d'Aharoni pour calculer les facteurs démagnétisants ainsi que la formule de Kittel pour trouver la fréquence de résonance. Le spectre de perméabilité est représenté sur la figure 8.11. L'ajustement du modèle LLG est ici bien meilleur que dans le cas du CoFeHfN, sans doute du fait d'une aimantation beaucoup plus homogène au sein de la couche et de l'absence de domaines magnétiques confirmant par là l'avantage aux couches couplées en termes d'état rémanent saturé donc homogène. Nous obtenons une fréquence de résonance effective à 8.3 GHz associée à un amortissement de 0.04. Cette valeur est pertinente de la mesure effective mais reste relativement élevée par rapport à celle issue de la mesure au perméamètre (0.019). Nous pouvons noter qu'elle est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec le CoFeHfN avec une ligne similaire, ce qui laisse penser qu'il pourrait y avoir une contribution extrinsèque au matériau également d'origine capacitive, d'autant plus grande ici que la résistivité est plus faible. Nous devons donc envisager une étude théorique plus poussée, afin de mieux appréhender cette problématique de l'amortissement effectif observé à l'aide de notre méthode de mesure, et remonter au paramètre d'amortissement des matériaux à couplage d'échange dont le comportement avec l'augmentation des fréquences de résonance reste à l'heure actuelle mal compris (chapitre 3).

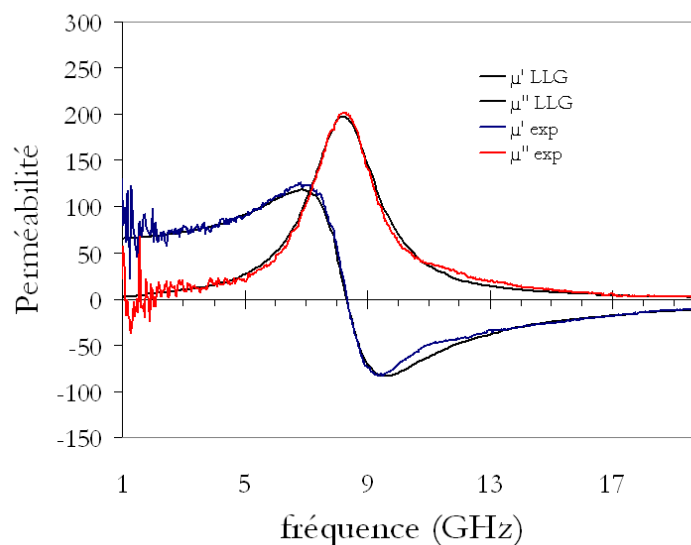


FIG. 8.11 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour une configuration sandwich élémentaire NiMn/ Co₃₅Fe₆₅(500Å) / NiMn extrait à partir d'une ligne $W = W_{mag} = 15 \mu\text{m}$ et $G = 21 \mu\text{m}$ et comparé au modèle LLG

Mesure d'un empilement multiple NiMn/[Co₃₅Fe₆₅(500Å)/NiMn]×5

Toujours sur la base de la même ligne, nous regardons maintenant l'effet d'un plan magnétique composé de l'empilement multiple. L'aimantation ainsi que le champ d'anisotropie sont sensiblement

les mêmes que pour la structure unitaire ($4\pi M_s=23.5$ kG, $H_{k,stat}=160$ Oe). Nous observons un décalage de la fréquence de résonance visible à 13 GHz par rapport au cas du sandwich unitaire (8.3 GHz) sous l'effet de l'augmentation de l'épaisseur cumulée en FeCo. Ceci est en parfait accord avec l'évaluation des facteurs démagnétisants. En revanche, nous relevons une augmentation de la largeur de raie d'environ 25%, à cause ici d'une épaisseur métallique cumulée nettement supérieure, et donc d'un effet de peau bien plus significatif. Après ajustement, nous obtenons $\alpha = 0.05$, contre 0.04 dans le cas du sandwich élémentaire. Toutefois, il peut sembler que la contribution des courants de Foucault reste modérée dans le cas du film en structure intégrée contrairement aux résultats du chapitre 4, ce qui vient du fait que la contribution d'origine capacitive est largement dominante (> 200 %) vis-à-vis de α .

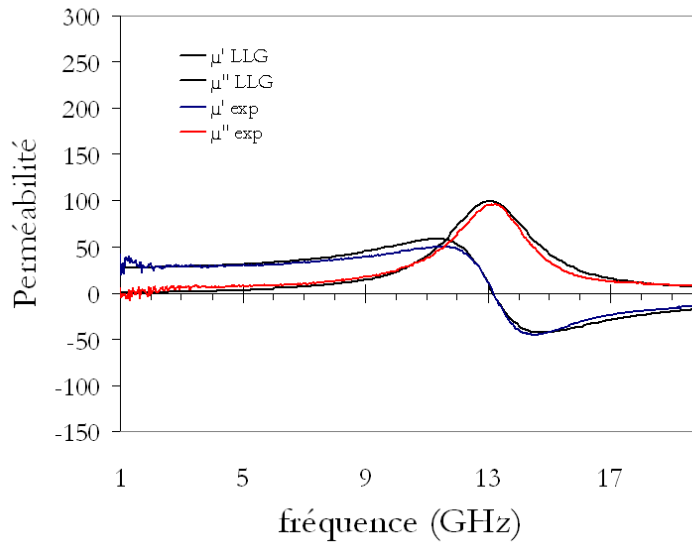


FIG. 8.12 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour une configuration sandwich élémentaire $NiMn/[Co_{35}Fe_{65}(500\text{\AA})/NiMn] \times 5$ extrait à partir d'une ligne $W = W_{mag} = 15 \mu m$ et $G = 21 \mu m$ et comparé au modèle LLG) et comparé au modèle LLG

Par ailleurs, les paramètres dynamiques des couches simple et multiples sont comparés dans le tableau 8.1. Le champ démagnétisant H_D est évalué à partir de la formule d'Aharoni, ce qui permet de d'accéder à l'anisotropie dynamique effective $H_{k,dyn}$. De manière similaires aux résultats obtenus dans le chapitre 4, on observe $H_{k,dyn} > H_{k,stat}$ prouvant l'existence de champ d'anisotropie rotatoire non négligeable.

	$f_{FMR,theo}$ (GHz)	$H_{k,stat}$ (Oe)	Mesures dynamiques				
			$f_{FMR,exp}$ (GHz)	μ'_{DC}	H_D (Oe)	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
$1 \times 500 \text{\AA}$	5.3	160	8.3	62	176	197	0.04
$5 \times 500 \text{\AA}$	5.3	160	13.3	25	685	232	0.05

TAB. 8.1 : Grandeurs statiques et dynamiques représentatives de l'empilement des figures 8.11 et 8.12 avec $\gamma = 2.8$ MHz/Oe

Des résultats complémentaires ont montré que pour les plans magnétiques dont les largeurs sont

supérieures à celle de la ligne (1/4 et 1/2 gap), nous observons des fréquences de résonance réduites en proportion et satisfaisant toujours un comportement de type LLG. Contrairement aux considérations relatives à une excitation inhomogène (élargissement dû aux ondes de spin de vecteur non nul comme décrit dans le paragraphe 2.2.4 du chapitre 2), la largeur de raie, et donc le paramètre d'amortissement effectif, diminue avec l'augmentation de la largeur du plan magnétique d'environ 30%. Cette observation ne confirme pas non plus l'hypothèse d'un élargissement de la raie dû à la capacité parasite entre la ligne signal et le plan magnétique puisque cette dernière devrait diminuer avec l'élargissement des plans. Sans un modèle électrique plus représentatif des phénomènes mis en jeu, il est difficile d'interpréter plus finement ces résultats.

Mesure d'un empilement multiple NiMn/[Co₃₅Fe₆₅(150Å)/NiMn]*10

Enfin, nous terminons cette étude par la mesure de la perméabilité avec une ligne coplanaire par le cas d'un empilement multiple avec une f_{FMR} très élevée estimée à 10 GHz. L'épaisseur de CoFe est donc choisie volontairement fine (150 Å). La mesure du spectre de perméabilité d'un tel multicouche sur une ligne vérifiant toujours $W = W_{mag}$ est donnée sur la figure 8.13 tandis que les grandeurs correspondantes sont données dans le tableau 8.2.

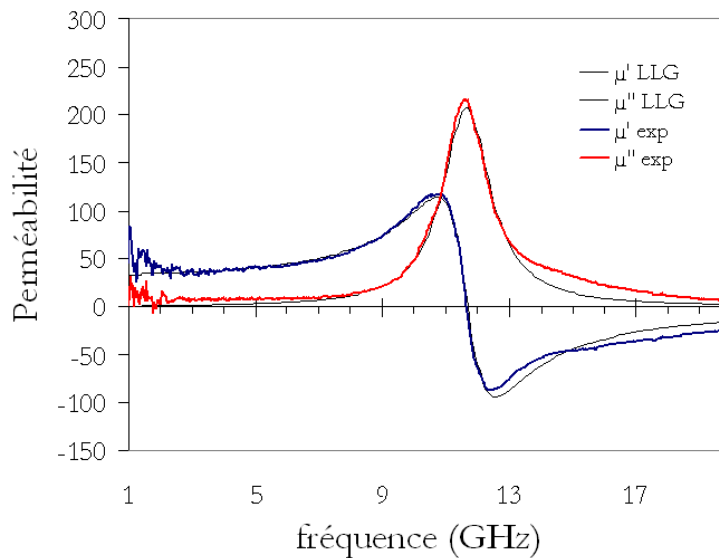


FIG. 8.13 : Spectres de perméabilité expérimentaux et théoriques pour une configuration sandwich élémentaire NiMn/[Co₃₅Fe₆₅(150Å)/NiMn] × 5 extrait à partir d'une ligne $W = W_{mag} = 50 \mu\text{m}$ et comparé au modèle LLG) et comparé au modèle LLG

	$f_{FMR,theo}$ (GHz)	$H_{k,stat}$ (Oe)	Mesures dynamiques				
			$f_{FMR,exp}$ (GHz)	μ'_{DC}	H_D (Oe)	$H_{k,dyn}$ (Oe)	α
$10 \times 150 \text{ \AA}$	9.6	500	11.7	31	240	505	0.027

TAB. 8.2 : Grandeurs statiques et dynamiques représentatives de l'empilement de figure 8.13 avec $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$

Avec cette mesure, nous validons que les films à couplage d'échange conservent leurs propriétés dynamique correspondant à un comportement de type LLG même pour les fortes valeurs de couplage d'échange ($H_{ex} \sim 400$ Oe). Ceci n'avait pas pu être vérifié auparavant comme nous l'avons discuté au chapitre 4, puisque nous étions limité seulement à 6 GHz pour la caractérisation dynamique. Ce résultat valide notamment tout le potentiel de ces films dans la gamme 5 - 10 GHz correspondants aux épaisseurs 500 - 150 Å. Nous observons une bonne adéquation entre les valeurs statiques et dynamiques du champ d'anisotropie ce qui confère un caractère prédictif aux mesures statiques. La contribution de $H_{k,rot}$ reste perceptible mais devient marginale pour ces épaisseurs faibles. De plus, l'amortissement observé reste modéré comme cela est discuté dans le prochain paragraphe. Nous soulignons que cette mesure est inédite car il s'agit de première extraction de spectre de perméabilité complet dans le domaine fréquentiel d'un film doux magnétique possédant une fréquence de résonance avoisinant les 10 GHz. Ce résultat confirme que les lignes coplanaires sont bien un outil pertinent pour l'extraction de perméabilité pour les films à couplage d'échange et offrent ainsi de nouvelles perspectives d'études.

Discussion sur α

Nous pouvons maintenant reprendre la figure 4.31 du chapitre 4 qui illustre l'augmentation de α avec la diminution de e_F selon la théorie de diffusion à deux magnons. Rappelons que nous ne bénéficions pas de points expérimentaux dans la gamme d'épaisseur concernée (≤ 500 Å) du fait des limitations du perméamètre (6 GHz). Nous sommes donc maintenant en mesure de placer trois points expérimentaux respectivement pour $e_F = 500$ Å (sandwich élémentaire et multiple) et $e_F = 150$ Å placés sur la figure 8.14.

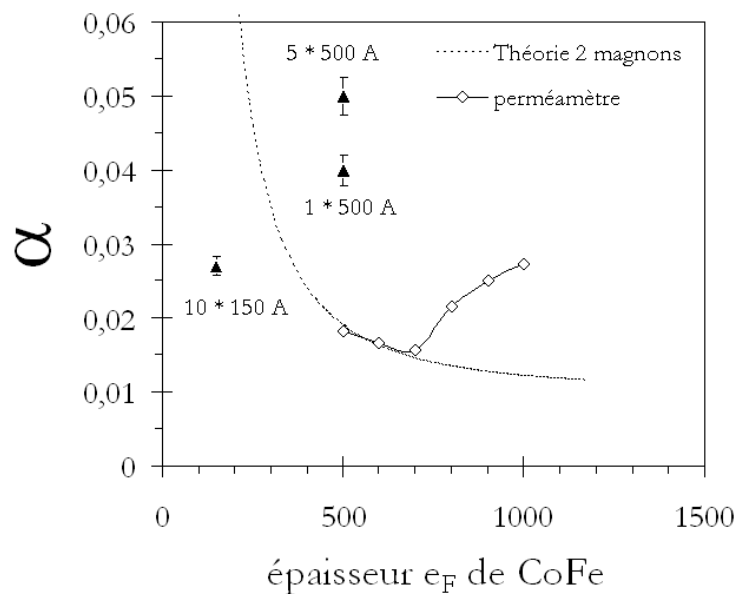


FIG. 8.14 : Variations théoriques et expérimentales du paramètre d'amortissement α d'après l'équation 4.16 du chapitre 4 en fonction de e_F pour $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$. Les losanges ouverts représentent les mesures au perméamètre tandis que les triangles noirs pleins représentent les mesures réalisées sur lignes coplanaires

Pour $\epsilon_F = 500 \text{ \AA}$, la valeur effective de α extraite de la mesure en ligne coplanaire est deux fois plus élevée que celle estimée par le modèle à 2 magnons développé sur la base des résultats de mesures du perméamètre. C'est une preuve notable que d'autres contributions d'origine extrinsèques interviennent dont l'origine est capacitive comme précédemment évoquée. A l'inverse pour $\epsilon_F = 150 \text{ \AA}$, c'est la valeur théorique qui surestime de plus de 50 % le coefficient d'amortissement. Cette surestimation semble d'autant plus importante que s'il y a une contribution capacitive à α , elle n'en est pas moins importante ici du fait de la conservation du caractère métallique du film. Nous pouvons en tirer deux constats : le premier indiquant que la signification physique de α est dépendante du système de mesure et des conditions d'excitation du film dans son environnement ; le second tendant à montrer que la limitation souvent évoquée aux faibles épaisseurs pour les couches couplées sur la base du modèle à deux magnons n'a pas pu être pas autant de pertinence dans notre cas et que la diminution de ϵ_F pour accéder aux fréquences très élevées n'est pas aussi pénalisante qu'annoncée.

8.4.4 Conclusion

Sur la base d'une conception adéquate (faibles pertes, excitation homogène...) et finalement peu contraignante, les lignes coplanaires intégrées offrent un très fort potentiel en termes de perméamétrie. Elles permettent une mesure jusqu'à des fréquences très élevées (40 GHz), et permettent ainsi de caractériser les films à couplage d'échange qui ne pouvaient pas être mesurés avec des techniques conventionnelles. Toutefois, cette technique de mesure est encore perfectible. Elle semble induire une contribution extrinsèque à l'amortissement du film, ce qui n'est pas encore très bien compris. De nombreuses voies d'investigation sont possibles pour améliorer la mesure, comme le redimensionnement de lignes pour une meilleure adaptation pour un meilleur confinement du flux et pour la minimisation des capacités entre la ligne signal et le matériau (augmentation de l'épaisseur d'isolation ligne/plan magnétique, recours à des matériaux faible permittivité, mise à la masse du plan magnétique...). L'analyse du damping pour les couches de type AF/F/AF reste donc à ce stade très incomplète et confirme la grande difficulté expérimentale à aborder le problème à très hautes fréquences.

8.5 Inductances

8.5.1 Spirales planaires vs. lignes coplanaires

Les inductances spirales planaires ferromagnétiques ont tout d'abord été développées et intégrées sur silicium avec les outils classiques de microélectronique. L'utilisation de matériaux magnétiques dans de telles structures présentent un intérêt modéré au niveau de l'inductance et conduit le plus souvent à une dégradation du facteur de qualité Q [24, 162, 210]. D'une part, la géométrie spirale induit une composante principalement verticale du champ magnétique qui ne peut être captée que partiellement par le matériau magnétique dont la perméabilité suivant cet axe est faible. Il s'en suit des gains sur la valeur de l'inductance relativement modérés. D'autre part, les effets de proximité entre les spires métalliques sont amplifiés par la présence des plans magnétiques. Cela provoque une forte inhomogénéité de la répartition des courants dans les conducteurs et conduit au final à une augmentation de la résistance série et à une baisse du facteur de qualité [20, 25, 11]. Pour ces différentes raisons, il y aura des limites à l'approche spirale, tant en termes de gain sur la densité d'inductance que sur la facteur de qualité.

Le design en ligne coplanaire, de plus en plus utilisé au sein des circuits intégrés, apparaît comme

une nouvelle alternative en terme d'intégration de nos matériaux magnétiques en vue de la réalisation d'inductances. En effet, l'apport des matériaux hautement perméables devrait permettre de palier à la trop faible densité d'inductance linéique d'un simple ruban de Cu qui ne peut réaliser jusqu'à maintenant une fonction inductive adéquate. De part sa simplicité technologique (un seul niveau de métallisation) et sa géométrie appropriée à une bonne captation du flux, la structure coplanaire pourra tirer une meilleure partie des matériaux doux à couplage d'échange. De plus, la propagation en mode TEM sur ce type de ligne conduit plus naturellement à l'utilisation de matériaux magnétiques anisotropes tels que ceux qui nous intéressent. La représentation électrique équivalente est simple et un modèle RLCC permet d'extraire la valeur de l'inductance et de la résistance série. Par ailleurs, la structure très simple de la ligne va permettre une évaluation directe du facteur de qualité au regard des propriétés magnétiques du film et en particulier son coefficient d'amortissement, ce qui est nettement plus complexe avec les spirales. Enfin, la combinaison entre le design de la ligne coplanaire et les films à couplage d'échange semble très prometteuse. L'intérêt principal de ces films réside dans le fait de pouvoir réaliser des lignes magnétiques totalement encapsulées tout en conservant une fréquence de résonance élevée grâce à l'anisotropie induite par le couplage d'échange. Ces lignes encapsulées permettent théoriquement d'obtenir les gains d'inductance les plus élevés que l'on puisse envisager, puisqu'il n'y a pas de perte au niveau du flux magnétique dans ce type de structure [230]. Cependant, ceci n'a pas pu être démontré expérimentalement dans une gamme de fréquence pertinente (> 1 GHz) jusqu'à ce jour. C'est ce que nous nous proposons de faire ici. Une comparaison sera établie avec les lignes équivalentes mais sans les parties inclinées pour la fermeture du flux afin d'en illustrer l'importance.

8.5.2 Validation du concept de lignes coplanaires encapsulées

A partir des réalisations utilisant le même matériau que précédemment, à savoir NiMn / [Co₃₅Fe₆₅(500Å) / NiMn]*5, observons les paramètres S des lignes encapsulées par le matériau magnétique sur la figure 8.15. Pour une ligne de 15 μm de largeur, nous avons fait varier le gap de 21 à 40 μm . Le matériau magnétique arrive ici au milieu des gaps, avec une largeur $W+G/2$. La pente β sur laquelle est déposée le matériau magnétique varie alors de 15 à 36°. Les fréquences de résonance gyromagnétiques sont plus faibles que dans les lignes simples du fait de la quasi-absence de champ démagnétisant. Cependant, la f_{FMR} diminue sensiblement lorsqu'on augmente la largeur magnétique, signe d'une présence résiduelle de champs démagnétisants. La même tendance est également observée pour des lignes plus larges et la fréquence de résonance se rapproche de la valeur intrinsèque du matériau. Nous pouvons donc supposer que le flux magnétique n'est pas parfaitement conduit par le matériau, notamment aux extrémités du circuit, et qu'il y a présence de champs de fuite.

Indépendamment de ces imperfections, nous constatons que le pic gyromagnétique apparaît plus large que pour les lignes simples, alors que le matériau est théoriquement le même. L'amortissement $\alpha \sim 0.06$ est donc plus grand dans le cas des lignes encapsulées. Or, il est connu de longue que le dépôt de couches magnétiques sur des substrats inclinés peut conduire à des dégradations importantes des propriétés magnétiques [210]. Pour mettre en évidence de tels effets, nous avons déposé un film de NiMn(500Å)/Co₃₅Fe₆₅(500Å) / NiMn(500Å) sur des échantillons macroscopiques 4×4 et 4×8 mm² inclinés avec un angle β variable de 0 à 34° par rapport au plan du substrat à l'aide d'un porte-échantillon adapté. Le champ magnétique pendant le dépôt et le recuit est appliqué perpendiculairement à l'axe de rotation, afin de conserver une situation représentative du dépôt dans le dispositif. Les variations avec l'angle de la pente du champ d'échange H_{ex} , du champ d'anisotropie H_k et du champ coercitif H_c selon l'axe facile EA d'une part, et de l'aimantation à saturation M_s d'autre part,

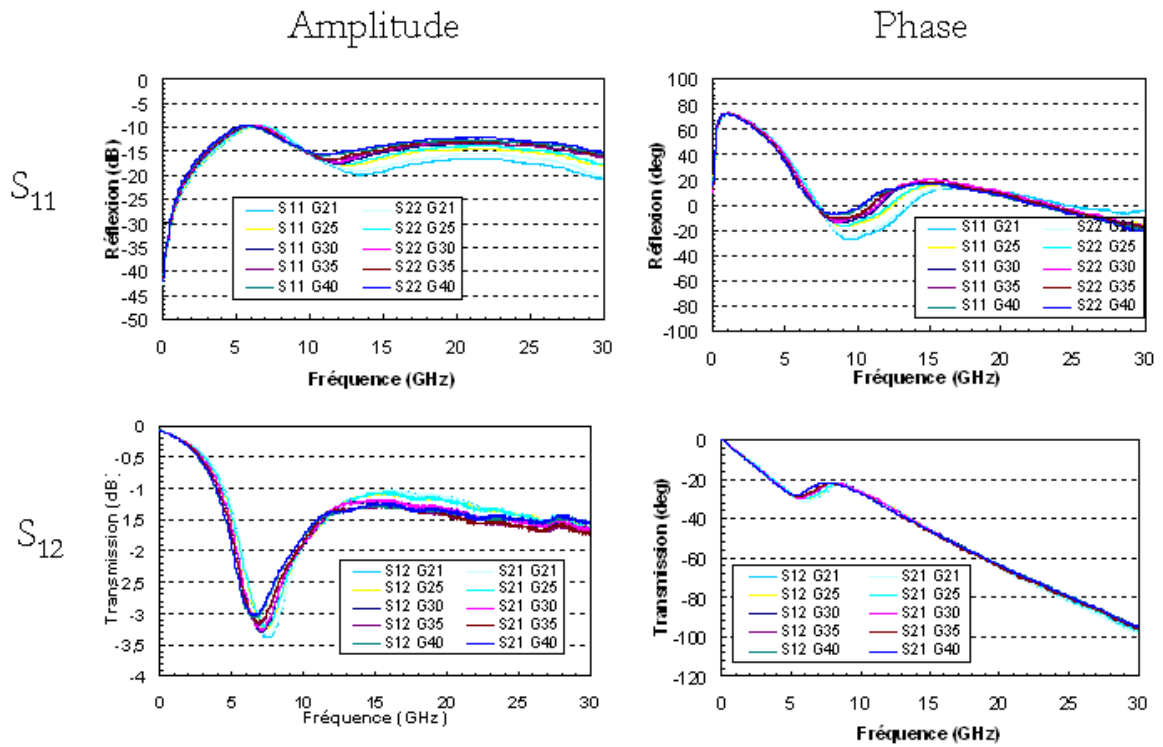


FIG. 8.15 : Paramètres S d'une ligne encapsulée de largeur $W = 15 \mu\text{m}$ pour différents gaps G avec $\text{NiMn} / [\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500 \text{ \AA})/\text{NiMn}] \times 5$

sont données sur la figure 8.16 a) et b), respectivement. Nous constatons que les films déposés sur

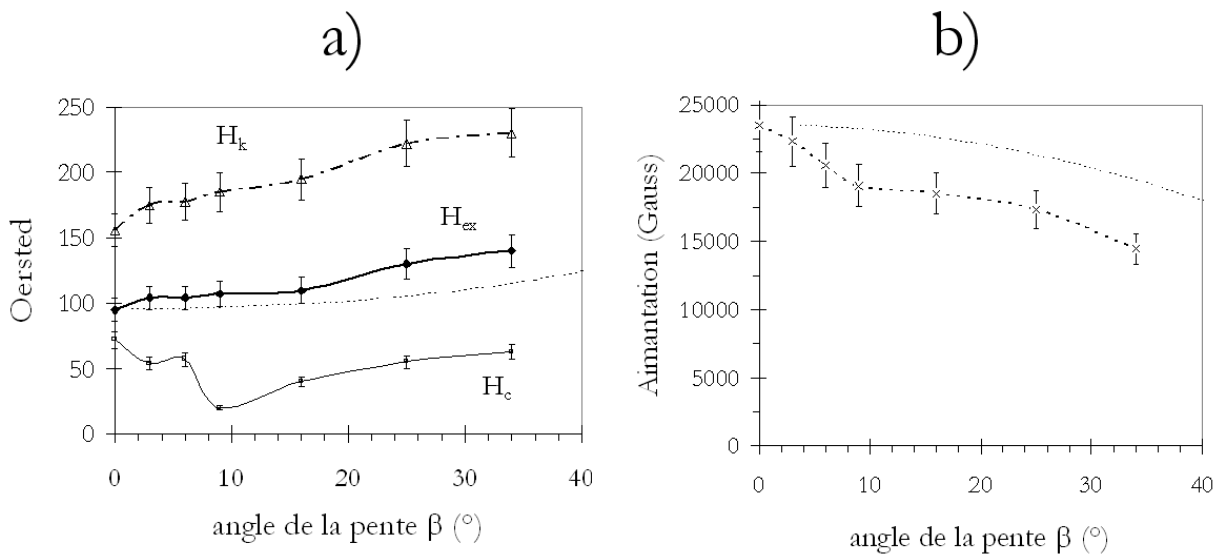


FIG. 8.16 : Variations de H_{ex} , H_k et H_c EA avec l'angle a) et de l'aimantation b) pour un film de $\text{NiMn}(500 \text{ \AA})/\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500 \text{ \AA})/\text{NiMn}(500 \text{ \AA})$

substrats inclinés conservent les propriétés du couplage d'échange jusqu'à des angles importants. En détail, H_{ex} et H_k augmentent progressivement tandis que l'aimantation $4\pi M_s$ diminue avec l'angle de dépôt. Ceci est cohérent avec une diminution d'épaisseur par rapport à l'épaisseur nominale visée pour le dépôt sur un plan non incliné. Du fait de la pente de l'échantillon par rapport au flux de matière lors du dépôt, les épaisseurs déposées e_F et e_{AF} doivent être corrigées par un facteur $\cos \beta$ pour obtenir l'épaisseur effective déposée. Ainsi, l'aimantation effective mesurée devrait varier selon $M_s \cos \beta$ (courbe en pointillée) et H_{ex} selon $1/\cos \beta$. La diminution d'épaisseur observée semble en réalité plus prononcée, ce qui peut être imputable à un effet d'ombrage dû au porte-échantillon lui-même. Dans la pratique, on constate que jusqu'à 30° la fréquence de résonance et la perméabilité ne changent pas de plus de 10 %, ce qui est largement acceptable. Du point de vue de l'intégration, ceci a été rendu possible grâce au développement d'une technique originale d'insolation avec gap (de 50 à 100 μm) entre le masque et la résine. Associé à un procédé de gravure de sélectivité 1/1 entre la résine et la silice, cette méthode a permis un contrôle effectif de la pente autour de 20° . Ces résultats sont satisfaisants, mais ne permettent pas pour autant d'exclure une contribution spécifique de la part des portions du film déposé sur les parties inclinées à l'augmentation de α . D'autres causes restent également plausibles dont l'effet capacitif avec le ruban central qui est beaucoup plus important ici et celui d'une surface plus rugueuse suite au procédé de gravure 1/1 qui reste à optimiser. En dépit de ces imperfections, cette première réalisation a le mérite d'être totalement fonctionnelle à plus de 5 GHz, et offre l'opportunité d'examiner des variantes à son exploitation, notamment en termes d'inductances RF.

8.5.3 Inductance et facteur de qualité des configurations encapsulées

Lignes coplanaires

La figure 8.18 illustre le gain sur l'inductance obtenue pour une ligne encapsulée de largeur 15 μm avec un gap de 21 μm et de longueur 1 mm, par rapport à la ligne à vide correspondante. Deux exemples sont représentés pour $\text{NiMn} / [\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500\text{\AA})/\text{NiMn}] \times 5$ et $\text{NiMn} / [\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(150\text{\AA})/\text{NiMn}] \times 10$. Nous obtenons respectivement un gain d'inductance de 58% et de 18% par rapport à la ligne à vide, ce qui dépasse à perméance équivalente largement les spirales planaires ([210]). Une configuration semblable, mais sans flancs magnétiques conduit seulement à une augmentation de 45% dans le premier cas, prouvant ainsi tout l'intérêt de reboucler le flux. Le gain d'inductance respectif dans chacun des deux films est en parfait accord avec les valeurs de perméabilité effectives respectives des films ($\mu'_{DC} = 130$ et 40 respectivement pour les deux films). L'augmentation d'inductance est directement proportionnelle à la perméabilité du film. Ceci valide le principe d'un tel inducteur pour les très hautes fréquences. De plus grâce aux f_{FMR} très élevées (~ 7 et 10.5 GHz respectivement), cette inductance est exploitable jusqu'à 3 et 5 GHz. Le maximum du facteur de qualité ($Q_{max} \sim 6$ à 2 GHz et 9 à 4.5 GHz) dépasse ici celui de la ligne à vide à la même fréquence, à la différence des lignes sans fermeture pour lesquelles le maximum du facteur de qualité reste inférieur à celui de la ligne à vide. Ceci confirme l'intérêt à maximiser le confinement du flux magnétique puisque ce dernier participe essentiellement à l'inductance et peu aux pertes. Nous pouvons donc envisager des gains encore plus importants sur L et Q en cumulant des épaisseurs ferromagnétiques plus conséquentes.

Le gain d'inductance va également dépendre de la géométrie de la ligne. Comme représenté sur la figure 8.18, il est globalement plus élevé pour les lignes encapsulées, utilisant un ruban central plus étroit. Typiquement pour les largeurs de lignes $W \sim 5\mu\text{m}$ qui restent fabricables sans grandes difficultés, on obtiendrait des densités linéiques d'inductance record pour une simple ligne. Ce comportement très avantageux du point de vue d'une conception facilitée tranche profondément avec celui

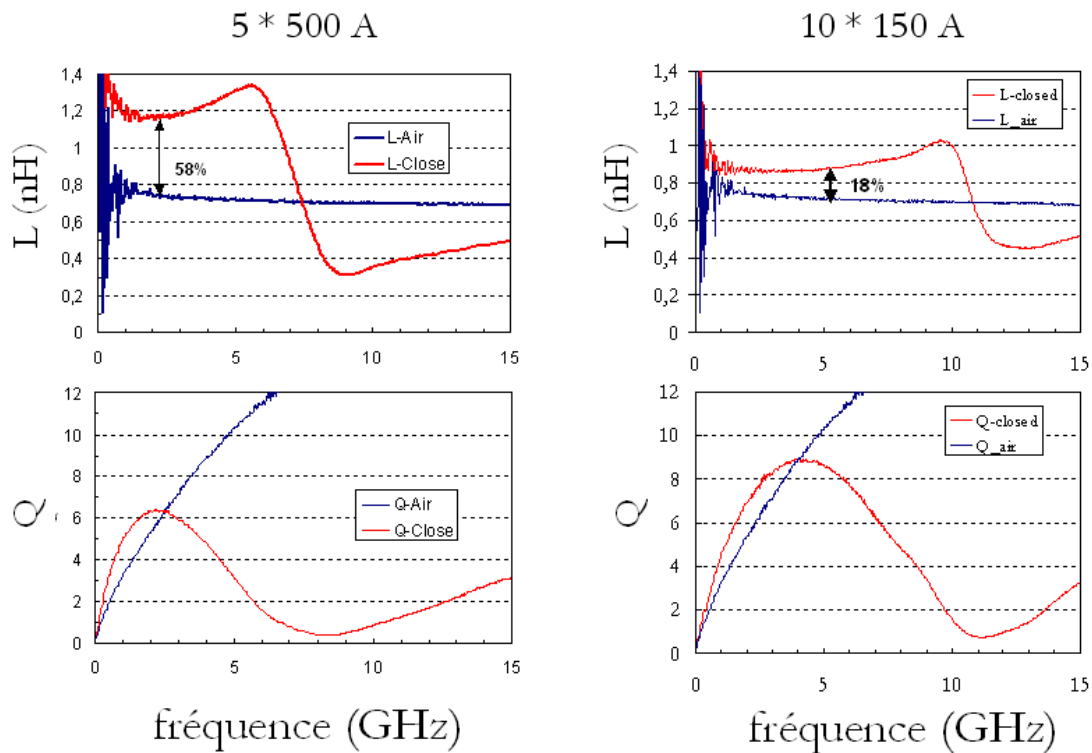


FIG. 8.17 : Inductance L et facteur de qualité Q en fonction de la fréquence pour une ligne encapsulée utilisant respectivement les empilements multiples $\text{NiMn} / [\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500 \text{ \AA})/\text{NiMn}] \times 5$ et $\text{NiMn} / [\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(150 \text{ \AA})/\text{NiMn}] \times 10$

des lignes équivalentes sans flancs magnétiques latéraux pour lesquelles on observe un maximum autour de $W = 20 \mu\text{m}$, qui reste difficilement modélisable d'un point de vue de la conception. La structure encapsulée est donc fortement avantageuse dès lors que l'on travaille avec des lignes de faibles dimensions. De plus, elle permet la réalisation de méandres qui par essence ne pouvaient pas être utilisés jusque-là pour la réalisation d'inductances performantes. Les mutuelles destructives entre brins adjacents conduisaient en effet à des faibles densités d'inductance. La réalisation de lignes quasiment confinées avec notre topologie encapsulée permet cette réalisation pour la première fois dans le régime hyperfréquence.

Méandres

Les résultats obtenus sur les méandres représentés figure 8.19 sont significatifs. Le gain sur L obtenu pour les méandres encapsulés (55%) est similaire à celui des lignes coplanaires (58%), alors que les méandres sans flancs magnétiques présentent un gain moins nettement important que pour une ligne équivalente (40%), signe que l'encapsulation de chaque brin du méandre permet d'éviter efficacement les inductances mutuelles négatives entre brins adjacents. Nous obtenons ainsi une inductance de 3.4 nH avec un facteur de qualité $Q = 5$ à 1.7 GHz capable de rivaliser avec les inductances traditionnelles à occupation de surface moindre (100%). Les lignes encapsulées avec les matériaux à couplage d'échange sont donc les structures inductives les plus efficaces à ce jour, en termes de densités d'inductance linéiques. Elles représentent la meilleure alternative aux inductances spirales, qui souffrent de nombreuses limitations avec l'augmentation des fréquences et que l'optimisation des propriétés

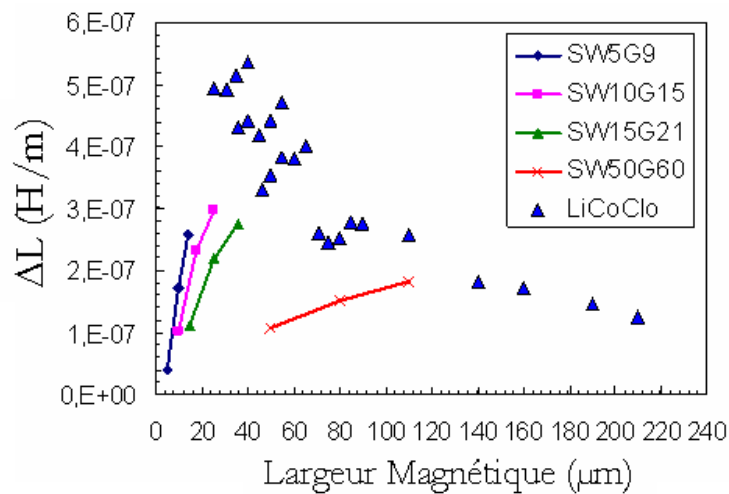


FIG. 8.18 : Gain sur L en fonction de la largeur magnétique pour les lignes encapsulées (notées ici $LiCoClo$) et pour différentes largeurs du ruban central. Une comparaison est établie avec les lignes équivalentes sans fermeture latérale (notées SW)

dynamiques des couches minces ($\alpha < 0.01$) ne permet pas de résoudre.

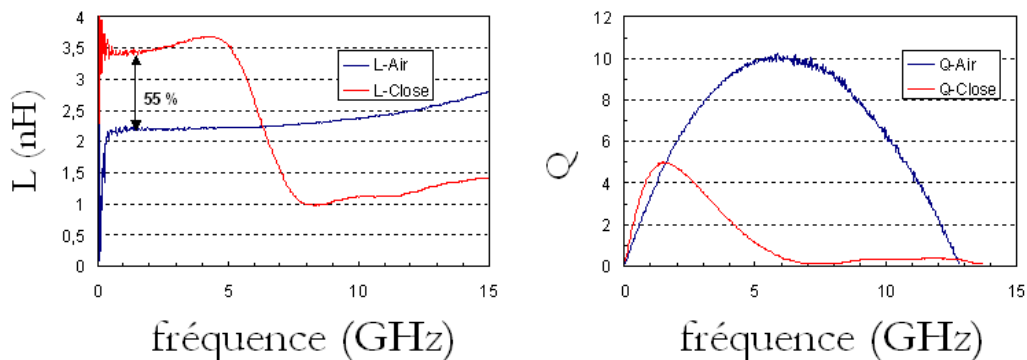
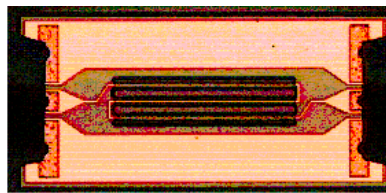


FIG. 8.19 : Photographie et variations de l'inductance L et facteur de Qualité Q d'une ligne en méandres encapsulée utilisant l'empilement $NiMn / [Co_{35}Fe_{65}(500\text{\AA})/NiMn] \times 5$

Discussion sur le facteur de qualité

Si le concept des lignes encapsulées avec matériaux à couplage d'échange résout le problème sur la densité linéique naturellement faible pour une ligne de cuivre, il résout aussi le problème de

l'optimisation du facteur de qualité. En effet, à la grande différence avec les spirales ferromagnétiques, on constate qu'ici la limite haute du facteur de qualité de la ligne ferromagnétique est fixée par le facteur de qualité du matériau lui-même ($Q_{mat} = \frac{\mu'}{\mu''}$). Dans ces conditions, on peut considérer que le facteur de qualité du dispositif résulte de la somme des inverses du facteur de qualité de la ligne amplifié par μ' au prorata d'un coefficient d'efficacité et du facteur de qualité du matériau lui-même source d'effets dissipatifs à travers μ'' . A fréquence de résonance fixe, c'est-à-dire à $\mu' = \text{constante}$, on peut illustrer alors l'effet direct du coefficient d'amortissement sur le facteur de qualité total (voir figure 8.20. Ainsi, la réduction de α de 0,04 à 0,01 conduirait à une densité linéique d'inductance égale à gain sur Q d'environ 50 % avec une fréquence de résonance optimale (à Q_{max}) de plus du double soit ici proche de 10 GHz. Le critère établissant le rapport optimal entre la fréquence opérationnelle (Q_{max}) et la fréquence gyromagnétique en termes de facteur de qualité peut alors augmenter jusqu'à 1/2, alors qu'il reste systématiquement inférieur à 1/3 dans le cas des spirales. Cela signifie qu'avec les lignes on peut travailler beaucoup plus près du pic de résonance gyromagnétique, ce qui est très avantageux, et peut résoudre en partie la problématique d'un α élevé. Il est important de préciser que l'avantage du facteur de qualité optimisable principalement par l'amélioration des propriétés du matériau reste valable dans le cas des méandres. Le contrôle de α à travers l'optimisation du matériau lui-même et celle du design du dispositif est donc aussi importante que la maîtrise de fréquences de résonance élevées laisse présager des optimisations considérables pour de futurs systèmes inductifs à très haute fréquence (10 - 15 GHz).

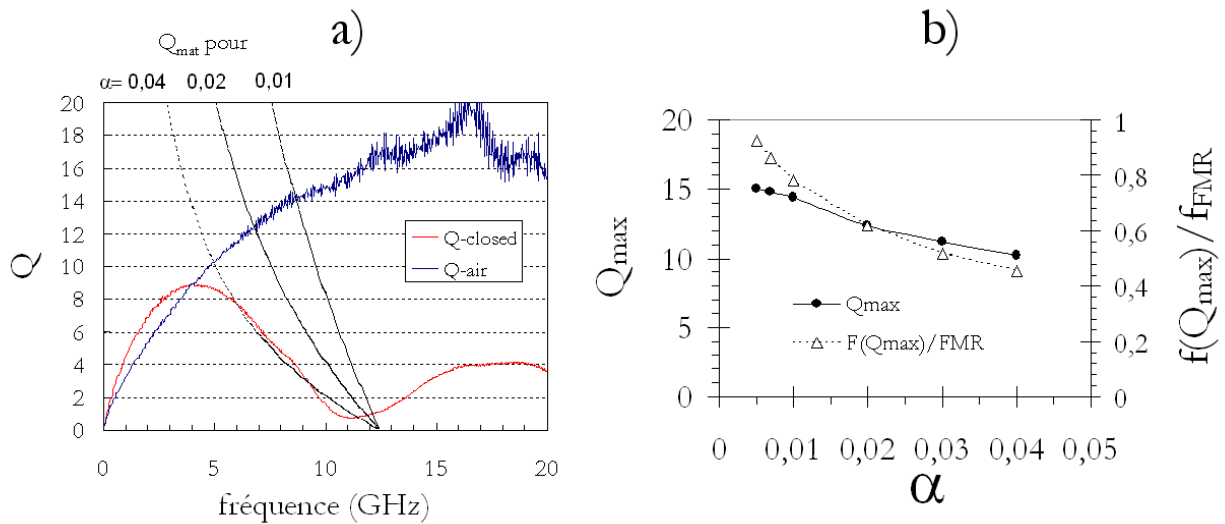


FIG. 8.20 : a) Variations en fonction de la fréquence des facteurs de qualité Q d'une ligne à vide et d'une ligne encapsulée par $\text{NiMn} / [\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(150\text{\AA})/\text{NiMn}] \times 10$, et des facteurs de qualité théorique du film Q_{mat} pour $\alpha = 0.04, 0.02$ et 0.01 , respectivement. b) Variations de Q_{max} et du rapport $f(Q_{max})/f_{FMR}$ en fonction de α

8.6 Filtrage

Sur la même base que les résultats précédents, nous pouvons envisager d'utiliser la dissipation d'énergie obtenue à la résonance gyromagnétique pour réaliser des dispositifs de filtrage. Les

exemples de dispositifs décrits ci-dessous font intervenir le même multicouche NiMn / $[\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500\text{\AA}) / \text{NiMn}]^*5$. L'amortissement est ici un paramètre d'autant plus critique puisqu'il détermine la largeur de la bande de filtrage. Ainsi, pour plus de pertinence, nous choisissons d'utiliser les lignes coplanaires sans flancs magnétiques afin de bénéficier d'un facteur d'amortissement plus favorable à l'absorption.

8.6.1 Filtre coupe-bande (stop-band ou notch)

Regardons l'effet coupe-bande autour de la résonance. Sur la figure 8.21, nous avons tracé le module de S_{21} en fonction de la fréquence pour les lignes $W = 5 \mu\text{m}$ avec différentes largeurs magnétiques W_{mag} . Ceci se traduit directement en termes de puissance $P_{loss}/P_{in} = (1 - (|S_{21}|^2 + |S_{11}|^2))$ également représentée sur la figure 8.21. Nous obtenons la valeur de 0.5 signifiant que la moitié du signal a été dissipé pour seulement 1 mm. Cette valeur est nettement supérieure à celle obtenue par d'autres auteurs, malgré le faible volume magnétique dont nous disposons [91, 92, 19, 128, 127, 249]. Nous voyons ici toute l'importance du couplage d'échange qui va permettre d'accorder la f_{FMR} en fonction de la gamme de fréquence à filtrer. Le paramètre d'amortissement du matériau magnétique va déterminer la largeur de la raie. De plus, c'est la démonstration du potentiel du couplage d'échange en termes d'autopolarisation du dispositif contrairement aux réalisations de la littérature qui s'appuient sur une source de champ extérieur [19].

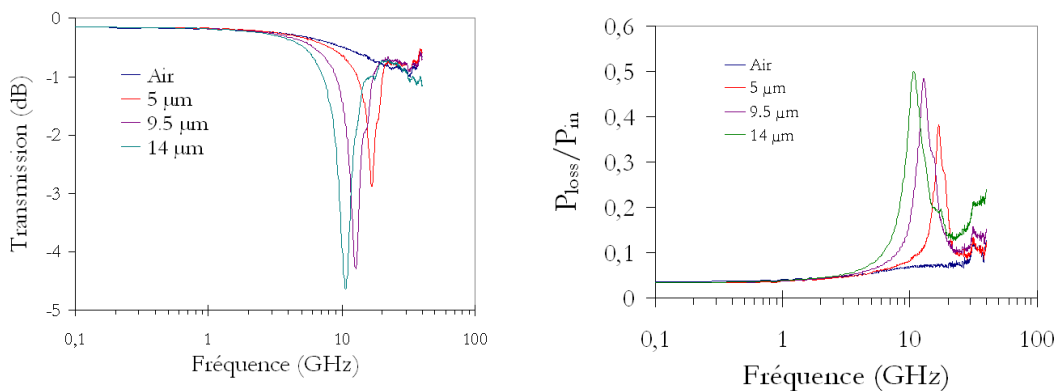


FIG. 8.21 : Module $|S_{21}|$ et pertes de puissance pour une ligne $W = 5 \mu\text{m}$ et $G = 9 \mu\text{m}$ pour différentes largeurs des plans magnétiques pour l'utilisation d'un empilement NiMn / $[\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500\text{\AA}) / \text{NiMn}]^*5$

Du point de vue applicatif, on peut noter qu'avec seulement 2 mm de ligne, le filtrage complet du signal peut être réalisé dans la bande considérée. A ce stade, la largeur de raie (2 GHz) reste encore trop importante et montre qu'il est nécessaire de mieux en comprendre les causes tant du point de vue matériaux que du dispositif lui-même. Avec $\alpha = 0,01$, nous pourrions alors descendre à des largeurs de raies d'environ 600 MHz pour 10 GHz et envisager d'utiliser ce type de dispositif pour réduire par exemple les harmoniques générées par les amplificateurs de puissance intégrés, ou encore éliminer les fréquences parasites sur des mélangeurs, en utilisant plusieurs matériaux avec différentes fréquences de résonance (chapitre 7, paragraphe 7.4.2).

8.6.2 Filtre Passe-bas

Comme on l'a vu, les structures dont les plans magnétiques recouvrent les plans de masse (figure 8.22) présentent une coupure d'origine capacitive après la fréquence de résonance gyromagnétique ce qui peut être mis à profit. En effet, ce type de structure peut être utilisée comme filtre passe-bas au sein d'une architecture RF. On parle dans ce cas plutôt de "noise-suppressor" [91, 92] car les conditions de réjection en entrée du filtre ne sont pas conventionnelles. Ils permettent alors d'éliminer sur une large bande ou les harmoniques de fréquences élevées pouvant perturber la chaîne de traitement du signal. L'analyse du comportement de ce filtre est très complexe. L'absorption résulte de la combinaison d'excitation inhomogène du point de vue gyromagnétique, de courants induits à cause du caractère métallique de la couche et de déplacement de charges du point de vue capacitif. Tous ces phénomènes dépendent également de la fréquence. Il en résulte un élargissement exagéré du profil de résonance. Nous faisons remarquer que dans ce cas particulier le cahier des charges pour le matériau s'inverse au sens où un caractère métallique reste préconisé et où les valeurs relativement élevées pour α sont souhaitables.

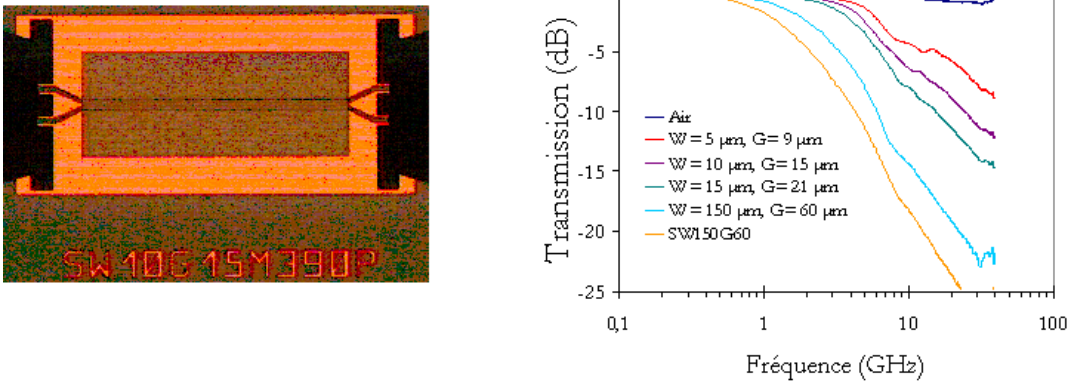


FIG. 8.22 : Illustration des lignes "sandwich" avec plans magnétiques larges recouvrant partiellement les plans de masse et module de $|S_{21}|$ correspondant en fonction de la fréquence. Ces dispositif utilise l'empilement $\text{NiMn} / [\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}(500\text{\AA}) / \text{NiMn}] * 5$

8.7 Conclusion

Ce chapitre a d'abord permis de montrer que l'intégration des films à couplage d'échange dans une technologie de lignes coplanaires intégrées sur silicium était un succès du point de vue fonctionnel et dans une gamme de fréquence rarement adressée dans la littérature, c'est à dire au delà de 5 GHz. Il a mis en évidence le potentiel des lignes encapsulées dont il s'agit ici de la première réalisation au sens propre. Si des optimisations sont bien sûr nécessaires, ce travail préliminaire démontre l'intérêt applicatif de telles structures. Au delà de cet aspect, cet exercice a permis de montrer que les lignes intégrées étaient également un outil performant en terme de perméamétrie très hautes fréquences. L'avantage réside dans le fait d'un système simple où les contraintes vis-à-vis de l'excitation, notamment, existent mais de façons faiblement restrictives. L'extraction de la perméabilité complexe (en valeur absolue) devient alors possible jusqu'à plus de 20 GHz. Cet exercice montre aussi toute la complexité de l'approche phénoménologique de l'amortissement qui dans le cas des lignes intégrées

englobe des contributions attribuables au dispositif lui-même à proximité duquel est placé le film magnétique. Les valeurs effectives de α traduisent alors d'autres effets comme l'excitation inhomogène et celles de déplacement de charges au sens électrostatique. Ces effets sont interdépendants et ne peuvent pas être facilement distingués de ceux d'origine purement gyromagnétique. A l'intérêt de la méthode, il faut donc opposer une certaine réserve quant à l'interprétation de α qui nécessite une étude spécifique beaucoup plus détaillée qui sort du cadre de cette thèse.

Conclusion

Les travaux réalisés dans cette thèse se sont voulus en rupture avec l'approche traditionnelle pour le développement de films d'alliage homogène pour les hyperfréquences. Cette idée est associée à l'exploitation originale du couplage d'échange pour la réalisation de multicouches hétérogènes combinant de façon séparée haute aimantation et forte anisotropie induite. En effet, après avoir présenté les enjeux et l'état de l'art des matériaux classiques doux, nous en avons déterminées les faiblesses qui résident principalement dans la difficulté d'assurer cette combinaison avec un seul et même alliage. Le couplage d'échange entre une couche ferromagnétique (F) et une couche antiferromagnétique (AF) apporte une solution nouvelle en offrant la possibilité de dissocier les trois traits déterminants pour ces matériaux qui sont : l'aimantation à saturation, l'anisotropie induite et le caractère magnétiquement doux ou faiblement dissipatif. Ainsi, nous avons montré en premier lieu qu'il devenait possible d'utiliser l'aimantation ultime naturelle de l'alliage $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ qui atteint 24.4 kG sans pour autant que le champ coercitif naturellement élevé ($H_c \sim 50$ Oe) pour cette composition ne soit rédhibitoire, comme c'est le cas dans l'approche traditionnelle. Nous avons en second lieu focalisé notre étude sur une structure couplée originale consistant en une configuration sandwich AF/F/AF qui a l'avantage de cumuler les énergies interfaciales d'échange établissant ainsi des valeurs records ($J_{ex} \sim 1$ erg.cm⁻²). Ces dernières sont alors source d'anisotropies induites d'amplitudes jusque là inégalées ($H_k \sim 1000$ Oe) à travers les mécanismes principaux de piégeage unidirectionnel de l'aimantation de la couche F. Des fréquences de résonance ferromagnétique de plus de 10 GHz avec des niveaux de perméabilité de plus d'un ordre de grandeur au dessus de celui des traditionnelles ferrites sont, dans ces conditions, une réalité.

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à étudier fidèlement les trois AF les plus connus de la littérature que sont : NiMn, IrMn et NiO afin d'égaliser puis de dépasser les valeurs du couplage d'échange connues pour chacun de ces matériaux. Un travail systématique et graduel, passant de configurations simples (top et bottom) à de plus en plus complexes (sandwich et empilements multiples) a permis d'établir les caractéristiques de ses systèmes pour deux (voire trois) compositions spécifiques de CoFe (90/10, 50/50 et 35/65). Parmi ces caractéristiques, nous avons mis en exergue J_{ex} , $e_{AF,cr}$, et T_B qui ont pu être discutées selon les principaux modèles établis que nous avons rappelés au préalable. Toutes ces grandeurs se sont avérées adéquates en termes de fonctionnalité visée pour les dispositifs avec des disparités qui conduisent à des compromis différents notamment sur les plages adressables en fréquence.

Dans un deuxième temps, nous avons abordé la caractérisation dynamique de ces films, difficulté principale de ce travail. Nous avons, d'abord, confirmé expérimentalement leur potentiel pour les fréquences de résonance élevées et les fortes perméabilités qui avaient été supposées d'après les caractérisations statiques. Le formalisme de LLG s'est avéré en première approximation un modèle pertinent pour l'analyse des comportements dynamiques expérimentaux. Une analyse plus fine a révélé des écarts à ces prévisions et a permis de discuter de contributions spécifiques aux systèmes couplés avec

un AF dont celle ($H_{k,rot}$) associée au manque de rigidité des spins de ce dernier, ce qui est à l'origine de nombreuses discussions d'un point de vue fondamental encore aujourd'hui. Nous avons également relevé et quantifié l'augmentation de l'amortissement due au couplage d'échange dans ces films dont on a tenté de chercher une explication en s'appuyant sur les modélisations actuelles mais encore très approximatives de ce phénomène, sachant qu'expérimentalement les contributions d'origines intrinsèques et extrinsèques restent difficilement séparables. En particulier, le modèle de diffusion à deux magnons semble pouvoir expliquer qualitativement un certain nombre de faits expérimentaux, mais du point de vue quantitatif on reste sur l'impression qu'il surestime l'augmentation du damping aux épaisseurs que nous avons considérées. Ceci est cependant difficile à trancher car bien souvent ce sont les courants de Foucault qui semblent le plus pénalisant en termes de source additionnelle à l'amortissement en raison des configurations spécifiques que nous avons regardées. Enfin, nous avons essayé sans véritable succès de pallier cette difficulté en tentant de concilier les avantages du couplage d'échange avec les trois AF considérés avec une version originale et particulièrement attrayante de CoFeHfN qui présente, notamment, une forte résistivité. Cette partie expérimentale a permis de pointer du doigt une conséquence particulièrement dommageable au couplage d'échange avec les AF à phases ordonnées (NiMn et IrMn) dont la cause est la diffusion intempestive de l'azote au sein même de la couche AF. La compréhension et la résolution de ce problème pourraient constituer une avancée significative dans l'optimisation de ces matériaux.

Dans un troisième temps, nous avons répondu avec succès à l'exercice probatoire de l'intégration de ces matériaux dans une filière sur silicium, correspondant ici à une topologie de lignes coplanaires microondes. Au niveau applicatif, nous avons discuté et prouvé la pertinence de certaines réalisations même si des imperfections subsistent tant au niveau de l'optimisation des matériaux (épaisseurs cumulées, résistivités, damping...) qu'au niveau de l'optimisation des dispositifs (épaisseur d'isolation, adaptation d'impédance ...). Parmi ces réalisations, ressort en particulier un nouveau type d'inductances RF, basé sur une ligne signal en cuivre très faiblement dissipative et totalement couverte par le film magnétique conduisant à la valeur exceptionnelle de densité d'inductance linéique avec de plus de 1.5 nH/mm. Par ailleurs, nous avons montré que cette solution est déclinable en version méandre puisque la problématique des inductances mutuelles destructrices entre brins est résolue par le confinement local du flux magnétique. La pertinence de cette démonstration est intimement liée à l'utilisation des films à couplage d'échange puisqu'ils sont les seuls à ce jour à assurer une autopolarisation de la structure pour une gamme de fréquence aussi élevée (1 à plus de 10 GHz) qui n'avait jamais fait l'objet de démonstration expérimentale jusque là. D'autres applications relevant du filtrage cette fois ont également été discutées et ont montré par exemple que l'utilisation de l'absorption gyromagnétique de ces films est telle que l'intégralité du signal microonde peut être arrêtée avec une ligne magnétiquement encapsulée de seulement 2 mm de long. Enfin, cette partie a été l'occasion de regarder en détail les conditions d'excitation RF subies par le film magnétique dans cette topologie coplanaire. Il en ressort des règles simples quant aux conditions d'homogénéité de l'excitation mais également la mise en évidence de phénomènes complexes et interdépendants dont : la levée de dégénérescence d'ondes de spins de vecteurs non nuls avec une sollicitation non parfaitement homogène en particulier au voisinage des gaps, la dissipation à caractère métallique due à la génération de boucles de courants induits également à l'aplomb des gaps et la dissipation à caractère capacitif due au déplacement de charges initié par l'apparition d'un potentiel flottant entre le film magnétique et la ligne signal. Nous pensons que ce dernier effet est dominant quant à l'augmentation anormale du coefficient d'amortissement observée à partir de l'extraction de la perméabilité depuis les lignes intégrées. Par contre, nous avons pu montrer tout l'intérêt de cette méthode qui sur les bases du perméamètre reprenant le principe de mesure différentielle donne un accès complet à la mesure des spectres de perméabilité

complexe sur une bande de fréquence qui peut s'étendre jusqu'à 40 GHz.

Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité des études qui adressent le champ très vaste de la dynamique d'aimantation des couches minces à couplage d'échange en apportant des éléments de réponse parfois nouveaux mais qui restent quand même très partiels. Nous pouvons conclure que les matériaux à couplage d'échange ont confirmé le potentiel qu'ils laissaient sous-entendre à partir de leurs propriétés statiques mais qu'ils sont encore loin d'être pleinement performants à très haute fréquence en raison principalement d'un amortissement important, mais dont l'origine n'est forcément celle qui avait été supposée. En ce sens, l'optimisation du caractère résistif des empilements complexes est une véritable priorité.

Bibliographie

- [1] *Techniques de l'ingénieur, Traité d'électronique*, chapitre "Structure de guidage HF : Propagation et géométrie".
- [2] *"theory of Magnetostatic waves"*. Springer, Berlin, 1993.
- [3] Aharoni A. "Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms". *Journal of Applied Physics*, 83(6) :3432, 1998.
- [4] Azevedo A., Oliviera A. B., Aguiar F. M., and Rezende S. M. *Physical Review B*, 62 :5331, 2000.
- [5] Ercole A., Lew W. S., Lauhoff G., Kernohan E. T. M., Lee J., and Bland J. A. C. *Physical Review B*, 62 :6329, 2000.
- [6] Layadi A., Lee J.-W, and Artman J.O. "Spin-wave FMR in annealed NiFe/FeMn thin films". *Journal of Applied Physics*, 63(8) :3808, 1988.
- [7] Osborn J. A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Physical Review*, 67(11) :351–357, 1945.
- [8] Slack G. A. *Journal of Applied Physics*, 31 :1571, 1960.
- [9] Vas'ko V. A. and Kief M. T. "Effect of grain size on the properties of the CoFe-NiFe/NiMn top spin valve". *Journal of Applied Physics*, 93(10) :8409, 2003.
- [10] Wartenberg S. A. *"RF measurement of Die and Packages"*. Artech House, Boston, 2002.
- [11] Royet A-S., Viala B., Couderc S., and Orlando B. "Investigation of proximity effects in ferromagnetic inductors with different topologies : modeling and solutions". *Transactions of Magnetics Society of Japan*, 5 :144, 2005.
- [12] Berkowitz A.E. and Takano Kentaro. Exchange anisotropy — a review. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200 :552–570, 1999.
- [13] A. Aharoni. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *Journal of Applied Physics*, 83(6) :3432–3434, 1998.
- [14] Dai B., Cai J. W., Lai W. Y., Shen F., and Zhang Z. "Approach to optimize the pinning effect of a NiMn layer with reduced thickness under shortened annealing process". *Applied Physics Letters*, 82(21) :3722, 2003.
- [15] Dieny B., Speriosu V. S. and Parkin S. S. P., Gurney B. A., Wilhoit D. R., and Mauri D. "Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers". *Physical Review B*, 43 :1297, 1991.
- [16] Heinrich B., Fraitova D., and Kambersky V. *Physica Status Solidi*, 23 :501, 1967.
- [17] Hillebrands B. and Ounadjela K. *"Spin Dynamics in Confined Magnetic Structure I"*. Springer, Berlin, 2003.

- [18] Kos A. B., Silva T. J., and Kabos P. "Pulsed inductive microwave magnetometer". *Review of Scientific Instruments*, 73(10) :3563, 2002.
- [19] Kuanr B., Malkinski L., Camley R. E., Celinski Z., and Kabos P. "Iron and Permalloy base magnetic monolithic tunable microwave devices". *Journal of Applied Physics*, 93 :8591, 2003.
- [20] Viala B., Royet A-S, and Couderc S. "Investigation of Anomalous Losses in Thick Cu Ferromagnetic Spiral Inductors". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41 :3583, 2005.
- [21] Viala B., Visentin G., and Gaud P. "AF-biased CoFeMultilayer Films with FMR Frequency at 5 GHz and Beyond". *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(4) :1996, 2004.
- [22] Viala B., Minor M. K., and Barnard J. A. "Microstructure and magnetism in FeTaN films deposited in the nanocrystalline state". *Journal of Applied Physics*, 80(7) :3941–3956, 1996.
- [23] Viala B., Valls O., Gaud P., Royet A.S., Ledieu M., and Acher O. 2, 2002.
- [24] Viala B., Couderc S., Royet A-S., Ancey P., and Bouche G. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3544–3549, 2005.
- [25] Viala B., Couderc S., Royet A-S., Ancey P., and Bouche G. "Bidirectional Ferromagnetic Spiral Inductors using Single Deposition". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41 :3544, 2005.
- [26] Wong B., Mitsumata C., Prakash S., Laughlin D. E., and Kobayashi T. "Structural origin of magnetic biased field in NiMn/NiFe exchange coupled films". *Journal of Applied Physics*, 79(10) :7896, 1996.
- [27] Wong B., Mitsumata C., Prakash S., Laughlin D. E., and Kobayashi T. "The Interplay between NiMn/NiFe epitaxial growth and NiMn atomic ordering in NiMn/NiFe exchange biased layers : a structural perspective". *IEEE Transactions on Magnetics*, 32(5) :3425, 1996.
- [28] Orlando Bastien. "*Conception, Réalisation et analyse de microinductances intégrées avec matériaux ferromagnétiques doux*". PhD thesis, Université de Limoges, 2006.
- [29] Bozorth. *Ferromagnetism*.
- [30] Bland J. A. C. and Heinrich B. "*Ultrathin Magnetic Structure III*", chapter pp143-206. Springer, Berlin, 2005.
- [31] Byeon S. C, Rantschker J., and Alexander C. Jr. "Magnetic and thermal properties of IrMn/FeTaN films". *Journal of Applied Physics*, 87(9) :5867, 2000.
- [32] Hou C., Fujiwara H., and Ueda F. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 198-199 :450, 1999.
- [33] Kittel C. "On the Gyromagnetic Ratio and Spectroscopic splitting factor of Ferromagnetic Substances". *Physical Review*, 76(6) :743, 1949.
- [34] Koon N. C. *Physical Review Letters*, 78 :4865, 1997.
- [35] Kouvel J. C. *Journal of Applied Physics*, 31 :S142, 1960.
- [36] Kouvel J. C. and Graham Jr. C. D. "Exchange Anisotropy in Disordered Ni₃Mn". *Journal of Applied Physics*, 30 :S312, 1959.
- [37] Kuo P. C., Chang S. S., and Kuo C. M. "Microstructure and magnetic properties of the FeCoN thin films". *Journal of Applied Physics*, 83(11) :6643, 1998.
- [38] Lai C., Matsuyama H., and White R. *IEEE Transactions on Magnetics*, 31 :2609, 1995.
- [39] Patton C. and Wilts C. H. *Journal of Applied Physics*, 38 :3537, 1967.

- [40] Patton C., Wilts C. H., and Humphry F. B. *Journal of Applied Physics*, 38 :1358, 1967.
- [41] Peuzin J. C. and Gay J. G. *Acte des journées sur la caractérisation microonde des matériaux adsordants*, page 75, 1991.
- [42] Ro J. C. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35 :7216, 1998.
- [43] Slonczewski J. C. *Physical Review Letters*, 67 :3172, 1991.
- [44] Slonczewski J. C. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 150 :13, 1995.
- [45] Tsang C., Heiman N., and Lee Kenneth. *Journal of Applied Physics*, 52 :2471, 1981.
- [46] Weber M. C., Nembach H., and Hillebrands B. "Modified Gilbert damping due to exchange bias in NiFe/FeMn bilayers". *Journal of Applied Physics*, 97 :10A701, 2005.
- [47] Weber M. C., Nembach H., Hillebrands B., Carey M. J., and Fassbender J. "Real-time evidence of two-magnon scattering in exchange-coupled bilayers". *Journal of Applied Physics*, 99 :08J308, 2006.
- [48] Weber M. C., Nembach H., and Fassbender J. "Picosecond optical control of the magnetization in exchange biased NiFe/FeMn bilayers". *Journal of Applied Physics*, 95(11) :6613, 2004.
- [49] Weber M. C., Nembach H., Blomeier S., Kaltofen R., Schuman J., Carey M. J., and Fassbender J. "All-optical probe of magnetization dynamics in exchange biased bilayers on the picosecond timescale". *The European Physical Journal*, 45 :243–248, 2005.
- [50] Lai C-H., Lien W. C., Chen F. R., and Kai J. J. "Effects of phase transformation and interdiffusion on the exchange bias of NiFe/NiMn". *Journal of Applied Physics*, 89(11) :6600, 2001.
- [51] Gatel Christophe. " ". PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 2001.
- [52] Beach G. S. D. and Berkowitz A. E. "Co-Fe Metal/Native-Oxide multilayers : a new direction in soft magnetic thin films design I. Quasi-static properties and dynamic response". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(6) :2043, 2005.
- [53] Beach G. S. D. and Berkowitz A. E. "Co-Fe Metal/Native-Oxide multilayers : a new direction in soft magnetic thin films design II. Microscopic Characteristics and Interactions". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(6) :2053, 2005.
- [54] Mauri D., Kay E., School D., and Howard J. K. "Nouvel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich". *Journal of Applied Physics*, 62(7) :2929, 1987.
- [55] Mauri D., Siegmann, Bagus P. S., and Kay E. "Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate". *Journal of Applied Physics*, 62(7) :2929, 1987.
- [56] McMichael R. D., Stile M. D., Chen P. J., and Egelhoff W. F. Jr. "Ferromagnetic resonance studies of NiO-coupled thin films of Ni₈₀Fe₂₀". *Physical Review B*, 58(13) :8605, 1998.
- [57] Pain D., Ledieu M., Acher O., Adenot A. L., and Duverger F. *Journal of Applied Physics*, 85 :5151, 1999.
- [58] Spinato D., Ben Youssef J., and Le Gall H. "Spin dynamics in exchange-biased F/AF bilayers". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240 :254–256, 2002.
- [59] Spinato D., Ben Youssef J., and Le Gall H. "Magnetization reversal and spin dynamics exchange in biased F/AF bilayers probed with complex permeability spectra". *Journal of Applied Physics*, 93(10) :7711, 2003.

- [60] Spenato D., Ben Youssef J., Le Gall H., and Ostoréro J. "From ferromagnetic-ferromagnetic to ferromagnetic-antiferromagnetic exchange coupling in NiFe/MnNi bilayers". *Journal of Applied Physics*, 89(11) :6898, 2001.
- [61] Stiles M. D. and McMichael R. D. "Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers". *Physical Review B*, 59 :3722, 1999.
- [62] Stiles M. D. and McMichael R. D. "Temperature dependence of exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers". *Physical Review B*, 60 :12950, 1999.
- [63] Stiles M. D. and McMichael R. D. "Coercivity in exchange bias bilayers". *Physical Review B*, 63 :064405, 2001.
- [64] Suess D., Kirschner M., Schrefl T., Fidler J., Stamps R. L., and Kim J. V. "Exchange bias of polycrystalline antiferromagnets with perfectly compensated interfaces". *Physical Review B*, 67 :054419, 2003.
- [65] Van der Heijden P. A. A and al. *Physical Review Letters*, 82 :1020, 1999.
- [66] Etienne du Trémolet de Lachesserie. *Magnétisme*. Collection Grenoble Science, 1999.
- [67] Kren E., Nagy E., Nagy I., Pal L., and Szabo P. "Structure and phase transformations in the Mn-Ni system near equiatomic concentration". *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 29 :101–108, 1968.
- [68] Moraitakis E., Kompotiatis L., Pissas M., and Niarchos D. "Permeability measurements of Permalloy films with a broad band stripline technique". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 222 :168–174, 2000.
- [69] Russek S. E., Kabos P., Silva T., Mancoff F. B., Wang D., quian Z., and Daughton J. M. "High frequency measurements of the CoFeHfO thin films". *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(4) :2248–2250, 2001.
- [70] Yu E., shim J. S., Kim I., Kim J., Han S. H., Kim H. J., Kim K. H., and Yamaguchi M. "Development of the FeCo-based thin films for gigahertz applications". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3259–3261, 2005.
- [71] Hoshino K. et al. *Journal of Applied Physics*, 83 :7216, 1998.
- [72] Pust L. et al. "Domain control in magnetic shields using patterned permanent magnet underlayer". *Journal of Applied Physics*, 10(2) :6940, 2002.
- [73] Sakuma A. et al. *Physical review B*, 67 :024420, 2003.
- [74] Tsunoda M. et al. "Extra-large unidirectional anisotropy constant of Co-Fe/Mn-Ir bilayers with ultra-thin antiferromagnetic layer". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 239 :182–184, 2002.
- [75] Dorfbauer F., Schrefl T., Suess D. Kirschner M., Hrkac G., and Fidler J. "Pulsed inductive microwave magnetometer response calculated for IrMn/FeNi bilayers". *the European Physical Journal B*, 45 :267–271, 2005.
- [76] Ladwig P. F., , Chang Y. A., Morone A. Linville E. S., Gao J., Pant B. B., Schlutz A. E., and Mao S. "Paramagnetic to antiferromagnetic phase transformation in sputter deposited Pt-Mn thin films". *Journal of Applied Physics*, 94(2) :979, 2003.
- [77] Soohoo R. F. "Magnetic thin film inductors for integrated circuit applications". *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-15(6), 1979.

- [78] Toney M. F., Samant M. G., Lin T., and Mauri D. "Thickness dependence of exchange bias and structure in MnPt and MnNi spin valves". *Applied Physics Letters*, 81(24) :4565, 2002.
- [79] Ernult Franck. "*Anisotropie d'échange et frustration magnétique dans les bicouches ferro/antiferro et des tricouches ferro/antiferro/ferromagnétiques*". PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2002.
- [80] M. Frommberger, C. Schmutz, M. Tewes, J. McCord, W. Hartung, R. Losehand, and E. Quandt. Integration of crossed anisotropy magnetic core into toroidal thin-film inductor. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 53(6) :2096–2100, June 2005.
- [81] Counil G., Kim J-V., Shigeto K., Otani Y., Devolder T., Crozat P., Hurdequint H., and Chappert C. "Inductive measurement of the high frequency permeability of a Permalloy thin film". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272-276 :290–294, 2004.
- [82] Counil G., Kim J-V., Devolder T., Chappert C., Shigeto K., and Otani Y. "Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods". *Journal of Applied Physics*, 95(10) :5646, 2004.
- [83] Herzer G. "Grain structure and magnetism of nanocrystalline ferromagnets". *IEEE Transactions on magnetics*, 25(5) :3327, 1989.
- [84] Herzer G. "Grain size dependence of coercivity and permeability in Nanocrystalline Ferromagnets". *IEEE Transactions on Magnetics*, 26(5) :1397, 1990.
- [85] Wyckoff R. W. G. "*Crystal structures*". John Wiley and sons, 1965.
- [86] Counil Guillaume. "*Perméamétrie hyperfréquence de couches minces magnétiques*". PhD thesis, Université Paris XI ORSAY, 2005.
- [87] Fujiwara H., Hou C., Sun M., Cho H. S., and Nishioka. "Effect of exchange coupling of polycrystalline antiferromagnetic layers on the magnetization behaviors of soft magnetic layers". *IEEE Transactions on Magnetim*, 35 :3082–3087, 1999.
- [88] Fuke H., Saito K., Kamiguchi Y., and al. *Journal of Applied Physics*, 81 :4004, 1997.
- [89] Hoffmann H. "Theory of magnetization ripple". *IEEE Transactions on Magnetism*, MAG-4 :32–38, 1968.
- [90] Jung H., Doyle W., Fujiwara H., Wittig J. E., Al sharab J. F., Bentley J., and Evans N. D. "Exchange coupling in FeTaN/IrMn/FeTaN and NiFe/IrMn/NiFe trilayer films". *Journal of Applied Physics*, 91 :6899, 2002.
- [91] Kim K. H., Yamaguchi M., Arai K.-I Nagura H., and Ohnuma. "Effect of RF noise suppression on the coplanar transmission line using soft magnetic films". *Journal Applied Physics*, 93(10) :8002, 2003.
- [92] Kim K. H., Yamaguchi M., Ikeda S., and Arai K.-I. "Modeling for RF noise suppressor using a magnetic Films". *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :3031, 2003.
- [93] Meiklejohn W. H. and Bean C. P. New magnetic anisotropy. *Physical Review*, 102 :1413, 1956.
- [94] Meiklejohn W. H. and Bean C. P. New magnetic anisotropy. *Physical Review*, 105 :904, 1957.
- [95] Suhl H. *Physical Review*, 109 :606, 1958.
- [96] Suhl H. *Journal of Physics Radium*, 20 :333, 1959.
- [97] Xi H. and White R. M. "Antiferromagnetic thickness dependence of exchange biasing". *Physical Review B*, 61(1) :80, 2000.

- [98] Xi H. and White R. M. "Coupling between two ferromagnetic layer separated by an antiferromagnetic layer". *Physical Review B*, 62(6) :3933, 2000.
- [99] Xi H. and White R. M. *Physical Review B*, 64 :184416, 2001.
- [100] Nikitenko V. I., Gornakov V. S., Dedukh L. M., Kabanov Y. P., Khapikov F., Shapiro A. J., Shull R. D., Chaiken A., and Michel R. P. *Physical Review B*, 57(R8111) :1998, 1998.
- [101] Pettiford C. I., Zeltser A., Yoon S. D., Harris V. G., and Sun N. S. "Magnetic and microwave properties of CoFe/PtMn/CoFe multilayer films". *Journal of Applied Physics*, 99 :08C901, 2006.
- [102] Sievers A. J. III and Tinkham M. *Physical Review*, 129 :1566, 1967.
- [103] Borchers J., Ijiri Y., Lind D., Ivanov P., Erwin R., Lee S., and Majkrzak C. *Journal of Applied Physics*, 85 :5883, 1999.
- [104] Carey M. J. and Berkowitz A. E. "Exchange anisotropy in coupled films of Ni₈₁Fe₁₉ with NiO and Co_xNi_{1-x}". *Applied Physics Letters*, 60(24) :3060, 1992.
- [105] Devasahayam A. J. and Kryder M. H. *Journal of Applied Physics*, 99 :5519, 1999.
- [106] Devasahayam A. J., Slides P., and Kryder M. H. *Journal of Applied Physics*, 83(11) :7216, 1998.
- [107] Dillon J. *Journal of Applied Physics*, 31 :1605, 1960.
- [108] Dubowik J., Stobiecki F., Goscianska I., Lee Y. P., Paetzold A., and Röhl K. "Temperature dependence of ferromagnetic resonance in permalloy/NiO exchange-biased films". *The European Physical Journal B*, 45 :283–288, 2005.
- [109] Gielisse P. J., Plende J. N., and Mansue. "Infrared Properties of NiO and CoO and their mixed crystals". *Journal of Applied Physics*, 36(8) :2446, 1965.
- [110] Gueshev J., Pereira L. G., Schmidt J. E., and Nagamine L. C. C. M. "Frequency-dependent exchange bias in NiFe/NiO". *Physical Review B*, 67 :132401, 2003.
- [111] Hicks T. J., Pepper A. R., and Smith J. H. "Antiferromagnetism in γ -phase manganese-palladium and manganese-nickel alloys". *Journal of Physics C*, 1 :1683, 1968.
- [112] Huigbregtse J., Rozeboom F., sietsma J., Donkers J., Kuiper T., and van de Riet E. "High-frequency permeability of soft-magnetic FeHfO films with high resistivity". *Journal of Applied Physics*, 83(3) :1569–1574, 1998.
- [113] Lindner J., Lenz K., Kosubek E., Baberschke K., Spoddig D., Meckenstock R., Pelzl J., Frait Z., and Mills D. *Physical Review B*, 68 :060102, 2003.
- [114] McCord J., Roland M., and Elefant D. "Dynamic magnetic anisotropy at the onset of the exchange bias : the NiFe/IrMn ferromagnet/antiferromagnet system". *Physical Review B*, 70 :094420, 2004.
- [115] McCord J., Mattheis R., and Schäfer R. *Journal of Applied Physics*, 93 :5491, 2003.
- [116] Nogues J., Morellon L., Leighton C., Ibarra M.R., and Schuller I. K. *Physica Review B*, 61 :R6455, 2000.
- [117] Noguès J., Lederman D., Moran T. J., and Schuller I. K. *Physical Review Letters*, 76 :4624, 1996.
- [118] Noguès J. and Schuller I. K. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192 :203–232, 1999.

- [119] Silva T. J., Lee C. S., Crawford T. M., and Rogers C. T. "Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in thin-film Permalloy". *Journal of Applied Physics*, 85(11) :7849, 1999.
- [120] Slonczewski J. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159 :1, 1996.
- [121] Unguris J., Celotta R. J., and Pierce D. T. *Physical Review Letters*, 67 :140, 1991.
- [122] Michel J.-P. "Lignes coplanaires ferromagnétiques sur silicium pour applications micro-ondes". Master's thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2006.
- [123] Scott J.C. "Ferromagnetic resonance studies in the bilayer system $\text{Ni}_{0.80}\text{Fe}_{0.20}$ ". *Journal of Applied Physics*, 57(1) :3681, 1985.
- [124] Jungblut. Jap mmm ahneim.
- [125] Imakita K., Tsunoda M., and Takahashi M. *Applied Physics Letters*, 85 :3812, 2004.
- [126] Kuanr B. K., Camley R. E., and Celinski Z. "Exchange bias of NiO/NiFe : Linewidth broadening and anomalous spin-wave damping". *Journal of Applied Physics*, 93(10) :7723, 2003.
- [127] Kuanr B. K. and Celinski Z. and Camley R. E. "Tunable high-frequency band-stop magnetic filters". *Applied Physics Letters*, 83 :3969, 2003.
- [128] Kuarn B. K., Harward I. R., Deiotte R. T., Camley R. E., and Celinski Z. "Magnetically tunable micro-strip band-stop filter : Design optimization and characterization". *Journal of Applied Physics*, 97 :10Q103, 2005.
- [129] Kurosawa K., Miura M., and Saito S. *Journal of Physics C*, 13 :1521, 1980.
- [130] Shintaku K. and Watanabe S. "Effetc of additives and underlayers on the soft magnetic properties of High- B_s Fe-Co films". *Transactions of Magnetics of Society of Japan*, 5 :22–34, 2005.
- [131] Steenbeck K., Mathheis R., and Diegel M. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 279 :317, 2004.
- [132] Yagami K., Tsunoda M., and Takahashi M. *Journal of Applied Physics*, 11 :6609, 2001.
- [133] Takano Kentaro, Kodama R. H., Berkowitz A. E., Cao W., and Thomas G. *Physical review Letters*, 79 :1130, 1997.
- [134] Takano Kentaro, Kodama R. H., Berkowitz A. E., Cao W., and Thomas G. *Journal of Applied Physics*, 83 :6888, 1998.
- [135] Adenot A. L., Acher O., Taffary T., Quéffélec P., and Tanné G. "Tuneable microstrip devices controlled by weak magnetic fiels using ferromagnetic laminations". *Journal of Applied Physics*, 87(9) :6914, 2000.
- [136] Berger L. *Physics and Chemistry of Solids*, 38 :1321, 1977.
- [137] Li L., Crawford A. M., Wang S. X., and Marshall A. F. "Soft Magntic granular CoFeHfO for micromagnetic device applications". *Journla of Applied Physics*, 97 :10F907, 2005.
- [138] Snoek J. L. *Physica*, 14 :207, 1948.
- [139] Stamps R. L. "Mechanisms for exchange bias". *Journal of Physics D*, 33 :R247, 2000.
- [140] Yann LAMY, Bernard VIALA, Jean-Philippe MICHEL, and Anne-Sophie ROYET. Brevet N°5 05346 "Composant microélectronique intégré pour le filtrage du bruit électromagnétique et circuit de transmission radiofréquence le comportant",. Technical report, CEA Grenoble, 2005.

- [141] Richard Lebourgeois. "Ferrites faible pertes pour applications fréquentielles". Technical report, Techniques de l'ingénieur, 2002.
- [142] Néel Louis. "Du couplage Ferro-Antiferromagnétique dans les couches minces". *Annales de Physique*, 2 :61–80, 1967.
- [143] Ali M., Marrows C. H., and Hickey B. J. *Physical review B*, 67 :172405, 2003.
- [144] Ali M., Marrows C. H., Al-Jawad M., Hickey B. J., Misra A., Nowak U., and Usadel K. D. *Physical review B*, 68 :214420, 2003.
- [145] Crawford A. M., Gardner D., and Wang S. X. *Transactions on Magnetics of Society of Japan*, 2002.
- [146] Fraune M., Rüdiger U., Güntherodt, Cardoso, and Freitas P. *Applied Physics Letters*, 77 :3815, 2000.
- [147] Kerekes M., Viegas A. D. C., Stanescu D., and Ebels U. "Frequency domain studies of CoZr continuous thin films and FeNi wires using coplanar transmission lines". *Journal of Applied Physics*, 95(11) :6616, 2004.
- [148] Lederman M. "Performance of metallic antiferromagnets for use in spin-valve read sensors". *IEEE Transactions on magnetics*, 35(2) :794, 1999.
- [149] Ledieu M., Shoenstein F., Le Gallou J.-H., Valls O., Queste S., Duverger F., and Acher O. "Microwave permeability spectra of ferromagnetic thin films over a wide range of temperatures". *Journal of Applied Physics*, 93(10) :7202–7204, 2003.
- [150] Munakata M., Motoyama M., Yagi M., Ito T., Shimada Y., Yamaguchi M., and Arai K.-I. "Very high electrical resistivity and heteroamorphous structure of soft magnetic ($\text{Co}_{35.6}\text{Fe}_{50}\text{B}_{14.4}\text{-SiO}_2$ thin films". *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(5) :3147–3149, 2002.
- [151] Pakala M., Huai Y., Anderson G., and Miloslasky L. *Journal of Applied Physics*, 87(9) :6653, 2000.
- [152] Rezende S. M., Lucena M. A., Azevedo A., de Aguiar F. M., Fermin J. R., and Parkin S. S. "Exchange anisotropy and spin-wave damping in CoFe/IrMn bilayers". *Journal of Applied Physics*, 93 :7717, 2003.
- [153] Rubinstein M. *Journal of Applied Physics*, 85 :5880, 1999.
- [154] Sonehara M., Sugiyama T., Ishikawa T., Inagaki K., Ikeda S., Sato T., Yamasawa K., and Miura Y. "Relation between Microwave Complex Permeability and Ferromagnetic Fe-si Layer Thickness in Mn-Ir/Fe-Si Exchange-Coupled Film". In *Intermag Conference 2006 Digests*, page 407, 2006.
- [155] Sonehara M., Sugiyama T., Sato T., and Yamasawa K. "Preparation and characterization of Mn-Ir/Fe-Si exchange-coupled multilayer film with Ru underlayer for high-frequency applications". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3511, 2005.
- [156] Sparks M. *"Ferromagnetic relaxation theory"*. McGraw-hill, New York, 1964.
- [157] Tsunoda M., Sato T., and Hashimoyo T. *Applied Physics Letters*, 84(25) :5222, 2004.
- [158] Tsunoda M., Tsuchiya Y., Konoto M., and Takahashi M. "Microstructure of antiferromagnetic layer affecting on magnetic exchange coupling in trilayered Ni-Fe/25 % at Ni-Mn/Ni-Fe films". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 171 :29–44, 1997.
- [159] Tsunoda M., Tsuchiya Y., Hashimoto T., and Takahashi M. Magnetic anisotropy and rotational hysteresis loss in exchange coupled Ni-Fe/Mn-Ir films. *Journal of Applied Physics*, 87 :4375, 2000.

- [160] Yamaguchi M., Suezawa K., Arai K. I., Takahshi Y., Kikuchi S., Shima Y., Li W. D., Tanabe S., and Ito K. "Microfabrication and characteristics of magnetic thin film inductors in the ultrahigh frequency region". *Journal of Applied Physics*, 85(11) :7919–7922, 1999.
- [161] Yamaguchi M., Kim K.-H., Kuribara T., Fukushima T., Kim I., and Kim J. "RF intergated inductors with various slit patterns using CoFeBN soft magnetic film". *Digest of the IEEE International InterMag conference*, 2005.
- [162] Yamaguchi M., Baba M., and Arai K-I. *IEEE Transactions on Mic. th.Tech*, 49(12), 2001.
- [163] Cramer N., Lucic D., Camley R., and Celinski R. E. *Journal of Applied Physics*, 87(69), 2000.
- [164] Saito N., Fujiwara H., and Sugita Y. "A new type of magnetic domain in thin Ni-Fe films". *Journal of Physical Society of Japan*, 19 :421–422, 1964.
- [165] Saito N., Fujiwara H., and Sugita Y. "A new type of magnetic domain structures in negative magnetostriction Ni-Fe films". *Journal of Physical Society of Japan*, 19(7) :1116–1125, 1964.
- [166] Smith N. "Dynamic domain model for magnetic thin films". *IEEE Transaction on Magnetics*, 27 :729–741, 1991.
- [167] Vukadinovic N., Le Gall H., Ben Youssef J., Gehanno V., Marty A., Samson Y., and Gilles B. "Magnetization dynamics and relaxation in epitaxial FePd thin films with strip domain structure". *The European Physical Journal B*, 13 :445–450, 2000.
- [168] Acher O., Jacquart P. M., Fontaine J. M., Baclet P., and Perrin G. "High impedance anisotropic composites manufactured from ferromagnetic thin films for microwave applications". *IEEE Transactions on Magnetics*, 30(6) :4533, 1994.
- [169] Acher O., Queste S., Barholz K.-U, and Mattheis R. "High-frequency permeability of thin NiFe/IrMn layers". *Journal of Applied Physics*, 93(10) :6668, 2003.
- [170] Acher O., Queste S., Ledieu M., Barholz K.-U, and Mattheis R. "Hysteretic behavior of the dynamic permeability on a Ni-Fe thin film". *Physical Review B*, 68 :184414, 2003.
- [171] Gerardin O., Ben Youssef J., Gall H. L., Vukadinovic N., Jacquart P., and Donahue M. *Journal of Applied Physics*, 62 :5899, 2000.
- [172] IEEE Transaction on Magntics, editor. "*Magnetic Multilayer Films for Microwave Filter Applications*", InterMag 2006.
- [173] Bruno P. and Chappert C. *Physical Review B*, 46 :261, 1992.
- [174] Dhagat P., Li W. D., Prabhakaran S., and Sullivan C. R. "Thick magnetic thin films : issues in fabricationand performance of 10 microns -thick nanogranular CoZrO films". In *3rd International workshop on high frequency micromagnetic devices and materials*, 2005.
- [175] Malozemoff A. P. "Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces". *Physical Review B*, 35(7) :3679, 1987.
- [176] Malozemoff A. P. "Heisenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy". *Physical Review B*, 37(13) :7673, 1988.
- [177] Miltényi P., Gierling M., Keller J., Beschoten B., Güntherodt G., Nowak U., and Usadel K. D. *Physical Review Letters*, 84 :4224, 2000.
- [178] Miltényi P., Gierling M., Bamming M., May U., Güntherodt G., Noguès J., Gruters M., Leighton C., and Schuller I.K. *Applied Physics Letters*, 75(15) :2304, 1999.
- [179] Miltényi P., Gruyters M., Guntherodt G., Nogues J., and Schuller I. K. *Physical Review B*, 59 :3333, 1999.

- [180] Nozières J. P., Jaren S., Zhang Y. B., Zeltser A., Pentek K., and Speriosu V. S. "Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based anti-ferromagnets". *Journal of Applied Physics*, 87 :3920, 2000.
- [181] Wen C. P. "Coplanar Waveguide : A Surface Transmission Line Suitable for Non-Reciprocal Gyromagnetic Device Application". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 17 :1087, 1969.
- [182] Damien Pain. *Relation entre les propriétés magnétiques statiques et les propriétés en hyperfréquence de couches minces ferromagnétiques*. PhD thesis, Université de Versailles Saint-quentin-en-Yvelines, 1999.
- [183] Arias R. and Mills D. L. "Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of the ultrathin films". *Physical review B*, 60(10) :7395, 1999.
- [184] Fermin J. R., Lucena M. A., Azevedo A., de Aguiar F. M., and Rezende S. M. "Measurements of exchange anisotropy in NiFe/NiO films with different techniques". *Journal of Applied Physics*, 98(9) :6421, 2000.
- [185] Jungblut R., Coehoorn R., Johnson M. T., Aan de Steege J., and Reinders A. *Journal of Applied Physics*, 75(10) :6659, 1994.
- [186] Michel R., Chaiken A., Wang C., and Johnson L. *Physical Review B*, 58 :8566, 1998.
- [187] Hida Rachid. *Etude du comportement dynamique de la perméabilité magnétique de microstructures élémentaires et de circuits fermés réalisés à partir de couches ferromagnétiques douces*". PhD thesis, Université Claude Bernard - LYON, 2004.
- [188] Almeida N. S. and Mills D. L. *Physical Review B*, 53 :12232, 1996.
- [189] Couderc S., Viala B., Ancey P., and Bouche G. "FeHfN and FeHfNO soft magnetic films for RF applications". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3319–3321, 2005.
- [190] Couderc S., Viala B., and Royet A. S. "On the improvement of the ferromagnetic spiral inductors with using high magnetization and high-resistive FeHf-based materials". *Transactions of the Magnetics Society of Japan*, 5(4) :165–170, 2005.
- [191] Dubourg S., Queste S., and Acher O. "Secondary peaks on microwave permeability spectra of soft ferromagnetic thin films with in-plane anisotropy". *Journal of Applied Physics*, 97 :10F903, 2005.
- [192] Invargsson S., Rithchie L., Liu X. Y., Xiao G., Slonczewski J. C., Trouilloud P. L., and Koch R. H. *Physical Review B*, 66 :214446, 2002.
- [193] Jung H. S. and Doyle W. D. "High-Moment FeCo-IrMn Exchange-Coupled soft Underlayers for perpendicular Media". *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(2) :679, 2003.
- [194] Jung H. S., Doyle W. D., Wittig J. E., Al-Sharab J. F., and Bentley J. "Soft anisotropic high magnetization Cu/FeCo films". *Applied Physics Letters*, 81(13) :2415, 2002.
- [195] Jung H. S., Doyle W. D., and Matsunuma S. "Influence of underlayers on the soft properties of high magnetization FeCo films". *Journal of Applied Physics*, 93(10) :6462, 2003.
- [196] Kasper J. S. and Kouvel J. S. "The antiferromagnetic structure of NiMn". *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 11 :231–238, 1959.
- [197] Lew W. S., Ercole A., Lauhoff G., Kernohan E. T. M., Lee J., and Bland J. A. C. *Journal of Applied Physics*, 89 :7654, 2001.

- [198] Mao S., Amin N., and Murdock E. "Temperature dependence of giant magnetoresistance properties of NiMn pinned spin valves". *Journal of applied Physics*, 83(11) :6807, 1998.
- [199] Nakagawa S., Suemitsu K, and Naoe M. "Preparation of soft magnetic and thermally stable Fe-Co-Ta :N/Ti multilayered films by sputter deposition". *Journal of Applied Physics*, 81(8) :3782, 1997.
- [200] Nakagawa S., Tanaka S., Suemitsu K, and Naoe M. "Improvements of soft magnetism of Fe₉₀Co₁₀ sputtered by additon of N and Ta". *Journal of Applied Physics*, 79(8) :5156, 1996.
- [201] Ohnuma S., Fujimori H., Mitnai S., and Masumoto T. "High-frequency magnetic properties in metal-nonmetal granular films". *Journal of Applied Physics*, (8) :5130–5135, 1996.
- [202] Ohnuma S., Lee H. J., Kobayashi, Fujimori H., and Masumoto T. "CoZrO nanogranular thin films with improved high frequency soft magnetic properties". *IEEE tansaction on magnetics*, 37(4) :2251–2254, 2001.
- [203] Ohnuma S., Ohnuma M., Fujimori H., and Masumoto T. "High frequency soft magnetic properties and structure of nano-granular CoPdSiO films". In *3rd International workshop on high frequency micromagnetic devices and materials*, 2005.
- [204] Queste S., Dubourg S., Acher O., Soret J.-C, Barholz K.-U, and Mattheis R. "Microwave permeability study for antiferromagnet thickness dependence on exchange bias field in NiFe/IrMn layers". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 288 :60–65, 2005.
- [205] Queste S., Dubourg S., Acher O., Barholz K. U., and Mattheis R. "Exchange bias anisotropy on the dynamic permeability on thin NiFe layers". *Journal of Applied Physics*, 95 :6873, 2004.
- [206] Saito S., Miura M., and Kurosawa K. *Journal of Physics C*, 13 :1513, 1980.
- [207] Saito S., Miura M., and Kurosawa K. *Journal of Physics C*, 13 :1513, 1980.
- [208] Speriosu V. S., Parkin S. S., and Wilts C. H. "Standing spinwaves in FeMn/NiFe/FeMn exchange-bias structures". *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-23 :2999, 1987.
- [209] Zhang S., Dimitrov D., Hadjipanayis G., Cai J., and Chien C. Coercivity induced by random field at ferromagnetic and antiferromagnetic interfaces. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 198-199 :468–469, 1999.
- [210] Couderc Sandrine. "*Etude de matériaux ferromagnétiques doux à forte aimantation et à résistivité élevée pour les radio-fréquences : Applications aux inductances spirales planaires sur Silicium dans le but de réduire la surface occupée*". PhD thesis, Université de Limoges, 2006.
- [211] Dubourg Sébastien. "*Elaboration et caractérisation magnétique de bicouches NiO-Co. Etude du couplage d'échange*". PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 2001.
- [212] Yutaka Shimada, Eishu Sugawara, and Hiroyasu Fujimori. Initial permeability of composite-anisotropy multilayer films. *Journal of Applied Physics*, 76(4) :2395, August 1994.
- [213] Rezende S.M., Azevedo A., Lucena M. A., and de Aguiar F. M. "Anomalous spin-wave damping in exchange-biased films. *Physical Review B*, 63 :214418, 2001.
- [214] E. Sugawara, K. Yamaguchi, S. Furukawa, and F. Matsumoto. Soft magnetic properties of composite anisotropy conbzn/ceramics multilayers. *Journal of Applied Physics*, 73(10) :5580–5585, May 1993.
- [215] Hutchings M. T. and Samuelsen E. J. *Physical Review B*, 6 :3447, 1972.

- [216] Korn T., Kerekes M., Ebels U., Stanescu D., and Xavier P. "Pumping-field -induced dynamic effects in micron-sized permalloy lines and their influence on HF filter application". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3514, 2005.
- [217] Lin T., Tsang C., Fontana R., and Howard J. K. "Exchange-coupled NiFe/FeMn, NiFe/Ni-Mn and NiO/Ni-Fe Films for stabilization of Magnetoresistive sensors". *IEEE Transactions on Magnetics*, 31 :2585, 1995.
- [218] Lin T., Mauri D., Staud N., Hwang C., and Gorman G. L. *Applied Physics Letters*, 65 :1183, 1994.
- [219] Morikawa T., Suzuki M., and Taga Y. "Soft magnetic properties of Co-Cr-O granular films". *Journal of Applied Physics*, 83(11) :6664–6666, 1998.
- [220] Nakamura T. *Theoretical Physics (Kyoto)*, 20 :542, 1958.
- [221] Pokhil T., Mao S., and Mack A. "Study of exchange anisotropy in NiFe/NiMn and NiFe/IrMn exchange coupled films". *Journal of Applied Physics*, 85(8) :4916, 1999.
- [222] Sato T., Tsunoda M., and Takahashi M. *Journal of applied Physics*, 95(11) :7513, 2004.
- [223] Schultess T. and Butler W. "Consequences of Spin-Flop Coupling in Exchange Biased films". *Physical Review Letters*, 81 :4516, 1998.
- [224] Schultess T. and Butler W. "Coupling mechanisms in exchange biases films". *Journal of Applied Physics*, 85 :5510, 1999.
- [225] Shimatsu T., Katada H., Watanabe I., Muraoka H., and Nakamura Y. "Effect of lattice strain on soft magnetic properties in FeCo/NiFe(Cr) thin films with 2.4 T". *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :2365, 2003.
- [226] Yamaoka T. *Journal of Physical Society of Japan*, 36(2) :438, 1974.
- [227] Yamaoka T. *Journal of Physical Society of Japan*, 39(2) :445, 1974.
- [228] Nowak U., Usadel K. D., Keller J., Miltényi P., Beschoten B., and Güntherodt G. "Domain state model for exchange bias. I. Theory". *Physical Review B*, 66 :014430, 2002.
- [229] Kambersky V. *Czechoslovak Journal of Physics*, B26 :1366, 1976.
- [230] Korenivski V. "GHz magnetic film inductors". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216 :800–806, 2000.
- [231] van der Heijden P. A. A., Maas T. F. M. M., de Jonge J. M., Kools J. C. S., Roozeboom F., and van der Zaag J. *Applied Physics Letters*, 72 :492, 1998.
- [232] van Driel J. "Exchange biasing by Ir₁₉Mn₈₁ : Dependence on temperature, microstructure and antiferromagnetic layer thickness". *Journal of Applied Physics*, 88(2) :975, 2000.
- [233] Gaëlle Visentin. "Vers des matériaux magnétiques doux à très hautes fréquence de résonance". Master's thesis, INSA Toulouse, 2003.
- [234] Damon R. W. and Eshbach J. R. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19 :308, 1961.
- [235] Dietrich W. and Proebster W. *Journal of applied physics*. 31, 281S, 1960.
- [236] Dietrich W., Proebster W., and Wolf P. *IBM Journal*, 189, 1960.
- [237] Ji C. W., Kim S. H., Kim I., Kim K. H., and Yamaguchi M. "Effects of post-annealing on the magnetic properties of the CoFeBN thin film". *IEEE transactions on Magnetics*, 41(10) :3277–3279, 2005.

- [238] Stoecklein W., Parkin S. S. P., and Scott J. C. "Ferromagnetic resonance studies of exchange-biased Permalloy thin films. *Physical Review B*, 38(10) :6847, 1988.
- [239] Portier X., Petford-Long A. K., and Anthony T. C. "HREM study of spinvalves with MnNi pinning layer". *IEEE Transactions on Magnetics*, 33(5) :3679, 1997.
- [240] Sun N. X. and Wang S. X. "Soft high saturation Magnetization ($\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3}$) $_{1-x}\text{N}_x$ thin films for inductive write heads". *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(5) :2506, 2000.
- [241] Sun N. X., Wang S. X., and Silva T. "High frequency behavior and damping of FeCoN-based High-saturation soft magnetic films". *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(1) :146, 2002.
- [242] Wang S. X., Sun N. X., and Yamaguchi M. "Sandwich films : properties of a new soft materials". *Nature*, 407 :150, 2000.
- [243] Ijiri Y., Borchers J., Erwin R., Lee S., van der Zaag P., and Wolf R. *Physical Review Letters*, 80 :608, 1998.
- [244] Lamy Y. and Viala B. "Combination of ultimate magnetization and ultrahigh uniaxial anisotropy in CoFe exchange-coupled multilayers". *Journal of Applied Physics*, 97 :10F910, 2005.
- [245] Lamy Y. and Viala B. "Temperature dependence of magnetic properties of AF-biased CoFe films with high FMR". *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3517, 2005.
- [246] Tserkovnyak Y., Bratass A., and Bauer G. *Physical Review B*, 66(224403), 2002.
- [247] Yang F. Y. and Chien C. L. "Spiraling spin structure in exchange-coupled antiferromagnetic layer". *Physical Review Letters*, 85(12) :2597, 2000.
- [248] Yoshizawa Y., Oguma S., and Yamaguchi K. "New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure". *Journal of Applied Physics*, 64 :6044, 2006.
- [249] Zhuang Y., Rejaei B., Boellaard E., Vroubel M., and Burghartz. "GHz bandstop microstrip filter using patterned $\text{Ni}_{78}\text{Fe}_{22}$ ferromagnetic film". *IEEE Microwave and Wireless Computer Letter*, 12(12) :2002, 2002.
- [250] Yoo Y-G., Min S-G., Ryu H-J., Park N-S., and Yu S-C. "Angular and NiFe thickness dependence of exchange bias in IrMn/NiFe/IrMn thin film". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 303 :e188–e191, 2006.
- [251] Tang Y.J., Roos B., Mewes T., Demokritov S. O., Hillebrands B., and Wang Y.J. *Applied Physics Letters*, 75 :707, 1999.
- [252] Frait Z. and Fraitova D. *Journal of Magnetism and Magnetic Material*, 15-18 :1081, 1980.
- [253] Quian Z., Siversersten J. M., and Judy J. H. *Journal of Applied Physics*, 83 :6825, 1998.

Publications - Communications

Ce travail de thèse a donné lieu aux publications et aux communications suivantes :

8.8 Publications

- "Combination of ultimate magnetization and ultrahigh uniaxial anisotropy in CoFe-exchange multilayers", Y. Lamy, B. Viala, Journal of Applied Physics, 97, 10F910, 2005
- "Temperature Dependence of Magnetic Properties of AF-Biased CoFe Films with High FMR", Y. Lamy, B. Viala, IEEE Transactions on Magnetics, Vol 41., No. 10, 3517, October 2005
- "NiMn, IrMn and NiO Exchange Coupled CoFe Multilayers for Microwave Applications", Y.Lamy, B. Viala, IEEE Transactions on Magnetics, accepté à la publication, October 2006
- "New RF Magnetic Stripe Inductor with Flanges based on Exchange-Coupled Magnetic Films", J.P. Michel, Y. Lamy, A.S.Royet, B. Viala, IEEE Transactions on Magnetics, accepté à la publication, October 2006
- "Evaluation of Exchange-Biased Magnetic Materials for High Density GHz Toroidal Integrated Inductors" B. Orlando, A.-S. Royet, Y. Lamy, B. Viala, Journal of Magnetic Society of Japan, vol. 30, N°6-1, pp 519-522, November 2006

8.9 Communications Orales

- Poster à la conférence internationale MMM Jacksonville 2004 "Combination of high Magnetization and high Anisotropy in AF-coupled layers". Prix du meilleur poster
- Poster à la conférence Internationale INTERMAG 2005 Sendai , (Japon), Avril 2005, (poster présenté par Bernard Viala)
- Présentation Orale au Workshop "Hyperfréquences" DIOM, Saint-Etienne 24 juin 2005
- Poster aux journées Louis Néel, microscopie de Foucault et de Fresnel septembre 2005, (poster présenté par C. Gatel)
- Poster au Workshop Journées "HyperMag" les 1 et 2 février 2006, organisées par le CEA Le Ripault
- Poster à la conférence internationale INTERMAG 2006 San Diego.
- Présentation orale à la conférence internationale INTERMAG 2006 San Diego. (présenté par J-P. Michel)

- Présentation orale au 4th workshop Magnetism RF, San Diego, Mai 2006, organisé par Yamaguchi