



HAL
open science

Détection de radiofréquence par des composantsMagnéto Résistifs

Nicolas Biziere

► **To cite this version:**

Nicolas Biziere. Détection de radiofréquence par des composantsMagnéto Résistifs. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT : . tel-00135915

HAL Id: tel-00135915

<https://theses.hal.science/tel-00135915>

Submitted on 9 Mar 2007

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

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

**Thèse présentée à
L'UNIVERSITÉ DE PARIS SUD
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

par

Nicolas Biziere

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCE
DE L'UNIVERSITÉ PARIS 11, ORSAY**

Spécialité : Physique du solide

**DÉTECTION DE RADIOFRÉQUENCES
PAR DES COMPOSANTS MAGNÉTO-RÉSISTIFS**

Thèse dirigée par M. Claude Fermon

La soutenance se déroulera le

Les membres du jury sont :

Monsieur Olivier Acher	Rapporteur
Monsieur Eric Beaurepaire	Rapporteur
Monsieur Claude Chappert	
Monsieur Michael Coey	
Monsieur Claude Fermon	Directeur de thèse
Monsieur Bertrand Raquet	

Remerciements

Je voudrais remercier très chaleureusement l'ensemble des membres de ce jury de m'avoir fait l'honneur d'y participer. Je tiens à remercier monsieur Claude Chappert d'avoir présidé ce jury. Je voudrais remercier Olivier Acher et Eric Beaurepaire d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit ainsi que Bertrand Raquet et Mike Coey d'avoir accepté d'être examinateurs de ma soutenance de thèse.

Je voudrais remercier Eric Vincent de m'avoir accueilli au sein du SPEC où j'ai passé trois années extrêmement enrichissantes.

Je voudrais témoigner toute ma gratitude envers mon directeur de thèse Claude Fermon qui a su me supporter, dans tous les sens du terme, au cours de ces trois ans.

Je voudrais remercier Emma Kerr et Sebastiaan Van Dijken du Trinity College Dublin pour nous avoir fourni les vannes de spins utilisées pendant ma thèse.

Je souhaite également remercier Jean Baptiste Moussy du laboratoire SPCSI pour m'avoir aidé sur les expériences VSM et Frédéric Ott du LLB pour les mesures de diffraction de neutrons.

J'aimerais remercier encore une fois Bertrand Raquet qui m'a amené à la physique. J'espère qu'aujourd'hui tu ne regrettes pas ton pari !

En travaillant dans le groupe RMN et Nanomagnétisme du CEA Saclay, j'ai découvert une nouvelle famille. Je voudrais donc remercier tous les membres de ce groupe que j'ai pu rencontrer pendant ces trois ans et qui m'ont aidé à aller au bout.

Dans cette famille je voudrais commencer par remercier « papa ours ». Je voudrais te remercier de m'avoir accordé ta confiance lorsque d'autres ne l'ont pas fait, et d'avoir su trouver les mots, en dépit de nos caractères opposés, pour me faire réfléchir, me remettre en selle ou dans le droit chemin. Même si je ne peux nier ce que tu m'as appris en physique durant ma thèse, ce que je retiendrais principalement est que tu m'as permis de « grandir » dans bon nombre de domaines, souvent extra professionnels, et j'espère un jour être capable de tirer pleinement profit de tout ce que tu m'as apporté. Attends-toi quand même à m'avoir sur le dos encore quelques temps !!!

J'ai également eu la chance de découvrir deux grandes sœurs pendant ces trois ans, Myriam Pannetier et Anne de Vismes. Je voudrais vous remercier toutes les deux et m'excuser pour toutes les heures que vous avez du passer à m'écouter m'épancher ou à l'inverse, à faire des « petites blagounettes » (au fait maintenant je peux te le dire Anne, je n'ai jamais compris le principe des mots interdits...). Comme dans toutes les relations entre « frères et sœurs », il nous est arrivé d'être en désaccord (voire plus parfois, n'est ce pas ?) mais c'est ce qui arrive parfois lorsque les gens s'apprécient. Je n'ai pas les mots pour vous témoigner toute l'affection que j'ai pour vous deux alors mieux vaut que je ne m'y risque pas ! Je vous souhaite bon courage pour la suite de vos carrières et j'espère que d'autres femmes comme vous viendront changer les habitudes de ce milieu un peu « macho ».

Je voudrais également remercier Michel Viret, chef du groupe Nanomagnétisme dans lequel j'ai travaillé. Désolé de t'avoir fait perdre tant de temps à répondre à mes questions parfois limites. Sans moi, tu aurais probablement publié une dizaine d'articles supplémentaires durant ces 3 ans ! Ta patience, ton soutien et tes conseils ont été bien plus qu'une aide pour moi mais un vrai réconfort.

Et puis il est rare que je rencontre un autre chercheur ayant le même humour que moi, surtout à un âge si avancé ! Ami et « maître à penser », j'espère un jour atteindre ton niveau scientifique (mais pas vestimentaire, je suis encore trop tendre pour porter un boubou) mais la route sera longue !!! En tout cas maintenant que je pars, je te laisse le champ libre pour devenir le champion de tennis de St Aubin. A moins que Mary ne continue à te préparer d'aussi bons petits plats auquel cas attention à ne pas devenir comme moi !

Je voudrais également remercier Olivier Klein pour tous les conseils qu'il m'a donnés, Hans Glattli et Jacques François Jacquinet, tout deux encyclopédies de la physique, dont les anecdotes me manqueront (surtout au moment des repas !), Gérald Legoff, qui m'a montré que la mécanique n'était pas aussi simple que les jeux de LEGO ainsi que Joseph Scola, le jazzman, pour avoir essayé de m'initier à d'autres styles de musique !

Je voudrais remercier les « grands frères » avec qui j'ai partagé une partie de ma thèse, Antoine Vanhaverbeke, Grégoire de Loubens et Mihai Gabureac dont j'espère avoir réussi à enrichir le vocabulaire (c'est valable pour les trois !!!) Merci à vous de m'avoir permis d'éviter les pièges du début de thèse. Y tambien quiero pensar a mi calino amigo Oscar Cespedes. Te conosco despues Dublin y estoy seguro que nuestro amistad cruzara los continentes !

Je voudrais également saluer très amicalement « les petits nouveaux », Hadrien, Hedwige, Aymen et Anne Laure qui ont rendu les derniers mois de ma thèse un peu plus faciles. Bon courage à vous quatre pour ce qui arrive mais je ne doute pas de votre réussite. Je voudrais saluer également Eric Nguyen avec qui j'ai commencé au CEA. Bon courage à toi pour la suite !

J'aurais une pensée particulière pour Delphine Lebeugle, que je considère comme ma « petite sœur », qui m'a tellement souvent sorti la tête de l'eau. A toi aussi j'aimerais témoigner toute mon affection et je suis sûr que nos chemins se croiseront encore souvent. Quand toi aussi tu seras en fin de thèse avec tous les « effets secondaires » qui vont avec, repense à ce que je n'ai eu de cesse de te répéter pendant deux ans, ça t'aidera !

J'aimerais remercier tous les membres du groupe de Nanoélectronique pour leur bonne humeur inégalable et tout particulièrement Fabien Portier sans qui certaines manips n'auraient sûrement pas vu le jour !! Un immense merci à toi Rasta Man !

Je remercie les membres du groupe Quantronique pour l'aide et le soutien qu'ils m'ont apportés pendant trois ans. Promis je vous rendrai tout le matériel emprunté avant de partir! Un merci particulier à Pief que j'ai « harcelé » régulièrement et sans qui le laboratoire ne fonctionnerait pas de la même façon.

Je remercie également Emmanuel Rousseau, compagnon de galère, dont la prise de position finale continuera à m'impressionner encore longtemps !!! A bientôt dans de nouvelles aventures.

Je tiens à remercier Nathalie Royer et Sandrine Thunin que je n'ai eu de cesse de déranger pour des brouilles pendant trois ans. Leur patience pour m'expliquer les rouages de l'administration n'a d'égale que leur gentillesse.

Je voudrais remercier tous les membres de l'atelier de mécanique, pour m'avoir aidé à fabriquer mon porte échantillon, ainsi que Jean Michel Richomme.

Un grand merci au service informatique et tout particulièrement à Olivier Croquin qui m'a conforté dans l'idée que frapper sur mon ordinateur n'était pas néfaste pour la machine mais tellement bon pour les nerfs. Bon courage à toi dans ta nouvelle carrière.

Comment ne pas penser également à mes amis Rozaiens et Toulousains ! Un immense merci à mes deux consciences, Romain, sans qui je ne pourrais prendre aucune décision (on va tous les manger !), et Ben à qui je dois non seulement mon diplôme d'ingé mais également une partie de ma thèse (t'inquiète, on va le faire ce labo de physique ultime, la théorie du tout elle est pour nous !). Merci à vous deux de me porter sur vos épaules depuis si longtemps. Merci également aux « gros », nounours, Jéjé, Ponpon, Debuz et Béné (non toi tu n'es pas grosse !) qui savent me remettre les pieds sur terre quand je « m'envole » ainsi qu'au toulousains Pierrot l'inutile, Flo et ses femmes Nais et Lali (tu sais il a raison Ben, la microscopie...enfin on t'expliquera), Greg et Marianne, Mika (à nous deux on est une pub pour Benetton !), Manu (dont je tairais le surnom), Nono « Brutus » et Vince le chauve avec qui j'ai passé cinq super années dans le sud et encore de nombreuses à venir.

J'ai bien sur une pensée toute particulière pour ma famille, mes parents, mon frère et ma belle sœur (sans oublier Loulou !) ainsi que ma tante. Je voudrais les remercier pour tout ce qu'ils m'apportent depuis toujours et m'excuser pour être si désagréable par moments. Je pense notamment à mes parents à qui je ne dis pas assez souvent que je les aime, et sans qui je n'aurais jamais réussi à en arriver là. J'espère aujourd'hui leur avoir rendu un peu de la fierté qu'ils m'ont donnée pendant tant d'années.

Enfin je voudrais terminer en remerciant tous ceux que j'ai du oublier et qui j'espère ne m'en voudront pas...

A Charlotte.

Table des matières

I	LES VANNES DE SPIN	11
I.A	QUELQUES BASES DU MAGNETISME STATIQUE.	12
I.A.1	<i>Les énergies liées au magnétisme.</i>	12
I.A.2	<i>Le ferromagnétisme de bande.</i>	14
I.B	LES EFFETS DE MAGNETORESISTANCE DANS LES FERROMAGNETIQUES.	16
I.B.1	<i>Les effets classiques dus à un champ magnétique appliqué sur un métal normal.</i>	16
I.B.2	<i>Les effets propres aux matériaux magnétiques.</i>	17
I.C	UN EXEMPLE DE SYSTEME GMR : LA VANNE DE SPIN.....	21
I.C.1	<i>Composition.</i>	21
I.C.2	<i>Propriétés magnétiques statiques des vannes de spin.</i>	22
I.C.3	<i>Le capteur hyperfréquence.</i>	26
II	DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION	29
II.A	QU'EST CE QU'UN PHENOMENE RESONANT ?	30
II.B	RESONANCE D'UN SPIN ISOLE ET EFFET GYROMAGNETIQUE.	31
II.C	EQUATION DU MOUVEMENT DE LANDAU-LIFSCHITZ DANS LE CAS DES FERROMAGNETIQUES.	33
II.D	MOUVEMENT FORCE ET REGIME LINEAIRE.....	34
II.E	RESONANCE UNIFORME DE SYSTEMES A GEOMETRIE SIMPLE.....	36
II.E.1	<i>Résonance uniforme d'un ellipsoïde</i>	36
II.E.2	<i>Résonance uniforme d'une couche mince infinie aimantée dans le plan.</i>	38
II.F	ONDES DE SPINS ET APPROXIMATION MAGNETOSTATIQUE.	38
II.F.1	<i>Mode magnétostatique.</i>	39
II.F.2	<i>Onde de spins.</i>	41
II.G	PHENOMENES DE RELAXATION.	46
II.G.1	<i>Relaxation par l'intermédiaire des courants de Foucault.</i>	48
II.G.2	<i>Relaxation par couplage avec les électrons de conduction.</i>	49
II.G.3	<i>Relaxation liée aux tailles finies de l'échantillon.</i>	49
II.H	ONDES DE SPINS DANS LES MULTICOUCHES MAGNETIQUES.	51
II.I	RELAXATION EXTRINSEQUE LIEE AU CARACTERE MULTICOUCHE.....	54
III	TECHNIQUES EXPERIMENTALES	57
III.A	METHODES DE MESURE DE LA RESONANCE FERROMAGNETIQUE.	58
III.A.1	<i>Techniques inductives.</i>	58
III.A.2	<i>Techniques optiques.</i>	59
III.A.3	<i>Principe des microantennes.</i>	60
III.B	THEORIE DES LIGNES DE TRANSMISSION.....	61
III.B.1	<i>Equations du télégraphiste.</i>	61
III.B.2	<i>Exemple pratique : cas d'une source hyperfréquence reliée à une charge par une ligne de transmission.</i> 66	
III.B.3	<i>Calcul de la puissance délivrée à une charge.</i>	68
III.C	TECHNIQUE DE MESURE DE SIGNAUX HYPERFREQUENCES.....	68
III.C.1	<i>L'analyseur de réseau.</i>	68
III.C.2	<i>L'analyseur de spectre.</i>	69
III.D	REPONSE HYPERFREQUENCE DE LA MICRO ANTENNE.	69
III.D.1	<i>Modélisation de la micro-antenne.</i>	70
III.D.2	<i>Pertes radiatives de la micro-antenne.</i>	71
III.D.3	<i>Modélisation avec des impédances localisées.</i>	72
III.D.4	<i>Réponse électrique et champ magnétique créé par la micro-antenne.</i>	72
III.E	REPONSE HYPERFREQUENCE DES CONTACTS SUR LA VANNE DE SPIN.....	76
III.F	DISPOSITIF DE MESURE.	79
IV	DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION D'UNE VANNE DE SPIN	81

IV.A	DYNAMIQUE D'UN FILM DE TA/PY/COFE/TA.	82
IV.A.1	<i>Etude des ondes de volume et détermination des paramètres magnétiques.</i>	84
IV.A.2	<i>Etude des ondes de surface.</i>	87
IV.A.3	<i>Conclusion</i>	90
IV.B	DYNAMIQUE D'UNE VANNE DE SPIN.	91
IV.B.1	<i>Dynamique d'une vanne de spin en configuration parallèle.</i>	92
IV.B.2	<i>Dynamique d'une vanne de spin en configuration croisée.</i>	101
IV.C	DYNAMIQUE D'UN CAPTEUR A VANNE DE SPIN SOUS FORME DE YOKE.	104
IV.C.1	<i>Vanne de spin en configuration parallèle.</i>	104
IV.C.2	<i>Vanne de spin en configuration croisée.</i>	106
IV.D	CONCLUSION.	108
V	CORRELATIONS ENTRE PROPRIETES DE TRANSPORT ET DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION.	111
V.A	PRINCIPE DE LA MESURE EN DEMODULATION.	114
V.B	VALIDATION DU MODELE DE DEMODULATION POUR UN ECHANTILLON A AIMANTATIONS CROISEES.	119
V.B.1	<i>Mesures hors résonance et à la résonance.</i>	119
V.B.2	<i>Accord des largeurs de raie.</i>	121
V.B.3	<i>Vérification de l'existence des différentes composantes fréquentielles.</i>	123
V.C	VALIDATION DU MODELE DE DEMODULATION POUR UN ECHANTILLON A AIMANTATIONS PARALLELES.	124
V.C.1	<i>Mesures « 4 pointes »</i>	124
V.C.2	<i>Mesures « 2 pointes »</i>	126
V.D	ÉTUDE DE L'EFFET GMR EN FONCTION DE LA DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION.	130
V.D.1	<i>Comparaison entre modèle et expérience, définition de l'effet GMR apparent.</i>	130
V.D.2	<i>Modèle à 2 susceptibilités.</i>	134
V.D.3	<i>Discussion :</i>	140
V.E	ÉTUDE DE L'EFFET GMR SOUS L'EFFET D'UNE TENSION OSCILLANTE.	141
V.E.1	<i>Etude dans le régime magnétique statique.</i>	141
V.E.2	<i>Discussion :</i>	142
V.E.3	<i>Résultats préliminaires dans le régime magnétique dynamique.</i>	143
V.F	VARIATION DE RESISTANCE DC INDUITE PAR LA RESONANCE FERROMAGNETIQUE DANS UNE VANNE DE SPIN. 146	
V.G	BILAN ET CONCLUSION :	148
VI	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	151
VI.A	CONCLUSION GENERALE	152
VI.B	PERSPECTIVES.	153
VII	ANNEXE 1 : L'EFFET GMR	155
VII.A	DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DE L'EFFET GMR : MODELE A 2 COURANTS.	156
VII.B	DESCRIPTION SEMI-CLASSIQUE DE L'EFFET GMR	164
VIII	ANNEXE 2 : TECHNIQUES DE FABRICATION DES ECHANTILLONS.	171
VIII.A	TECHNIQUE DE LITHOGRAPHIE.	172
VIII.B	TECHNIQUE DE DEPOT ET DE GRAVURE.....	172
VIII.B.1	<i>Technique de dépôt par Pulvérisation.</i>	172
VIII.B.2	<i>Technique de dépôt par évaporation.</i>	173
VIII.B.3	<i>Technique de Gravure Ionique.</i>	173
VIII.C	SCHEMATISATION DES ETAPES DE FABRICATION DU SYSTEME CAPTEUR/ANTENNE.....	174

INTRODUCTION

Contexte

L'existence du couplage entre les effets magnétiques et résistifs est un phénomène connu depuis de très nombreuses années. Par exemple, l'effet de Magnéto Résistance Anisotrope (AMR) fut mis en évidence expérimentalement à la fin du XIX^{ème} siècle. Cependant, il a fallu attendre les années 50 et les travaux de Ruderman et Kittel ^[Rud 54] pour voir apparaître les premiers fondements d'une théorie décrivant les mécanismes de couplage entre les électrons de conduction et le magnétisme des matériaux.

La possibilité de réaliser des structures magnétiques multicouches ultraminces a permis par la suite d'observer un grand nombre d'effets nouveaux liés à ce couplage tels que par exemple l'effet de Magnéto Résistance Géante (GMR), découvert en 1988, la Magnéto Résistance Tunnel (TMR) ou les phénomènes de couplage magnétique entre couches magnétiques. Du point de vue fondamental, la compréhension des mécanismes inhérents à l'ensemble de ces phénomènes a permis de donner un cadre solide à la description des interactions entre les électrons de conduction et le magnétisme dans les systèmes magnétiques multicouches. Cependant, ces mécanismes de « couplage » ont majoritairement été étudiés dans le régime statique.

Depuis environ 10 ans et les prédictions de Slonckewski et Berger sur le fait qu'un courant continu polarisé en spin de densité suffisante pouvait exciter la précession de l'aimantation d'un métal ferromagnétique dans le régime hyperfréquence, on observe une inversion de cette tendance en raison notamment de l'impact technologique que cela suscite. Il est par exemple envisagé d'utiliser ce principe à moyen terme pour générer des ondes électromagnétiques dans le domaine hyperfréquence dont la fréquence serait contrôlable à l'aide d'un courant continu (principe du SWASER).

Dans ce cadre, les très nombreux travaux explorant le comportement dynamique de l'aimantation sous l'effet d'un courant n'ont, pour la plupart, utilisé les effets magnétorésistifs qu'en tant que sonde de la dynamique de l'aimantation. Il en est de même de l'interprétation des phénomènes d'absorption d'ondes électromagnétiques dans les structures multicouches qui sont généralement reliés à la conductivité moyenne du système et donc à l'effet GMR statique. Dans tous ces travaux, l'effet magnétorésistif est considéré comme constant dans toute la gamme de mesure.

Dans cette thèse, nous avons abordé le problème de manière différente, en étudiant les propriétés fréquentielles de l'effet GMR. Plus précisément, nous avons cherché à déterminer le comportement de l'effet GMR pour deux types d'excitations. La première excitation à laquelle nous avons soumis l'effet GMR n'est autre que la dynamique de l'aimantation. La question à laquelle nous avons cherché à répondre est de savoir si l'effet GMR « observable » dans une mesure résistive présentait une dépendance envers les différents régimes de précession qu'expérimente l'aimantation soumise à un champ magnétique hyperfréquence (régime résonant et hors résonance). Le deuxième point que nous avons abordé est le comportement de l'effet GMR lorsqu'une tension hyperfréquence est appliquée à la structure dans le domaine du Gigahertz, que ce soit dans le régime magnétique statique ou bien dynamique.

Pour mener à bien cette étude, nous avons développé une technique originale combinant une mesure de type spectroscopique et une mesure en transport large bande permettant « d'isoler » l'effet GMR de tous les autres effets résistifs inhérents aux mesures fréquentielles. La technique spectroscopique, basée sur l'utilisation de micro antennes, a une double fonction. Elle permet à la fois de sonder les propriétés dynamiques de l'aimantation

^[Rud 54] [M.A. Ruderman](#) and [C. Kittel](#), [Physical Review](#) 96, 99, 1954.

mais également d'utiliser la technique de démodulation des signaux pour mesurer l'effet GMR à une fréquence différente de celle de l'excitation.

Organisation du manuscrit

Dans le premier chapitre, nous ferons un bref rappel des mécanismes à l'origine des phénomènes de magnétorésistance dans les métaux ferromagnétiques. Puis, nous présenterons les propriétés magnétiques et résistives statiques des structures de type vanne de spin que nous avons utilisées pour étudier l'effet GMR dans le régime dynamique.

Le second chapitre permet d'exposer les concepts théoriques des phénomènes de résonance ferromagnétique dans les films minces. L'intérêt de ce chapitre est de donner les notions fondamentales permettant la compréhension de la dynamique de l'aimantation dans nos systèmes que nous présenterons dans le chapitre IV.

Le troisième chapitre sera consacré à la présentation de l'ensemble des techniques hyperfréquences que nous avons utilisé pour réaliser et modéliser notre mesure. Nous commencerons par présenter les concepts fondamentaux nécessaires à la compréhension des mesures dans le domaine hyperfréquence. Puis, nous présenterons un modèle d'impédances localisées permettant de modéliser la réponse électrique en fréquence de la micro antenne et du capteur. Nous verrons dans le dernier chapitre l'importance de cette modélisation dans la détermination des phénomènes physiques que nous avons observés.

Le quatrième chapitre sera consacré à l'étude de la dynamique de l'aimantation des vannes de spins. Nous déterminerons les lois régissant la fréquence de résonance des vannes de spin sous forme de films continus en fonction à la fois du champ extérieur appliqué et de l'orientation respective des différentes couches magnétiques. Cette étude sera comparée à celle réalisée sur un film continu de Ta/Py/CoFe/Ta qui compose la couche douce de notre capteur. Nous terminerons ce chapitre par l'étude de la résonance uniforme de capteurs à vanne de spin de tailles micrométriques. L'intérêt de cette étude réside à la fois dans la compréhension des mécanismes régissant les fréquences de résonance et la relaxation des systèmes multicouches mais également dans la détermination des paramètres magnétiques nécessaires à la modélisation de la susceptibilité dynamique du capteur. Nous verrons le rôle de cette quantité dans l'évaluation des signaux électriques issus du capteur dans le chapitre V.

Le dernier chapitre traitera du problème de l'effet GMR dynamique dans un capteur de taille micrométrique. Nous commencerons par présenter une série de mesures nécessaires à la validation de notre approche basée sur la technique en démodulation. Nous montrerons ensuite l'influence de la dynamique de l'aimantation sur l'évaluation de l'effet GMR intrinsèque dans une mesure en transport et nous définirons la notion d'effet GMR apparent. Nous présenterons également deux résultats préliminaires montrant l'influence de la fréquence de la tension appliquée sur l'effet GMR, le premier dans le régime d'aimantation statique et le second dans le régime dynamique. Enfin, nous terminerons ce chapitre en montrant comment le couplage entre les variables dynamiques du système peut engendrer une modification de la réponse électrique statique du capteur.

Certains résultats obtenus au cours de cette thèse ne seront pas présentés dans ce manuscrit. Néanmoins, nous souhaitons mentionner que la technique de démodulation s'est avérée être un outil très performant pour la détection de défauts micrométriques dans des plaques métalliques épaisses de quelques millimètres. Le principe de la mesure consiste à générer des courants de Foucault dans une plaque métallique par l'intermédiaire d'une bobine en cuivre, puis de mesurer, grâce à un capteur à vanne de spin de taille micrométrique, les variations du champs magnétique rayonné par la plaque à proximité d'un défaut. Cette étude a

été réalisée en collaboration avec le laboratoire DETEX du CEA Saclay et à fait l'objet d'un brevet.

Nous avons participé au développement d'une technique combinant une mesure en spectroscopie Brillouin avec l'utilisation de micro antennes. Cette étude a été réalisée en collaboration avec le LPMTM de l'Institut Galilée (Université Paris XI) à Villefontaine. Il a été démontré que l'utilisation de micro antennes permettait d'augmenter d'un facteur 1000 le rapport signal sur bruit du signal de diffusion Brillouin. La combinaison de ces deux techniques s'est avérée extrêmement performante pour étudier des modes hybrides de propagation dans des films de Permalloy de 200 nm d'épaisseur et feront l'objet d'une publication.

Enfin, nous avons également mis en évidence la présence de modes résonants à basse fréquence (< 1 GHz) dans l'état rémanent d'un capteur micrométrique. Ces modes ont été détectés en utilisant les micro antennes et également dans la mesure en démodulation. La forte dépendance des conditions de détection de ces modes envers l'historique magnétique de l'échantillon semble être une preuve qu'ils sont liés à une forte inhomogénéité de l'aimantation (modes de domaines, de parois de domaines, de surface etc...). Nous ne présenterons pas ces résultats dans ce manuscrit.

I

Les vannes de spin

La problématique à laquelle nous nous sommes proposés de répondre au cours de ces trois années est celle du comportement de l'effet de « **Magnéto Résistance Géante** » (GMR) en interaction avec le régime d'oscillation de l'aimantation dans une large gamme de fréquence, allant du régime statique (DC) jusqu'au régime hyperfréquence (quelques gigahertz). L'effet GMR, qui fut découvert en 1988 de manière indépendante par deux groupes de recherche^{[Bin 89],[Bai 88]}, est une manifestation du mélange entre propriétés électriques et magnétiques de systèmes magnétiques multicouches. En effet, leur résistance électrique est en corrélation directe avec la configuration magnétique de chacune des couches les composant.

Il existe différents types de structures magnétiques multicouches. Dans cette étude nous avons opté pour l'utilisation d'une structure de type « **vanne de spins** ». Ces structures sont utilisées pour les têtes de lecture et dans les mémoires magnétiques type MRAM.

Dans ce chapitre, nous commencerons par rappeler brièvement quelques notions fondamentales du magnétisme nous permettant de définir certains termes que nous utiliserons tout au long de ce manuscrit. Ensuite nous présenterons les mécanismes physiques à l'origine des effets de magnétorésistance dans les systèmes ferromagnétiques et plus particulièrement l'effet de magnétorésistance géante présent dans les multicouches. Enfin, nous terminerons par une description du capteur à vanne de spins nous ayant permis de réaliser nos travaux. Nous justifierons le choix de son dessin par l'étude de ses propriétés magnétiques statiques.

I.A Quelques bases du magnétisme statique.

I.A.1 Les énergies liées au magnétisme.

A l'échelle macroscopique, l'aimantation d'un système peut être considérée comme une variable continue de l'espace. La direction de l'aimantation sera celle permettant de minimiser l'ensemble des interactions magnétiques dans le système. Cette condition est obtenue lorsque l'énergie globale du système est minimale. Celle-ci s'écrit :

$$E_{\text{totale}} = E_{\text{ech}} + E_Z + E_K + E_d \quad (\text{I.1})$$

dont les principaux termes sont définis ci dessous :

L'énergie d'échange : ce couplage est de nature purement quantique et trouve son origine dans la compétition entre l'interaction coulombienne et le principe d'exclusion de Pauli. Dans le cas d'un système ferromagnétique, l'énergie d'échange est minimale lorsque les moments magnétiques sont tous alignés parallèlement. Macroscopiquement, elle induit une aimantation spatialement uniforme. Toute déviation à cette uniformité présentera un « coût » énergétique que l'on définit par le terme d'énergie d'échange :

$$E_{\text{ech}} = \frac{A}{M_S^2} \int (\vec{\nabla} \cdot \vec{M})^2 \cdot dV \quad (\text{I.2})$$

avec \vec{M} : aimantation moyenne par unité de volume

^[Bin 89] Binasch G., Grunberg P., Saurenbach F., Zinn W., *Physical Review B*, 39, 4828, **1989**.

^[Bai 88] M.N. Baibich et al, *Physical Review Letters*, 61 , 2472, **1988**.

A : constante d'échange
 Ms : aimantation à saturation
 V : volume de l'échantillon

Cette équation nous permet de définir un champ magnétique « d'échange » équivalente à la dérivée de l'énergie d'échange par rapport à la variable aimantation.

$$\vec{H}_{ech} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{ech}}{\partial \vec{M}} = 2 \frac{A}{\mu_0 M_S^2} \Delta \vec{M} \quad (I.3)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide.

L'énergie Zeeman : elle correspond au couplage entre l'aimantation et le champ magnétique extérieur H_0 . Elle s'écrit :

$$E_Z = -\mu_0 \vec{H}_0 \cdot \int \vec{M} dV \quad (I.4)$$

L'énergie magnétocristalline : cette énergie est généralement reliée à la notion d'anisotropie magnétocristalline. Certains matériaux ferromagnétiques présentent une aimantation qui s'oriente préférentiellement dans une ou plusieurs directions de l'espace définies par la symétrie du cristal. Ce phénomène s'explique par l'influence du champ cristallin sur les orbitales électroniques ce qui induit un blocage des moments magnétiques orbitaux. L'énergie magnétocristalline s'exprime sous la forme :

$$E_K = \int e_k dV \quad (I.5)$$

avec e_k : densité d'énergie magnétocristalline.

e_k est représentatif de la symétrie du réseau. Dans le cas le plus simple d'une symétrie uni axiale e_k s'écrit :

$$e_k = K_u \cdot \sin(\theta) \quad (I.6)$$

où θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe de facile aimantation et K_u une constante.

De la même manière que l'on a défini un champ d'échange, on peut définir un champ d'anisotropie cristalline qui s'écrit dans le cas d'une anisotropie uniaxiale :

$$H_k = \frac{2K_u}{\mu_0 M_S} \quad (I.7)$$

L'énergie magnétostatique : cette énergie correspond au couplage entre l'aimantation et le champ dipolaire créé par la discontinuité de cette même aimantation. Ce champ dipolaire, appelé généralement champ démagnétisant et noté H_d , est un terme dépendant de la forme du système et est relié à l'aimantation par le tenseur des coefficients démagnétisants. Physiquement, ce champ démagnétisant est une réponse à la brisure de symétrie de la fermeture du flux magnétique créée par chaque spin ^[Fer 85] ce qui se traduit dans les équations de Maxwell par la balance de la divergence de l'aimantation par un champ artificiel. On a ainsi le système d'équations suivant :

^[Fer 85] M. Goldman and C. Fermon, *Journal of Magnetic Resonance*, 65 , 282, 1985.

$$\text{div} \vec{B} = \text{div}(\vec{H} + \vec{M}) = 0 \quad (\text{I.8})$$

$$\vec{H}_d = -\overline{\overline{N}} \cdot \vec{M} \quad (\text{I.9})$$

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV \quad (\text{I.10})$$

avec $\overline{\overline{N}}$: tenseur de coefficients démagnétisants
 E_d : énergie magnétostatique

Citons comme exemple le cas très simple d'une sphère où $\overline{\overline{N}}$ est isotrope et les coefficients diagonaux de la matrice sont égaux à 1/3. Comme nous le verrons par la suite, ce terme énergétique aura une importance prépondérante dans la dynamique de l'aimantation de nos structures.

Afin de simplifier l'approche du champ dipolaire, une approximation de type électrostatique est le plus souvent adoptée. Ainsi on considère que chaque point de discontinuité de l'aimantation peut être représenté par une « charge magnétique ». La différence entre les charges électriques et les charges magnétiques est que ces dernières ne peuvent être isolées, une charge positive étant toujours accompagnée d'une charge négative en un autre point de l'espace. Cette approche permet de ramener les calculs du champ dipolaire à des problèmes plus « conventionnels » d'électrostatique.

Nous pouvons également mentionner d'autres termes énergétiques tel que l'énergie magnétostrictive, qui lie la déformation cristalline et l'aimantation par l'intermédiaire du couplage spin-orbite, ou encore l'énergie d'interface qui est une conséquence de la brisure de symétrie des orbitales atomiques aux surfaces d'un matériau magnétique. Nous ne détaillerons pas ces mécanismes en raison du rôle négligeable de ces deux énergies dans nos expériences

Chaque terme de l'équation I.3 pouvant être décrit par une interaction entre l'aimantation et un champ (ou l'équivalent) magnétique, nous pouvons définir un champ magnétique « moyen » \vec{H}_{eff} qui interagit avec l'aimantation :

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{\text{totale}}}{\partial \vec{M}} \quad (\text{I.11})$$

Ce champ moyen est le champ qui contrôle la dynamique de spin dans les systèmes magnétiques.

I.A.2 Le ferromagnétisme de bande.

Nous aimerions nous intéresser au cas particulier dit du ferromagnétisme de bandes. En effet, nous verrons dans la suite de ce chapitre que notre système est décrit par un ensemble de couches métalliques présentant ce type de ferromagnétisme et nous verrons qu'il est à l'origine de l'effet GMR.

Le ferromagnétisme de bandes se rencontre dans le cas des métaux de transitions de type 3d. Dans ces métaux, les niveaux énergétiques 3d sont légèrement plus hauts que les niveaux 4s ce qui signifie que les électrons 3d sont faiblement « liés » à un atome particulier. Ils sont plutôt délocalisés sur l'ensemble du réseau, tout comme les électrons de conduction 4s. On parle ainsi de magnétisme « itinérant ». Les niveaux énergétiques correspondant aux électrons 4s et 3d s'étalent dans une gamme énergétique assez large, celle des 4s étant plus large que celles des 3d.

Dans ce cadre, le magnétisme apparaît en raison d'une dissymétrie des bandes énergétiques pour les électrons 3d de spin up et down. Sous l'effet du couplage d'échange, les électrons tendent à aligner leur spin parallèlement. Ceci induit un décalage des niveaux énergétiques 3d up vers les basses énergies et un déséquilibre entre les populations de spin up et down. Ainsi, apparaît un moment magnétique non nul. Ce décalage correspond à l'énergie d'échange et est de l'ordre de 2 eV pour le fer et de 1 eV pour le cobalt. Cependant, pour que ce phénomène apparaisse, il est nécessaire que le gain en énergie dû au couplage d'échange soit supérieur à la perte en énergie cinétique. Cette condition d'apparition du ferromagnétisme de bandes est traduite par le critère de Stoner :

$$2.n(E_F) \cdot \Delta E_{ech} > 1 \quad (I.12)$$

avec $n(E_F)$: densité d'état au niveau de Fermi
 ΔE_{ech} : énergie d'échange entre 2 électrons

La figure I.1 présente schématiquement la densité d'état en fonction de l'énergie des bandes 4s et 3d dans un métal ferromagnétique.

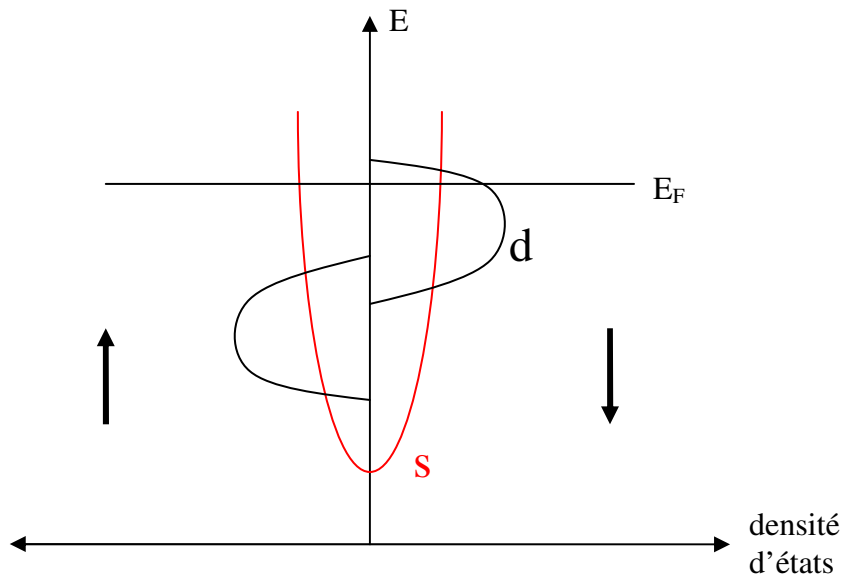


Figure I.1 Exemple de densité d'états en fonction de l'énergie des bandes 4s et 3d dans un métal ferromagnétique.

L'étude des courbes de dispersion ($E=f(k)$) de ces différentes bandes montre que les électrons 4s (mais aussi 4p) possèdent une vitesse de groupe (dE/dk) beaucoup plus grande que les électrons 3d. De plus, les bandes énergétiques des électrons 4s up et down ne présentent pas de décalage énergétique comme dans le cas des électrons 3d. Ceci conduit généralement à considérer que les propriétés de conduction électrique sont portées par les électrons s et p alors que les propriétés magnétiques sont portées par les électrons d, eux-mêmes plutôt localisés spatialement. Notons également que la densité d'états au niveau de Fermi sera principalement contrôlée par la densité en électrons d. Les conséquences de ces profils de bandes sont que les électrons d seront responsables des processus de diffusion alors que les électrons s et p seront responsables des mécanismes de couplage magnétique inter couches.

Finalement, il est important de mentionner que les calculs réalistes de structure de bandes montrent que l'hybridation des électrons s, p et d ne permet pas une distinction aussi facile qu'il n'y paraît. De ce fait, on peut montrer que les bandes sont tantôt de type plutôt s ou p, c'est à dire avec de grandes vitesses de groupe et pas de décalage énergétique, et tantôt de type d, avec des vitesses de groupe faibles et un grand décalage d'échange.

I.B Les effets de Magnétorésistance dans les ferromagnétiques.

Dans le cadre des matériaux ferromagnétiques, le terme de « **magnétorésistance** » renvoie à la notion d'une résistance électrique évoluant en présence d'un champ magnétique extérieur. Cet effet voit son origine dans différents mécanismes physiques dont nous proposons une description phénoménologique ci-dessous.

I.B.1 Les effets classiques dus à un champ magnétique appliqué sur un métal normal.

a L'effet Hall.

Cet effet fut découvert en 1879 par Edwin Herbert Hall. Il peut être énoncé de la manière suivante. En présence d'un champ magnétique extérieur, lorsqu'un matériau est parcouru par un courant se propageant dans une direction perpendiculaire au dit champ, le parcours des porteurs de charges est dévié sous l'influence des forces de Lorentz. Il en résulte l'apparition d'un champ électrique transverse provenant de l'accumulation et de la déplétion de charges électriques dans certaines zones du système. Le régime stationnaire est établi lorsque la force due au champ électrique induit et la force de Lorentz se compensent. On peut démontrer ainsi de manière très simple que l'intensité du champ électrique induit s'exprime sous la forme :

$$\vec{E}_H = r_H (\vec{j} \times \mu_0 \vec{H}) \quad (\text{I.13})$$

Où \vec{E}_H est le champ électrique transverse induit

$$r_H = \frac{1}{nq} ; n \text{ étant la densité des porteurs de charge et } q \text{ leur charge électrique}$$

\vec{j} est la densité de courant

\vec{H} est le champ magnétique extérieur appliqué.

Notons que cet effet apparaît pour tous types de matériaux conducteurs, magnétiques ou non.

b La loi de Kohler.

De nombreux métaux, magnétiques ou non, présentent une variation de résistivité en présence d'un champ magnétique. Cet effet est décrit phénoménologiquement par la relation de Kohler :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \propto \frac{B}{\rho} \quad (\text{I.14})$$

Avec B : induction magnétique.

ρ : résistivité du matériau au champ B

ρ_0 : résistivité à $B = 0$

Encore une fois, cet effet est une manifestation des forces de Lorentz agissant sur le parcours des porteurs de charges. Notons que dans cette expression l'induction magnétique est le paramètre pertinent. Ainsi dans les matériaux magnétiques, il faut prendre en compte la valeur de l'aimantation.

I.B.2 Les effets propres aux matériaux magnétiques.

a La « Magnéto-Résistance » Anisotrope (AMR).

Le phénomène de Magnéto-Résistance Anisotrope (AMR), découvert en 1857 par Sir Williams Thomson, correspond à la variation de résistivité d'un métal ferromagnétique en fonction de l'orientation relative du courant électrique et de l'aimantation. Ce phénomène voit son origine dans le couplage spin-orbite. Ce couplage, qui est un effet relativiste, est lié au mouvement orbital de l'électron. En effet, le mouvement de l'électron sur son orbite autour du noyau donne naissance à un champ magnétique, proportionnel au moment orbital \vec{L} , qui peut se coupler au moment de spin de l'électron.

Nous pouvons expliquer qualitativement l'effet d'AMR de la manière suivante. Commençons par décrire le comportement résistif d'un métal ferromagnétique sans couplage spin-orbite. Dans un métal ferromagnétique, nous avons vu que le décalage énergétique des bandes d'était responsable d'une différence de densité d'états pour les électrons de spin up ou de spin down. Par conséquent, un des deux types d'électrons sera plus diffusé que l'autre (la probabilité de diffusion d'un électron étant directement proportionnelle au nombre d'états disponibles au niveau de Fermi, comme statué par la règle d'or de Fermi). Cet effet est indépendant de la direction du courant.

Considérons maintenant l'influence du couplage spin-orbite. Ce couplage, qui rentre comme un potentiel perturbateur dans le Hamiltonien du système, permet des transitions énergétiques entre les niveaux 4s up (resp. down) vers les niveaux 3d down (resp. up). Le couplage spin-orbite induit donc un nouveau canal de relaxation pour les porteurs de charges ce qui provoque une augmentation de la résistivité globale du système. Il a été démontré [Campb 70] que l'efficacité de ce couplage dépend de l'orientation relative entre la direction des porteurs de charges et l'aimantation. Ceci explique le caractère « anisotrope » de l'effet d'AMR.

La résistivité ρ s'exprime sous la forme :

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \times \cos^2(\theta) \quad (\text{I.15})$$

avec ρ_{\perp} : résistivité quand le courant est perpendiculaire à l'aimantation.

$$\Delta\rho = \rho_{//} - \rho_{\perp}$$

$\rho_{//}$: résistivité quand le courant est parallèle à l'aimantation.

θ : angle entre la direction du courant et l'aimantation.

En règle générale, $\rho_{//} \leq \rho_{\perp}$ dans la plupart des métaux ferromagnétiques.

b Influence des magnons.

Dans ce paragraphe, nous nous contenterons de décrire de manière très simple le concept de magnons. Cette notion sera reprise plus en détails dans la suite de ce manuscrit.

A température non nulle, l'état quantique fondamental d'un système magnétique (ferromagnétique, anti-ferromagnétique, ferrimagnétique etc...) n'est pas un état correspondant à une aimantation macroscopique « figée » mais au contraire « dynamique ». En effet, quand $T \neq 0$ K, les spins d'un système magnétique subissent un mouvement collectif appelé « ondes de spins », dans le cas d'excitation de faible énergie (de l'ordre du μeV), ou « magnons » dans le cas d'excitations d'énergie proche de kT (de l'ordre de 0,02 eV à température ambiante). Les magnons peuvent être considérés comme l'équivalent magnétique des excitations élémentaires du réseau (phonons). Les magnons ont la particularité d'être des bosons (leur spin est égal à 1) et interviennent dans de nombreux processus de relaxation. Notons que dans la littérature, les notions de magnons et d'ondes de spins sont souvent équivalentes.

Raquet et al.^[raq] ont montré que la résistivité d'un métal ferromagnétique décroissait linéairement avec un champ appliqué sous l'effet des interactions électrons-magnons. Il a ainsi été démontré que l'application d'un champ magnétique réduisait la probabilité de collisions entre les électrons et les magnons quand le désordre magnétique était réduit (la densité de magnons à kT étant elle-même décroissante en fonction du champ appliqué). A température donnée, la loi régissant la variation de résistivité suit une loi approchée du type :

$$\Delta\rho \propto B \ln(B) \tag{I.16}$$

B étant l'induction magnétique.

c La Magnéto Résistance Géante (GMR).

Comme nous l'avons mentionné en introduction de ce chapitre, le sujet de notre étude porte sur la dynamique de l'effet GMR. Les mécanismes physiques à la base de cet effet sont présentés de manière approfondie en annexe 1. Nous ne présentons ici que les principes généraux de cet effet. Avant cela, permettons nous une légère digression afin de mettre en exergue l'énorme impact industriel qu'ont eu les systèmes fonctionnant sur le principe de l'effet GMR.

Au début des années 90, la majeure partie des capteurs de champ magnétique fonctionnait sur le principe de l'AMR ou de l'effet Hall. L'avantage de tels systèmes, d'un point de vue technologique, était d'abord la possibilité de miniaturiser les capteurs tout en gardant globalement les mêmes propriétés physiques utiles (comme par exemple la sensibilité au champ magnétique, de larges gammes de travail en température, aucune maintenance nécessaire etc...) et surtout la possibilité de transcrire ces technologies aux techniques de production de masse issue de l'industrie de la micro-électronique. Il était donc difficile de trouver un candidat présentant les mêmes avantages et de meilleures performances. Ceci fut réalisé grâce aux systèmes GMR. Ces derniers présentaient les mêmes possibilités de fabrication de masse et de meilleures performances, notamment grâce à une meilleure sensibilité à des champs magnétiques extérieurs (les variations de résistance peuvent atteindre 20% pour les GMRs contre 3% pour les AMRs). Ainsi, les capteurs GMR ont rapidement pris une place prépondérante sur le marché. Aujourd'hui, ils sont utilisés dans

^[raq] B. Raquet et al., *Journal of Applied Physics*, 91, 8129, 2002.

de nombreuses applications dont la plus importante, à la fois en terme de production et d'impact technologique, est sans aucun doute celle des têtes de lecture pour disques durs informatiques.

L'effet GMR a été mis en évidence expérimentalement en 1988 dans des empilements de couches Fe/Cr. Il se manifeste par une variation de la résistivité électrique du système en fonction des orientations des différentes aimantations de chaque couche. Les premières études réalisées sur des systèmes constitués de 50 bicouches Fe/Cr ont montré que la différence de résistivité $\Delta\rho/\rho$ entre la configuration où les aimantations de toutes les couches sont alignées parallèlement et celle où elles sont alignées anti-parallèlement pouvaient atteindre jusqu'à 200% à 4 K. Dans les systèmes actuels, l'effet GMR peut atteindre jusqu'à 20% à température ambiante. Le taux de GMR est généralement défini sous la forme suivante :

$$\% \text{ GMR} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}} \quad (\text{I.17})$$

Où R_{AP} et R_P sont les résistances dans les configurations antiparallèles et parallèles.

Dans le cas simple de deux couches magnétiques séparées par une couche métallique normal, nous pouvons définir une relation phénoménologique entre la résistance totale du système, l'angle entre les aimantations des couches et le pourcentage d'effet GMR :

$$R_{\text{système}} = R_0 + \frac{\Delta R_{\text{GMR}} \times \vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{2 \|\vec{M}_1\| \times \|\vec{M}_2\|} \quad (\text{I.18})$$

avec R_0 : résistance moyenne de la vanne de spin = $(R_{AP} + R_P)/2$

ΔR_{GMR} : différence de résistivité entre l'état parallèle et antiparallèle = - (% GMR) x R_{AP}

\vec{M}_{FL} : vecteur aimantation de la couche libre

\vec{M}_{HL} : vecteur aimantation de la couche dure

Cette expression est basée sur le produit scalaire entre les vecteurs aimantations des deux couches laissant ainsi apparaître la dépendance angulaire de l'effet GMR que nous avons présenté dans l'annexe 1.

d La Magnéto Résistance tunnel (TMR).

Il existe un autre type de système « multicouche » présentant une variation de résistivité en fonction de l'orientation relative des aimantations des couches. Ces structures sont connues sous le nom de jonctions magnétiques tunnel. A la différence des systèmes GMR, le métal normal est remplacé par une couche isolante. Le transfert d'électrons d'une couche ferromagnétique à une autre se fait par effet tunnel. La transmission d'un électron par effet tunnel n'est possible que s'il existe un état libre de même énergie et de même spin de l'autre côté de l'isolant. Ainsi, pour chaque type d'électron (spin up ou down), le taux de transmission sera fonction du produit des densités d'état dans l'électrode émettrice et dans l'électrode réceptrice. Cet effet fut mis en évidence par Jullière^[Jul 75] en 1975 dans des structures Fe/Ge/Fe.

^[Jul 75] M. Jullière, *Physics Letters* 54 A, 225, 1975.

La représentation schématique de l'effet de Magnéto Résistance Tunnel (TMR) est présentée sur la figure I.2. Pour une direction de spin donnée, lorsque les moments magnétiques des deux couches sont alignés parallèlement, une forte densité d'états dans chaque électrode est disponible pour les électrons de spin up et le courant est fort. En revanche lorsque les aimantations sont antiparallèles, chaque type de porteur verra une densité d'états importante dans une électrode et une densité d'états faible dans l'autre. Ainsi le courant global sera plus faible et limité par la densité d'états au niveau de Fermi pour les électrons de spin down.

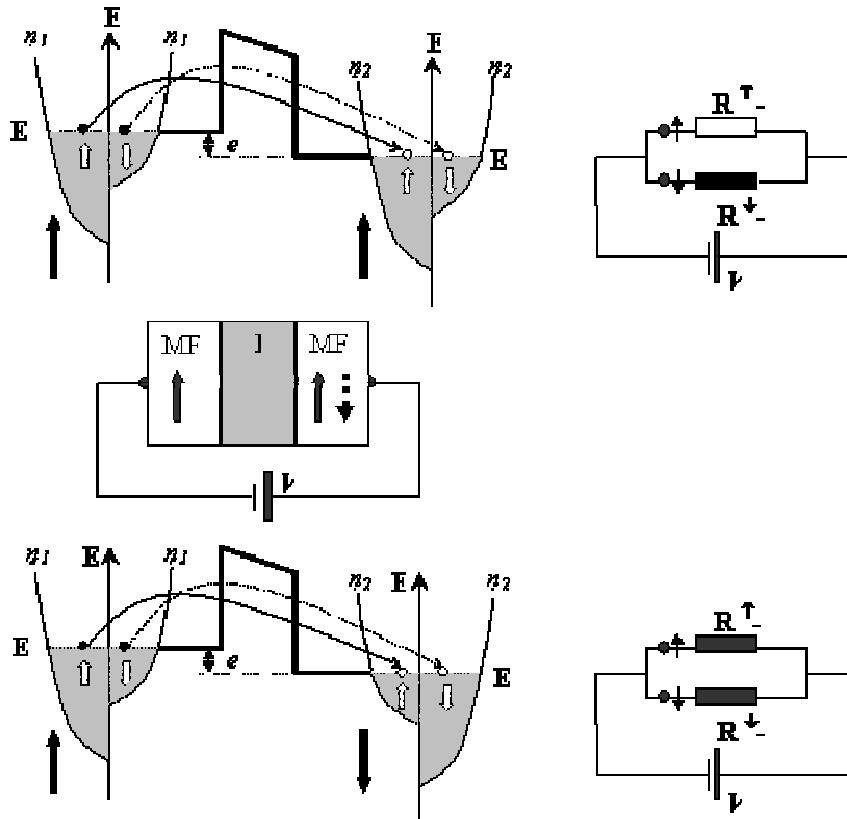


Figure I.2 Schéma des densités d'états dans les configurations parallèle et antiparallèle et représentation du courant tunnel.

e La Magnéto impédance géante (GMI).

L'effet de magnéto impédance se manifeste par la variation en fréquence de l'impédance complexe d'un matériau ferromagnétique parcouru par un courant alternatif haute fréquence et soumis à un champ magnétique statique. Cet effet s'interprète à partir des variations induites par le champ statique sur l'épaisseur de peau et la perméabilité magnétique transverse par rapport à la direction du courant.

Nous allons maintenant présenter les structures à vanne de spin que nous avons utilisées dans cette étude. Nous commencerons par présenter leurs compositions puis nous étudierons les propriétés magnétiques statiques d'un capteur dessiné sous forme de Yoke.

I.C Un exemple de système GMR : la vanne de spin.

Les structures multicouches que nous avons étudiées ont été fabriquées par l'équipe du professeur J.M.D. Coey du SFI Nanoscience Laboratory de Dublin. Ces structures magnétiques présentent les caractéristiques usuelles d'une vanne de spin. Elles peuvent être décrites comme un empilement de trois couches. La première est généralement appelée la « couche douce » (ou libre) en raison de sa grande susceptibilité envers un champ magnétique extérieur. La seconde est au contraire appelée la « couche dure » car elle présente une susceptibilité très faible (nulle dans le cas idéal) dans une gamme de champ beaucoup plus large que celle mettant en jeu le retournement de la couche douce. Enfin la dernière couche est une couche de métal normal qui sépare les deux premières citées. Ainsi on retrouve une structure identique à celle décrite sur la figure A1.2.

I.C.1 Composition.

En pratique, les couches douces et dures sont composées d'un empilement particulier de différentes couches magnétiques déposées par pulvérisation. La structure complète de nos échantillons est présentée sur la figure I.3 :

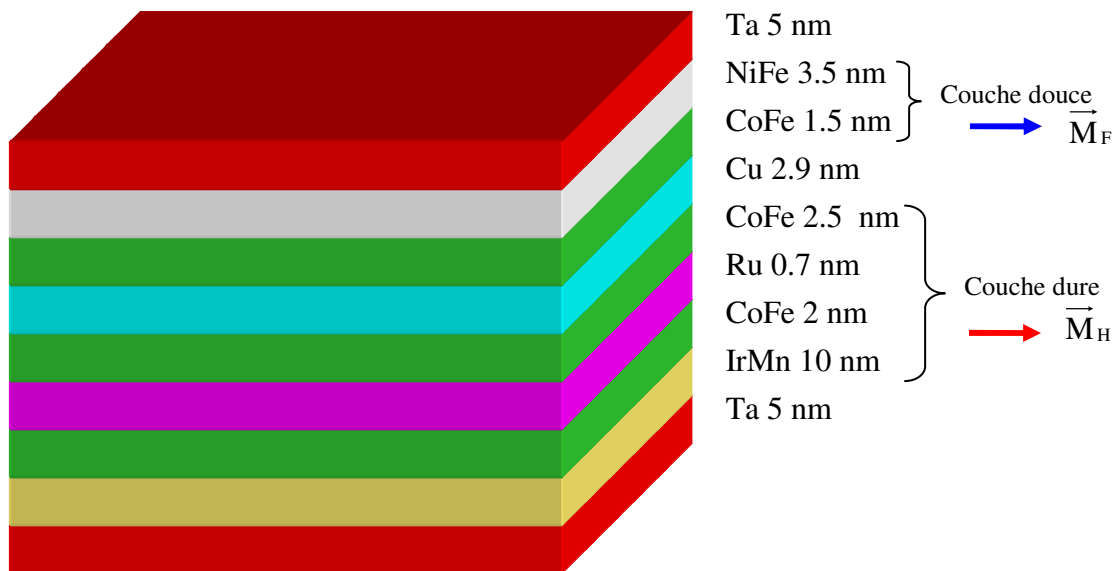


Figure I.3: Composition chimique des vanes de spin étudiées durant cette thèse. Les flèches correspondent à la représentation que nous adopterons pour décrire les aimantations des couches douces et dures sur les figures suivantes.

Sur cette figure, nous voyons que chaque couche composant la vanne de spin est d'épaisseur nanométrique ou sub-nanométrique. La couche douce est composée d'une couche de permalloy (Py) et d'une couche d'alliage cobalt/fer (CoFe). Ce type d'empilement est également utilisé dans le domaine industriel. La présence de permalloy permet d'avoir une couche magnétique présentant une susceptibilité importante (de l'ordre de 10^3). La couche de cobalt/fer quant à elle permet d'augmenter la polarisation de spin moyenne de la couche libre (la polarisation de spin correspond au rapport de la différence sur la somme des densités de spin up et down au niveau de Fermi). La bicouche permalloy-cobalt/fer se comporte comme une seule et même couche du point de vue purement magnétique en raison d'un fort couplage ferromagnétique à l'interface. Le métal non magnétique est ici une couche de cuivre. Les trois couches, cobalt/fer, ruthénium (Ru), cobalt/fer,

composant la couche dure forment un antiferromagnétique artificiel. En effet, les aimantations des deux couches de cobalt/fer sont alignées anti-parallèlement par un couplage de type RKKY à travers la couche de ruthénium.

Nous devons noter ici deux points importants relatifs à notre mesure. Le premier concerne la configuration de mesure de l'effet GMR. Nous avons exclusivement travaillé en configuration CIP (voir annexe I) pour laquelle le courant circule dans un plan parallèle à celui des couches. Le second point concerne le comportement magnétique de notre couche dure. Bien que les aimantations des deux couches de cobalt/fer soient alignées anti-parallèlement, elles ne se compensent pas entièrement en raison du fait que leurs épaisseurs ne sont pas parfaitement identiques. La couche dure n'est donc pas un antiferromagnétique « parfait » et elle présente une très faible aimantation moyenne. Nous verrons dans le chapitre IV que cela a des conséquences sur la dynamique de l'aimantation de nos échantillons.

I.C.2 Propriétés magnétiques statiques des vanes de spin.

Les propriétés magnétiques statiques de nos échantillons ont été sondées en utilisant un SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). Le principe de fonctionnement de cet appareil repose sur la mesure de la variation de flux magnétique induit dans une boucle supraconductrice par un échantillon magnétique en mouvement. La boucle supraconductrice est composée de deux jonctions Josephson reliées en parallèle. En l'absence de perturbation magnétique, les phases des super courants circulant dans chacune des jonctions sont identiques. En revanche lorsqu'un flux magnétique traverse la boucle, la phase des deux courants diffère ce qui induit une tension aux bornes de la boucle. On obtient ainsi une sensibilité de l'ordre de 10^{-9} A.m² à 4 K.

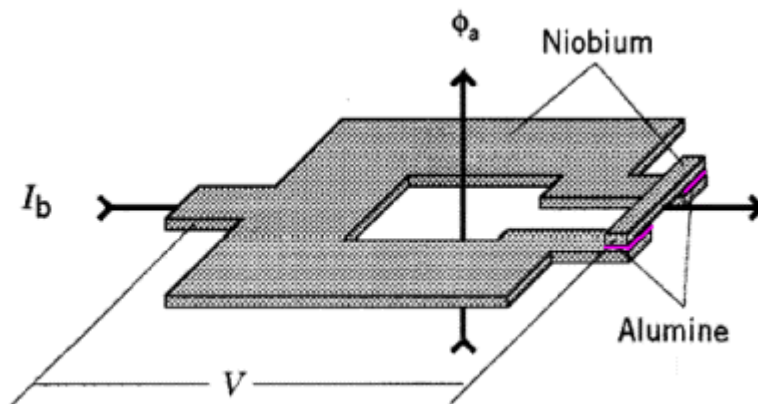


Figure I.4: principe de fonctionnement d'un SQUID.

Au cours de cette thèse, nous avons travaillé sur deux types d'échantillons correspondant à des orientations relatives des couches douce et dure parallèles ou perpendiculaires à la rémanence. Ces différents alignements sont obtenus en appliquant, au moment de la croissance des couches, de très faibles champs magnétiques statiques qui induisent de faibles anisotropies cristallines.

Les figures 1.5, 1.6 et 1.7 présentent les courbes d'hystérésis pour les deux types d'échantillons sous forme de films minces ainsi que pour une couche de Ta/Py/CoFe/Ta correspondant à la couche libre :

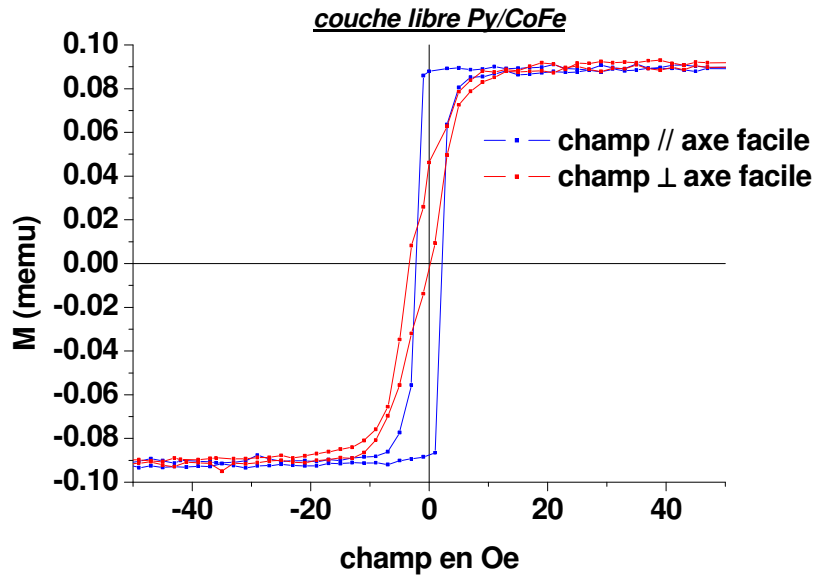


Figure I.5: Cycle d’hystérésis de la couche Py-CoFe correspondant à la couche libre de notre vanne de spin. Les dimensions du film sont 5mm x 4mm x 5nm.

Les cycles d’hystérésis présentés figure 1.5 confirment la présence d’une faible anisotropie cristalline dans la couche libre de nos échantillons. Le champ coercitif est de l’ordre de 5 Oe. Nous pouvons tirer de ces mesures la valeur de l’aimantation à saturation M_s de cette couche. Nous l’évaluons à 0.94 T. Notons que la valeur théorique, pour des valeurs des aimantations à saturation de 1T et de 2 T pour le permalloy et le cobalt/fer respectivement, est de 1.3 T pour l’épaisseur de nos couches. Le désaccord peut provenir d’une mauvaise évaluation des épaisseurs. En effet, une erreur de l’ordre de 10% sur l’épaisseur de chacune des couches permet de faire varier l’aimantation à saturation de 0.1 T. Cette hypothèse semble validée par les mesures de résonance ferromagnétique que nous avons réalisées sur ces films (voir chapitre IV). Nous avons extrait de ces mesures une valeur de $\mu_0 M_s$ de l’ordre de 1,2 T. La mesure squid pour un champ appliqué à 90 degrés de l’axe facile nous permet d’estimer grossièrement la constante d’anisotropie cristalline K en approximant la valeur du champ coercitif par $H = \frac{2K}{\mu_0 M_s}^1$. Nous évaluons K à 0.6 J/m³.

¹ Cette équation est valable principalement dans le cas d’une rotation cohérente de l’aimantation vers le champ appliqué pour un système à anisotropie uniaxiale ce qui n’est pas totalement le cas de films minces continus où le retournement de l’aimantation se fait partiellement par croissance et propagation de domaines magnétiques.

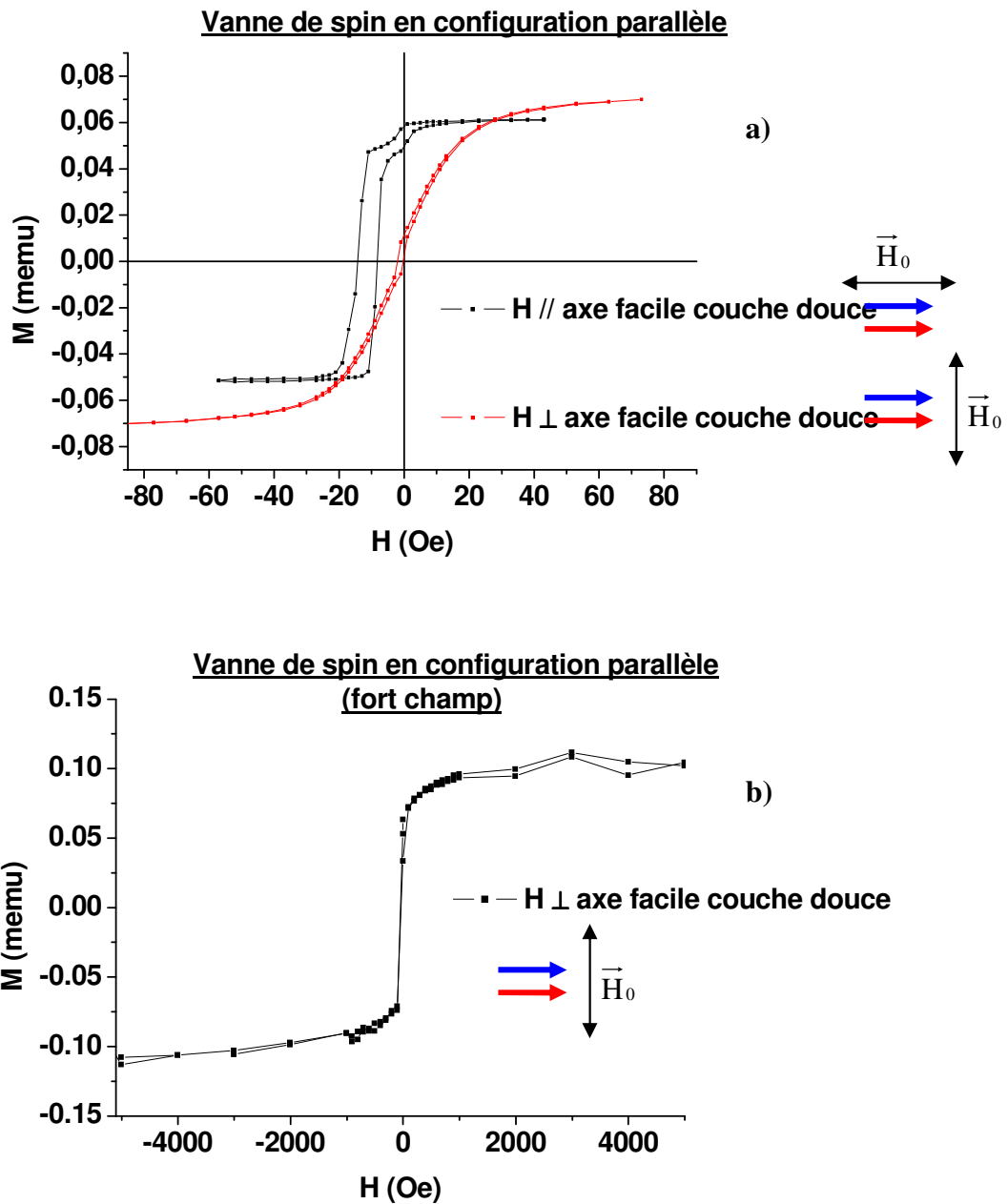


Figure I.6: Cycle d'hystérésis d'une vanne de spin de taille 6mm x 2mm x 5nm en configuration parallèle. La figure a) présente l'aimantation de la couche dans une gamme de champ [-80, 80] Oe pour un champ appliqué parallèlement (noir) et perpendiculairement (rouge) à l'axe de facile aimantation de la couche douce. La figure b) présente le profil de l'aimantation dans la gamme [-0.5, 0.5] T pour un champ appliqué perpendiculairement à l'axe facile de la couche douce.

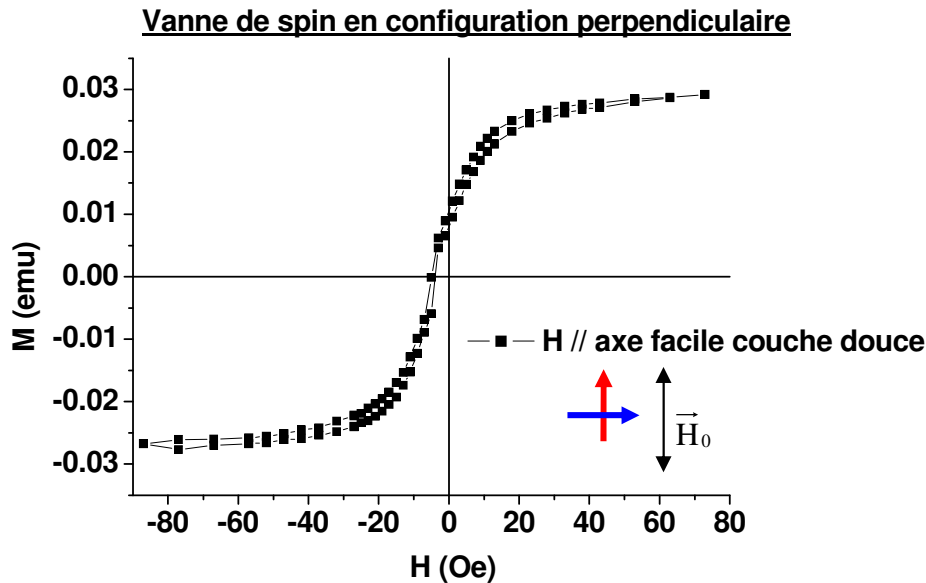


Figure I.7: Cycle d’hystérésis d’une vanne de spin de taille 2mm x 3mm x 5nm en configuration perpendiculaire.

Les figures I.6 a) et b) présentent le comportement statique d’une vanne de spin en configuration parallèle. Nous notons un décalage par rapport au champ nul, du cycle principal de retournement de la couche douce lorsqu’un champ est appliqué parallèlement à son axe de facile aimantation. Ceci démontre l’existence d’un couplage entre la couche douce et la couche dure. Les mécanismes de ce couplage sont divers et il est assez difficile dans la pratique de statuer sur l’influence de chacun. Citons à titre d’exemples le couplage de type RKKY et l’effet « peau d’orange ». Le premier permet le passage de l’information magnétique d’une couche à l’autre par polarisation des électrons de conduction du métal normal. Ce couplage présente un caractère oscillant et décroissant entre les cas parallèle et antiparallèle en fonction de l’épaisseur de métal normal. Le second est un effet purement « géométrique » qui s’explique par la rugosité des couches aux interfaces. Cette rugosité induit de forts champs dipolaires locaux qui agissent directement sur les couches adjacentes. Dans notre cas le couplage est essentiellement de ce type car l’épaisseur de la couche de cuivre est trop élevée pour permettre un couplage de type RKKY efficace. La valeur du champ de couplage est de l’ordre de 12 Oe.

Nous pouvons également voir sur ces deux figures que la couche dure présente une susceptibilité non nulle lorsqu’un champ est appliqué perpendiculairement à l’axe facile de la couche douce. Pour aligner les deux couches perpendiculairement à leur axe de facile aimantation, il faut appliquer des champs de l’ordre de 200 mT.

La figure I.7 présente le cycle d’hystérésis d’une vanne de spin en configuration croisée pour un champ appliqué parallèlement à l’axe de facile aimantation de la couche douce. Nous retrouvons un décalage du cycle de l’ordre de 10 Oe. L’ouverture du cycle est peu prononcée (environ 6 Oe) laissant penser que l’anisotropie cristalline est très faible. Nous observons également que la couche dure tourne dans la direction du champ appliqué. Notons que cette rotation est réversible en champ.

Nous allons maintenant présenter le capteur nous ayant permis de sonder les caractéristiques hyperfréquences de l'effet GMR.

I.C.3 Le capteur hyperfréquence.

Pour étudier les propriétés hyperfréquences de l'effet GMR, la première contrainte à laquelle nous devons répondre fut celle de l'uniformité de l'aimantation dans la zone de mesure. Cette contrainte provient du fait que nous avons étudié l'effet GMR lorsque l'aimantation du système précède en phase sur toute la longueur du barreau. De plus, il était également intéressant de travailler sur un système présentant peu de domaines magnétiques ce qui réduit le bruit intrinsèque du système². La seconde contrainte à notre projet était de concevoir un capteur réaliste par rapport aux systèmes utilisés dans l'industrie. La prise en compte de ces paramètres nous a amené à dessiner notre capteur sous la forme d'un YOKE micrométrique. La forme en YOKE est une forme géométrique communément utilisée pour les têtes de lectures. Les dimensions de notre capteur sont présentées sur la figure I.8. Il présente la même composition que les structures présentées dans la partie ci-dessus. Le capteur est « révélé » à partir d'un film continu grâce aux techniques de lithographie optique usuelles (voir annexe 2) et de gravure ionique. La plus longue dimension du capteur est constamment alignée avec la direction de l'axe facile de l'aimantation de la couche libre.

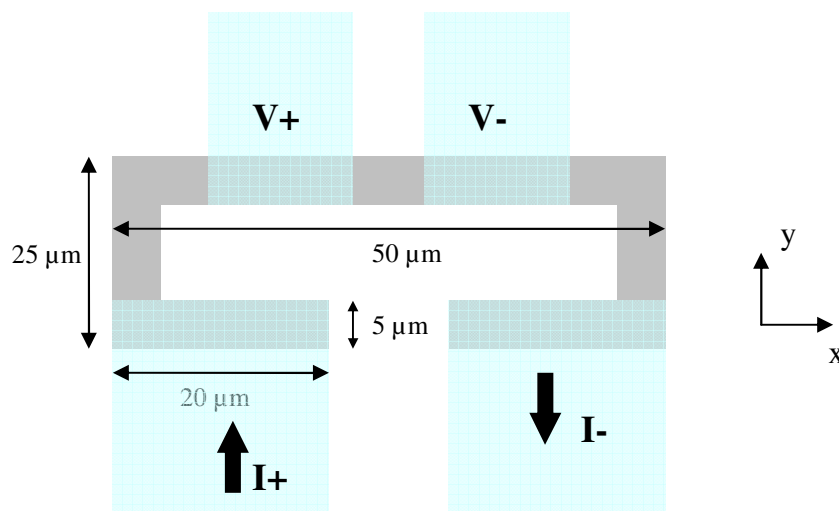


Figure I.8: Géométrie du capteur GMR (en gris foncé) et position des contacts de mesure (bleu clair).

Nous avons utilisé le programme de simulation micro magnétique OOMMF^[OOMMF] afin de modéliser l'aimantation du capteur. La figure I.9 montre la répartition de l'aimantation à la rémanence après avoir appliqué un champ de 10 mT suivant x.

² Bien que les domaines magnétiques soient généralement responsables de l'augmentation du bruit en 1/f, ils influent aussi sur le bruit hautes fréquences dans une gamme proche de leur fréquence de résonance (de l'ordre de la centaine de mégahertz)

^[OOMMF] Object Oriented Micro Magnetic Framework. www.nist.gov.

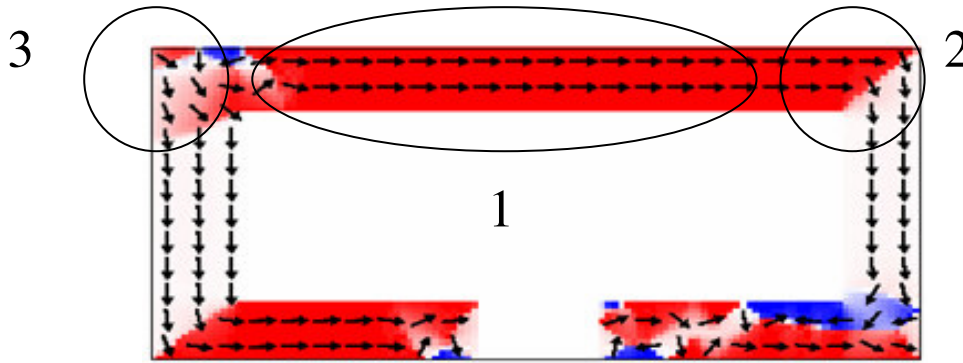


Figure I.9: simulation micromagnétique d'un capteur de 50 μm de long et 5 μm de large. Les couleurs rouges et bleues correspondent à une orientation de l'aimantation dans les direction $-y$ (rouge) et $+y$ (bleue).

Dans ce calcul, nous avons considéré une aimantation à saturation de 1.2 T et la présence d'une anisotropie cristalline suivant l'axe x de 5 Oe. Nous voyons que l'aimantation est uniforme dans le barreau de la vanne de spin (zone 1) et alignée dans la direction facile de la couche libre. Dans les zones notées 2 et 3, l'aimantation tourne afin de minimiser l'énergie globale du système et plus particulièrement l'énergie dipolaire. Ce qui se passe dans les bras dépend essentiellement de l'historique magnétique.

Nous avons ensuite caractérisé l'amplitude de l'effet GMR dans les capteurs en mesurant leur tension dans la zone active en fonction du champ magnétique extérieur. La zone de mesure est précisée sur la figure I.8. Les résultats obtenus pour des vannes de spin en configuration parallèle et croisée de 100 μm sont présentés sur les figures I.10 et I.11.

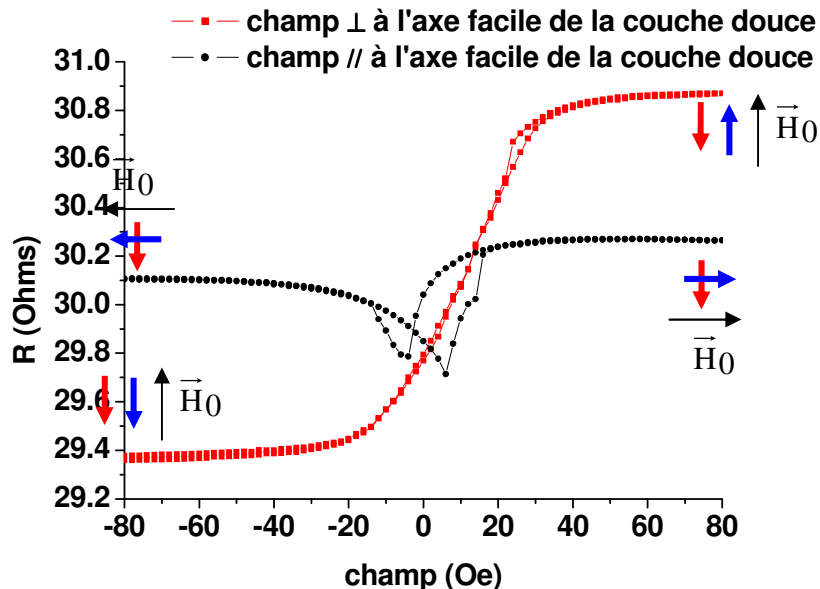


Figure I.10: Mesure de la tension d'un Yoke de 100 μm en configuration croisée ($I = 1 \text{ mA}$) pour un champ appliqué parallèlement (noir) et perpendiculairement (rouge) à l'axe facile de la couche douce.

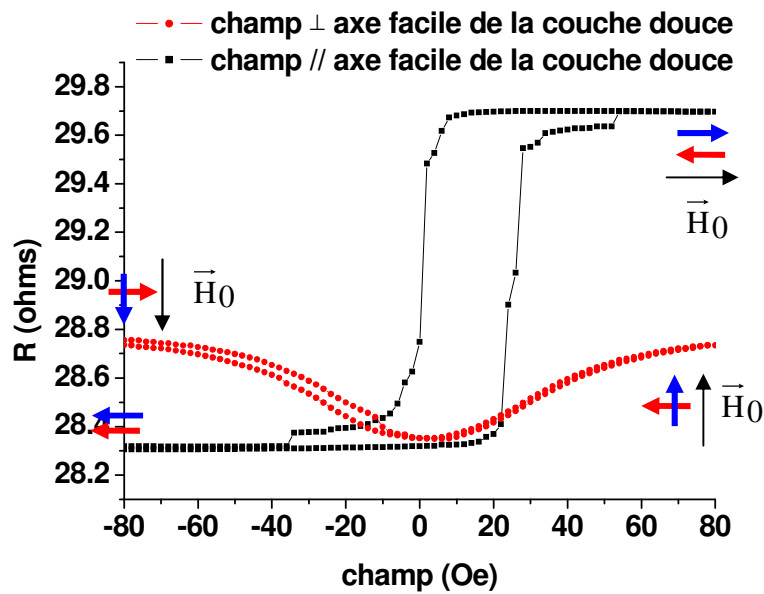


Figure I.11: Mesure de la tension d'un Yoke de 100 μm en configuration parallèle ($I = 1 \text{ mA}$) pour un champ appliqué parallèlement (noir) et perpendiculairement (rouge) à l'axe facile de la couche douce.

Les cycles GMR présentent les mêmes caractéristiques que les mesures SQUID réalisées sur des films continus. On retrouve un décalage des cycles dû au couplage d'échange entre les couches douce et dure. On note cependant une légère augmentation de la largeur du cycle sur les figures I.10 et I.11. Ce résultat est lié aux tailles finies du YOKE qui induisent un champ dipolaire non nul dans la direction x et y lors du retournement de l'aimantation.

La légère dissymétrie d'amplitude vue sur la figure I.10 dans les mesures faites en champ parallèle à l'axe facile de la couche douce est liée à une mauvaise précision de l'alignement entre le champ appliqué et le barreau du Yoke. Enfin, nous notons la présence de « marches » dans certaines mesures de la résistance que nous attribuons au piégeage de parois de domaines sur les bords du Yoke³.

Ces mesures nous permettent de calculer le taux d'effet GMR pour chaque type d'échantillon. Les taux de GMR sont de 4.9 % et 4.7 % respectivement pour les vannes de spin en configuration croisée et parallèle.

³ Les Yokes sont révélés par une technique de gravure ionique qui, bien qu'anisotrope, est source de rugosité sur les bords de la structure.

II Dynamique de l'aimantation

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au phénomène de résonance magnétique et à la notion d'ondes de spins. Le concept d'ondes de spins est né dans les années 30 pour expliquer les propriétés thermodynamiques des matériaux ferromagnétiques. Jusque là, les concepts habituels de physique statistique, tel que l'approximation du champ moyen développée par Weiss par exemple, ne permettaient pas d'expliquer le comportement en $T^{3/2}$ de l'aimantation à très basse température. Ce résultat est une évidence macroscopique de l'aspect quantique de l'état fondamental d'un système ferromagnétique.

En effet, à température nulle, l'état fondamental d'un cristal ferromagnétique de tailles « infinies » correspond à un alignement parfait de tous les spins du cristal. En revanche, lorsque la température augmente, des états excités apparaissent dans le cristal correspondant à des excitations collectives des spins, ou plus généralement parlant, à un état dynamique de l'aimantation. Cette propriété fut découverte par F. Bloch. Il montra que ces excitations se propagent dans le cristal avec un comportement ondulatoire ce qui explique le terme d'onde de spins. Il est intéressant de noter la similarité entre les ondes de spins (ou magnons si l'on parle en termes de particules) avec les phonons qui sont des excitations élémentaires du réseau activées thermiquement.

De nombreux formalismes ont été développés pour étudier les ondes de spins. Puisque nous parlons d'objet quantique comme les spins, un formalisme basé sur la mécanique quantique semble être adapté. Cependant, nous montrerons que les ondes de spins peuvent être décrites en termes d'ondes électromagnétiques « macroscopiques ». Par conséquent, un formalisme basé sur les équations de Maxwell nous permettra de donner la majorité des propriétés dont nous aurons besoin pour réaliser notre étude. Ceci est appelé l'approche semi classique car dans ce cas, les spins sont traités comme des vecteurs qui précèdent⁴.

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire à quoi correspondent les phénomènes de résonance. Puis nous étudierons les équations du mouvement de l'aimantation en présence d'un champ magnétique. Ceci nous permettra de définir les caractéristiques de la résonance uniforme de systèmes simples. Ensuite, nous considérerons le cas des excitations non uniformes pour des milieux de tailles finie et infinie et nous verrons en quoi la réduction des tailles modifient la réponse de l'aimantation à une perturbation magnétique. Enfin, nous finirons ce chapitre en donnant une description des phénomènes de relaxation et nous présenterons brièvement les caractéristiques de la dynamique dans les structures multicouches.

II.A Qu'est ce qu'un phénomène résonant ?

S'intéresser au phénomène de résonance revient à étudier un problème très général de la physique. En effet, dès que l'on s'intéresse à la réponse d'un système, quel qu'il soit, à une force dépendante du temps (par exemple : périodique ou ponctuelle), on peut montrer qu'elle obéit à un cadre très général de susceptibilité. Il existe dans « notre monde de tous les jours » des phénomènes de résonance dans des domaines aussi nombreux que variés. Citons en guise d'exemples le cas des marées, qui proviennent d'un phénomène de résonance de l'atmosphère terrestre sous l'influence de l'attraction lunaire, ou bien encore le cas des circuits électriques composés d'éléments résistifs, inductifs et capacitifs, ou celui plus « nanoscopique » de l'absorption infrarouge d'un cristal de chlorure de sodium (exemples tirés de ^[Fey62]). Le point commun entre tous ces phénomènes est qu'ils peuvent être décrits avec le même formalisme.

⁴ Cette approximation est valable dans le cas où l'aimantation est traitée comme une valeur moyenne macroscopique.
^[Fey62] Les cours de Physique de Feynman, R. Feynman, Dunod ed., 1999.

Du point de vue de la physique classique, un phénomène de résonance correspond à une oscillation d'une quantité d'un système en réponse à une force présentant une dépendance temporelle. L'amplitude de cette réponse ainsi que son « retard temporel » à l'excitation peuvent être déterminés à partir d'une équation de type oscillateur harmonique. Du point de vue de la mécanique quantique, les phénomènes de résonance correspondent à une transition périodique entre niveaux énergétiques séparés par une quantité dépendante de la périodicité de l'excitation.

Dans ce cadre, il est ainsi intéressant de considérer le cas de la résonance d'un spin unique avant de discuter celui plus compliqué des matériaux ferromagnétiques.

II.B Résonance d'un spin isolé et effet gyromagnétique.

Les lois classiques de l'électromagnétisme stipulent que lorsqu'une particule chargée électriquement est animée d'un mouvement, il apparaît un champ magnétique. Ceci peut être traduit par la relation liant le moment cinétique \vec{J} de la particule au moment magnétique induit $\vec{\mu}$:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (\text{II. 1})$$

avec γ : facteur gyromagnétique de la particule.

Ce facteur dépend de la charge de la particule q , de sa masse m et enfin du facteur de Landé g :

$$\gamma = g \frac{q}{2m} \quad (\text{II.2})$$

Le facteur de Landé (sans unité) est un paramètre représentatif à la fois de la nature de la particule ainsi que de son environnement. Dans le cas d'un électron autour d'un noyau, ce facteur comporte une composante liée au moment orbital de l'électron et une composante liée au moment de spin. Pour un électron de spin $1/2$ et de moment orbital nul, on obtient $g=2$. En ce qui concerne les métaux de transitions, la valeur moyenne du moment orbital des électrons est pratiquement nulle en raison du champ cristallin qui impose une symétrie spatiale de la fonction d'onde électronique autour du noyau. Dans ce cas, on trouve que g est légèrement supérieur à 2.

Le moment magnétique de la particule peut se coupler par interaction Zeeman avec un champ magnétique extérieur :

$$E_Z = -\vec{\mu} \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}_{DC} \quad (\text{II.3})$$

où E_Z est l'énergie de Zeeman.

Le moment cinétique de l'électron étant quantifié en multiple de \hbar , il en est de même du moment magnétique. Par conséquent, le champ appliqué lève la dégénérescence entre les niveaux énergétiques correspondant à des projections de valeur $\pm 1/2$ de la composante de spin suivant la direction du champ appliqué. L'écart énergétique entre les niveaux vaut ainsi :

$$\Delta E = \gamma \mu_0 \eta H_{DC} \quad (\text{II.4})$$

Du point de vue quantique, le phénomène de résonance magnétique se manifeste par le passage entre deux états énergétiques, par absorption d'un photon de fréquence f :

$$f = \frac{\Delta E}{\eta} = \frac{\gamma \mu_0 H_{DC}}{2\pi} \quad (II.5)$$

Le facteur de Landé étant égal à 2, on a $\gamma = 2 \frac{e}{2m_e}$, soit $\frac{\gamma}{2\pi} = 28 \text{ GHz.T}^{-1}$. L'absorption de photons sera donc dans le domaine hyperfréquence.

Du point de vue classique, il est possible de démontrer par l'intermédiaire du théorème d'Ehrenfest que l'évolution de la valeur moyenne du moment magnétique s'écrit :

$$\frac{\partial \langle \vec{\mu} \rangle}{\partial t} = \gamma \frac{\partial \langle \vec{J} \rangle}{\partial t} = \gamma i \eta [H, \vec{J}] \quad (II.6)$$

où la notation $[]$ correspond au commutateur du Hamiltonien du système et de l'opérateur moment cinétique. On obtient ainsi :

$$\frac{\partial \langle \vec{\mu} \rangle}{\partial t} = \gamma \mu_0 \vec{H}_{DC} \times \langle \vec{\mu} \rangle \quad (II.7)$$

L'expression II.7 laisse apparaître que lorsque le moment magnétique n'est pas aligné avec le champ extérieur, il précesse autour de la direction du champ appliqué dans le sens trigonométrique

avec une fréquence $f_0 = \frac{\gamma \mu_0 \vec{H}_{DC}}{2\pi}$.

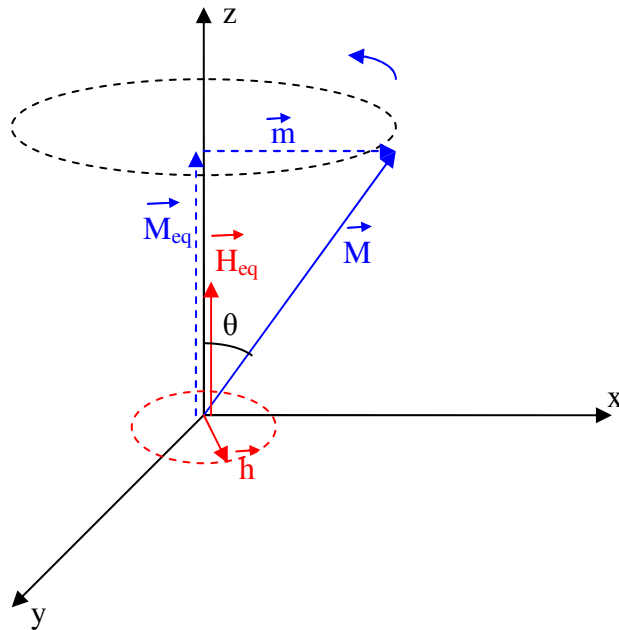


Figure II.1 : Schématisation du mouvement de l'aimantation et système d'axes. L'angle θ entre l'aimantation et la direction du champ d'équilibre est appelé l'angle d'ouverture.

II.C Equation du mouvement de Landau-Lifschitz dans le cas des ferromagnétiques.

Pour un matériau ferromagnétique, on ne peut pas raisonner en termes de spin isolé car tous les spins sont couplés entre eux par interaction d'échange. L'absorption d'un photon « résonant » ne donne pas lieu au retournement d'un spin mais à une perturbation, appelé magnon ou onde de spin, qui se propage à l'ensemble des spins couplés. Dans ce cas l'aimantation moyenne est diminuée d'une quantité $\gamma\hbar$. Par conséquent, on est amené à traduire l'équation II.7 au cas d'une aimantation moyenne. Cette généralisation a été décrite par Landau et Lifschitz en 1935^[Lan35] :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M} \quad (\text{II.8})$$

avec \vec{M} : aimantation moyenne par unité de volume

\vec{H}_{eff} : champ magnétique effectif. Il comprend le champ appliqué, le champ dipolaire, le champ d'échange et enfin le champ d'anisotropie cristalline.

Appliquons l'équation II.8 au cas où l'aimantation est écartée de sa position d'équilibre. Dans ce cas, la résolution de l'équation avec les notations de la figure II.1 s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \gamma \mu_0 \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_{\text{eff}} \end{bmatrix} \times \cdot \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.9})$$

soit

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_x}{\partial t} &= -2\pi f_0 M_y \\ \frac{\partial M_y}{\partial t} &= 2\pi f_0 M_x \\ \frac{\partial M_z}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Ce système d'équations peut se réécrire sous la forme d'un système d'équations différentielles :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 M_{x,y}}{\partial t^2} + (2\pi f_0)^2 M_{x,y} &= 0 \\ M_z &= \text{cste} \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

qui admet comme solution générale :

^[Lan35] Collected papers of L.D. Landau, Gordon and Breach, L. Landau and E. Lifshitz, Ter Haar Ed, 1965.

$$\begin{aligned}
 M_x &= A \cos(2\pi f_0 t) \\
 M_y &= A \sin(2\pi f_0 t) \\
 M_z &= \text{cste}
 \end{aligned}
 \tag{II.12}$$

avec A : constante et $f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H_{\text{eff}}}{2\pi}$

Nous voyons ainsi que dans le cas très simple où l'aimantation est mise hors équilibre, elle oscille autour de la direction définie par le champ effectif, dans le sens trigonométrique avec une fréquence égale à f_0 . Notons dès à présent que cette situation n'est pas réaliste en raison du fait qu'en l'absence de facteur de relaxation énergétique, l'aimantation précesse indéfiniment autour du champ effectif. La relaxation de l'aimantation vers sa position d'équilibre (celle définie par le champ effectif) s'effectue par l'intermédiaire du couplage entre l'aimantation et les autres degrés de liberté du système tels que le réseau ou bien encore les électrons de conduction etc... Enfin il existe toujours au minimum un mécanisme de relaxation, lui même relié au mouvement de l'aimantation, qui est la perte d'énergie par radiation électromagnétique. Tout ceci implique que l'aimantation doit revenir vers sa position d'équilibre après un nombre fini d'oscillations. Pour traduire ce fait mathématiquement, nous verrons dans la suite de ce chapitre que nous serons amenés à introduire un terme de relaxation phénoménologique dans l'équation II.8. Ceci nous conduira à l'équation dite de Landau-Lifschitz-Gilbert.

En dépit des approximations qu'elle contient, l'équation II.8 présente l'avantage d'être aisément manipulable et nous permet de développer le formalisme mathématique nécessaire à la compréhension de la dynamique de l'aimantation dans les systèmes ferromagnétiques.

II.D Mouvement forcé et régime linéaire.

L'approximation dite du régime linéaire consiste à considérer que l'angle d'ouverture formé par la direction du champ effectif (qui fixe également la direction de l'aimantation à l'équilibre) et le vecteur aimantation reste petit ($<10^\circ$). Cela permet de considérer en première approximation que la valeur de la projection du vecteur aimantation dans la direction d'équilibre reste constante et $\approx M_s$.

Dans le cas où nous appliquons un champ perturbateur (que nous appellerons champ de pompage dans la suite de ce manuscrit) perpendiculairement à la direction de l'aimantation à l'équilibre, nous pouvons réécrire l'aimantation et le champ magnétique comme la somme d'une partie statique et d'une partie dynamique :

$$\begin{aligned}
 \vec{M}(r,t) &= \vec{M}_{\text{eq}}(r) + \vec{m}(r,t) \\
 &= M_s \cdot \vec{z} + \vec{m}(r,t)
 \end{aligned}
 \tag{II.13}$$

$$\vec{H}_{\text{eff}}(r,t) = \vec{H}_{\text{eq}}(r) + \vec{h}(r,t)
 \tag{II.14}$$

En injectant les équations II.13 et II.14 dans II.8 on obtient :

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \gamma \mu_0 \left(\vec{M}_{\text{eq}} \times \vec{H}_{\text{eq}} + \vec{M}_{\text{eq}} \times \vec{h} + \vec{m} \times \vec{H}_{\text{eq}} + \vec{m} \times \vec{h} \right)
 \tag{II.15}$$

L'amplitude de la partie dynamique de l'aimantation et celle du champ de pompage étant considérées comme petites, le dernier terme de II.15 est d'ordre 2 en quantité et peut être négligé. Ainsi, dans le système d'axes de la figure II.1, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ 0 \end{bmatrix} = \gamma \mu_0 \left(\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_S \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_{eq} \end{bmatrix} \right) \quad (\text{II.16})$$

Si nous considérons une solution harmonique à l'aimantation dynamique de la forme $\exp(-i\omega t)$, l'équation II.16 peut se réécrire aisément sous une forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} = \frac{1}{\omega_m} \begin{bmatrix} \omega_0 & i\omega \\ -i\omega & \omega_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.17})$$

avec

$$\omega_0 = -\gamma \mu_0 H_{eq} \quad (\text{II.18})$$

$$\omega_m = -\gamma \mu_0 M_S \quad (\text{II.19})$$

L'équation II.17 peut être inversée pour donner le tenseur de susceptibilité dynamique :

$$\vec{m} = \overset{=}{\chi} \cdot \vec{h} \quad (\text{II.20})$$

où $\overset{=}{\chi}$ est appelé le tenseur de susceptibilité de Polder (tenseur d'ordre 2) :

$$\overset{=}{\chi} = \begin{bmatrix} \chi & -i\kappa \\ i\kappa & \chi \end{bmatrix} \quad (\text{II.21})$$

avec

$$\chi = \frac{\omega_0 \cdot \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{II.22})$$

$$\kappa = \frac{\omega \cdot \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{II.23})$$

A ce niveau, il est nécessaire de donner quelques précisions. Tout d'abord, notons que h_x et h_y sont les champs magnétiques dynamiques effectifs, ce qui signifie que les contributions dipolaires doivent être prises en compte si besoin est (notamment dans notre cas où nous travaillons sur des films minces).

Dans le calcul du champ d'équilibre, nous devons prendre en compte l'ensemble des différents champs introduits dans le chapitre 1. Cependant, nous avons travaillé dans une configuration où la contribution due à l'échange est négligée. En effet, les modes d'ondes de spins que nous excitons grâce à notre montage expérimental ont des vecteurs d'ondes très faibles (entre 0 et $0.5 \mu\text{m}^{-1}$) en raison de la géométrie de la micro antenne que nous utilisons. Physiquement, ces modes correspondent à des modes collectifs cohérents sur des longueurs d'onde bien plus grandes

que la longueur d'échange. Par conséquent, l'angle moyen entre deux spins⁵ successifs peut être considéré comme très faible et la contribution de l'énergie d'échange à l'énergie totale comme négligeable.

Nous allons maintenant étudier le cas particulier de la résonance uniforme dans deux géométries de mesures. La première géométrie est celle d'un ellipsoïde uniforme, qui comme nous le verrons par la suite nous sera utile pour décrire la dynamique de nos capteurs, et la seconde celle des films minces aimantés dans le plan.

II.E Résonance uniforme de systèmes à géométrie simple.

Le cas de la résonance uniforme présente l'avantage de permettre un calcul simple de la contribution du champ dipolaire à la fréquence de résonance. Ceci provient du fait qu'une aimantation dynamique uniforme crée un champ dipolaire uniforme.

II.E.1 Résonance uniforme d'un ellipsoïde

Ce problème fut résolu en premier lieu par Kittel en 1947^[Kit47]. Considérons la géométrie de la figure II.2.

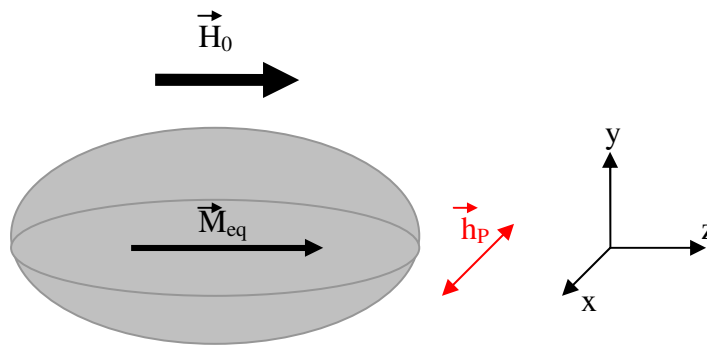


Figure II.2 : système d'axes pour la géométrie ellipsoïdale.

Lorsque nous appliquons un champ de pompage \vec{h}_p perpendiculairement à la direction d'équilibre de l'aimantation, les parties statiques et dynamiques du champ effectif s'écrivent dans l'approximation linéaire :

$$\vec{H}_{eq} = (H_0 - N_z M_S) \vec{z} \quad (II.24)$$

$$\vec{h} = \vec{h}_p - \vec{n} \vec{m} \quad (II.25)$$

avec

$$\vec{n} = \begin{bmatrix} N_x & 0 \\ 0 & N_y \end{bmatrix} \quad (II.26)$$

⁵ Afin d'éviter toute confusion avec ce que nous avons dit en introduction du paragraphe II.3, la notion de spin fait ici référence à l'aimantation moyenne d'un volume élémentaire du système.

^[Kit47] C.Kittel, *Phys. Rev.*, 71, 270, 1947.

En incorporant les équations II.24 à II.26 dans l'équation II.17 on obtient :

$$\vec{h} = \vec{h}_p - n\vec{m} = \frac{1}{\omega_m} \begin{bmatrix} \omega_0 & i\omega \\ -i\omega & \omega_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.27})$$

La réponse de l'aimantation dynamique est reliée au champ de pompage par le tenseur de susceptibilité linéaire $\overset{=-1}{\chi}_l$ défini par :

$$\vec{h}_p = \overset{=-1}{\chi}_l \cdot \vec{m} \quad (\text{II.28})$$

$$\overset{=-1}{\chi}_l = \frac{1}{\omega_m} \left(\begin{bmatrix} \omega_0 & i\omega \\ -i\omega & \omega_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} N_x & 0 \\ 0 & N_y \end{bmatrix} \right) = \frac{1}{\omega_m} \begin{bmatrix} \omega_x & i\omega \\ -i\omega & \omega_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.29})$$

où

$$\omega_x = \omega_0 + N_x \cdot \omega_m = -\gamma\mu_0 (H_0 + (N_x - N_z)M_S) \quad (\text{II.30})$$

$$\omega_y = \omega_0 + N_y \cdot \omega_m = -\gamma\mu_0 (H_0 + (N_y - N_z)M_S) \quad (\text{II.31})$$

La résonance est atteinte lorsque la réponse de l'aimantation dynamique diverge, ce qui se traduit mathématiquement par l'annulation du déterminant de $\overset{=-1}{\chi}_l$. Ainsi, la pulsation s'écrit :

$$\begin{aligned} \omega_r &= \sqrt{\omega_x \cdot \omega_y} \\ &= \gamma\mu_0 \sqrt{(H_0 + (N_x - N_z)M_S)(H_0 + (N_y - N_z)M_S)} \end{aligned} \quad (\text{II.32})$$

Ce résultat nous permet de montrer une autre propriété intéressante. En effet, nous pouvons étudier le comportement de l'aimantation à la résonance et plus particulièrement la manière dont s'effectue le retour à l'équilibre lorsque le champ de pompage est arrêté. On a dans ce cas :

$$\overset{=-1}{\chi}_l \vec{m} = 0 \Rightarrow \frac{m_y}{m_x} = i \sqrt{\frac{\omega_x}{\omega_y}} \quad (\text{III.33})$$

Nous voyons que dans le cas d'un ellipsoïde, l'aimantation précesse de manière elliptique et non pas circulaire comme pour un spin isolé. De plus, cet exemple montre l'importance de la géométrie du système puisque nous voyons que la fréquence de résonance n'est plus seulement dépendante du champ appliqué H_0 mais aussi des coefficients démagnétisants. Dans la mesure où nous travaillons généralement avec des champs appliqués bien plus faibles que la valeur de M_S , les effets de forme prennent une importance considérable dans la valeur des fréquences de résonance. C'est ce qui explique que des structures de formes différentes auront des fréquences de résonance différentes également.

II.E.2 Résonance uniforme d'une couche mince infinie aimantée dans le plan.

Ce problème peut être traité en appliquant le même raisonnement que précédemment. La seule différence entre le cas de l'ellipsoïde et celui-ci réside dans la valeur des coefficients démagnétisants. En effet, nous avons cette fois ci :

$$\vec{n} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & N_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.34})$$

avec N_y valant 1. Ceci provient du fait que l'aimantation dynamique sort du plan périodiquement en créant des charges aux surfaces du film. En appliquant II.32 à ce cas précis on obtient :

$$\omega_r = \gamma\mu_0\sqrt{H_0(H_0 + M_S)} \quad (\text{II.35})$$

Notons que nous pouvons retrouver cette expression à partir de II.32 en faisant tendre la taille de l'ellipsoïde vers l'infini dans les directions x et z . Cette approche peut être étendue à d'autres géométries comme par exemple la géométrie sphérique, pour laquelle nous trouvons $\omega_r = \gamma\mu_0 H_0$, ou bien celle d'une plaque mince infinie aimantée perpendiculairement au plan de la couche, pour laquelle $\omega_r = \gamma\mu_0(H_0 - M_S)$.

Dans le cas d'une couche mince infinie aimantée dans le plan, l'ellipticité de la précession est donnée par :

$$\frac{m_y}{m_x} = \sqrt{\frac{H_0}{H_0 + M_S}} \quad (\text{II.36})$$

Dans le cas où $M_S \gg H_0$, nous voyons que la précession de l'aimantation sera très localisée dans le plan de la couche.

Nous allons maintenant nous intéresser au cas de la résonance non uniforme communément appelée onde de spins. En effet, nous verrons dans la suite de ce manuscrit que le formalisme que nous allons développer dans la partie suivante nous sera utile pour comprendre les résultats de dynamique que nous avons obtenus sur les vannes de spins sous forme de films.

II.F Ondes de spins et approximation magnétostatique.

Les ondes de spins étant des oscillations de l'aimantation locale, elles peuvent être traitées dans le cadre des ondes électromagnétiques. Par conséquent, leurs propriétés doivent répondre au formalisme de Maxwell.

Jusqu'ici nous avons vu comment calculer la susceptibilité dynamique d'un système et comment en déduire la fréquence de résonance uniforme. Maintenant, lorsque la résonance n'est pas uniforme, la question supplémentaire à laquelle nous devons répondre est celle de la relation entre la valeur de la fréquence de résonance et celle du vecteur d'onde (appelé relation de dispersion). Pour cela, il faut nous servir à la fois de l'expression de la susceptibilité et utiliser les conditions de continuité de Maxwell pour les ondes électromagnétiques.

Les ondes de spins étant des excitations élémentaires, elles doivent répondre au théorème de Bloch qui stipule que l'amplitude de l'excitation doit obéir à une loi de la forme

$$A(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})U_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{II.37})$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde et U est une fonction périodique satisfaisant la périodicité du cristal. Dans cette partie, nous considérerons un milieu infini. L'invariance par translation permet de chercher des solutions aux équations de Maxwell de la forme $e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$, où \vec{k} est le vecteur d'onde de module $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ la longueur d'onde et ω la pulsation.

La relation de dispersion sera déterminée dans le cadre de l'approximation magnétostatique. Le mode magnétostatique correspond à un type d'onde dont le comportement en fréquence est principalement gouverné par l'interaction dipolaire. Ceci nous permettra de simplifier les calculs en définissant un potentiel magnétostatique et en négligeant les effets de retard. Nous en déduirons la relation de dispersion dans le cas d'un film mince continu aimanté dans le plan qui correspond à la configuration de mesure appliquée à nos vanes de spins. Nous baserons notre démonstration sur le modèle de Damon-Eschbach^[Dam65].

II.F.1 Mode magnétostatique.

Jusqu'ici nous n'avons pas considéré l'influence des variables électriques sur la dynamique de l'aimantation. Ceci nous a permis par exemple d'écrire que le champ magnétique dynamique est relié à l'aimantation dynamique par une équation du type II.25. Hors dans le cas général, les équations de Maxwell relient les variables magnétiques aux variables électriques. En guise d'exemple, nous pouvons citer les phénomènes d'effet de peau dans les métaux. On comprend de manière intuitive que l'écrantage magnétique réalisé par les électrons de conduction aura une influence sur la réponse gyromagnétique des métaux ferromagnétiques en modifiant en premier lieu le profil du champ interne du matériau. Le but de ce paragraphe est de montrer dans quelles conditions les variables magnétiques et électriques peuvent être séparées.

Les équations de Maxwell s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

avec \vec{B} : induction magnétique
 \vec{D} : déplacement électrique
 \vec{H} : champ magnétique
 \vec{J} : densité de courant électrique

^[Dam65] R.W. Damon and J.R. Eschbach, *Phys. Chem. Solids*, 19, 308, 1961.

\vec{E} : champ électrique
 ρ : densité de charge électrique

A ces quatre équations se rajoutent celles reliant le déplacement électrique et la densité de courant électrique au champ électrique :

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon \cdot \vec{E} \\ \vec{J} &= \sigma \cdot \vec{E}\end{aligned}\tag{II.39}$$

avec ε : permittivité
 σ : conductivité

Nous avons dit que dans le domaine dynamique nous cherchons des solutions harmoniques. Ainsi les équations de Maxwell peuvent se réécrire :

$$\begin{aligned}\vec{k} \cdot \vec{b} &= 0 \\ i\vec{k} \cdot \vec{e} &= \rho \\ i\vec{k} \times \vec{h} &= (-i\varepsilon\omega + \sigma)\vec{e} \\ i\vec{k} \times \vec{e} &= i\omega\vec{b}\end{aligned}\tag{II.40}$$

où les termes en minuscules représentent les parties dynamiques des variables présentées précédemment. En présence d'un effet gyromagnétique, on peut également écrire le terme reliant l'induction magnétique dynamique à l'aimantation :

$$\vec{b} = \mu_0(\vec{h} + \vec{m}) = \mu_0(\vec{1} + \vec{\chi}_p)\vec{h}\tag{II.41}$$

En combinant les troisième et quatrième équations de II.40 et en multipliant par \vec{k} on obtient la relation de dispersion suivante :

$$\begin{aligned}\vec{k} \times \vec{k} \times \vec{h} &= -(\omega\varepsilon + i\sigma)\vec{k} \times \vec{e} = -\mu_0\omega^2\left(\varepsilon + \frac{i\sigma}{\omega}\right)(\vec{1} + \vec{\chi}_p)\vec{h} \\ &= -k_0^2(\vec{1} + \vec{\chi}_p)\vec{h}\end{aligned}\tag{II.42}$$

où $k_0^2 = \mu_0\omega^2\left(\varepsilon + \frac{i\sigma}{\omega}\right)$ est la constante de propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu non magnétique. On retrouve les résultats bien connus d'électromagnétisme lorsque $\varepsilon \gg \sigma/\omega$, pour lequel le milieu se comporte comme un diélectrique, ou lorsque $\varepsilon \ll \sigma/\omega$ pour lequel le milieu se comporte plutôt comme un métal en donnant naissance à l'effet de peau.

L'équation II.42 nous permet de calculer la norme de $\vec{k} \times \vec{h}$. On obtient ainsi :

$$\|\vec{k} \times \vec{h}\| = \left\| \frac{\vec{k} \times \vec{k} \times \vec{h}}{\vec{k}} \right\| = -\frac{k_0^2}{k} \left\| (\vec{1} + \vec{\chi}_p)\vec{h} \right\|\tag{II.43}$$

L'expression II.42 laisse apparaître que pour des vecteurs d'ondes k grand devant k_0 , la norme du rotationnel tend vers zéro. Ceci permet d'approximer que dans le régime des grands vecteurs d'ondes, le rotationnel de \vec{h} est nul, ce qui nous permettra de définir un potentiel magnétostatique tel que⁶ :

$$\vec{\nabla} \times \vec{h} = 0 \Rightarrow \vec{h} = -\vec{\nabla}\psi \quad (\text{II.44})$$

Cette approximation est appelée l'approximation magnétostatique. Elle nous permettra d'explicitier la relation de dispersion entre le vecteur d'onde et la fréquence de résonance dans les films minces magnétiques. Du point de vue physique, elle consiste à considérer que les variables magnétiques et électriques sont découplées. Cette approximation n'est plus valable dans le cas des très petites longueurs d'onde pour lesquelles la résolution de l'équation II.41 est obligatoire.

II.F.2 Onde de spins.

Dans cette partie, nous ne discuterons que le cas des ondes de spins dans des films aimantés dans le plan (figure II.3). Nous commencerons par présenter les caractéristiques générales des deux types de modes que nous pouvons rencontrer dans cette géométrie puis nous présenterons le calcul permettant d'obtenir la relation de dispersion de chaque mode.

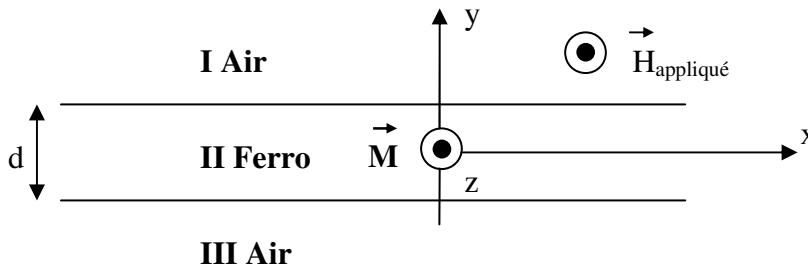


Figure II.3 : Géométrie pour le calcul de la relation de dispersion dans le cas d'un film mince aimanté dans le plan (d est l'épaisseur du film).

En injectant l'équation II.44 dans l'expression de la divergence de l'induction magnétique nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{b} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot (1 + \chi_p) \vec{\nabla} \psi = 0 \quad (\text{II.45})$$

Cette équation est appelée l'équation de Walker. Elle est à la base du calcul de la relation de dispersion dans le cas des ondes de spins dans le mode magnétostatique.

Appliquons cette relation en premier lieu au cas d'un milieu de taille infinie. En raison de l'invariance par translation, le potentiel scalaire ψ aura une dépendance spatiale de la forme $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$. Par conséquent, en utilisant l'expression II.21 dans II.45 nous obtenons l'expression suivante :

⁶ Le signe - dans l'expression II.43 est choisit arbitrairement dans le but de faire une analogie avec les équations de l'électrostatique $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$.

$$(1 + \chi_p) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II.46})$$

soit

$$(1 + \chi)(k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0 \quad (\text{II.47})$$

Si nous notons par θ l'angle de propagation de l'onde par rapport à l'axe z nous avons le système d'équations suivant:

$$\begin{aligned} k_x^2 + k_y^2 &= k^2 \sin^2 \theta \\ k_z^2 &= k^2 \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (\text{II.48})$$

La combinaison de II.47 et II.48 donne :

$$\chi \cdot \sin^2 \theta = -1 \quad (\text{II.49})$$

qui peut se réécrire en utilisant l'expression de χ (en négligeant l'échange et l'anisotropie) :

$$\omega = \sqrt{\omega_0 (\omega_0 + \omega_m \sin^2 \theta)} \quad (\text{II.50})$$

Nous voyons que, dans le cas d'un milieu infini, la valeur de la fréquence de résonance d'une onde dans le régime magnétostatique ne dépend pas de la valeur du vecteur d'onde mais seulement de son orientation par rapport à la direction d'équilibre. La correspondance entre ces deux quantités sera retrouvée en considérant les conditions aux limites des systèmes de tailles finies.

Bien que l'équation II.49 concerne les milieux infinis, elle nous permet de tirer quelques enseignements intéressants :

- Du point de vue physique, nous pouvons expliquer la dépendance entre la fréquence de résonance envers l'angle θ par l'influence du champ dipolaire. Pour mieux comprendre ce fait, nous avons schématisé sur la figure II.4 l'aimantation dynamique dans le cas où la propagation est parallèle et dans celui où elle est perpendiculaire à l'aimantation statique.

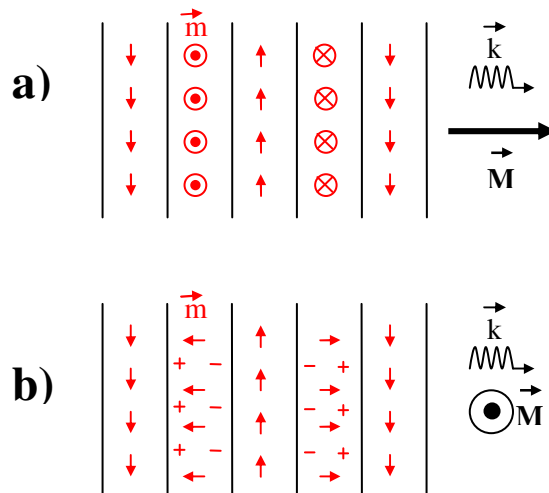


Figure II.4 : Schématisation des ondes magnétostatiques dans un milieu infini dans le cas d'une propagation parallèle (a) et perpendiculaire (b) à l'aimantation.

Nous voyons que lorsque θ est nul, il n'y a pas de charges magnétiques volumiques créées alors qu'au contraire dans le cas où θ vaut 90° , des charges se forment sur des plans séparés d'un quart de longueur d'onde ce qui aura pour effet d'augmenter la fréquence de résonance. Ce résultat nous montre que dans l'approximation magnétostatique, la fréquence de résonance de l'onde est gouvernée par l'interaction dipolaire.

- Si nous traitons le problème de l'interaction d'échange dans l'approximation magnétostatique, nous devons transformer ω_0 en $(\omega_0 + \omega_m \lambda_{ech} k^2)$ dans l'expression du tenseur de Polder. Ceci permet de retrouver la correspondance entre la valeur du vecteur d'onde et la fréquence de résonance :

$$\omega = \sqrt{(\omega_0 + \omega_m \lambda_{ech} k^2)(\omega_0 + \omega_m (\lambda_{ech} k^2 + \sin^2 \theta))} \quad (II.51)$$

Nous allons maintenant nous intéresser aux ondes de spins dans un film mince aimanté tangentiellement dans le cas d'une propagation parallèle ou perpendiculaire à l'aimantation. Nous allons d'abord expliquer qualitativement la différence entre ces deux configurations. Pour cela regardons la figure II.5.

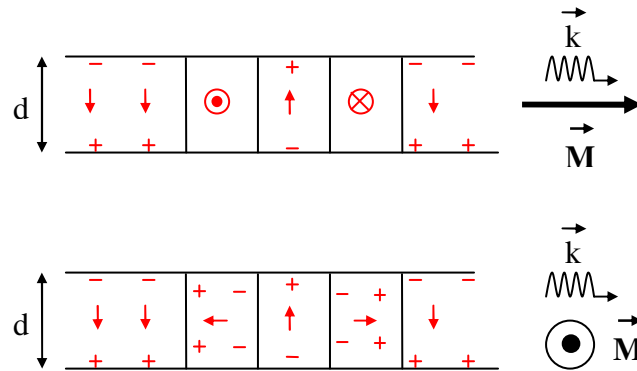


Figure II.5 : Schématisation des ondes magnétostatique dans un film mince dans le cas d'une propagation parallèle (a) et perpendiculaire (b) à l'aimantation.

La différence principale entre le cas d'un milieu continu et celui d'un film mince réside dans la contribution des charges dynamiques de surface qu'engendre l'aimantation dynamique. Nous voyons sur la figure II.5 que cette contribution sera la même pour les deux types de propagation. Toutefois, l'influence du champ dipolaire devenant de moins en moins importante au fur et à mesure que le vecteur d'onde diminue (le volume des domaines de largeur $\lambda/4$ diminuant), ceci tend à donner une pente négative à la relation de dispersion $\omega=f(k)$. Dans la configuration $\vec{k} // \vec{M}$, les charges surfaciques étant les seules dominantes, nous aurons une vitesse de groupe (définie par $d\omega/dk$) négative. Cette configuration sera donc appelée MSBVW (Magneto Static Backward Volume Waves). L'autre configuration sera appelée MSSW (Magneto Static Surface Waves).

a Configuration MSBVW.

Ici nous ne nous considérerons que l'influence du champ dipolaire. Pour résoudre le problème de la dispersion, nous avons opté pour une approche telle que celle développée dans la

référence ^[Sta93]. Nous avons dit que dans le régime magnétostatique, les fréquences de résonance s'étaient dans la gamme $\omega_0 \leq \omega \leq \sqrt{(\omega_0(\omega_0 + \omega_m))}$. En reprenant le système d'axes de la figure II.3, considérons une onde dont le vecteur d'onde s'écrit :

$$\vec{k} = \vec{k}_t + \vec{k}_y \quad (\text{II.52})$$

avec

$$\vec{k}_t = \vec{k}_z \quad (\text{II.53})$$

et

$$(1 + \chi)k_y^2 + k_z^2 = 0 \quad (\text{II.54})$$

dans le ferromagnétique.

Lorsque cette onde atteint la surface supérieure du film, le vecteur de l'onde réfléchi s'écrit :

$$\vec{k} = \vec{k}_t - \vec{k}_y \quad (\text{II.55})$$

Cette onde sera à son tour réfléchi par la surface inférieure du film et ainsi de suite. Il s'établira par conséquent un état stationnaire qui correspondra à la somme de toutes les ondes réfléchies. Par conséquent, nous pouvons chercher une solution pour le potentiel scalaire dans le milieu II de la forme :

$$\psi_{\text{II}}(\vec{r}) = \psi_0 e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \sin(k_y \cdot y) \quad (\text{II.56})$$

Notons que nous aurions pu choisir une solution du type cosinus.

Ici, nous faisons une hypothèse importante qui est que k_y et k_z sont réels (ondes propagatrices) ce qui implique que $(1 + \chi) < 0$. Dans les milieux I et III, les potentiels peuvent être définis de la même façon, à la différence que nous choisissons une composante évanescence en y afin de rendre compte de l'atténuation de l'onde électromagnétique. Ainsi on obtient le système :

$$\begin{aligned} \psi_{\text{I}}(\vec{r}) &= C e^{ik_z \cdot z} \cdot e^{-ik_y \cdot y} = C e^{ik_z \cdot z} \cdot e^{-k_z \cdot y} \\ \psi_{\text{II}}(\vec{r}) &= \psi_0 e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \sin(k_y \cdot y) \\ \psi_{\text{III}}(\vec{r}) &= D e^{ik_z \cdot z} \cdot e^{+ik_y \cdot y} = C e^{ik_z \cdot z} \cdot e^{k_z \cdot y} \end{aligned} \quad (\text{II.57})$$

avec C, D : constantes et $k_y = k_z$ en appliquant l'équation II.53 dans les milieux I et III. Le vecteur d'onde k_z est la même dans les trois milieux en raison de la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique aux interfaces.

Ecrivons les conditions de continuité de la composante tangentielle du champ magnétique aux interfaces entre les milieux. Elles s'écrivent en $\pm d/2$:

^[Sta93] Theory of Magnetostatic Waves, D.D. Stancil, Springer-Verlag ed., 1993.

$$\begin{aligned} C e^{-k_z \frac{d}{2}} &= \psi_0 \sin(k_y \cdot \frac{d}{2}) \\ D e^{-k_z \frac{d}{2}} &= -\psi_0 \sin(k_y \cdot \frac{d}{2}) \end{aligned} \quad (\text{II.58})$$

ce qui nous donne $C=-D$.

La condition de continuité de la composante normale de l'induction magnétique, b_y , nous donne, en utilisant l'équation II.40 :

$$\begin{aligned} b_y &= \mu_0 (1 + \chi) h_y \\ \Rightarrow -k_z C e^{-k_z \frac{d}{2}} &= k_y (1 + \chi) \psi_0 \cos(k_y \cdot \frac{d}{2}) \\ k_z D e^{-k_z \frac{d}{2}} &= k_y (1 + \chi) \psi_0 \cos(k_y \cdot \frac{d}{2}) \end{aligned} \quad (\text{II.59})$$

A partir des systèmes d'équations II.58 et II.59, nous obtenons :

$$\tan\left(\frac{k_y d}{2}\right) = -(1 + \chi) \frac{k_y}{k_z} \quad (\text{II.60})$$

soit en utilisant II.54 pour éliminer k_y :

$$\tan\left(\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1 + \chi)}}\right) = \sqrt{-(1 + \chi)} \quad (\text{II.61})$$

Dans le cas où le potentiel magnétostatique présente une dépendance en cosinus dans le ferromagnétique, nous aurions obtenu avec le même type de raisonnement :

$$-\cot\left(\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1 + \chi)}}\right) = \sqrt{-(1 + \chi)} \quad (\text{II.62})$$

Ces deux équations peuvent être combinées pour obtenir la solution générale de la relation de dispersion :

$$\tan\left(\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1 + \chi)}} - \frac{(n-1)\pi}{2}\right) = \sqrt{-(1 + \chi)} \quad (\text{II.63})$$

Cette équation représente la relation de dispersion des ondes de types MSBVW. Les indices n représentent les conditions de stationnarité dans l'épaisseur de la couche. Il a été démontré par Kalinikos^[Kal80] que le mode fondamental ($n=1$) pouvait être approximé par :

^[Kal80] B.A. Kalinikos, *IEE Proc.*, 127, 4, 1980.

$$\omega^2 = \omega_0 \left[\omega_0 + \omega_m \cdot \left(\frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right) \right] \quad (\text{II.64})$$

b Configuration MSSW.

Le principe du calcul est équivalent à celui développé dans le cas des ondes de volume. Cette fois, nous considérons que l'onde se propage dans la direction perpendiculaire à l'aimantation statique et que k_z est nul. Ainsi, si nous considérons que k_x est réel pour que l'onde se propage, l'équation II.47 implique que k_y soit imaginaire. La conséquence principale est que le potentiel magnétostatique ne présente plus un profil oscillant dans l'épaisseur du film mais un profil évanescent. Le potentiel dans le ferromagnétique s'écrit alors :

$$\psi_{\text{II}}(\vec{r}) = [\psi_0^+ e^{k_y} + \psi_0^- e^{-k_y}] \cdot e^{ik_x} \quad (\text{II.65})$$

où $k = |k_x| = |k_y|$

La prise en compte des conditions aux limites permet d'arriver à l'expression de la relation de dispersion des ondes de surfaces :

$$e^{-2kd} = \frac{(\chi + 2)^2 - \kappa^2}{\chi^2 - \kappa^2} \quad (\text{II.66})$$

soit

$$\omega^2 = \omega_0 (\omega_0 + \omega_m) + \frac{\omega_m^2}{4} [1 - e^{-2kd}] \quad (\text{II.67})$$

L'écriture du potentiel magnétostatique montre que l'onde a un caractère évanescent dans l'épaisseur (d'où l'appellation d'onde de surface). Une étude plus précise permettrait de montrer que l'énergie est plus localisée sur une des deux surfaces en fonction de la direction de propagation.

Jusqu'ici, toutes les relations de dispersion que nous avons calculées se sont basées sur la linéarisation de l'équation de Landau-Lifschitz dans le cas où l'aimantation ne retourne pas à l'équilibre. Nous avons vu que dans ce cas, lorsque l'aimantation est mise hors équilibre, elle précesse indéfiniment autour de la direction du champ effectif. Mathématiquement ceci se traduit par une valeur infinie de la susceptibilité à la résonance. La notion d'amortissement est donc naturellement introduite afin de permettre à l'aimantation de relaxer vers l'état de plus basse énergie.

II.G Phénomènes de relaxation.

Comme nous l'avons déjà mentionné, la relaxation provient du transfert d'énergie électromagnétique vers les autres degrés de liberté. En guise d'exemple, citons le couplage avec les vibrations du réseau qui peut être compris de la manière suivante. Considérons que les spins magnétiques sont situés sur des sites du réseau. Ces différents spins sont couplés entre eux à la fois par couplage d'échange et par couplage dipolaire. Ainsi, les vibrations du réseau, en modifiant la répartition spatiale des spins, moduleront les termes de couplage inter spin. Ceci peut se transcrire en

termes de couplage spin-réseau. De la même façon, il existe un couplage spin-orbite. Il en existe d'autres ne faisant pas intervenir directement le réseau comme par exemple le couplage entre les ondes de spins et les électrons de conduction d'un métal ou bien encore les processus à deux, trois ou quatre magnons. Ces derniers apparaissent lorsque le cristal n'est pas parfaitement périodique car ils impliquent que la quantité de mouvement ne soit pas conservée.

L'amortissement permet à la susceptibilité de saturer vers une valeur finie. Lorsque l'aimantation est mise hors de sa position d'équilibre, la trajectoire de l'oscillation présente une forme en spirale autour de la direction d'équilibre et l'amplitude de l'oscillation décroît exponentiellement jusqu'à ce que l'aimantation soit dirigée dans la direction du champ effectif.

Il est intéressant de noter qu'aucun traitement complet n'existe pour décrire l'amortissement. La plupart des modèles sont phénoménologiques et concernent la relaxation vers le réseau. L'amortissement est généralement introduit comme un terme équivalent à celui d'un frottement dans le cas d'un oscillateur harmonique. Le terme de relaxation le plus souvent utilisé est le terme de Gilbert qui s'écrit, dans le cas des petits amortissements, comme ceci :

$$\alpha \frac{\vec{M}}{M_S} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \approx -\alpha \gamma \mu_0 \frac{\vec{M}}{M_S} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (\text{III.68})$$

ce qui donne l'équation du mouvement suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= \gamma \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M} - \alpha \frac{\vec{M}}{M_S} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \\ &\approx \gamma \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M} - \alpha \gamma \mu_0 \frac{\vec{M}}{M_S} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \end{aligned} \quad (\text{III.69})$$

Cette équation est valable principalement dans le cas de faibles oscillations et de petits amortissements du fait que la norme de l'aimantation est conservée dans cette expression. Elle est appelée l'équation de Landau Lifschitz Gilbert (LLG) et est la plus souvent utilisée pour décrire les mécanismes de la résonance ferromagnétique dans le régime linéaire. Le coefficient α est appelé le facteur d'amortissement.

Il existe un autre modèle phénoménologique d'amortissement développé par Bloch et Bloemberger^[Blo54] (BB) plus proche des mécanismes réels de la relaxation et, de plus, applicable quel que soit le régime d'oscillations:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M} - \frac{\vec{M}_\perp}{T_2} - \frac{(M_z - M_S)}{T_1} \cdot \vec{z} \quad (\text{III.70})$$

Cette équation présente deux dépendances temporelles. La première, représentée par le temps T_1 , représente la relaxation longitudinale de l'aimantation (dans le cas où la direction d'équilibre est z). Elle est reliée au nombre total de magnons excités dans le système. Le second temps caractéristique représente la relaxation de l'aimantation transverse et est relié au couplage entre les différents modes d'ondes de spins et au nombre de magnons correspondant au mode principal. Notons que cette description est équivalente à celle donnée par la méthode LLG uniquement lorsque $2T_1 = T_2$. Dans le cas où cette condition ne serait pas remplie, la description du type BB représente mieux la réalité de la relaxation. Cependant, la formulation LLG présente un avantage au niveau du traitement mathématique.

^[Blo54] N. Bloemberger, *Phys. Rev.*, 93, 72, 1954.

Le phénomène de relaxation supprime la divergence de la susceptibilité. Mathématiquement, la relaxation du type LLG se traduit par le changement dans l'expression du tenseur de Polder de ω_0 par $\omega_0 - i\alpha\omega$. Il est possible de démontrer de manière très simple que dans le cas des faibles amortissements, l'expression II.22 peut se réécrire sous la forme d'une Lorentzienne. En effet, nous avons:

$$\chi = \frac{\omega_0' \omega_m}{\omega_0'^2 - \omega^2} = \frac{\omega_0' \omega_m}{(\omega_0' - \omega)(\omega_0' + \omega)} \quad (\text{II.71})$$

Pour des fréquences proches de la fréquence de résonance on obtient :

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{\omega_0' \omega_m}{(\omega_0' - \omega)(\omega_0' + \omega)} \\ &\approx \frac{\omega_m}{2} \frac{1}{\omega_0' - \omega} \\ &= \frac{\omega_m}{2} \frac{1}{(\omega_0' - \omega) - i\alpha\omega} \end{aligned} \quad (\text{II.72})$$

Cette équation a la forme d'une lorentzienne dont la largeur à mi hauteur ΔH est donné par :

$$\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma\mu_0} \quad (\text{II.73})$$

Nous allons maintenant donner quelques précisions relatives à la relaxation dans nos systèmes. En effet, nous avons travaillé sur des couches métalliques ultra minces ce qui peut amener le coefficient de relaxation à présenter des valeurs beaucoup plus élevées que dans un cristal sous forme « massive ». Nous nous concentrerons sur 3 effets pouvant intervenir dans nos mesures : la relaxation par l'intermédiaire des courants de Foucault, la relaxation par interaction avec un bain d'électrons de conduction et enfin la relaxation due aux effets de taille finie en épaisseur.

II.G.1 Relaxation par l'intermédiaire des courants de Foucault.

En raison du caractère métallique des vannes de spins, le profil du champ électromagnétique appliqué peut être fortement modifié en raison de l'écrantage réalisé par les électrons de conduction. En réponse à l'application de l'onde, les électrons de conduction se mettent en mouvement afin de créer un champ électromagnétique qui contrebalance le champ appliqué. Ce phénomène, connu sous le nom de courants de Foucault, a pour conséquence de ne laisser pénétrer l'onde électromagnétique que sur une distance δ_0 , appelée épaisseur de peau, et qui est égale à :

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (\text{II.74})$$

où μ est la perméabilité totale et σ la conductivité de la couche. Physiquement, l'influence des courants de Foucault sur la relaxation de l'aimantation provient du fait qu'ils créent une non

uniformité du champ effectif dans la structure et qu'ils modifient l'angle de propagation de l'onde de spin. Mathématiquement, ils induisent une composante imaginaire supplémentaire au vecteur d'onde du champ hyperfréquence ce qui se traduit par un terme de relaxation supplémentaire (de la même manière que α amenait un terme de relaxation linéaire dans l'équation de Landau-Lifschitz)^{[Mar06][Stu00]}. Cependant, leur influence peut être évaluée en regardant l'épaisseur de peau pour une fréquence donnée dans nos structures. En prenant la conductivité du permalloy, on obtient pour une fréquence de résonance autour de 2 GHz une épaisseur de l'ordre de 200 nm, ce qui est largement plus grand que l'épaisseur de nos couches (de l'ordre du nm). Par conséquent, nous négligerons l'effet de peau dans nos mesures de la relaxation.

II.G.2 Relaxation par couplage avec les électrons de conduction.

Nous avons expliqué au début de ce manuscrit que dans les métaux ferromagnétiques, la distinction entre les électrons responsables de la conduction électrique et les électrons responsables du magnétisme n'était pas triviale. Cependant, en première approximation nous pouvons considérer que ces deux « réservoirs » sont indépendants. A partir de cette hypothèse, Berger a montré^[Ber77] que l'interaction entre les ondes de spins et les électrons de conduction apparaissait à travers le couplage s-d, qui amène un processus de spin-flip, et le couplage spin orbite, sans spin-flip. Dans ce cadre, l'interaction peut être décrite par un Hamiltonien de la forme :

$$H_{\text{eff}} = - \sum_{i,j,\alpha,\beta} \vec{s}_i J^{\alpha,\beta} (\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{S}_j \quad (\text{II.75})$$

où $\alpha, \beta = x, y, z$

\vec{s}_i, \vec{S}_i : sont les spins respectivement des électrons de conduction et des ondes de spin situés au site i du réseau

$J^{\alpha,\beta}$: terme de couplage contenant les interactions s-d et spin-orbite.

Il est possible de montrer que cette description amène un temps de relaxation du nombre de magnons dans le système proportionnel à la fréquence de l'onde, soit une largeur de raie dépendante linéairement en fréquence.

II.G.3 Relaxation liée aux tailles finies de l'échantillon.

Jusqu'ici nous n'avons pas pris en compte les dimensions finies du système dans les phénomènes de relaxation. Nous avons considéré que le coefficient α dans l'équation LLG était un terme intrinsèque du système étudié et représentatif de l'ensemble des phénomènes responsables de la relaxation des ondes de spins. Nous avons également présenté deux effets extrinsèques pouvant amener à des augmentations artificielles du coefficient de relaxation apparent. Il existe également une dépendance de ce coefficient relative aux tailles finies du système. Ce phénomène fut observé tout d'abord dans le cas de sphères polies de YIG^[SPA61]. Dans le cas de très petites tailles, il a été démontré^[Ari99] que les inhomogénéités telles que les défauts où la rugosité pouvaient amener à augmenter l'un des phénomènes intrinsèques de relaxation qui est le processus à deux magnons. Ce

^[Mar06] E. Martinez, L. Lopez Diaz, L. Torres, *Journal of Applied Physics*, 99, 123912, 2006.

^[Stu00] A. Sukstanskii, V. Korenivski, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 218, 144, 2000.

^[Ber77] L. Berger, *Phys. Chem ; Solids.*, 38, 1321, 1977.

processus permet de coupler le mode uniforme de résonance (ou un mode à faible vecteur d'onde) à d'autres modes d'ondes de spins de vecteurs d'onde non nuls et ayant la même énergie. Ceci nécessite une dégénérescence des niveaux énergétiques ce qui implique une courbure de la relation de dispersion dans une certaine gamme de vecteur d'ondes. Ceci est schématisé sur la figure II.6.

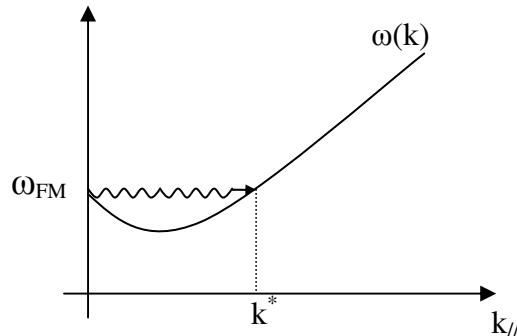


Figure II.6 : Schématisation du processus de relaxation à deux magnons. ω_{FM} est la fréquence du mode uniforme et k^* est le vecteur d'onde de l'onde de spin se propageant parallèlement à l'aimantation et qui est dégénérée en énergie avec le mode uniforme.

A partir des équations de dispersion que nous avons données précédemment, nous voyons que cette condition est remplie par exemple dans le cas des ondes MSBVW.

La raison pour laquelle la rugosité ou les défauts cristallins induisent un couplage entre le mode uniforme et des modes de vecteurs d'ondes non nuls est la brisure de la symétrie de l'oscillation. En effet, les différentes inhomogénéités du milieu sont le lieu de fortes perturbations des différents couplages régissant la dynamique (Zeeman, dipolaire, échange etc...). Arias et Mills ont montré que la valeur maximale du vecteur auquel le mode principal pouvait se coupler est donné par l'inverse de la période entre 2 défauts.

Les conséquences de cet effet dans les expériences de résonance ferromagnétique sont :

- de décaler légèrement la valeur des champs de résonance (puisque les champs dynamiques internes seront modifiés par la présence de défauts).
- d'augmenter les largeurs de raies en champ par rapport à celles mesurées dans un matériau massif. Ceci peut conduire à extrapoler l'existence d'une largeur de raie à fréquence nulle, ce qui est contraire au modèle de relaxation linéaire LLG. En réalité, Arias et Mills ont montré que dans le cas d'une couche ultra mince, la contribution extrinsèque supplémentaire à la largeur de raie dépendait à la fois de la fréquence de résonance, de l'épaisseur de la couche, de la taille et de la forme des défauts, et s'annulait à fréquence nulle. Ainsi, en considérant les valeurs des coefficients de relaxation comme la pente des courbes $\Delta H = f(\omega)$, nous obtiendrons toujours une valeur supérieure dans le cas d'une couche mince que dans le cas d'un cristal massif.

Il existe encore de nombreux mécanismes de relaxation que nous n'avons pas détaillés dans ce manuscrit car ils interviennent à un degré moindre dans nos mesures. Par exemple, nous ne détaillerons pas les processus de relaxation liés au régime non linéaire de précession. Mentionnons simplement que ces mécanismes sont proches du processus à deux magnons et qu'ils correspondent également à des transferts d'énergie entre modes d'ondes de spins de vecteurs d'onde différents.

[SPA61] M. Sparks, R. Loudon, C. Kittel, *J. App. Phys*, 122, 791, 1961.

[Ari99] R. Arias and D.L. Mills, *Phys .Rev. B*, 60, 7395, 1999.

Ces processus apparaissent pour de fortes puissances du champ d'excitation. Les conséquences qui peuvent ainsi apparaître dans les mesures de résonance sont par exemple une saturation de l'angle d'ouverture de l'aimantation ou bien encore un effet de repliement de la raie de résonance lors de mesure en champ. Ces effets sont plus connus sous le nom d'instabilités de Suhl^[Suh 57]

Nous allons maintenant exposer quelques concepts concernant les ondes de spins dans les structures multicouches. Comme nous le verrons dans le chapitre IV, bien que la dynamique de nos systèmes réponde au formalisme de la dynamique d'une couche isolée, les effets dus à la configuration multicouche se font sentir à haute fréquence.

II.H Ondes de spins dans les multicouches magnétiques.

Les relations de dispersion des ondes de spins dans une multicouche magnétique peuvent être calculées de la même manière que dans le cas d'un film mince. Dans le cas de vecteur d'onde non nuls, il sera nécessaire d'appliquer les conditions de continuité de l'électromagnétisme à chaque interface.

L'augmentation du nombre d'interfaces crée une complication de la description des modes d'ondes de spins. En effet, en fonction du type d'interface, de l'épaisseur des couches et de la distance les séparant (comme dans le cas des vannes de spins par exemple), ou bien encore de la nature du couplage entre les couches, nous trouverons différents modes collectifs. Ce problème peut être vu comme l'équivalent de la modification des bandes énergétiques des électrons dans un solide au fur et à mesure que l'on rapproche les atomes les uns des autres.

Dans cette partie, nous donnerons les résultats principaux relatifs à des structures composées de deux couches ferromagnétiques séparées par un métal non magnétique (cas des vannes de spins). Le problème sera traité dans le cadre de l'approximation magnétostatique^[Cot93] et en négligeant l'interaction d'échange.

Considérons la structure définie par la figure II.7 :

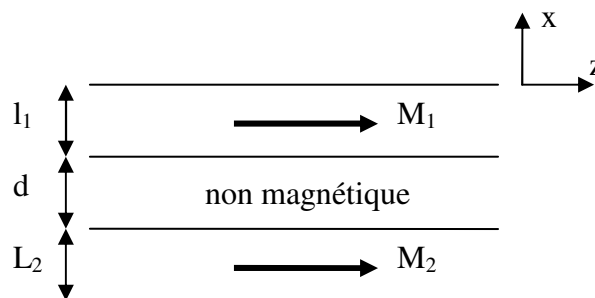


Figure II.7 : Géométrie pour le calcul de la relation de dispersion des ondes de spins dans une multicouche.

Nous avons déjà expliqué dans le chapitre I la nature des couplages pouvant exister entre les deux couches ferromagnétiques. Ici, nous considérerons que la couche non magnétique est

^[Suh 57] H. Suhl, *J. Phys. Chem. Solids*, 1, 209, 1957.

^[Cot93] M.G. Cottam and A. Slavin in *Linear and Non Linear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices*, M.G. Cottam, World Scientific, 1994.

suffisamment épaisse pour que le couplage soit purement dipolaire. De plus, nous considérerons que les deux couches ferromagnétiques sont formées du même matériau et ont la même épaisseur.

Lorsque l'épaisseur d est suffisamment grande pour que les deux couches soient totalement découplées, chaque couche présente la même fréquence de résonance uniforme que celle que nous avons calculée dans la partie II.C. La fréquence de résonance est donc dégénérée. En revanche, lorsque d diminue, les couches commencent à interagir l'une avec l'autre. Le champ dipolaire dynamique créé par la précession d'une couche se couple à l'aimantation de la seconde. Ainsi, on passe d'un mode de précession « individuel » à un mode collectif. Dans le cas de la figure II.6, ce phénomène lève la dégénérescence du mode individuel pour donner deux modes distincts séparés énergétiquement d'une quantité dépendante de la force de couplage entre les couches. L'étude de la résonance ferromagnétique d'une structure tri-couche (et plus généralement une multicouche) est une technique très utile pour étudier les couplages de ces systèmes.

Les deux modes non dégénérés sont généralement appelés « mode acoustique » et « mode optique ». Le premier correspond à une précession en phase des aimantations des deux couches. Les orientations entre les deux aimantations restant constante au cours de la précession, le couplage d'échange n'est pas modifié par le régime dynamique. Le second mode en revanche correspond à une précession pour laquelle les deux aimantations sont déphasées de 180° . Dans ce cas, la variation du couplage lié au désalignement des couches agit tel un couple d'amortissement ce qui implique une variation de la fréquence de résonance comparé au mode acoustique. Dans le cas d'un couplage ferromagnétique entre les couches, on trouve que la fréquence du mode optique est supérieure à celle du mode acoustique (figure II.7).

Pour trouver les fréquences de résonance et les relations de dispersion des ondes de spins, nous appliquons le même raisonnement que celui effectué dans la partie II.C.2. Le potentiel magnétostatique dans chaque couche s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \psi(\vec{r}) &= C_1 e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \cdot e^{-k_x \cdot x} & x > 0 \\
 \psi(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{r}} [A_1 \cos(k_x \cdot x) + B_1 \sin(k_x \cdot x)] & -l_1 < x < 0 \\
 \psi(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{r}} [C_2 e^{-k_x \cdot x} + D_2 e^{k_x \cdot x}] & -(l_1 + d) < x < -l_1 \\
 \psi(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{r}} [A_2 \cos(k_x \cdot x) + B_2 \sin(k_x \cdot x)] & -(l_1 + l_2 + d) < x < -(l_1 + d) \\
 \psi(\vec{r}) &= D_1 e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \cdot e^{-k_x \cdot x} & x < -(l_1 + l_2 + d)
 \end{aligned} \tag{II.76}$$

où les coefficients A_i , B_i , C_i , D_i sont des constantes.

L'application des conditions de continuité du potentiel magnétostatique à chaque interface permet de déterminer l'ensemble des coefficients^[Gru80]. Dans le cas où l'on considère toutes les couches comme infinies, k_x est réel et la fréquence de résonance est identique à celle d'un cristal infini donnée par l'équation II.50.

L'influence de la structure « multicouches » se fait sentir lorsque l'on regarde par exemple la relation de dispersion des ondes de surfaces pour laquelle k_x est imaginaire et k_z est nul. Celle-ci s'écrit dans notre cas :

^[Gru80] P. Grunberg, *Journal of Applied Physics.*, 51, 4338, 1980.

$$\omega = \left[\left(\omega_0 + \frac{\omega_m}{2} \right)^2 - \frac{\beta \omega_m^2}{4} \right]^{1/2} \quad (\text{II.77})$$

avec β répondant à l'équation :

$$\left(\beta - e^{-2|k_y|L_1} \right) \left(\beta - e^{-2|k_y|L_2} \right) - e^{-2|k_y|d} \left(1 - e^{-2|k_y|L_1} \right) \left(1 - e^{-2|k_y|L_2} \right) = 0 \quad (\text{II.78})$$

L'équation II.78 étant quadratique, elle offre deux solutions pour β . Dans la limite où $d \rightarrow \infty$, β admet pour solution $e^{-2|k_y|L_2}$ et $e^{-2|k_y|L_1}$ qui correspondent aux fréquences de résonance MSSW pour chacune des couches isolées. Pour $\beta=1$, on retrouve la valeur du mode de volume « massif » défini par II.50. Enfin lorsque d est réduit, on obtient deux modes de dispersion correspondant aux modes acoustique et optique définis plus haut.

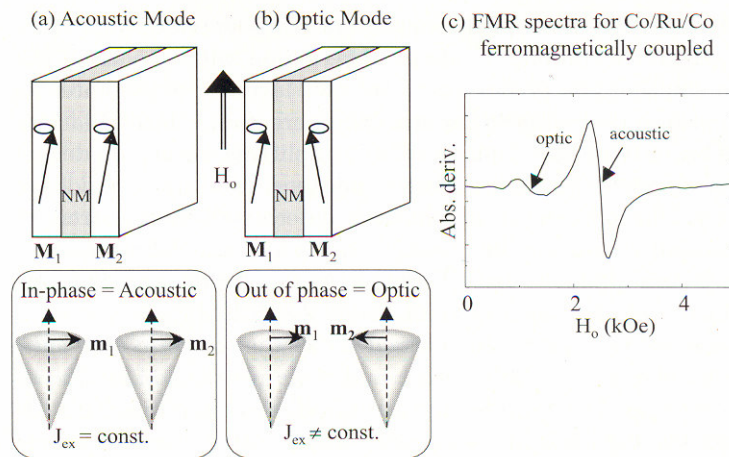


Figure II.8 : représentation des modes acoustique (a) et optique (b). Partie réelle de la susceptibilité dynamique d'une tricouche Co/Ru/Co (c). Ces exemples sont tirés de ^[Ebe03].

Nous avons ici traité le cas d'une tricouche dont les deux couches magnétiques sont identiques et nous avons vu que cela amenait à deux modes collectifs non dégénérés. Dans le cas général d'une multicouche, il est possible de montrer qu'il existe autant de modes que de couches ferromagnétiques. De plus, si les couches magnétiques sont de nature différente, le problème devient très complexe.

^[Ebe03] U. Ebels in Spin Dynamics In Confined Magnetic Structures II, B. Hillebrands and K. Ounadjela, Springer, 2003.

II.1 Relaxation extrinsèque liée au caractère multicouche.

A l'interface entre un métal ferromagnétique et un métal normal, les électrons de conduction de ce dernier sont couplés à l'aimantation du métal ferromagnétique (par couplage de type s-d par exemple). Ceci fut montré entre autres dans les années 70 par des mesures de résonance de spin électronique de couches de cuivre dopé par des atomes de manganèse^[Mon72]. Par l'intermédiaire de ce couplage, il a été montré théoriquement^[Slo96] et expérimentalement^[Alb00] qu'un courant continu de densité suffisante ($\approx 10^9$ A/cm²) permet d'exciter la dynamique de l'aimantation de la couche ferromagnétique. L'effet inverse correspond à la création d'un courant de spin⁷ dans le métal normal lorsque l'aimantation de la couche ferromagnétique précesse. Ces deux effets trouvent leur origine physique dans la conservation du moment angulaire sur l'ensemble de la structure.

Dans le premier cas, lorsque la direction de polarisation en spin des électrons de conduction est désalignée avec celle de l'aimantation, il y a un transfert du moment angulaire des électrons vers l'aimantation locale ce qui permet de rééquilibrer les populations en spins dans le métal ferromagnétique. Le transfert de moment angulaire peut être traduit comme un couple agissant sur l'aimantation locale dans une direction opposée à la direction de relaxation⁸.

Dans le second cas, la dynamique de l'aimantation se traduit par une diminution de l'aimantation moyenne d'une quantité égale au nombre de magnons excités que multiplie $\hbar\omega$. La perte de ce moment orbital est notamment fournie aux électrons de conduction. Ceux-ci sont amenés à traverser l'interface Ferro/Normal ce qui induit un phénomène d'accumulation de spin dans le métal normal. Pour des métaux dont le couplage spin orbite est important, l'accumulation de spins est annulée par les phénomènes de spin-flip. En simplifiant, on comprend de manière intuitive que le métal normal ouvre un canal de relaxation supplémentaire pour l'aimantation de la couche ferromagnétique en permettant aux électrons de conduction de « perdre » leur moment angulaire induit par la précession. Ce phénomène est connu sous le nom de « pompage de spin » et est la source, dans certains cas, d'une augmentation non négligeable du terme de relaxation du type Gilbert. Il a été démontré^[Tse02] que le pompage de spin peut être pris en compte dans l'équation LLG en rajoutant un terme de la forme :

$$\frac{\gamma\eta}{4\pi} \left(A_r \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + A_i \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (\text{II.79})$$

où les coefficients A_r et A_i sont reliés à la matrice de diffusion à l'interface. De plus, il a été démontré que les fréquences des modes acoustique et optique d'une structure de type vanne de spins sont modifiées par l'effet de pompage de spin^[VonK05].

^[Mon72] P. Monod, H. Hurdequint, A. Janossy, J. Obert, and J. Chaumont, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 1327, **1972**.

^[Slo96] J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.*, 159, L1, **1996**.

^[Alb00] F.J. Albert *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 77, 3809, **2000**.

⁷ Il ne faut pas confondre la notion de courant de spin qui est une diffusion des électrons de spins up et/ou down avec le courant de charges. Ainsi, il est possible d'avoir un courant de spin non nul sans pour autant avoir un courant de charge dans le cas où la diffusion des deux types de porteurs se compensent.

⁸ Mathématiquement, l'effet du courant sur la dynamique de l'aimantation est prise en compte dans l'équation LLG en introduisant un coefficient de relaxation de signe opposé à α et dépendant de la densité de courant.

^[Tse02] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, *Phys. Rev. B*, 66, 224403, **2002**.

^[VonK05] Joo-Von Kim, C. Chappert, *J. Magn. Magn. Mater.*, 286, 56, **2005**.

Le phénomène de pompage de spin ne devient réellement dominant que dans le cas où le métal normal utilisé présente un taux de spin flip important (cas des métaux avec un Z élevé) et dans le cas d'une précession dans le régime non linéaire. Dans notre étude, le métal normal utilisé est du cuivre, qui est un très mauvais candidat pour les processus de spin flip. Dans la référence ^[Tse02], il a été démontré que le coefficient de relaxation intrinsèque d'une couche de permalloy en contact avec deux couches de cuivre n'était pratiquement pas affecté par rapport au cas d'une couche isolée de permalloy. De plus, nous avons principalement travaillé dans le régime linéaire de précession.

^[Tse02] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, *Phys .Rev. B*, 66, 224403,2002.

III

Techniques expérimentales

Dans ce chapitre, nous passerons brièvement en revue les techniques les plus communes pour étudier la résonance ferromagnétique. Puis, nous présenterons plus particulièrement la technique spectroscopique que nous avons développée ainsi que l'appareillage utilisé. Nous développerons à cette occasion le formalisme « électronique » relié aux mesures hyperfréquences. Ceci nous permettra de modéliser les différentes lignes de transmission utilisées dans notre expérience.

Cette étape présente un aspect primordial dans notre étude. Tout d'abord, nous verrons dans le chapitre suivant que l'étude de la dynamique de l'aimantation de structures micrométriques passe par l'interprétation de signaux de très faibles amplitudes nécessitant une très bonne connaissance de « l'outil de mesure ». Cet outil est dans notre cas une micro antenne dont nous présenterons les caractéristiques dans la partie III.D. La dynamique de l'aimantation étant couplée de manière inductive à cette antenne, il est très important de bien comprendre sa réponse électrique. Il en est de même de l'étude de l'effet GMR dans le régime hyperfréquence. Nous verrons dans le chapitre V que nous mélangeons deux ondes hyperfréquences de fréquences différentes pour isoler l'effet GMR. La compréhension des phénomènes physiques mis en jeu nécessite une connaissance parfaite des paramètres de l'expérience et une modélisation adéquate du comportement en fréquence du système de mesure.

III.A Méthodes de mesure de la résonance ferromagnétique.

III.A.1 Techniques inductives.

Les différentes techniques inductives reposent toutes sur le même principe. Une onde électromagnétique est envoyée à proximité d'un échantillon magnétique. En raison du couplage entre l'aimantation et le champ électromagnétique, le profil spatial de l'énergie électromagnétique est modifié. Par exemple, à la résonance, le matériau absorbe une partie de l'énergie électromagnétique fournie par le champ de pompage. Dans le cas d'une mesure dans une cavité, l'absorption de la puissance électromagnétique par l'échantillon s'écrit :

$$\Delta P = -\langle \chi'' \rangle |h|^2 \beta \quad (\text{III.1})$$

avec P : puissance électromagnétique

$\langle \chi'' \rangle$: valeur de la composante imaginaire de la susceptibilité dynamique

h : champ de pompage électromagnétique

β : facteur de remplissage, de l'ordre du rapport des volumes de la cavité et de l'échantillon.

L'inconvénient principal de la mesure en cavité provient de l'extrême dépendance du facteur de qualité envers la fréquence de travail. Il présente un maximum pour une fréquence donnée et est, dans l'idéal, nul pour tout le reste du spectre fréquentiel. En revanche, la sensibilité de cette technique pour des mesures en champ magnétique est excellente. Pour des petits échantillons, le champ de pompage pourra être considéré comme uniforme sur tout le volume de l'échantillon. Ainsi, la mesure en cavité permet principalement de détecter le mode uniforme de précession des petits échantillons. Cependant, il est possible d'étudier les effets de quantification lorsque le recouvrement du profil de l'aimantation pour le mode considéré et le profil du champ de pompage est non nul, comme dans le cas des modes quantifiés dans l'épaisseur des films minces.

Une alternative à la mesure en cavité est la mesure en perméamétrie. Ici l'onde électromagnétique est guidée au travers un dispositif micro onde tel que des bobines ou bien des guides d'ondes adaptés. Dans ce cas, le couplage entre le dispositif et l'échantillon magnétique est de type inductif et l'information sur la dynamique de l'échantillon est tirée de la mesure de la

variation de flux magnétique au travers le dispositif. Mathématiquement, la variation de flux liée à la dynamique de l'échantillon peut être traduite en terme d'inductance supplémentaire définie par :

$$\Delta L = \frac{\Delta \phi}{I} = \frac{\langle m_\alpha \rangle \cdot t \cdot l}{I} \quad (\text{III.2})$$

avec $\langle m_\alpha \rangle$: valeur moyenne de l'aimantation dynamique dans la direction α

t : épaisseur de l'échantillon

l : longueur de l'échantillon.

I : amplitude du courant circulant dans le dispositif.

L'inconvénient de ces techniques est généralement leur bande passante. Dans le cas de bobines, la bande passante n'excède pas 4 GHz. Pour une monospire, elle est de 6 GHz. Pour palier à ce problème, il est nécessaire de travailler dans une configuration de type micro ruban ou coplanaire (géométrie pour laquelle nous avons opté durant cette thèse). La géométrie coplanaire comprend une ligne conductrice centrale et un à deux plans de masse. L'avantage de ces dispositifs est leur bande passante (supérieur à 20 GHz pour un guide d'onde coplanaire) et également la possibilité de travailler à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel.

III.A.2 Techniques optiques.

L'une des techniques optiques les plus communément utilisée est basée sur l'utilisation du couplage magnéto-optique entre un faisceau laser et l'aimantation du système^[Zha02]. Cette technique est très efficace pour étudier les phénomènes transitoires dans les systèmes magnétiques tels que le retournement de l'aimantation en réponse à une impulsion de champ magnétique. Pour ce faire, on excite la dynamique de l'aimantation par une impulsion de champ créé soit par une impulsion de courant parcourant une ligne coplanaire, soit par une impulsion laser. Puis, un second faisceau laser, retardé temporellement par rapport à l'impulsion excitatrice, est envoyé sur l'échantillon. La mesure de la polarisation du faisceau réfléchi, par l'intermédiaire de l'effet Kerr, permet de remonter à la composante de l'aimantation dans une direction choisie de l'espace. En répétant l'expérience plusieurs fois en modifiant le retard entre l'impulsion et le faisceau « sonde », on peut reconstruire la variation temporelle de la composante dynamique de l'aimantation. Notons également que cette technique permet de cartographier, avec une précision de l'ordre de la longueur d'onde du laser, la réponse dynamique puisque le faisceau sonde peut être focalisé en n'importe quel point de l'échantillon.

Une autre technique est basée sur la diffusion inélastique de photons par les ondes de spins. Cette technique présente l'avantage de permettre l'étude des ondes de spins excitées thermiquement dont l'amplitude et la direction du vecteur d'onde varient. Typiquement, les ondes de spins sondées sont dans la gamme 1-100 GHz.

Lorsqu'un photon d'énergie $\hbar\omega_I$ et de moment $\hbar q_I$ est envoyé sur un échantillon magnétique deux phénomènes de probabilité équivalente peuvent se produire. Soit une onde de spin d'énergie $\hbar\omega$ et de moment $\hbar q$ est créée, soit une onde de spin est annihilée (figure III.1). Les règles de conservation de l'énergie et du moment donnent (pour l'annihilation d'une onde de spin):

$$\begin{aligned} \eta\omega_s &= \eta(\omega_I + \omega) \\ \eta\vec{q}_s &= \eta(\vec{q}_I + \vec{q}) \end{aligned} \quad (\text{III. 3})$$

^[Zha02] G. Zhang, W. Hubner, E. Beaurepaire, J.Y. Bigot in Spin Dynamics In Confined Magnetic Structures I, B. Hillebrands and K. Ounadjela, Springer, 2002.

où $\hbar\omega_S$ et $\hbar\mathbf{q}_S$ sont l'énergie et le vecteur d'onde du photon diffusé.

$$\begin{aligned}\vec{q}_S &= \vec{q}_I \pm \vec{q} \\ \omega_S &= \omega_I \pm \omega\end{aligned}$$

Figure III.2 : Processus de diffusion d'un photon en interaction avec une onde de spin.

Physiquement, l'interaction peut être comprise de la façon suivante. L'onde lumineuse, équivalente à un champ électrique, interagit avec la matière en la polarisant. Les ondes de spins qui, comme nous l'avons vu, sont des petites excitations électromagnétiques, modifient la polarisation du milieu. Par conséquent, les composantes du tenseur de permittivité sont modifiées et le couplage avec l'onde lumineuse également.

Les lois de conservation du moment et de l'énergie ne peuvent être appliquées que dans des directions de l'espace présentant une symétrie par translation. Ainsi dans le cas d'un film mince, la loi de conservation du moment concerne le vecteur d'onde parallèle à la surface. Sa composante perpendiculaire à la surface n'est pas bien définie en raison de la brisure de l'invariance par translation. Dans le cas d'un fil infini, seul la composante du vecteur d'onde le long de l'axe du fil est concernée par les conditions (III.3).

Cette technique a permis d'étudier les modes de propagation d'ondes de spin dans des films minces^[Hil97] mettant en évidence les modes de volumes en épaisseur ainsi que sur des structures micrométriques^{[Mat98] [Bai01]} prouvant l'existence de modes quantifiés dans la largeur de lignes micrométriques.

III.A.3 Principe des microantennes.

Pour exciter la dynamique de l'aimantation dans nos systèmes, nous avons utilisé une technique de type spectroscopique qui a été développée dans notre laboratoire^[Bai02] et qui repose sur l'utilisation de micro antennes. Ces micro antennes sont des guides d'ondes coplanaires à plans de masses interrompus et seront décrites plus loin dans ce chapitre. Nous verrons que la sensibilité effective de cette approche est remarquable car elle nous a permis de mesurer des systèmes de quelques nanomètres d'épaisseur et de quelques micromètres de large.

Pour réaliser notre étude, nous avons dû à la fois mesurer la dynamique de l'aimantation de structures de dimensions micrométriques (voir nanométriques dans l'épaisseur) dans une très

^[Hil97] B. Hillebrands *et al.*, *Journal of Applied Physics.*, 81, 4993, **1997**.

^[Mat98] C. Matthieu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 3968, **1998**.

^[Bai01] M. Bailleul, D. Olligs, C. Fermon, S.O. Demokritov, *Europhys. Lett*, 56, 741, **2001**.

^[Bai02] M. Bailleul, *Propagation et confinement d'ondes de spin dans les microstructures magnétiques*, Thèse de l'école Polytechnique, **2002**.

grande gamme de fréquence (1 - 20 GHz) et mesurer la réponse hyperfréquence d'un capteur magnéto résistif. Une difficulté de ce type de mesures réside dans le fait que nous travaillons avec des ondes électromagnétiques pour lesquelles les effets de propagation ne peuvent généralement pas être négligés, notamment dans le cas où les longueurs des lignes de transmission sont supérieures ou égales aux longueurs d'ondes mises en jeu. De plus, les signaux étant très faibles, tout défaut doit être à la fois compris et modélisé.

Pour interpréter les résultats de nos expériences, nous préférons généralement nous ramener à une description plus « conventionnelle » basée sur la théorie des circuits. Par conséquent, nous allons dans la partie suivante présenter le formalisme permettant de transcrire les effets de propagation électromagnétique en termes électroniques « classique ».

III.B Théorie des lignes de transmission.

Dans cette partie, nous verrons comment une ligne de transmission utilisée pour la propagation de signaux hyperfréquences peut être modélisée avec des éléments de la théorie classique des circuits. Ce formalisme ayant été développé dans de très nombreux ouvrages, nous avons opté pour une présentation du type de celle faite par D.M. Pozar^[Poz05].

III.B.1 Equations du télégraphiste.

Dans une ligne de transmission, les signaux se propagent sous la forme d'ondes électromagnétiques. Les amplitudes du courant et de la tension sont des fonctions de la position dans la ligne. En règle générale, on modélise un élément de longueur unité d'une ligne par un circuit R, L, C, G tel que le montre la figure III.2.

^[Poz05] Microwave Engineering Third Edition, D.M. Pozar, Jhon Wiley & Sons ed., 2005.

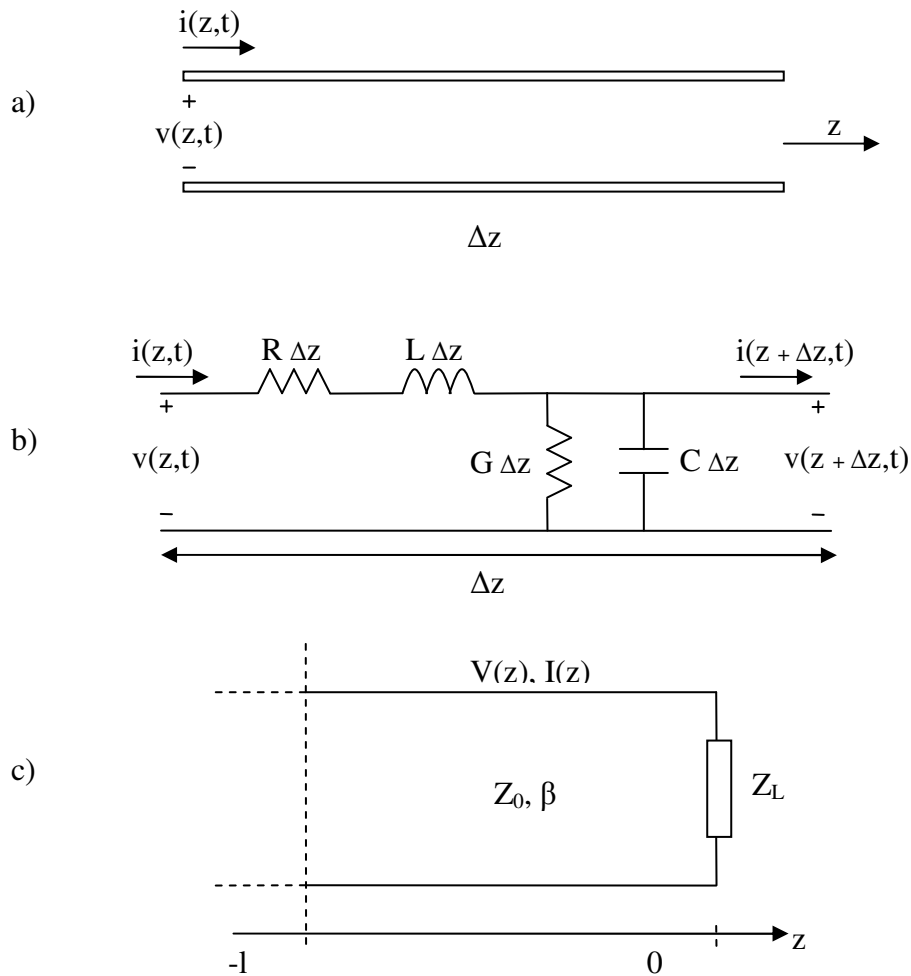


Figure III.3 : a) schématisation à deux conducteurs d'une portion de longueur unité d'une ligne de transmission et définition du courant et de la tension. b) circuit équivalent de la portion de ligne de transmission. c) ligne de transmission sans perte et d'impédance caractéristique Z_0 terminée par une charge Z_L

- avec R : résistance par unité de longueur (Ω/m)
 L : inductance par unité de longueur (H/m)
 C : capacité par unité de longueur (F/m)
 G : conductance par unité de longueur (S/m)

Nous voyons sur la figure III.2.a que la ligne est modélisée par deux conducteurs car les guides d'ondes sont composés d'un conducteur central et d'un plan de masse. Sur la figure III.2.b, l'inductance représente l'inductance totale des deux conducteurs. La capacité est due à la proximité des deux conducteurs. R provient de la valeur finie de la conductivité des deux conducteurs et la conductance G représente les pertes dans le diélectrique. Ainsi, R et G représentent l'ensemble des pertes en énergie lors de la propagation de l'onde. Une ligne de longueur finie peut ainsi être modélisée par une succession de portions unités mises en série. Le calcul rigoureux de ces paramètres est réalisable dans le cas où l'onde électromagnétique est de type TEM (Transverse Electro Magnétique) pour laquelle les notions de tension et courant ont une « vraie » signification. En effet, pour ce type d'onde, les champs électrique et magnétique sont dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation ce qui induit une tension et un champ magnétique dirigés d'un

conducteur vers l'autre et dépendants de la position dans la ligne. En pratique, seuls les câbles coaxiaux permettent de propager de telles ondes. Dans les géométries de type coplanaire ou ruban, les modes électromagnétiques présentent une petite composante du champ électrique et du champ magnétique suivant la direction de propagation. Cependant, cette composante est généralement très faible ce qui permet de traiter le problème en considérant les ondes comme étant quasi TEM.

En appliquant les lois de Kirchoff pour la tension et le courant dans le circuit de la figure III.2.b, on obtient les relations :

$$v(z, t) - R\Delta z \cdot i(z, t) - L\Delta z \cdot \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - v(z + \Delta z, t) = 0 \quad (\text{III. 4})$$

$$i(z, t) - G\Delta z \cdot v(z + \Delta z, t) - C\Delta z \cdot \frac{\partial v(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0 \quad (\text{III. 5})$$

En divisant ces deux expressions par Δz et en faisant tendre Δz vers 0 on obtient :

$$\frac{\partial v(z, t)}{\partial t} = -R \cdot i(z, t) - L \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \quad (\text{III. 6})$$

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial t} = -G \cdot v(z, t) - C \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} \quad (\text{III. 7})$$

Ces deux équations sont appelées les équations du télégraphe et représentent les variations spatiales des amplitudes de la tension et du courant le long de la ligne. Si nous cherchons des solutions harmoniques pour la tension et le courant nous obtenons :

$$\frac{\partial V(z)}{\partial t} = -(R + jL\omega) \cdot I(z) \quad (\text{III. 8})$$

$$\frac{\partial I(z)}{\partial t} = -(G + jC\omega) \cdot V(z) \quad (\text{III. 9})$$

En combinant ces deux équations, on obtient les formules suivantes pour $V(z)$ et $I(z)$:

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial t^2} = -\gamma^2 \cdot V(z) \quad (\text{III. 10})$$

$$\frac{\partial^2 I(z)}{\partial t^2} = -\gamma^2 \cdot I(z) \quad (\text{III. 11})$$

où γ est appelée la constante de propagation et est une valeur complexe égale à :

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (\text{III. 12})$$

Les solutions des équations III.10 et III.11 peuvent être écrites sous la forme d'ondes propagatives :

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{+\gamma z} \quad (\text{III. 13})$$

$$I(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{+\gamma z} \quad (\text{III. 14})$$

Les termes dépendants de $e^{+\gamma z}$ et $e^{-\gamma z}$ correspondent à des ondes se propageant respectivement dans le sens des z positifs et négatifs.

Il est possible de relier la tension au courant grâce aux équations III.8 et III.13 :

$$I(z) = \frac{\gamma}{R + jL\omega} \left[V_0^+ e^{-\gamma z} - V_0^- e^{+\gamma z} \right] \quad (\text{III. 15})$$

ce qui, comparé à l'équation III.14, nous permet de définir la notion d'impédance caractéristique de la ligne :

$$\frac{V_0^+}{I_0^+} = Z_0 = \frac{V_0^-}{I_0^-} \quad (\text{III. 16})$$

avec

$$Z_0 = \frac{R + jL\omega}{\gamma} = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (\text{III. 17})$$

Cette impédance caractéristique Z_0 est une notion fondamentale de l'électronique hyperfréquence car elle permet de relier la tension au courant en chaque point de la ligne.

Dans le cas général, la tension dans la ligne s'écrit dans le domaine temporel :

$$v(z, t) = \left| V_0^+ \right| \cos(\omega t - \beta z + \phi^+) e^{-\alpha z} + \left| V_0^- \right| \cos(\omega t + \beta z + \phi^-) e^{+\alpha z} \quad (\text{III. 18})$$

où les termes ϕ^\pm sont des termes de phases liés aux amplitudes complexes V_0^\pm . L'équation III.18 montre qu'en présence de pertes, les ondes de tension (et de manière similaire de courant) se propagent en s'atténuant le long de la ligne. La longueur d'onde associée est égale à :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{LC}} \quad (\text{III. 19})$$

et la vitesse de phase est :

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} \quad (\text{III. 20})$$

Dans le cas d'une ligne sans perte, la constante de propagation est purement imaginaire et vaut $j\omega\sqrt{LC}$. L'impédance caractéristique est réduite à $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$. Comme nous l'avons dit, dans le cas de structures permettant la propagation de mode TEM, il est possible de calculer la valeur de ces paramètres. Quelques résultats sont résumés dans le tableau III.1.

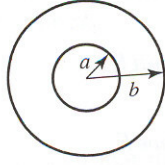
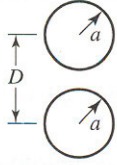
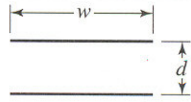
	COAX	TWO-WIRE	PARALLEL PLATE
			
L	$\frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a}$	$\frac{\mu}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{D}{2a} \right)$	$\frac{\mu d}{w}$
C	$\frac{2\pi \epsilon'}{\ln b/a}$	$\frac{\pi \epsilon'}{\cosh^{-1}(D/2a)}$	$\frac{\epsilon' w}{d}$
R	$\frac{R_s}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$	$\frac{R_s}{\pi a}$	$\frac{2R_s}{w}$
G	$\frac{2\pi \omega \epsilon''}{\ln b/a}$	$\frac{\pi \omega \epsilon''}{\cosh^{-1}(D/2a)}$	$\frac{\omega \epsilon'' w}{d}$

Tableau III.1 : Paramètres d'une ligne de transmission pour un câble coaxial, une ligne de transmission à double ligne et un conducteur à 2 plans (tableau tiré de ^[Poz05] page 55).

Etudions maintenant ce qui se passe lorsque la ligne de transmission est terminée par une impédance Z_L comme le montre la figure III.2.c. Cette charge agit comme une « condition de bord » du point de vue de l'électromagnétisme car elle fixe la valeur du rapport entre la tension et le courant au point d'abscisse 0. Ainsi, en utilisant les équations III.13, III.14 et III.15 on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned}
 V(z) &= V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{+\gamma z} \\
 I(z) &= \frac{V_0^+}{Z_0} e^{-\gamma z} - \frac{V_0^-}{Z_0} e^{+\gamma z} \\
 Z_L &= \frac{V(0)}{I(0)} = \frac{V_0^+ + V_0^-}{V_0^+ - V_0^-} Z_0
 \end{aligned} \tag{III. 21}$$

ce qui nous donne l'amplitude du signal réfléchi :

$$V_0^- = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} V_0^+ \tag{III. 22}$$

Le rapport $\Gamma = \frac{V_0^-}{V_0^+} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}$ est appelé le coefficient de réflexion. C'est une autre notion

importante en électronique hyperfréquence. En effet, ce coefficient est mesurable expérimentalement et donne une information directe sur le taux de désadaptation entre différents éléments du circuit.

Il est possible d'établir la valeur de l'impédance en n'importe quel point de la ligne. Etablissons cette relation dans le cas général où la ligne présente des pertes :

$$\begin{aligned}
 Z(-z) &= \frac{V(-z)}{I(-z)} = \frac{V_0^+ e^{+\gamma z} + V_0^- e^{-\gamma z}}{\frac{V_0^+}{Z_0} e^{+\gamma z} - \frac{V_0^-}{Z_0} e^{-\gamma z}} \\
 &= \frac{V_0^+ (e^{+\gamma z} + \Gamma e^{-\gamma z})}{V_0^+ (e^{+\gamma z} - \Gamma e^{-\gamma z})} Z_0 \\
 &= Z_0 \frac{(Z_L + Z_0)e^{+\gamma z} + (Z_L - Z_0)e^{-\gamma z}}{(Z_L + Z_0)e^{+\gamma z} - (Z_L - Z_0)e^{-\gamma z}}
 \end{aligned} \tag{III. 23}$$

On obtient ainsi l'expression générale :

$$Z(-z) = Z_0 \frac{Z_L \cosh(\gamma z) + Z_0 \sinh(\gamma z)}{Z_0 \cosh(\gamma z) + Z_L \sinh(\gamma z)} \tag{III. 24}$$

A titre d'exemple, regardons les valeurs de la tension, du courant et de l'impédance à l'entrée d'une ligne de transmission sans perte terminée par un court circuit :

$$\begin{aligned}
 V(-l) &= V_0^+ (e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}) = 2jV_0^+ \sin\beta l \\
 I(-l) &= \frac{V_0^+}{Z_0} (e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}) = 2 \frac{V_0^+}{Z_0} \cos\beta l \\
 Z(-l) &= jZ_0 \tan\beta l
 \end{aligned} \tag{III. 25}$$

Le système d'équations III.25 montre que les trois quantités sont périodiques en l . Cet exemple montre l'importance des effets de propagation dans les mesures hyperfréquences. Considérons simplement deux cas. Pour $l = 0$ on retrouve bien $Z=0$. En revanche si $l = \lambda/4$, cela correspond à une impédance infinie. Par conséquent, nous voyons que la longueur des lignes de transmission, ainsi que la fréquence de travail, influe sur l'impédance effective mesurée.

Nous allons maintenant voir un cas pratique mettant en lumière l'importance des effets de désadaptation entre différents éléments d'un circuit.

III.B.2 Exemple pratique : cas d'une source hyperfréquence reliée à une charge par une ligne de transmission.

Considérons une source hyperfréquence connectée à une ligne de transmission sans perte, elle-même terminée par une impédance Z_L . La source hyperfréquence est modélisée par un générateur de tension et une impédance de sortie Z_g . Les coefficients de réflexion entre la source et la ligne de transmission puis entre la ligne et l'impédance de charge sont notés Γ et Γ_L respectivement. Γ_g représente le coefficient de réflexion entre la source et la ligne de transmission dans le sens de la ligne vers la source.

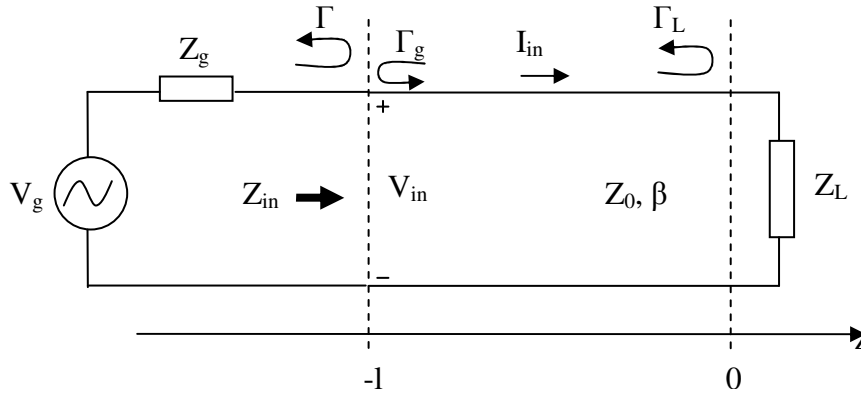


Figure III.4 : Schématisation d'un circuit comportant une source hyperfréquence connectée à une ligne de transmission terminée par une impédance Z_L .

L'impédance d'entrée Z_{in} vue par le générateur s'écrit :

$$Z_{in} = Z_0 \frac{1 + \Gamma_L e^{-2j\beta l}}{1 - \Gamma_L e^{-2j\beta l}} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan \beta l}{Z_0 + jZ_L \tan \beta l} \quad (\text{III. 26})$$

où $\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}$

La tension circulant dans la ligne peut être écrite sous la forme :

$$V(-z) = V_0^+ (e^{j\beta z} + \Gamma_L e^{-j\beta z}) \quad (\text{III. 27})$$

L'évaluation de l'amplitude de la tension en n'importe quel point de la ligne passe par le calcul de V_0^+ . Ceci est réalisé en calculant la tension au point d'abscisse -1 :

$$V(-1) = V_0^+ (e^{-j\beta l} + \Gamma_L e^{-j\beta l}) = V_g \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_g} \quad (\text{III. 28})$$

soit pour V_0^+ :

$$V_0^+ = V_g \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_g} \frac{1}{(e^{-j\beta l} + \Gamma_L e^{-j\beta l})} \quad (\text{III. 29})$$

En utilisant le facteur de réflexion $\Gamma_g = \frac{Z_g - Z_0}{Z_g + Z_0}$ entre le générateur et la ligne, l'expression III.29 se réécrit :

$$V_0^+ = V_g \frac{Z_0}{Z_0 + Z_g} \frac{e^{-j\beta l}}{(1 - \Gamma_g \Gamma_L e^{-j2\beta l})} \quad (\text{III. 30})$$

III.B.3 Calcul de la puissance délivrée à une charge.

Il est intéressant de calculer la puissance délivrée à la charge Z_L . Celle-ci s'écrit :

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ V_{in} \bar{I}_{in} \} = \frac{1}{2} |V_{in}|^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{Z_{in}} \right\} \\
 &= \frac{1}{2} |V_g|^2 \left| \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_g} \right|^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{Z_{in}} \right\}
 \end{aligned}
 \tag{III. 31}$$

Si nous écrivons $Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$ et $Z_g = R_g + jX_g$ l'expression III.31 se réécrit :

$$P = \frac{1}{2} |V_g|^2 \frac{R_{in}}{(R_{in} + R_g)^2 + (X_{in} + X_g)^2}
 \tag{III. 32}$$

En dérivant l'expression III.32 par rapport à R_{in} et à X_{in} , on démontre facilement que le maximum de puissance que l'on peut délivrer à une impédance de charge correspond à la configuration où l'impédance d'entrée Z_{in} est le complexe conjugué de Z_g .

Nous allons maintenant voir les différentes techniques disponibles pour mesurer les signaux hyperfréquences. Les dispositifs que nous avons utilisés sont l'analyseur de réseau et l'analyseur de spectre.

III.C Technique de mesure de signaux hyperfréquences.

III.C.1 L'analyseur de réseau.

Un analyseur de réseau est un appareil permettant une mesure vectorielle de signaux hyperfréquences. Le principe de fonctionnement est le suivant. Une onde est envoyée sur un port du système à étudier. De manière équivalente à un faisceau optique arrivant à l'interface entre deux milieux, l'onde incidente se trouve divisée à l'entrée du système en deux ondes, l'une réfléchie (correspondant au signal en $V_0^- e^{jz}$ dans la partie précédente) et l'autre transmise. Par équivalence avec les lois d'optique, le coefficient de transmission T de la puissance incidente est égal à $1 - \Gamma$. L'analyseur vectoriel permet d'avoir accès à ces deux quantités. Le schéma de principe est présenté sur la figure III.4.

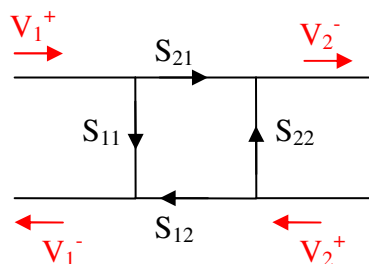


Figure III.5 : Principe de fonctionnement de l'analyseur de réseau et définition des paramètres S.

On est ainsi amené à définir une matrice appelée matrice S qui relie les amplitudes complexes des tensions incidente, réfléchie et transmise.

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{12} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix} \quad (\text{III. 33})$$

où l'on voit que $S_{11} = \Gamma$ et $S_{21} = T$.

L'expression III.33 peut être modifiée (^[Poz05] page 170) pour donner la matrice impédance définie par :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{21} \\ Z_{12} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III. 34})$$

En pratique, l'analyseur de spectre travaille dans le régime harmonique. L'onde envoyée sur le système étudié ainsi que l'onde réfléchie (qui est séparée de l'onde incidente par un coupleur directionnel) et l'onde transmise sont mélangées à une porteuse pour être filtrées à travers un filtre passe-bas, puis comparées au signal de référence afin de faire la mesure vectorielle.

Il est important de noter que toute mesure réalisée avec l'analyseur de réseau nécessite une calibration au préalable. En effet, les différents éléments électroniques internes de l'appareil présentent des dérives (thermique, temporelle etc...) qu'il faut corriger afin de ne pas fausser la comparaison entre les signaux mesurés et le signal référence. De plus, dans le cas d'un système composé de plusieurs éléments, la calibration permet de définir le « plan de référence de phase » de la mesure ce qui permet de savoir à quel endroit du système les impédances sont mesurées. Cette calibration s'effectue grâce à différents composants simulant les charges « idéales ». Il comprend généralement une charge équivalente à un court-circuit, une charge infinie, une charge de 50 ohms (impédance réelle) et enfin une ligne de transmission adaptée 50 ohms.

III.C.2 L'analyseur de spectre.

Un analyseur de spectre permet d'obtenir l'amplitude de la transformée de Fourier d'un signal temporel. En pratique, l'onde que l'on souhaite mesurer alimente l'impédance d'entrée de l'analyseur (50 ohms). Ensuite, le signal est d'abord mélangé à une porteuse de fréquence variable (technique super hétérodyne) et est ensuite filtré par un détecteur d'enveloppe de type quadratique (le signal de sortie est alors proportionnel à V^2). L'analyseur de spectre fournit par conséquent une mesure de la puissance du signal en entrée, ce qui est relié au carré du module complexe de la composante de Fourier à la fréquence étudiée.

Nous allons maintenant présenter les caractéristiques des dispositifs hyperfréquences que nous avons utilisés pour réaliser notre étude.

III.D Réponse hyperfréquence de la micro antenne.

III.D.1 Modélisation de la micro-antenne

Pour exciter la dynamique de l'aimantation dans nos systèmes, nous avons utilisé une technique de type spectroscopique qui a été développée dans notre laboratoire ^[Bai02] et qui repose sur l'utilisation de micro antennes. Comme nous l'avons déjà dit, ces micro antennes sont des guides d'ondes coplanaires à plan de masses interrompues. Le terme coplanaire est utilisé en raison du fait que l'ensemble des conducteurs se trouve dans le même plan et, dans notre cas, à la surface d'un diélectrique (Si_3N_4). La géométrie et les dimensions de la micro antenne sont présentées sur la figure III.5.

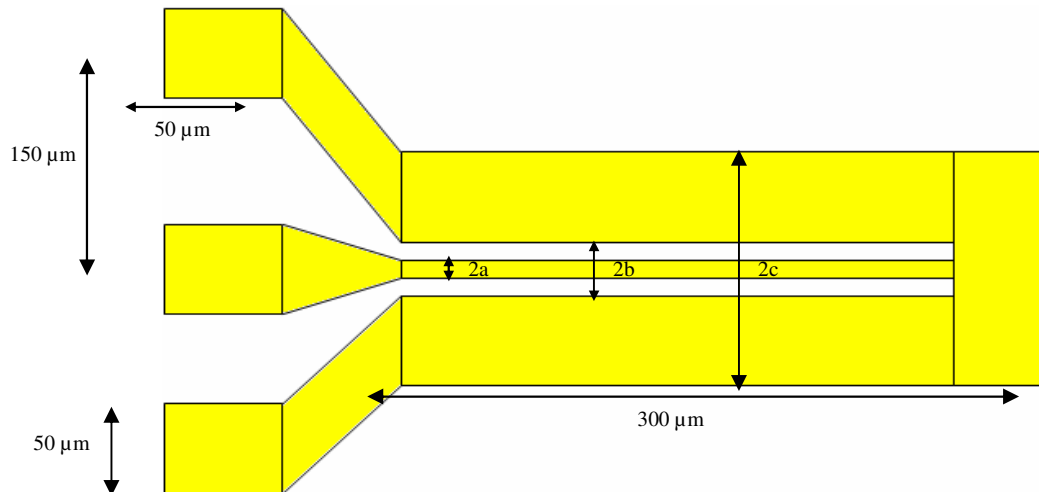


Figure III.6 : Géométrie de l'antenne créant le champ de pompage. Les dimensions sont $a = 3.5 \mu\text{m}$, $b = 5.5 \mu\text{m}$, $c = 40 \mu\text{m}$.

Ces antennes sont composées de 10 nm de Titane, qui sert de couche d'accroche sur le substrat, 200 nm de cuivre et 20 nm d'or, qui améliore le contact avec la picoprobe.

Dans la majorité des cas, les caractéristiques des structures coplanaires sont calculées dans le régime quasi statique. Dans cette approximation, on considère que le mode électromagnétique se propageant dans la ligne est purement TEM. Les valeurs des capacités linéiques sont déterminées par un calcul électrostatique et la vitesse de phase est supposée indépendante de la fréquence. Si nous voulions prendre en compte cet effet, il serait nécessaire de passer par une résolution complète de l'ensemble des équations de l'électromagnétisme. Cette technique, appelée « fullwave analysis » dans la littérature, est beaucoup plus fastidieuse et ne présente d'avantages que dans le cas où les modes de propagation ne peuvent plus du tout être considérés TEM.

Une étude des caractéristiques de ce type d'antenne a été réalisée par Matthieu Bailleul au cours de sa thèse. Nous avons ici travaillé avec des antennes plus courtes (300 μm au lieu de 900 μm) et dont les plans de masse sont beaucoup plus larges (de l'ordre de 30 μm dans notre étude au lieu de 2 μm dans l'étude précédente) afin de concentrer principalement le flux électromagnétique autour de l'âme centrale⁹.

^[Bai02] M. Bailleul, *Propagation et confinement d'ondes de spin dans les microstructures magnétiques*, Thèse de l'école Polytechnique, 2002.

⁹ Dans l'étude en transport, nous voulions un champ de pompage concentré au niveau de la zone active du capteur. Des antennes ayant des plans de masses de faibles largeurs auraient présenté un profil de champ risquant d'exciter l'aimantation dans les « bras » du Yoke et ainsi compliquer inutilement l'interprétation des résultats. De plus, le facteur de remplissage effectif est meilleur et donc nous permet d'avoir une meilleure sensibilité de détection.

Comme dans l'étude précédente, nous avons opté pour une configuration où l'antenne est court-circuitée afin de pouvoir travailler « en réflexion », ce qui a pour avantage de ne demander qu'une seule connexion à la ligne (réalisée par l'intermédiaire d'une picoprobe). De plus, dans le cas idéal, il a été démontré qu'une ligne coplanaire à plan de masses interrompues pouvait être modélisée simplement par un circuit R, L série (page 83 de [Bai02]). En effet, à partir des équations III.17 et III.24, on voit que l'impédance d'entrée de l'antenne de longueur l vaut au premier ordre en γl :

$$Z_{in} = \frac{R + jL\omega}{\gamma} \tanh(\gamma l) \approx (R + jL\omega) \cdot l \quad (\text{III. 35})$$

Dans ce cas, les impédances parallèles ne jouent aucun rôle au premier ordre.

Les paramètres d'une ligne coplanaire peuvent être évalués dans le régime quasi statique par les équations suivantes (page 380 de [Gup96]) :

$$\begin{aligned} Z_0 &= \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{K'(k)}{K(k)} \\ C &= \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}} \epsilon_0 \mu_0}{Z_0} \\ L &= \sqrt{\epsilon_{eff}} \epsilon_0 \mu_0 \cdot Z_0 \end{aligned} \quad (\text{III. 36})$$

avec Z_0 : impédance caractéristique qui dépend des dimensions de l'antenne

$K(k)$ et $K'(k)$: intégrale elliptique complète du premier ordre et sa complémentaire

respectivement tel que $K'(k) = K(\sqrt{1-k^2})$ et $k = \frac{a}{b} \sqrt{\frac{c^2 - b^2}{c^2 - a^2}}$

C et L : capacité et inductance linéiques.

$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2}$: Permittivité effective rendant compte de la propagation dans le diélectrique (coefficient ϵ_r) et dans l'air.

Dans le cas de notre antenne nous obtenons les valeurs suivantes :

Permittivité du substrat de Si_3N_4 : 10

$Z_0 = 44.1 \Omega$

C linéique = $1.51 \cdot 10^{-10}$ Farads soit une capacité totale de $4.5 \cdot 10^{-14}$ F

L linéique = $2.94 \cdot 10^{-7}$ Henry soit une inductance totale de $1.3 \cdot 10^{-11}$ H

III.D.2 Pertes radiatives de la micro-antenne

Lors de sa modélisation, il n'est pas tenu compte de la perte radiative de l'antenne (puissance électromagnétique rayonnée). On peut ramener ces pertes à l'équivalence d'une résistance R_r qui croît comme la fréquence. Pour notre antenne, la valeur de R_r est de 0.2 ohm à 10GHz. Nous avons donc négligé dans la suite ce terme.

[Gup96] Microstrip Lines and Slotlines Second Edition, K.C. Gupta, R. Garg, I. Bahl, P. Bhartia, Artech House ed., 1996.

III.D.3 Modélisation avec des impédances localisées.

Le modèle de ligne rend bien compte de la variation de la résistivité apparente du système (voir paragraphe suivant). Cependant, au vu de la taille des antennes par rapport aux longueurs d'onde en jeu, il est aussi possible d'utiliser un modèle d'inductance/capacité pour modéliser l'antenne où les contacts de GMR avec des résultats tout à fait corrects.

Le schéma équivalent est donné ci-dessous :

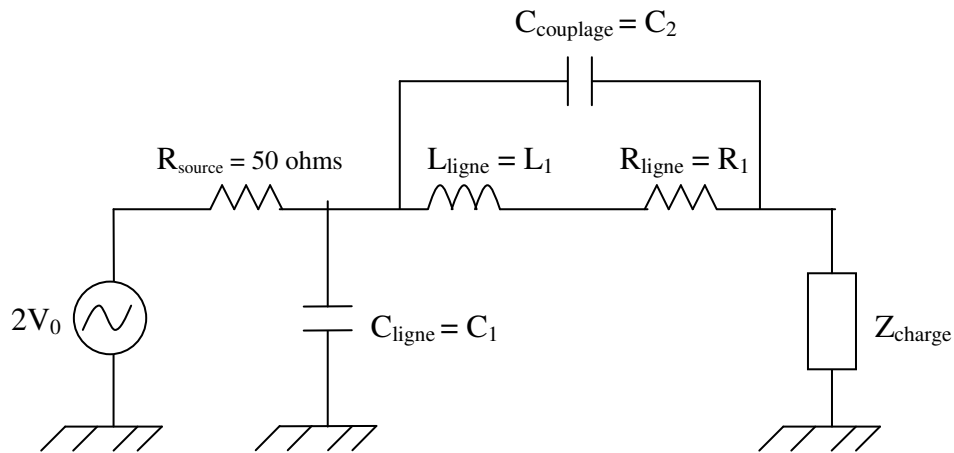


Figure III.7 : Schéma équivalent des lignes de transmissions avec un modèle d'impédances localisées.

III.D.4 Réponse électrique et champ magnétique créé par la micro-antenne

Nous allons maintenant calculer le champ magnétique créé par cette antenne. Pour cela, nous avons tout d'abord mesuré l'impédance d'entrée de l'antenne à l'aide d'un analyseur de réseau. Au préalable, nous avons défini le plan de référence de phase au plan de contact entre la picoprobe et la micro antenne grâce à un kit de calibration adapté aux picoprobes. L'antenne mesurée avait été déposée au préalable sur une couche de Si_3N_4 (de permittivité égale à 10), elle-même déposée sur une vanne de spin en forme de Yoke (voir figure III.14 pour la géométrie complète du système). Les résultats de la mesure pour les parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée de l'antenne sont présentés sur la figure III.7.

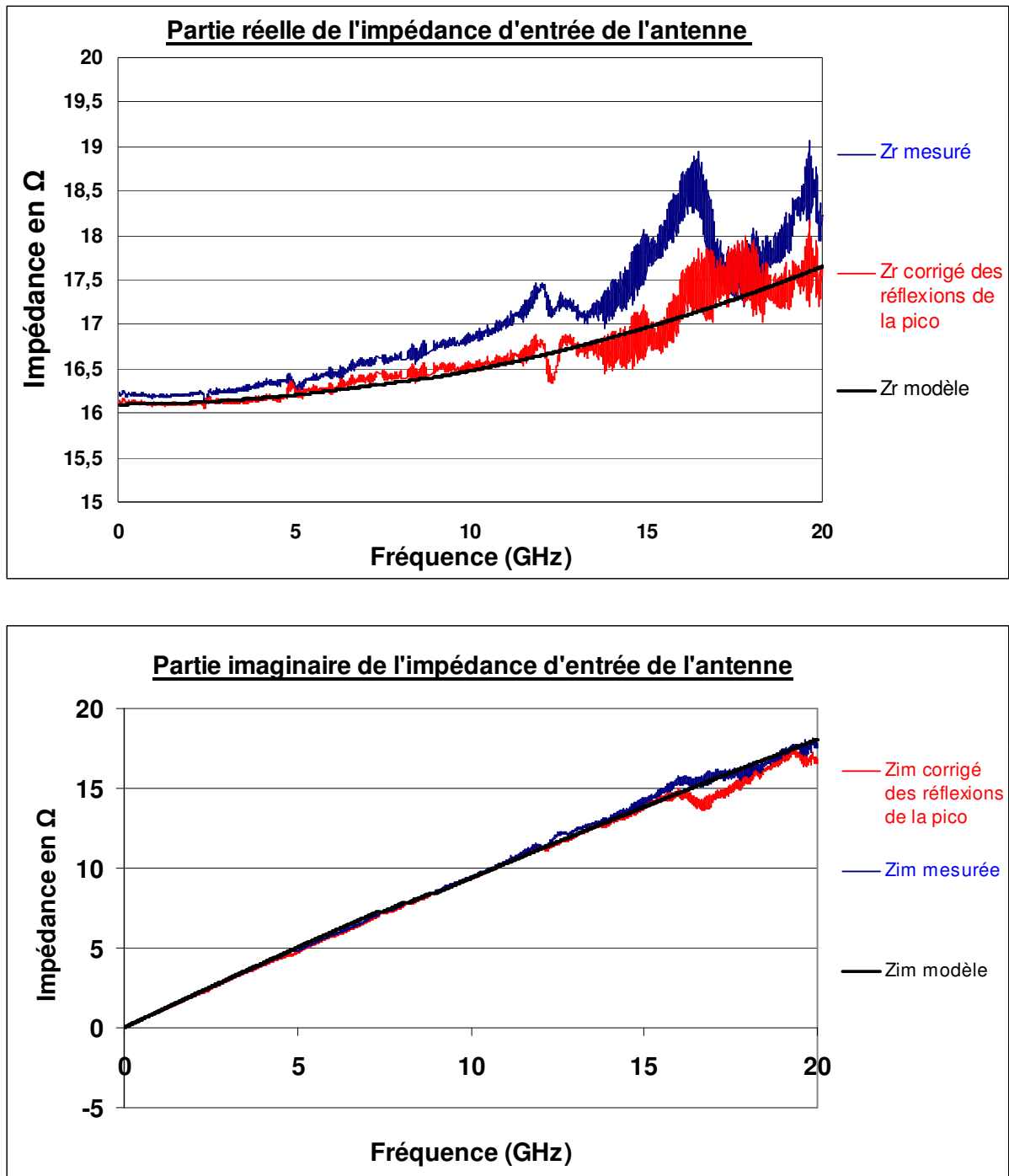


Figure III.8 : Parties réelle (haut) et imaginaire (bas) de l'impédance d'entrée de la micro antenne. La courbe bleue est la mesure brute, la courbe rouge est corrigée des résonances de la picoprobe. La courbe en traits continus (noir) donne l'ajustement réalisé.

La figure III.7 montre clairement un comportement de type R, L pour la réponse de notre antenne. La partie imaginaire se comporte comme une inductance pure sur pratiquement toute la gamme de fréquence. Un ajustement des points expérimentaux nous donne une valeur de l'inductance de 0.17 nH.

Concernant la partie réelle, la variation de résistance est de moins de 5% à 10 GHz. Dans le modèle R,L nous pourrions utiliser la valeur DC mesurée qui est de 15 ohms. Ceci est en bon accord

avec le calcul de la résistance d'une ligne de 400 μm de cuivre, d'épaisseur 100 nm, de largeur de 6 μm de résistivité 1.8 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$. En effet, le calcul nous donne 12 ohms.
L'ajustement réalisé avec le modèle donné en II.D.3 donne les valeurs :

élément	valeur
C1	$1.510^{-14} F$
L1	$0.17 nH$
C2	$0.510^{-14} F$
R1	15.6
Rc	0.5

Tableau III.2 : paramètres de modélisation de l'antenne

Les valeurs de L1 et C1 sont en bon accord avec les valeurs linéiques calculées en III.D.1.

Nous pouvons alors évaluer le champ créé par la micro antenne. L'antenne étant alimentée par l'intermédiaire d'un câble hyperfréquence, nous avons calibré la tension à la sortie de ce câble¹⁰. Le résultat est présenté sur la figure III.8 :

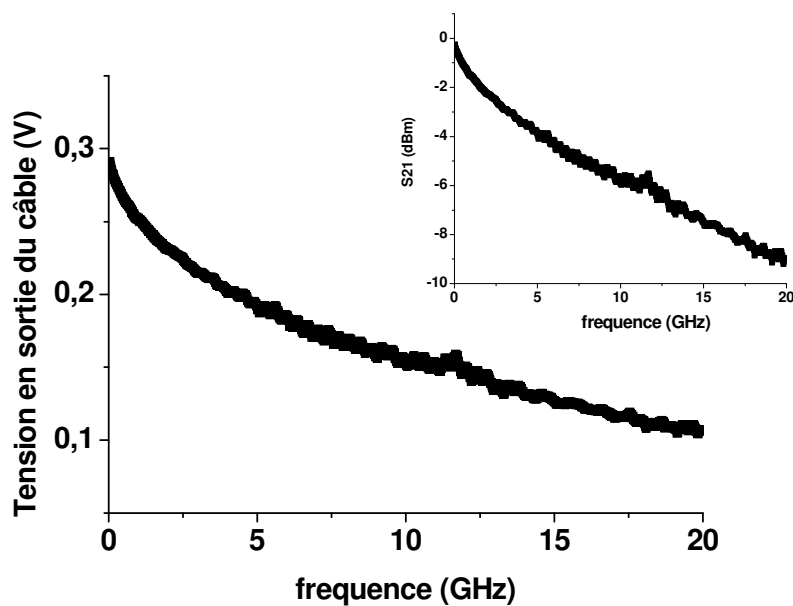


Figure III.9 : Atténuation de la tension en sortie d'un câble de 2 m pour une puissance de 0 dBm. En insert est présenté le signal de transmission S21 mesuré en dBm à l'analyseur de réseau du même câble.

L'atténuation de la puissance injectée dans le câble que nous avons mesuré correspond à la donnée du constructeur de 2,5 dBm/m à 10 GHz.

Le courant circulant dans l'antenne peut être calculé en modélisant le système comme présenté sur la figure III.9

¹⁰ Les pertes induites par la picoprobe sont beaucoup plus faibles que les pertes dues au câble.

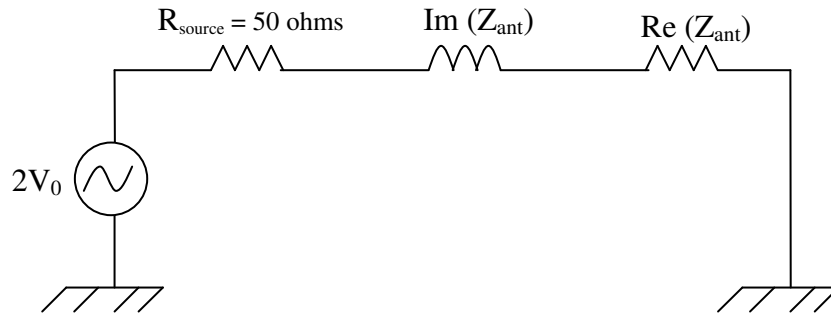


Figure III.10 : Circuit équivalent de l'antenne alimentée par la source à travers un câble de 2 mètres. Nous prendrons pour V_0 , la valeur obtenue par la calibration de la figure III.8.

La figure III.9 est une modélisation de l'équation III.28 pour laquelle Z_g est égale à 50 ohms. Dans ce cas V_g doit être égal à $2V_0$, V_0 étant donné par la procédure de calibration du câble en transmission présentée sur la figure III.8. Dans cette configuration, la valeur du champ magnétique de pompage h peut être approximé par :

$$h \approx \mu_0 \frac{I}{2w} = \mu_0 \frac{1}{2w} \frac{V_0}{\sqrt{(Z_R + 50)^2 + Z_{im}^2}} = \mu_0 \frac{1}{2w} \frac{V_0}{\sqrt{r^2 + (L\omega)^2}} \quad (\text{III. 37})$$

avec w : largeur de l'âme centrale de l'antenne

V_0 : amplitude de la tension.

Nous prendrons les valeurs mesurées expérimentalement pour les parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée de l'antenne.

La validité de cette approximation repose sur deux points. Tout d'abord, l'échantillon magnétique est très proche de la surface de l'antenne. On considère alors que le champ créé au niveau de l'échantillon est équivalent au champ créé par la densité surfacique de courant circulant dans l'antenne, ce qui nous amène à diviser l'intensité du courant par le double de sa largeur. Le second point repose sur l'approximation que l'intensité du courant répond à la loi d'Ohms « classique ». Ceci n'est valable qu'en raison de la très faible résistance de radiation de notre antenne représentant les pertes d'énergie reliées au rayonnement du champ dans le vide.

Les résultats de la simulation de l'amplitude du champ sont présentés sur la figure III.10:

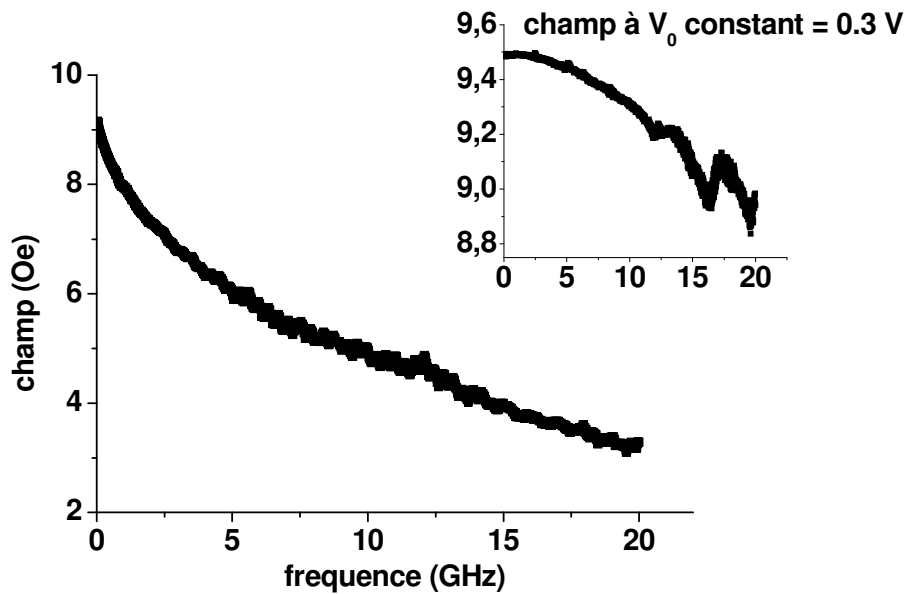


Figure III.11 : Champ de pompage créé par la micro antenne alimentée par une source délivrant une tension de 0,3 Volts efficaces (0 dbm en puissance) au travers d'un câble hyperfréquence de 2 mètres. En insert est présenté le champ qui serait créé pour une tension constante sur toute la gamme de fréquences (cas sans atténuation de la puissance dans le câble).

Nous avons également évalué le champ créé à basse fréquence par l'antenne en utilisant la formule de Biot et Savart. Notre calcul est basé sur une approche par éléments finis. Chaque élément est considéré comme un fil infiniment fin et de longueur infinie parcouru par un courant dont l'intensité est égale au rapport de la tension maximale et de la résistance DC de l'antenne. Nous avons trouvé une valeur de 9 Oe ce qui est en très bon accord avec les valeurs basses fréquences présentées sur la figure III.10 (9,2 Oe).

Nous voyons également sur la figure III.10, que l'antenne en elle-même répond très bien à nos attentes pour une étude large bande. En insert, nous montrons le champ créé par l'antenne si la tension d'alimentation restait constante sur toute la gamme de fréquence. Nous aurions une variation maximale de champ de l'ordre de 5% à 20 GHz. La perte de puissance magnétique dans notre expérience sera donc majoritairement causée par nos câbles de connexion.

III.E Réponse hyperfréquence des contacts sur la vanne de spin.

Pour étudier le signal hyperfréquence provenant de la vanne de spin, nous avons opté pour des lignes de transmission de type slotline. La géométrie de ces lignes est présentée sur la figure III.11 :

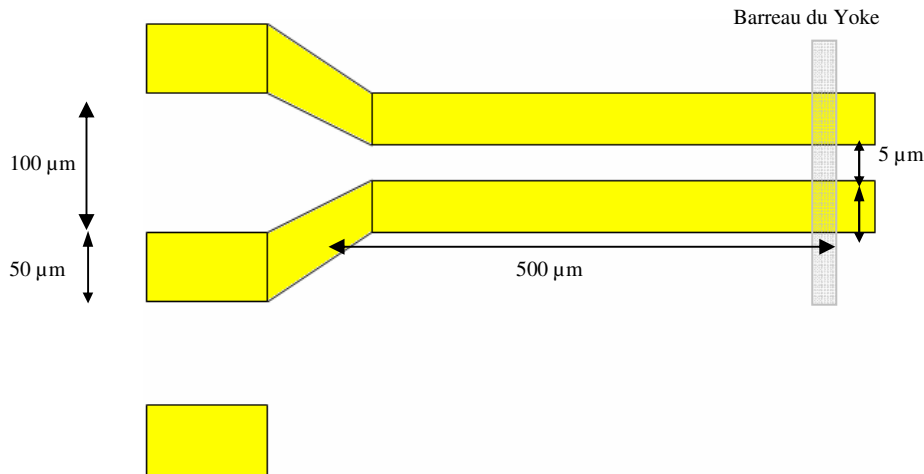


Figure III.12 : Géométrie des lignes de transmission de type slotline court-circuitée par une vanne de spin.

Les slotlines sont également des structures planaires et sont faits des mêmes matériaux que la micro antenne. Elles sont déposées sur un substrat de verre et contactent le barreau de la vanne de spin. Le plot de connection « isolé » n'a pas de réelle utilité si ce n'est de pouvoir utiliser notre picoprobe sans abîmer l'un des contacts. Le calcul des paramètres de la ligne sont donnés par (page 400 de^[gup96]) :

$$\begin{aligned}
 Z_0 &= \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{K(k)}{K'(k)} \\
 C &= \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \epsilon_0 \mu_0}}{Z_0} \\
 L &= \sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \epsilon_0 \mu_0} \cdot Z_0
 \end{aligned}
 \tag{III. 38}$$

Soit $Z_0 = 82,7 \Omega$ pour une permittivité du verre de 7
 C linéique = $8,06 \cdot 10^{-11} \text{ F}$ soit une capacité totale de $4,03 \cdot 10^{-14} \text{ F}$
 L linéique = $5,51 \cdot 10^{-7} \text{ H}$ soit une inductance totale de $2,75 \cdot 10^{-10} \text{ H}$

Pour rendre bien compte des résultats, nous avons dû utiliser le modèle d'inductance/capacité exposé plus haut.

Les valeurs trouvées sont :

Élément	Valeur
C1	410^{-14} F
L1	0.55 nH
C2	$3. 510^{-14} \text{ F}$
R1	10
R _{GMR}	18

Tableau III.3 : Paramètres de modélisation des contacts GMR.

[gup96]

Nous avons mesuré l'impédance d'entrée d'une slotline déposée sur le barreau d'une vanne de spin en forme de Yoke dont la largeur est de $5\ \mu\text{m}$ et nous avons comparé les résultats obtenus avec la formule III.26. Les résultats sont présentés sur la figure III.12.

Comme les résistances sont proches de 50 ohms, le signal réfléchi est faible et donc les résonances de la picoprobe sont mesurables avec une très bonne précision.

Nous nous sommes servi de ce type de mesure pour en déduire la perturbation à haute fréquence due aux picoprobes et donc par exemple corriger la réponse sur la figure III.7.

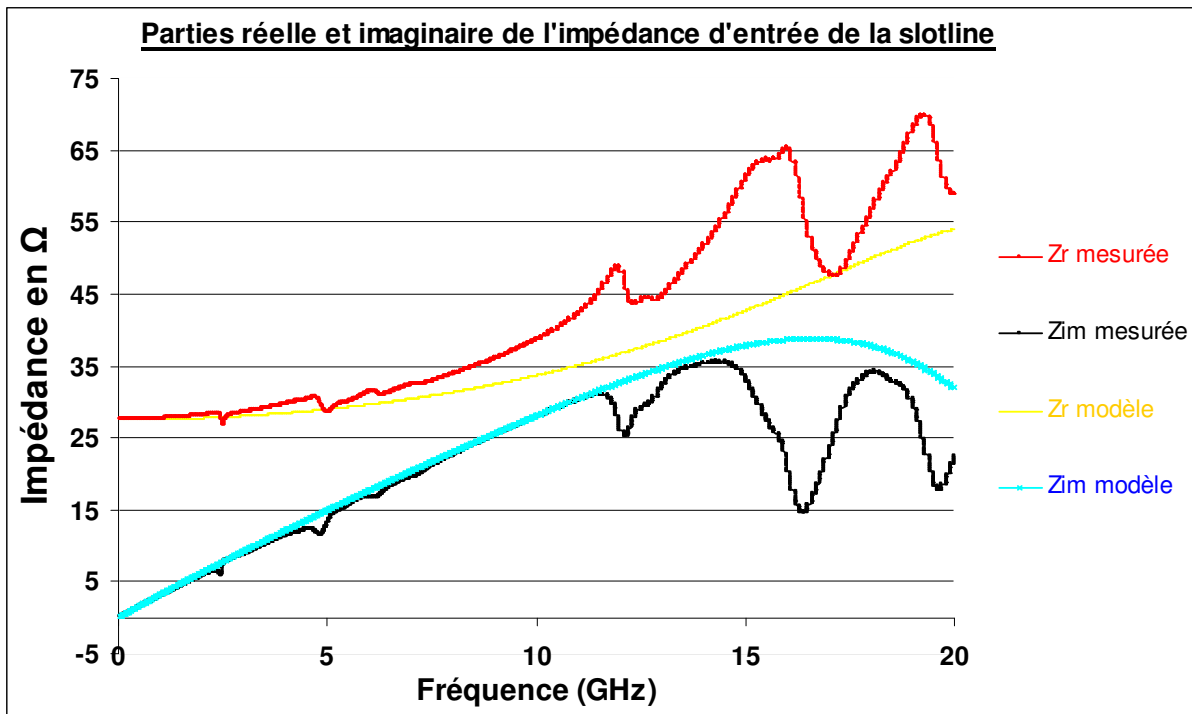


Figure III.13 : Partie réelle (rouge) et imaginaire (noir) de l'impédance d'entrée de la slotline déposée sur une vanne de spin de $5\ \mu\text{m}$ de large. Les courbes jaune et turquoise correspondent au calcul des parties réelles et imaginaires de la slotline avec les paramètres donnés dans le tableau ci-dessus.

Dans la figure III.13, nous donnons la courbe de réponse sans réflexion de la picoprobe utilisée.

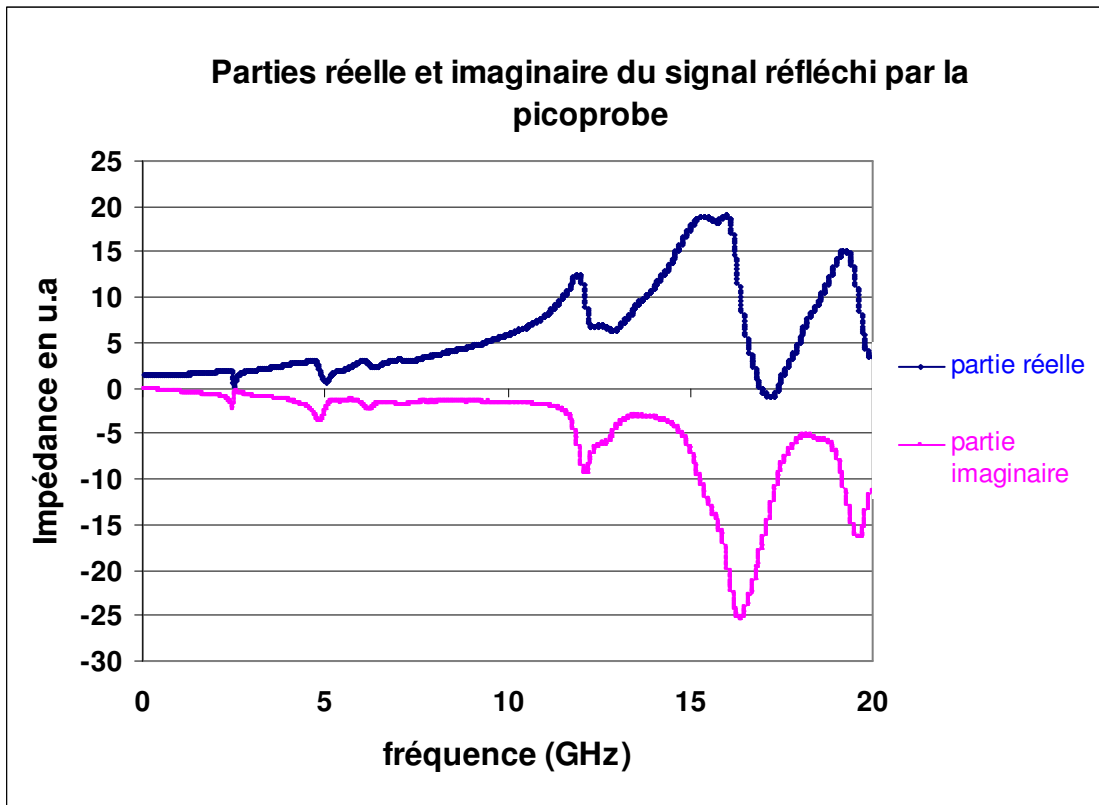


Figure III.14 : partie réelle (bleu) et imaginaire (violette) en unités arbitraires de la réponse de la picoprobe en fonction de la fréquence.

Nous avons ainsi montré dans les paragraphes III.D et III.E qu'une approche électronique « conventionnelle » basée sur un modèle d'impédance localisée permet de très bien rendre compte des comportements en fréquences de l'ensemble des lignes de transmission que nous avons utilisé. Ceci provient principalement des petites dimensions de nos lignes pour lesquelles les phénomènes de propagation restent négligeables. Nous verrons par la suite que ces modèles nous permettront de contrôler les paramètres de la mesure de l'effet GMR dans le régime hyperfréquence.

III.F Dispositif de mesure.

Pour notre étude de l'effet GMR, nous avons réalisé un porte-échantillon adapté à l'utilisation de 3 picoprobes. Ce montage permet à la fois de créer un champ de pompage hyperfréquence par l'intermédiaire de la micro antenne et de mesurer le signal électrique provenant de la vanne de spin en configuration « 2 pointes » ou « 4 pointes ». Dans cette dernière configuration une slotline est déposée sur le barreau du Yoke, tel que présenté sur la figure III.11, pour mesurer la tension de la partie active du capteur et une autre slotline sur les bras pour injecter le courant. Une schématisation du dispositif est présentée sur la figure III.14.

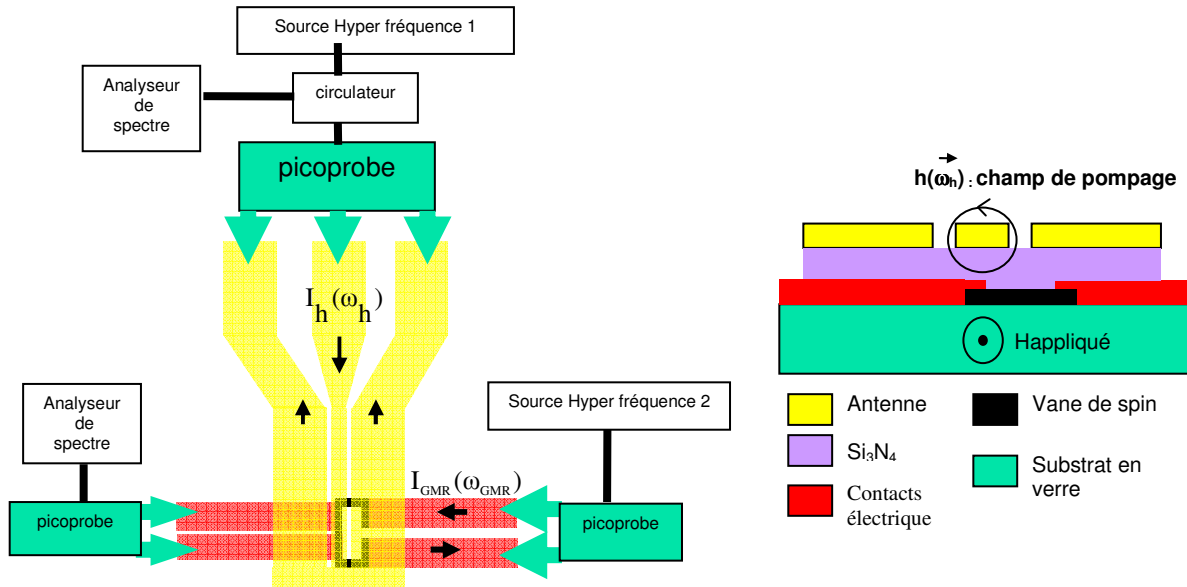


Figure III.15 : Schématisation du système de mesure (à droite vue de profil et à gauche vue de dessus).

Le conducteur central de l'antenne est aligné avec la partie la plus longue du yoke. L'alignement est réalisé avec une précision latérale de l'ordre du demi micron. Ceci nous permettra de considérer en première approximation que le champ de pompage est uniforme sur toute la partie active de la vanne de spin. L'antenne et la vanne de spin sont alimentées par deux sources hyperfréquences indépendantes et le signal issu du barreau de la vanne de spin est mesuré par un analyseur de spectre¹¹. Notons que l'utilisation d'un analyseur de spectre permet de mesurer des signaux de fréquences différentes de celles des porteuses, ce qui n'aurait pu être réalisé avec un analyseur de réseau.

Afin d'éviter tout phénomène d'absorption ou d'écrantage électromagnétique, le porte échantillon a été entièrement fabriqué en plexiglas. La figure III.15 montre une photo du dispositif avec les picoprobe ainsi que l'emplacement de l'échantillon. Durant les mesures cet ensemble est placé dans un électroaimant dont l'alimentation est contrôlée par un ordinateur équipé d'une carte GPIB.

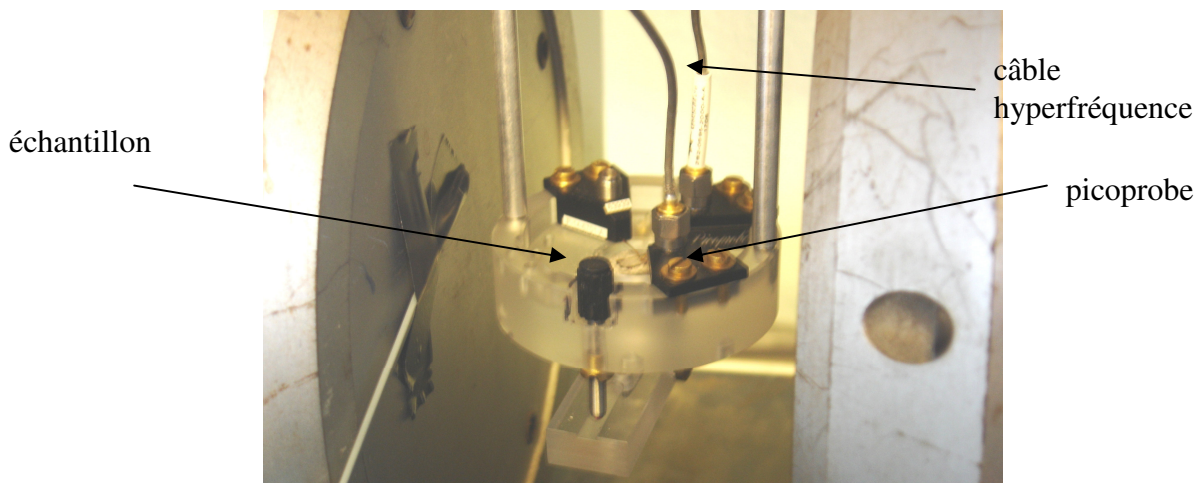


Figure III.16 : Photo du dispositif de mesure.

¹¹ Les horloges des appareils sont connectées afin de les synchroniser.

IV

Dynamique de l'aimantation d'une vanne de spin

Ce chapitre est consacré à l'étude de la dynamique de l'aimantation de structures de type vanne de spins par l'intermédiaire des antennes présentées dans le chapitre III. Ces antennes permettent à la fois d'exciter et de détecter des ondes de spins dans la gamme [0,1-20] GHz. La validité de cette technique pour l'étude de la résonance de films minces de permalloy a déjà été démontrée^{[Bai02] [Bai03]}.

Notre étude porte sur les structures multicouches sous la forme de films minces de plusieurs mm² de surface et sous la forme d'un capteur micrométrique isolé tel que défini dans le chapitre I. L'intérêt de cette étude réside bien évidemment dans l'étude de la dynamique des structures multicouches, ce qui reste encore aujourd'hui l'un des enjeux majeurs de la résonance ferromagnétique, mais également dans le développement d'une technique inductive permettant l'étude d'éléments micrométriques isolés. En général, les effets résonants dans les systèmes micrométriques sont étudiés dans une configuration où les éléments forment un réseau dans le but d'améliorer le rapport signal sur bruit. Cependant, cette méthode implique que le signal de résonance mesuré est un signal moyenné sur l'ensemble des éléments du réseau ce qui peut amener à de mauvaises interprétations des paramètres. Par exemple, dans le cas d'un réseau de lignes, les effets de rugosité peuvent induire des différences entre les champs internes de chaque ligne. Ainsi, la mesure de la résonance ferromagnétique sera la superposition de l'ensemble des résonances de chaque ligne ce qui donnera une largeur de raie d'autant plus importante que les profils de champs internes seront différents.

Nous commencerons par présenter les aspects dynamiques d'un film continu de Py/CoFe pris en « sandwich » entre deux couches de tantale. Puis nous comparerons ces résultats aux deux types de vanne de spin que nous avons présentés dans le chapitre I. Nous présenterons ensuite les mesures de résonance uniforme obtenues sur des capteurs dessinés sous forme de Yoke.

IV.A Dynamique d'un film de Ta/Py/CoFe/Ta.

Nous avons tout d'abord étudié la dynamique de films minces correspondant à la couche libre de nos vannes de spins. Le but de cette partie n'est pas de donner une étude complète de la dynamique de ces couches ultraminces, ce qui peut être trouvé abondamment dans la littérature, mais plutôt d'étudier leurs propriétés afin d'en tirer les paramètres nécessaires à l'étude des multicouches.

Ces films sont composés de 3.5 nm de Permalloy et de 1.5 nm de Cobalt-Fer. La micro antenne est déposée au dessus du film par la méthode exposée dans le chapitre III. La couche d'isolant est une couche de Si₃N₄ d'épaisseur 300 nm. L'axe de l'antenne est aligné avec la direction de facile aimantation du film.

Le principe de la mesure est très simple. Une onde hyperfréquence est envoyée sur la micro antenne et nous mesurons l'onde réfléchiée par cette impédance localisée. Le couplage entre l'antenne et le film magnétique étant principalement inductif, la résonance sera détectée par la variation d'inductance qu'elle induit dans l'antenne. Cette inductance supplémentaire est directement reliée à la composante du tenseur de susceptibilité dans la direction du champ de pompage par :

$$\Delta L = \mu_0 \cdot \chi_{xx} \cdot \beta \cdot l \quad (IV.1)$$

^[Bai02] M. Bailleul, *Propagation et confinement d'ondes de spin dans les microstructures magnétiques*, Thèse de l'école Polytechnique, **2002**.

^[Bai03] M. Bailleul, D. Olligs, C. Fermon, *Phys. Rev. Lett*, *91*, 137204, **2003**. ; M. Bailleul, D. Olligs, C. Fermon, *Appl. Phys. Lett*, *83*, 972, **2003**.

avec χ_{xx} : composante du tenseur de susceptibilité dans la direction du champ de pompage
 β : facteur de remplissage, proportionnel au recouvrement du champ de pompage avec le profil de l'aimantation à la résonance
 l : longueur sur laquelle se couple l'antenne et le système actif (ici 300 μm pour les films continus).

Il est alors facile de revenir au profil de la susceptibilité en mesurant la variation de l'impédance d'entrée de l'antenne en fonction de la fréquence du champ de pompage ou en fonction du champ magnétique statique appliqué.

Bien qu'un analyseur de réseau soit à première vue le meilleur candidat pour cette expérience, les mesures que nous avons obtenues de cette manière présentent un mauvais rapport signal sur bruit (S/N) ce qui rend les interprétations difficiles. Cette observation est liée à la très faible épaisseur des couches magnétiques.

Pour améliorer le rapport S/N, nous avons mesuré le signal réfléchi avec un analyseur de spectre. L'onde incidente est cette fois envoyée sur l'antenne par l'intermédiaire d'un circulateur dont la bande passante correspond à une octave. Le signal réfléchi est séparé de l'onde incidente dans le circulateur et est envoyé sur l'entrée d'un analyseur de spectre Agilent 4407 B. Le descriptif de l'expérience est présenté sur la figure IV.1.

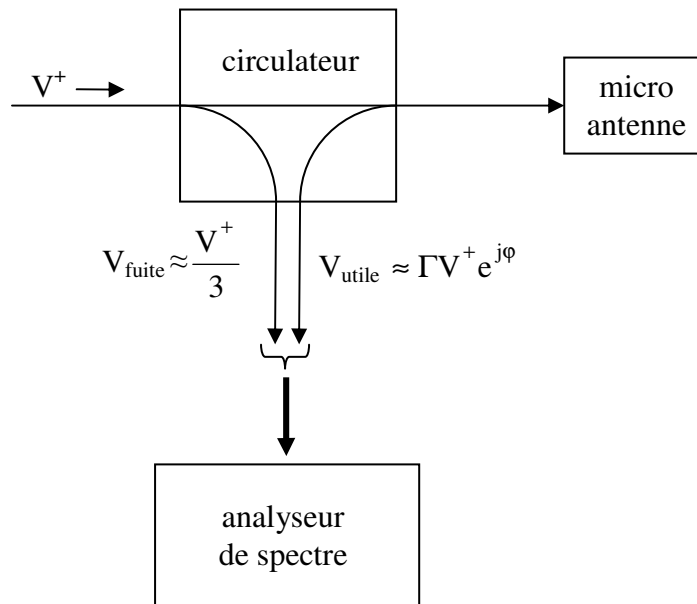


Figure IV.1 : schématisation de la mesure de la résonance avec un analyseur de spectre. L'onde incidente est envoyée à travers un circulateur sur l'antenne. Le signal réfléchi à l'entrée de l'antenne est ensuite séparé de l'onde incidente et dirigé vers l'entrée de l'analyseur.

Dans cette configuration, le signal mesuré par l'analyseur de spectre, est la somme du signal « de fuite » à travers le circulateur et du signal réfléchi à l'entrée de la micro antenne. Ce dernier se trouve déphasé par rapport au signal de fuite en raison des parcours différents des deux ondes. Le calcul du signal se résume à celui de l'intensité de deux ondes lumineuses déphasées. En utilisant l'expression III.35 de l'impédance d'entrée de l'antenne dans l'expression du coefficient de réflexion, le signal mesuré à l'analyseur de spectre s'écrit :

$$V_{AS} = \sqrt{\left| \frac{V^+}{3} + \frac{Z_{in} - 50}{Z_{in} + 50} V^+ e^{j\varphi} \right|^2} \quad (IV.2)$$

Dans cette expression, Z_{in} s'écrit :

$$Z_{in} = R + j(L + \Delta L)\omega \quad (IV.3)$$

où ΔL est défini par IV.1

En ne considérant que les termes linéaires en χ' et χ'' , avec χ défini par II.71, il est possible de montrer, avec un peu d'algèbre, que le signal mesuré peut être approximé par l'expression :

$$V_{AS} \approx A + B \cdot \sqrt{V^+} \left(\frac{R \cdot \omega \cdot \chi''}{(R + 50)^2} \cdot \cos \varphi + \frac{50 \cdot \omega \cdot \chi'}{(R + 50)^2} \cdot \sin \varphi \right) \quad (IV.4)$$

où A et B sont deux constantes. A dépend de V^+ , R, L, et B dépend de μ_0 , β et l.

L'aimantation de nos couches étant planaire, nous nous sommes intéressés aux modes de volume et de surface présentés dans le chapitre II.

IV.A.1 Etude des ondes de volume et détermination des paramètres magnétiques.

Dans le cadre de la théorie de Kalinikos, nous avons vu que la relation de dispersion des ondes de volume MSBVW s'écrit :

$$\omega^2 = \omega_0 \left[\omega_0 + \omega_m \cdot \left(\frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right) \right] \quad (IV.5)$$

ce qui peut être réécrit au premier ordre en kd :

$$\omega^2 = \omega_0 (\omega_0 + \omega_m) - \omega_0 \omega_m \frac{kd}{2} \quad (IV.6)$$

Le premier terme de la partie droite de l'équation IV.6 correspond à la fréquence de résonance du mode uniforme. Le deuxième terme peut être considéré comme négligeable. En effet, pour un champ extérieur de 100 Oe, une aimantation à saturation de 1T, une épaisseur de 5 nm et un vecteur d'onde¹² égale à $0.57 \mu\text{m}^{-1}$, nous obtenons un décalage de fréquence par rapport au mode uniforme d'environ 10 MHz. Par conséquent l'étude du mode MSBVW sur ces couches nous permettra d'obtenir le facteur gyromagnétique ainsi que l'aimantation à saturation de notre couche libre.

La figure IV.2 présente le signal mesuré à l'entrée de l'analyseur pour une fréquence de 5 GHz du courant circulant dans l'antenne. Dans cette mesure, le champ est aligné perpendiculairement à l'axe de l'antenne et nous balayons son amplitude.

¹² La valeur la plus élevée du vecteur d'onde que l'on peut exciter est donné par la transformée de Fourier du profil spatiale de l'antenne qui, en première approximation, peut être estimé par $2\pi/2b$, b étant donné sur la figure III.5, soit $11 \mu\text{m}$.

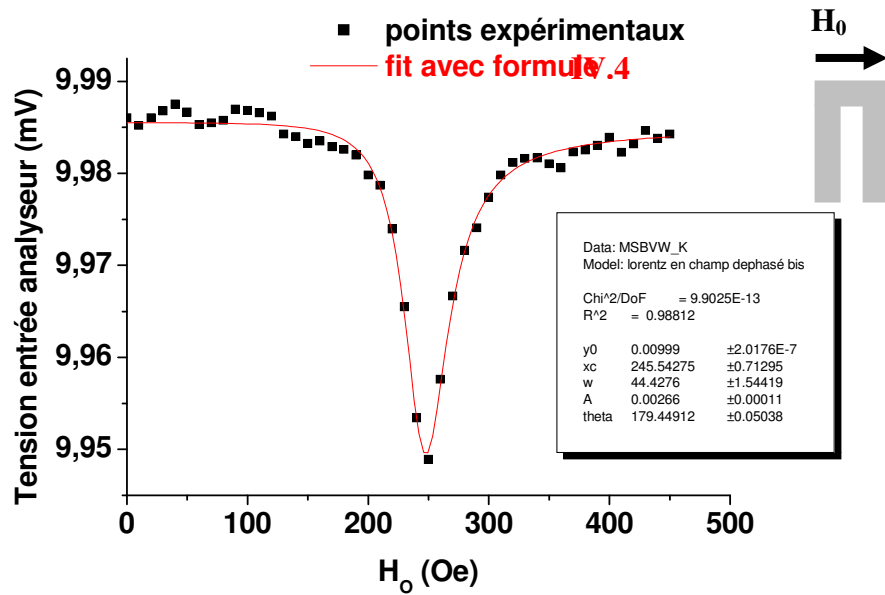


Figure IV.2 : tension mesurée en entrée de l'analyseur de spectre pour une fréquence de 5 GHz. L'ajustement a été réalisé en utilisant l'équation IV.4. Les valeurs montrées en insert correspondent aux valeurs calculées lors de l'ajustement. y_0 est un paramètre constant rendant compte de l'amplitude moyenne de la tension mesurée, x_c est la valeur du champ de résonance en Oe, w est la largeur de raie en Oe, A est le paramètre d'amplitude de la Lorentzienne et θ est l'angle de déphasage entre le signal de fuite et le signal réfléchi par l'antenne. Pour les autres mesures de ce type, nous omettrons de présenter ces paramètres.

Nous voyons sur cette mesure que l'effet de résonance se traduit par une diminution apparente de la tension en entrée de l'analyseur. Ceci est relié à la phase entre le signal de fuite au travers le circulateur et le signal réfléchi par l'antenne. En effet, l'impédance d'entrée de l'antenne étant inférieure à 50 ohms, le coefficient de réflexion à l'entrée de l'antenne est négatif, ce qui induira un facteur de phase aux alentours de 180° ¹³.

Nous voyons également que l'amplitude de la variation du signal est très faible. Le rapport signal sur bruit est suffisant pour pouvoir ajuster la courbe avec un signal de la forme IV.4 mais la précision sur la largeur de raie et sur le champ de résonance est de l'ordre de 5 Oe. La faiblesse du signal induit par la résonance s'explique par la mauvaise efficacité du champ de pompage dans cette configuration car seule la composante perpendiculaire du champ de pompage est effective.

Par cette méthode, nous avons pu déterminer la loi régissant la fréquence de résonance du mode MSBVW en fonction de la valeur du champ appliqué. Le résultat est présenté sur la figure IV.3. Nous avons ajusté les points expérimentaux à l'aide de la formule II.32 pour laquelle nous avons pris $N_x = N_z = 0$ et $N_y = 1$ en raison des tailles millimétriques dans le plan du film sur lequel est déposée la micro antenne. Sur la figure IV.3 nous voyons que les ajustements pour des paramètres $\left| \frac{\gamma}{2\pi} \right| = 29 \text{ GHz/T}$ et $\mu_0 M_s = 1.18 \text{ T}$ ou bien $\left| \frac{\gamma}{2\pi} \right| = 28 \text{ GHz/T}$ et $\mu_0 M_s = 1.27 \text{ T}$ sont parfaitement équivalents. Nous obtenons ainsi un facteur de Landé égal à 2.07 dans le premier cas et de 2 dans le second. Ce dernier correspond au facteur de Landé d'un électron « libre ». Dans le cas

¹³ Ceci est strictement vrai aux basses fréquences pour lesquelles les effets de propagation ne se font pas sentir. Cependant, nous avons observé que le déphasage était bien dépendant de la fréquence de travail. Typiquement, il atteint une valeur autour de 270° autour de 9 GHz.

d'un métal ferromagnétique, nous pouvons nous attendre à ce que le moment orbital des électrons ne soit pas complètement nul et que la fréquence de précession d'un électron soit légèrement plus haute que celle d'un électron libre. Par conséquent, dans la suite de ce manuscrit nous prendrons $g = 2.07$ et $\mu_0 M_s = 1.18$ T.

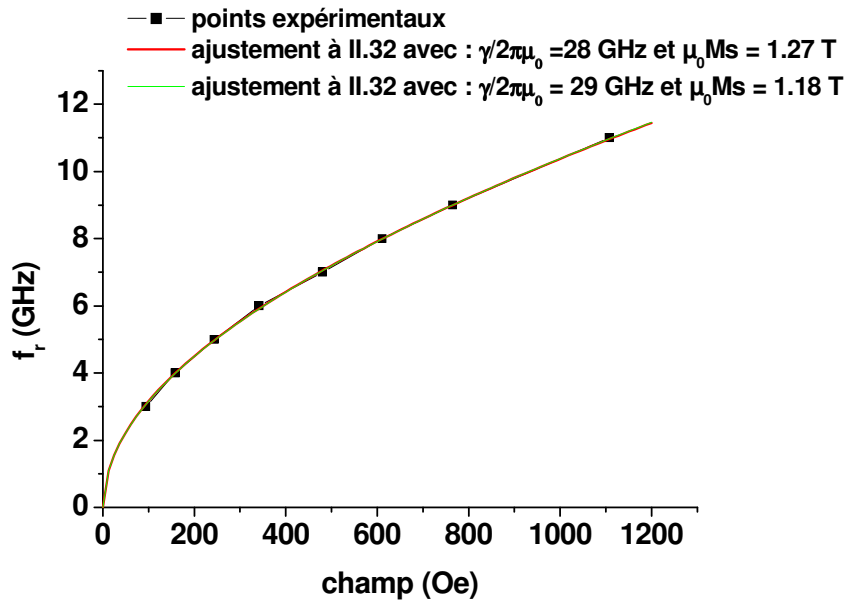


Figure IV.3 : fréquence de résonance du mode MSBVW pour une couche Ta/Py/CoFe/Ta en fonction du champ appliqué. L'ajustement a été réalisé en utilisant la formule de la résonance du mode uniforme dans un film mince (formule II.32 avec $N_x=N_z=0$ et $N_y=1$). Les deux meilleurs ajustements ont été obtenus pour des valeurs de $\gamma/2\pi = 29$ GHz/T et $\mu_0 M_s = 1.18$ T ou bien $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T et $\mu_0 M_s = 1.27$.

Nous nous sommes également intéressés à l'évolution de la largeur de raie en champ dans le mode MSBVW. D'après le modèle de relaxation de Gilbert, elle doit suivre une loi linéaire avec la fréquence de résonance tel que décrit par l'équation II.73. Les résultats sont présentés sur la figure IV.4. Nous observons effectivement une dépendance linéaire de la largeur de raie envers la fréquence de résonance. Le coefficient d'amortissement que nous avons calculé est de 0.0246. Cette valeur est plus élevée que celles trouvées dans la littérature pour des films de permalloy ($\alpha \approx 0.005$) ou de cobalt-fer ($\alpha \approx 0.01$) sous forme massive. Ce résultat peut s'expliquer par la combinaison de différentes contributions :

- la première est reliée aux effets de rugosité à la fois aux surfaces des couches de permalloy et de CoFe en contact avec le tantale mais aussi à l'interface entre ces deux couches. Nous avons vu dans le paragraphe II.G.3 que les défauts de surface contribuent à augmenter les processus de relaxation à deux magnons (notamment dans le cas d'ondes de spins de volume) et donc à augmenter la largeur de raie. Notons que dans la gamme 0-10 GHz, la contribution extrinsèque due à ce processus est linéaire en fréquence (voir figure 4 de la référence ^[Ari99]). Ceci explique pourquoi nous n'observons pas de valeur résiduelle apparente de la largeur de raie à fréquence nulle.

^[Ari99] R. Arias and D.L. Mills, *Phys .Rev. B*, 60, 7395,1999.

- la seconde est reliée au caractère « bicouche » du système étudié. Nous savons que les couches de Permalloy et Cobalt-Fer du système sont fortement couplées car nous n'observons qu'une seule raie de résonance. Cela signifie que les aimantations des deux couches oscillent en phase, en quelque sorte de manière équivalente au mode acoustique dans une multicouche. Par conséquent, notre approche du problème sous la forme d'un macrospin moyen semble valide. Cependant, du point de vue microscopique, l'onde de spin se propage dans un matériau dont la valeur du champ interne varie d'une couche à l'autre. De plus, les défauts de surface sont le siège d'une variation du champ magnétique interne car ils modifient localement les valeurs du champ dipolaire. Tout ceci a pour conséquence de modifier localement la valeur de la fréquence de résonance et donc d'élargir « artificiellement » la raie de résonance en induisant une précession hors phase d'une partie de l'ensemble des spins. Ceci peut être traduit dans la théorie de la relaxation de Bloch par un temps de décohérence T_2 plus court que le T_2 intrinsèque.

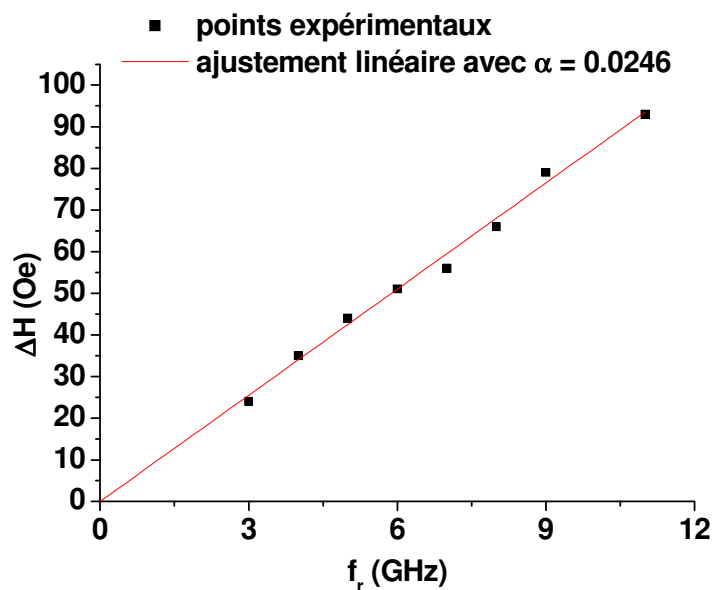


Figure IV.4 : largeur de raie MSBVW en fonction de la fréquence de résonance. L'ajustement linéaire des points expérimentaux nous donne un coefficient d'amortissement de 0.0246.

IV.A.2 Etude des ondes de surface.

Dans cette configuration le champ est appliqué parallèlement à l'axe de l'antenne. L'équation II.67 se réécrit au premier ordre en kd :

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_m) + \omega_m^2 \frac{kd}{2} \quad (\text{IV.7})$$

En utilisant les mêmes paramètres pour k et d que dans le paragraphe précédent, nous trouvons un écart de l'ordre de 300 MHz par rapport au mode uniforme. Ainsi, nous voyons que l'inhomogénéité du champ de pompage induit un décalage positif des fréquences.

Le signal mesuré en appliquant le même protocole de mesure que pour les ondes de volume est présenté sur la figure IV.5. Nous voyons qu'il présente un très bon rapport S/N en raison de l'efficacité du couplage entre le champ de pompage et l'aimantation. Dans cette configuration, l'aimantation se couple à la composante planaire du champ de pompage. Nous avons vérifié le décalage des fréquences entre le mode de surface et de volume (figure IV.6). L'ajustement des points expérimentaux à l'équation IV.7 en utilisant les paramètres obtenus pour $\mu_0 M_s$ et pour le facteur gyromagnétique dans le paragraphe précédent nous donne une valeur du vecteur d'onde moyen excité par l'antenne $\langle k \rangle = 0.47 \mu\text{m}^{-1}$ ce qui est proche de la valeur théorique¹⁴.

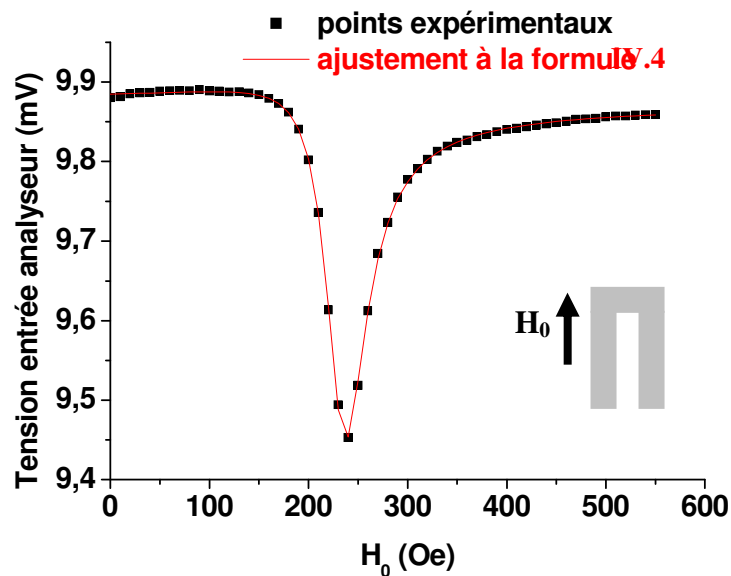


Figure IV.5 : tension mesurée en entrée de l'analyseur de spectre pour une fréquence de 5 GHz. L'ajustement a été réalisé en utilisant l'équation IV.4 et des paramètres de phase $\varphi=182^\circ$, $H_R = 232$ Oe et $\Delta H = 48.7$ Oe.

¹⁴ Bien que le profil de l'excitation planaire dans l'espace réciproque nous permette théoriquement d'exciter tous les modes de vecteurs d'ondes compris entre 0 et k_{max} , le vecteur d'onde moyen des ondes de spin excités sera fixé autour de k_{max} en raison de la composante hors plan du champ de pompage qui agit telle une condition aux limites pour la propagation des ondes.

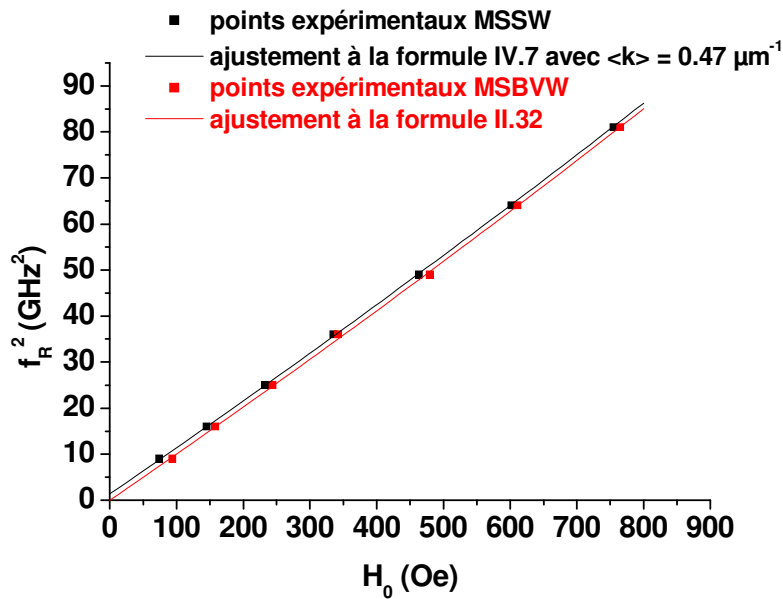


Figure IV.6 : comparaison du carré des fréquences de résonance pour les modes de volume (MSBVW) et de surface (MSSW). Le décalage des fréquences nous permet d'obtenir la valeur de $\langle k \rangle = 0.47 \mu\text{m}^{-1}$.

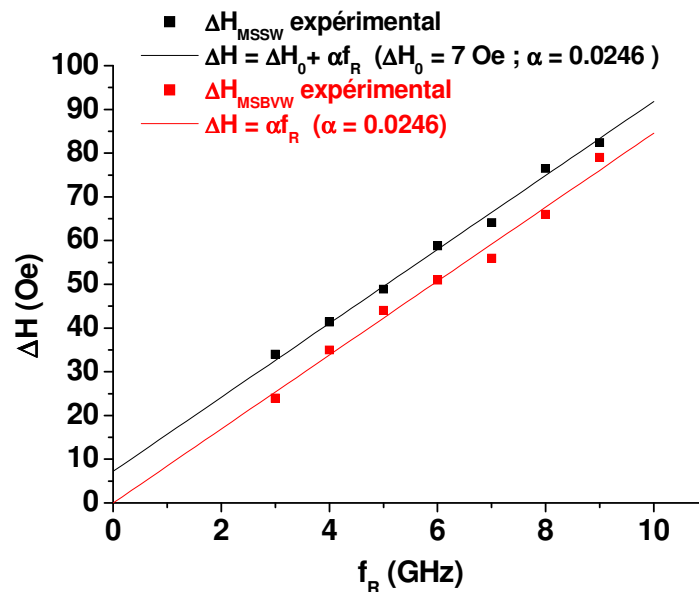


Figure IV.7 : largeur de raie pour le mode de surface (noir) et pour le mode de volume (rouge). La largeur de raie en champ du mode de surface peut être ajustée avec une loi linéaire en fréquence dont la pente est équivalente à celle du mode de volume mais avec une composante résiduelle de 7 Oe à fréquence nulle.

La figure IV.7 présente la comparaison des largeurs de raies entre le mode de surface et le mode de volume. La largeur de raie pour le mode de surface présente le même coefficient de proportionnalité envers la fréquence de résonance que pour le mode de volume. Ceci sous tend à

considérer que les mécanismes de relaxation sont les mêmes pour les deux configurations. Ce résultat va dans le sens d'une relaxation gouvernée par le profil inhomogène du champ interne. Mais, nous devons noter également que le processus à deux magnons reste effectif dans la configuration MSSW car l'étude des relations de dispersion des deux modes nous montre que les ondes de surfaces excités sont dégénérées avec des ondes de volume de vecteur d'onde plus élevées, ce qui laisse ouvert ce canal de relaxation.

Nous observons également un décalage positif de la largeur de raie en configuration MSSW d'environ 7 Oe. Nous expliquons ce résultat par l'influence de la non uniformité du champ de pompage. En effet, l'antenne n'étant pas de périodicité spatiale « infinie », le vecteur d'onde de l'excitation n'est pas parfaitement défini dans l'espace réciproque. La largeur de l'excitation dans l'espace réciproque se traduit par une largeur en fréquence tel que :

$$\Delta f = \frac{df}{dk} \Delta k \quad (IV.8)$$

qui peut se traduire par un élargissement en champ :

$$\Delta H = \frac{dH}{df} \frac{df}{dk} \Delta k \quad (IV.9)$$

Cette équation n'est valable qu'en raison de l'aspect linéaire des courbes de dispersion dans la gamme de vecteurs d'onde d'intérêt. En appliquant, l'équation IV.9 à la relation de dispersion IV.7 nous obtenons un élargissement en champ tel que :

$$\Delta H = \frac{d \cdot f_m^2}{\gamma^2 (2H_0 + M_S)} \Delta k \quad (IV.10)$$

où d est l'épaisseur du film et $f_m = \omega_m/2\pi$.

Dans la gamme de champ ou nous avons travaillé, nous pouvons considérer $H_0 \ll \mu_0 M_S$. Ainsi, nous obtenons une valeur constante de la composante de la largeur de raie due à l'inhomogénéité du champ. Expérimentalement nous obtenons une valeur de $\Delta k = 0.12 \mu\text{m}^{-1}$.

Nous considérons que l'influence de l'inhomogénéité du champ de pompage est négligeable dans le cas des ondes de volume. En effet, la pente de la courbe de dispersion $\omega(k)$ des ondes de volumes est, pour les faibles vecteurs d'ondes, beaucoup moins prononcée que celle des ondes de surface (pente en f_m^2 dans ce dernier cas et pente en f_m pour les ondes de volume). Du point de vue physique, l'élargissement de la raie en fonction de Δk est relié au nombre de modes de fréquence différente que l'on peut exciter dans l'intervalle Δk , ce qui est directement relié à la pente de $\omega(k)$.

IV.A.3 Conclusion

Les points importants à retenir de cette étude sont :

- la bicouche Py/CoFe utilisée comme couche libre de nos vannes de spins se comporte comme une couche unique du point de vue dynamique.
- la valeur moyenne de l'aimantation à saturation $\mu_0 M_S$ de cette couche vaut 1,18 T et le facteur gyromagnétique est de 29 GHz/T.
- le coefficient d'amortissement de Gilbert apparent est d'environ 0.0246 en raison de l'inhomogénéité du champ interne dans le film ainsi que de sa très faible épaisseur.

L'influence de l'inhomogénéité du champ de pompage ne se fait sentir que pour les modes de surface et induisent une valeur résiduelle de la largeur de raie d'environ 7 Oe.

IV.B Dynamique d'une vanne de spin.

Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux concernant les vannes de spins. La problématique de la dynamique dans les structures multicouches est un problème toujours d'actualité. En effet, de par le nombre et la nature des différents couplages, chaque type de structures présente ses propres caractéristiques. Par exemple, les couplages inter couche de type RKKY ou dipolaire font que l'on peut avoir des modes couplés d'oscillations (voir paragraphe II.H) ou bien simplement une modification de la dynamique de l'une des couches prise individuellement. La présence d'une couche métallique non magnétique est également la source d'une augmentation de la relaxation extrinsèque due au couplage entre les électrons de conduction du métal normal et l'aimantation de la couche ferromagnétique. De plus, l'augmentation du nombre d'interfaces est une source importante d'inhomogénéité du champ interne. Tous ces effets se trouvent « mélangés » dans les multicouches et il est assez difficile de quantifier l'influence de chaque terme dans les phénomènes de relaxation sans réaliser une étude systématique en fonction des épaisseurs des couches et des orientations respectives des aimantations.

Dans notre étude nous chercherons à définir les propriétés générales de la dynamique de nos structures ce qui nous sera nécessaire pour comprendre par la suite le comportement de l'effet GMR dynamique. Nous chercherons à établir la loi régissant la fréquence de résonance de la structure en fonction de la direction et de la valeur du champ appliqué, la nature des modes que l'on excite et finalement, nous chercherons à comprendre l'influence du caractère multicouche sur le coefficient d'amortissement.

Dans notre étude de l'effet GMR hyperfréquence, nous avons principalement travaillé avec le champ statique appliqué parallèlement à la longueur de l'antenne ce qui correspond à l'excitation d'ondes de spin de surface. Nous nous concentrerons donc dans cette partie à ce type de configuration.

Dans le chapitre I nous avons vu que les vannes de spins dont les aimantations sont parallèles présentent un couplage ferromagnétique à la rémanence. Ce couplage est principalement de type « peau d'orange » et est lié à la rugosité des interfaces qui induit des champs dipolaires locaux reliant les aimantations des deux couches. Dans cette configuration, les questions auxquelles nous devons répondre sont celles du nombre de couches impliquées dans les phénomènes de résonance et de l'influence du couplage d'échange statique.

Pour comprendre ces phénomènes, nous avons « joué » avec les différentes configurations magnétiques statiques que présentent nos échantillons et les directions du champ statique appliqué. L'expérience consiste toujours à mesurer à l'aide d'un analyseur de spectre le signal réfléchi à l'entrée de l'antenne alimentée par un courant de fréquence constante en balayant la valeur du champ appliqué. De plus, nous mesurons en même temps la valeur de la résistance DC du film ce qui nous donne une information sur l'orientation relative des aimantations des couches. Dans les mesures de résonance qui seront présentées dans la suite, nous considérerons que la couche douce présente une anisotropie magnéto cristalline de 5 Oe.

La figure IV.8 passe en revue les différentes configurations de mesures à notre disposition en fonction des échantillons étudiés. Nous allons adopter une convention de couleur pour mentionner sur les schémas les différentes couches magnétiques. La couleur noire correspond à la couche de CoFe de la couche dure la plus éloignée de la couche libre (voir figure I.3) que nous appellerons la couche ancrée. Nous rappelons que cette couche est couplée à l'antiferromagnétique

IrMn. Ce type de couplage est un couplage interfacial très « fort » dont l'origine repose sur le recouvrement des orbitales des atomes de chaque côté de l'interface. Le champ coercitif de cette couche est ainsi de plusieurs teslas. Par conséquent, dans la suite de ce manuscrit, nous ferons l'hypothèse que la direction de l'aimantation de cette couche ne change pas dans la gamme de champ dans laquelle nous avons travaillé (0-2000 Oe). En rouge, nous représenterons la couche de CoFe de la couche dure en contact avec la couche de cuivre que nous appellerons la couche bloquée. Cette couche est couplée à la première couche de CoFe mentionnée par interaction RKKY. Enfin, la couleur bleue décrira la couche douce de la vanne de spin. Les mesures SQUID nous ont montré que cette couche est couplée ferromagnétiquement à la couche bloquée. Dans les mesures de résonance ferromagnétique nous modéliserons cette interaction par un champ de couplage H_{bias} qui agit sur la couche douce.

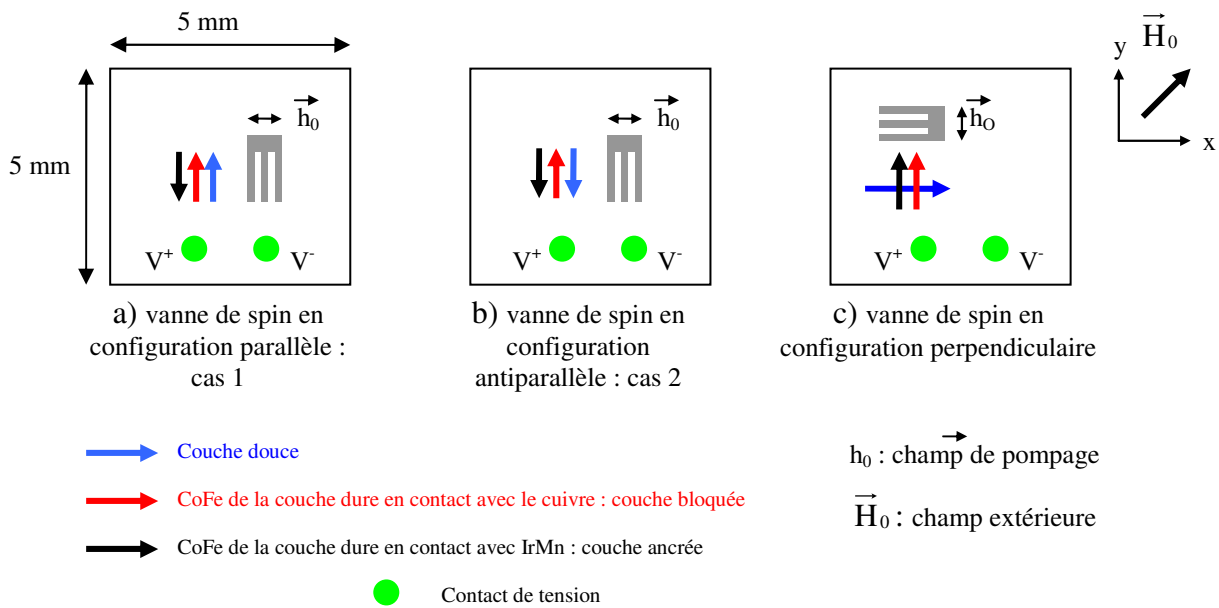


Figure IV.8 : représentation schématique et code couleur utilisé pour décrire les orientations relatives des aimantations. La direction du champ de pompage est indiquée pour chaque configuration. Le champ extérieur peut être appliqué indifféremment suivant x ou y.

IV.B.1 Dynamique d'une vanne de spin en configuration parallèle.

a Mesure de la résonance ferromagnétique.

Dans un premier temps, nous présentons sur la figure IV.9 les caractéristiques générales de la résonance d'une vanne de spin en configuration parallèle, pour un champ statique appliquée suivant les directions y ou $-y$ (cas a) et b) sur la figure IV.8) et nous comparons les valeurs des fréquences de résonance à celle du film de Ta/Py/CoFe/Ta.

La figure IV.10 présente la mesure de la résistance DC de la vanne de spin en fonction de l'orientation relative du champ extérieur et des aimantations des couches et la figure IV.11 présente l'ajustement de la fréquence de résonance à l'équation IV.7 pour un champ appliqué dans la direction de facile aimantation de la couche douce.

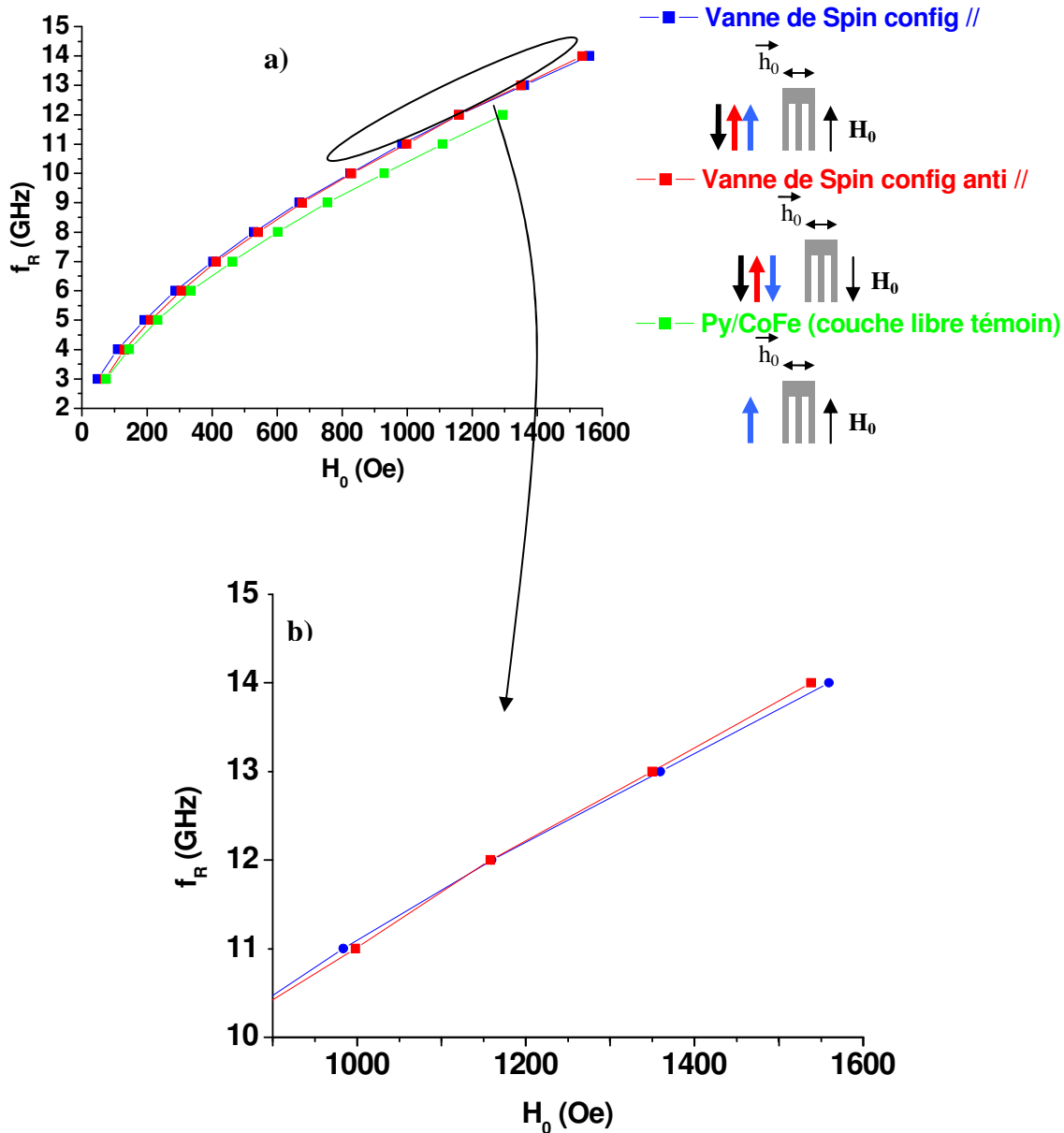


Figure IV.9 : a) fréquence de résonance d'une vanne de spin en configuration parallèle. La couleur bleue correspond à des aimantations des couches douces et bloquées parallèles pour le premier point de mesure (cas a) figure IV.8), la courbe rouge correspond à des aimantations anti-parallèles pour le premier point de mesure (cas b) figure IV.8) et enfin la courbe verte correspond aux mesures présentées dans le paragraphe précédent pour la couche de Ta/Py/CoFe/Ta dans la configuration MSSW. b) Zoom de la partie encadrée en a) mettant en évidence le croisement des courbes de résonance pour la vanne de spin suivant l'orientation relative des aimantations des deux couches.

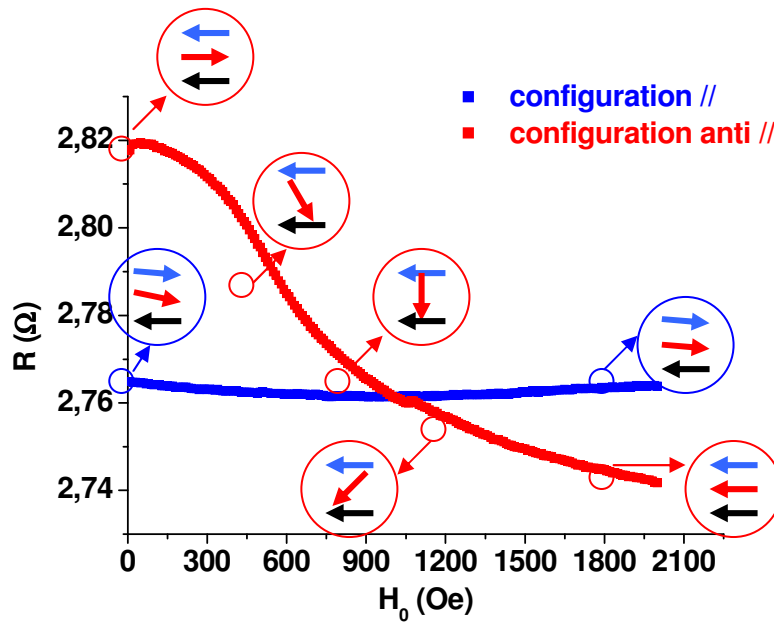


Figure IV.10 : résistance de la vanne de spin en configuration parallèle pour un champ magnétique appliqué parallèlement (noir) et anti-parallèlement (rouge) à la direction de facile aimantation de la couche douce. Une représentation schématique des orientations respectives des trois couches est donnée sur la figure.

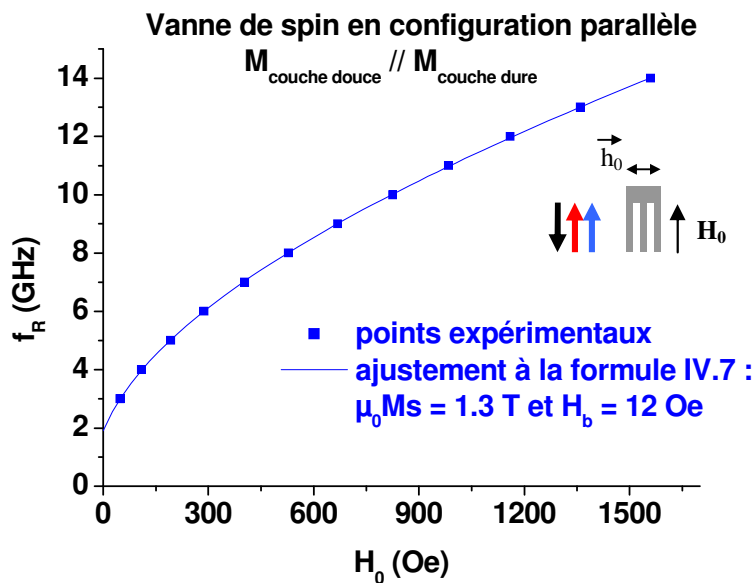


Figure IV.11 : ajustement des points expérimentaux de la fréquence de résonance de la vanne de spin en configuration parallèle avec les aimantations des couches douces et bloquées parallèles.

Sur la figure V.9, nous observons que :

- pour une valeur donnée du champ appliqué, la valeur de la fréquence de résonance de la vanne de spin est plus élevée que pour la couche continue de Py/CoFe, et ce quelque soit l'orientation du champ appliqué.
- la fréquence de résonance de la vanne de spin à bas champ est plus faible en configuration antiparallèle. Cette tendance s'inverse pour des champs appliqués de l'ordre de 1000 Oe.

Le premier résultat peut paraître surprenant. Considérons dans un premier temps que seule la couche douce de la vanne de spin précesse¹⁵. Dans cette configuration de mesure correspondant à l'excitation d'onde de surface, le champ effectif que nous devons injecter dans l'équation IV.4 n'est plus seulement le champ appliqué mais la somme de ce dernier et du champ de couplage (de valeur positive dans le repère de la figure IV.8). En revanche dans la configuration antiparallèle, le champ effectif sera égal à leur différence. Ainsi, nous pouvions nous attendre à ce que la fréquence de résonance du film de Py/CoFe soit « encadrée » en limite supérieure par celle de la vanne de spin dans l'état parallèle et en limite inférieure par celle de la vanne de spin dans l'état antiparallèle.

La différence observée peut être expliquée par une légère différence des aimantations à saturation de la couche douce dans les cas d'une vanne de spin et du film référence. Pour déterminer ce paramètre, nous avons ajusté les points expérimentaux de la fréquence de résonance de la vanne de spin lorsque les aimantations des couches douces et bloquées sont parallèles. En effet, la mesure de la résistance DC de l'échantillon en fonction de la valeur du champ statique appliqué nous montre que l'orientation relative des aimantations reste constante dans la gamme de champ exploré (figure IV.10 courbe bleue). Cette configuration est plus stable, « magnétiquement » parlant, que toutes les autres configurations de mesure dans lesquelles nous pouvons nous placer. L'ajustement à l'équation IV.7 en tenant compte du champ d'anisotropie cristalline nous donne une valeur de l'aimantation à saturation $\mu_0 M_S = 1.3 \text{ T}$ et un champ de couplage H_{bias} égal à 12 Oe (figure IV.11). La différence de valeur entre les aimantations à saturation pour la vanne de spin et la couche libre « isolée » peut être expliquée par deux effets :

- une méconnaissance des épaisseurs réelles des couches de Py et de CoFe lors de la croissance.
- une légère oscillation de la couche dure. En effet, nous verrons que la couche de CoFe en contact avec le cuivre présente une susceptibilité très faible mais non nulle dans la gamme de champ dans cette gamme de fréquence.

b Mesure du champ de couplage d'une vanne de spin en configuration parallèle par la résonance ferromagnétique.

La deuxième observation retirée des mesures de résonance laisse suggérer que le champ de couplage dans la configuration antiparallèle évolue en fonction de la valeur du champ extérieur. En effet, les points expérimentaux ne peuvent être ajustés en utilisant la transformation $H_0 + H_{\text{bias}} \rightarrow H_0$

¹⁵ Cette hypothèse repose sur le fait que les deux couches de CoFe de la couche dure présentent des champs effectifs internes importants en raison du couplage RKKY les liant l'une à l'autre ainsi que du couplage direct ferro/antiferromagnétique à l'interface avec l'IrMn. De plus, les signaux de résonance à bas champ obtenus sur des vannes de spins en configuration perpendiculaires (voir IV.B.2) ne peuvent s'expliquer que par la précession de la couche douce.

- H_{bias} . Cet effet semble corrélé à la mesure de la résistance du film. Celle-ci nous indique que la direction de l'aimantation de la couche bloquée évolue avec la valeur du champ appliqué jusqu'à être alignée parallèlement avec l'aimantation de la couche libre au dessus de 2000 Oe. Sur la figure IV.10 nous avons donné une représentation schématique de l'orientation moyenne¹⁶ des aimantations. Nous observons que les courbes de résonance se croisent lorsque les valeurs des résistances deviennent égales (autour de 1000 Oe).

Afin de mieux comprendre ce mécanisme, nous avons déterminé la valeur du champ de couplage H_{bias} en résolvant l'équation IV.7 avec $\omega_0 = \gamma(H_0 + H_{\text{bias}} + H_K)$. Nous avons pris comme valeur de l'aimantation à saturation 1,3 T et 5 Oe pour la valeur du champ d'anisotropie cristalline H_K . La valeur du vecteur d'onde moyen est de $0,47 \mu\text{m}^{-1}$. Les résultats sont présentés sur la figure IV.12.

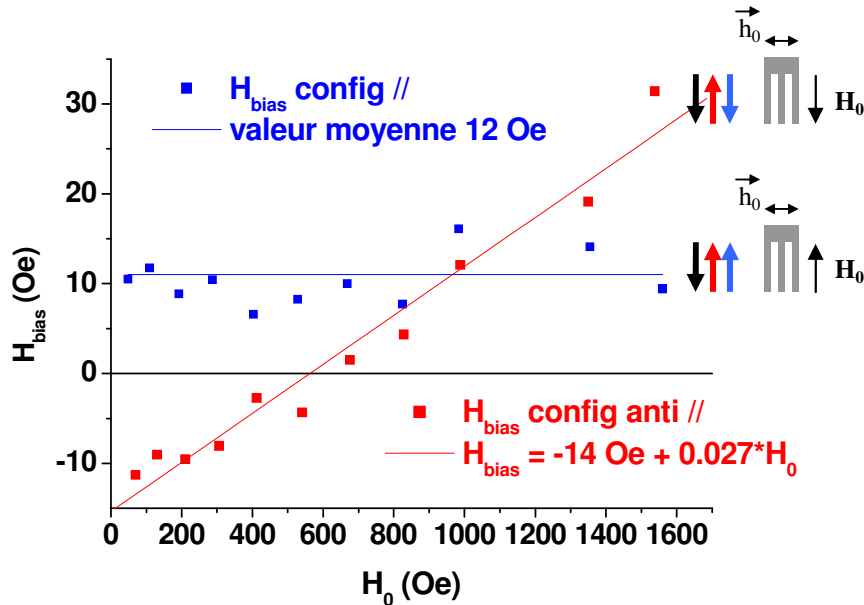


Figure IV.12 : valeur du champ de couplage expérimental déterminée par la résolution de l'équation IV.7 pour le champ effectif. Les configurations où les couches douces et bloquées sont alignées parallèlement et antiparallèlement sont représentées en bleu et en rouge respectivement. La ligne continue bleue correspond à la valeur moyenne du champ de couplage obtenue par l'ajustement direct de la fréquence de résonance à la formule IV.7.

Lorsque les aimantations sont parallèles, nous observons que le champ de couplage reste à peu près constant en fonction de la valeur du champ de résonance comme nous pouvions l'espérer. Les écarts à la valeur moyenne suivent la très légère réorientation des deux couches que nous observons sur la mesure DC (courbe bleue) qui peut elle-même être attribuée à un léger désalignement entre le champ appliqué et l'axe de facile aimantation de la couche dure.

Lorsque les aimantations sont antiparallèles, nous observons une augmentation du champ de couplage qui suit globalement le même comportement que la mesure de la résistance DC (courbe rouge). Pour un champ inférieur à 150 Oe, les couches sont « bien » alignées et la valeur du champ de couplage est opposée à la valeur calculée en configuration parallèle. Nous voyons ensuite que le signe du champ de couplage s'inverse autour de 700 Oe, puis sa valeur devient égale à celle de la configuration parallèle autour de 1000 Oe, champ pour lequel les valeurs des résistances sont

¹⁶ Dans un film mince, l'aimantation se retourne par croissance et propagation de domaines. Les flèches de la figure IV.10 représentent la direction moyenne de l'ensemble de ces domaines.

égales. Notons que dans ce cas de figure, les directions des deux aimantations ne peuvent être strictement parallèles.

Ce résultat semble être une preuve que le couplage entre les couches n'est pas seulement de nature dipolaire. En effet, l'obtention d'une valeur égale du champ de couplage pour un niveau de résistance équivalent et non pas pour une orientation des aimantations équivalentes semble correspondre à un couplage trouvant son origine dans les phénomènes de diffusion électronique. De plus, lorsque toutes les couches (douce, bloquée et ancrée) sont alignées (à très haut champ), le champ de couplage devient largement supérieur au 12 Oe moyen calculée dans la configuration parallèle. Les mesures de résistance et du champ de couplage montre que les électrons traversent l'ensemble de la structure jusqu'à la couche de CoFe la plus ancrée.

Pour étayer notre argument, nous avons étudié également la largeur de raie pour les deux configurations de mesures.

c Etude de la relaxation dans une vanne de spin en configuration parallèle.

Les résultats présentés sur la figure IV.13 et IV.14 ont d'abord été traités de manière à soustraire la composante de la largeur de raie due à l'inhomogénéité du champ de pompage (8 Oe pour la vanne de spin et 7 pour le film de Py/CoFe). La figure IV.13 montre la valeur de la largeur de raie de la vanne de spin lorsque les aimantations sont parallèles. La figure IV.14 correspond quant à elle à la comparaison des largeurs de raies pour le film de Py/CoFe et pour la vanne de spin en configuration parallèle et anti-parallèle. Les points expérimentaux ont été reliés entre eux afin de permettre une lecture plus facile de la figure mais ne correspondent en aucun cas à un traitement mathématique quelconque.

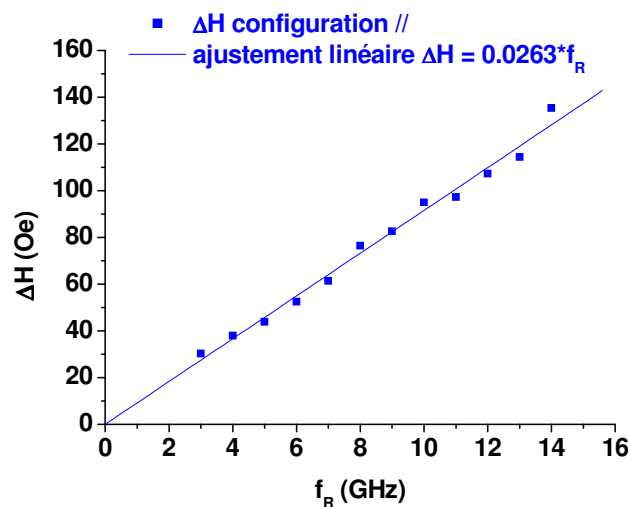


Figure IV.13 : largeur de raie pour la vanne de spin avec les aimantations parallèles (noir). La droite en rouge correspond à l'ajustement linéaire de la largeur de raie expérimentale à un amortissement de type Gilbert avec $\alpha = 0.0263$.

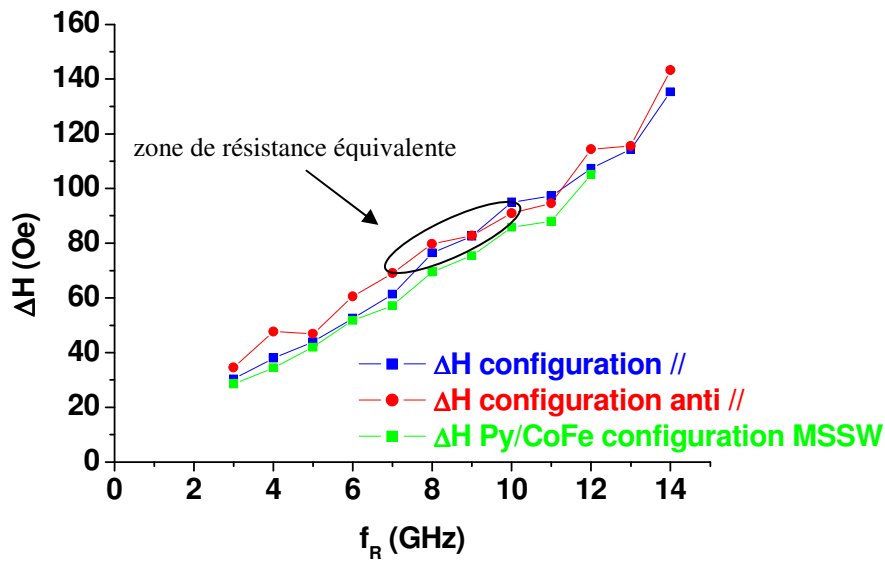


Figure IV.14 : comparaison des largeurs de raies pour le mode MSSW du film de Py/CoFe (vert) et pour la vanne de spin avec les aimantations parallèles (bleu) ou antiparallèles (rouge). Les points sont reliés entre eux pour faciliter la lecture. Le cercle représente la zone équivalente de champ statique pour laquelle les résistances de la vanne de spins sont équivalentes.

Notons que la précision de nos mesures et de nos ajustements font que nous faisons une erreur relative de l'ordre de 5 Oe. Nous observons globalement une relaxation un peu plus importante dans le cas de la vanne de spin que dans le cas de la couche de référence ce qui se traduit notamment par un facteur d'amortissement plus élevée. Notons que la valeur de l'aimantation à saturation n'a pas d'influence dans la théorie de la relaxation

Nous pouvons expliquer cette différence de par plusieurs points :

- la nature des interfaces, sources multiples de processus de relaxation (processus à 2 magnons, modification locale du champ interne etc...)
- le rôle des électrons de conduction, qui participe à la relaxation de l'aimantation par l'intermédiaire du mécanisme de pompage de spin et des processus de spin flip¹⁷. Dans la vanne de spin, ce mécanisme est plus efficace en raison du nombre d'interface que les électrons rencontre sur leur parcours.

Les différences observées pour la vanne de spin en configuration parallèle et antiparallèle peuvent également être expliqué par la combinaison de l'inhomogénéité du champ interne en fonction de l'orientation relative des couches et des processus de diffusion dépendant du spin des électrons de conduction.

Nous observons que la largeur de raie de la vanne de spin semble un peu plus importante lorsque les aimantations des couches douces et bloquées sont antiparallèles (ce qui correspond à la gamme de fréquence de résonance entre 0 et 7-8 GHz, soit un champ maximal d'environ 600 Oe). Ceci correspond à des directions du champ de couplage opposées laissant penser que la relaxation

¹⁷ Lorsque la couche douce entre en résonance, il y a un transfert de moment magnétique entre les électrons de type s et d

est liée au couplage dipolaire dans la structure. Cependant, pour des fréquences de résonance correspondant à une gamme de champ pour laquelle les valeurs des résistances sont comparables, sans pour autant que les couches présentent des configurations magnétiques équivalentes, les valeurs des largeurs de raies semblent se rejoindre (dans la marge d'erreur de notre mesure). Ceci laisse penser que les processus de diffusion des électrons de conduction sont reliés à la relaxation globale du système.

Les mesures que nous avons faites, bien que permettant d'obtenir les propriétés générales de la dynamique de l'aimantation dans les vannes de spins (loi en champ, valeur des coefficients d'amortissements), ne nous permettent pas de quantifier l'influence de chacun des mécanismes (couplage dipolaire et RKKY entre couches, rôle des électrons de conduction...) qui ressortent de nos mesures. Pour ce faire, il nous aurait fallu réaliser une étude plus complète, notamment en essayant de mieux définir les propriétés statiques des aimantations de chaque couche, mais également en réalisant des études systématiques sur les largeurs de raies en fonction des épaisseurs de chacune de ces couches. Par exemple, l'action des diffusions électroniques sur la relaxation aurait pu être étudiée en comparant les largeurs de raies obtenues sur différents échantillons ayant des pourcentages de magnétorésistance différents.

Jusqu'ici, nous avons considéré que seule la couche douce entrait en résonance. Nous allons maintenant montrer que la couche de CoFe en contact avec le cuivre peut entrer en résonance lorsque le champ appliqué devient suffisant pour s'opposer au couplage antiferromagnétique dans la couche dure.

d Résonance de la couche dure.

Nous savons que le couplage antiferromagnétique entre les deux couches de CoFe séparées par la couche de ruthénium implique une valeur du champ interne élevée dans la couche de CoFe en contact avec le cuivre. Cependant, nous avons également vu par l'intermédiaire des mesures de transport que cette couche est susceptible de tourner sous l'influence du champ extérieur, modifiant ainsi la valeur de son champ interne.

La figure IV.15 a) présente l'évolution en champ du signal réfléchi à l'entrée de l'antenne pour différentes valeurs de la fréquence du champ de pompage dans la configuration où les aimantations des couches douces et bloquées sont antiparallèles. La figure IV.15 b) permet de comparer les signaux à 9 GHz dans les configurations parallèle et antiparallèle.

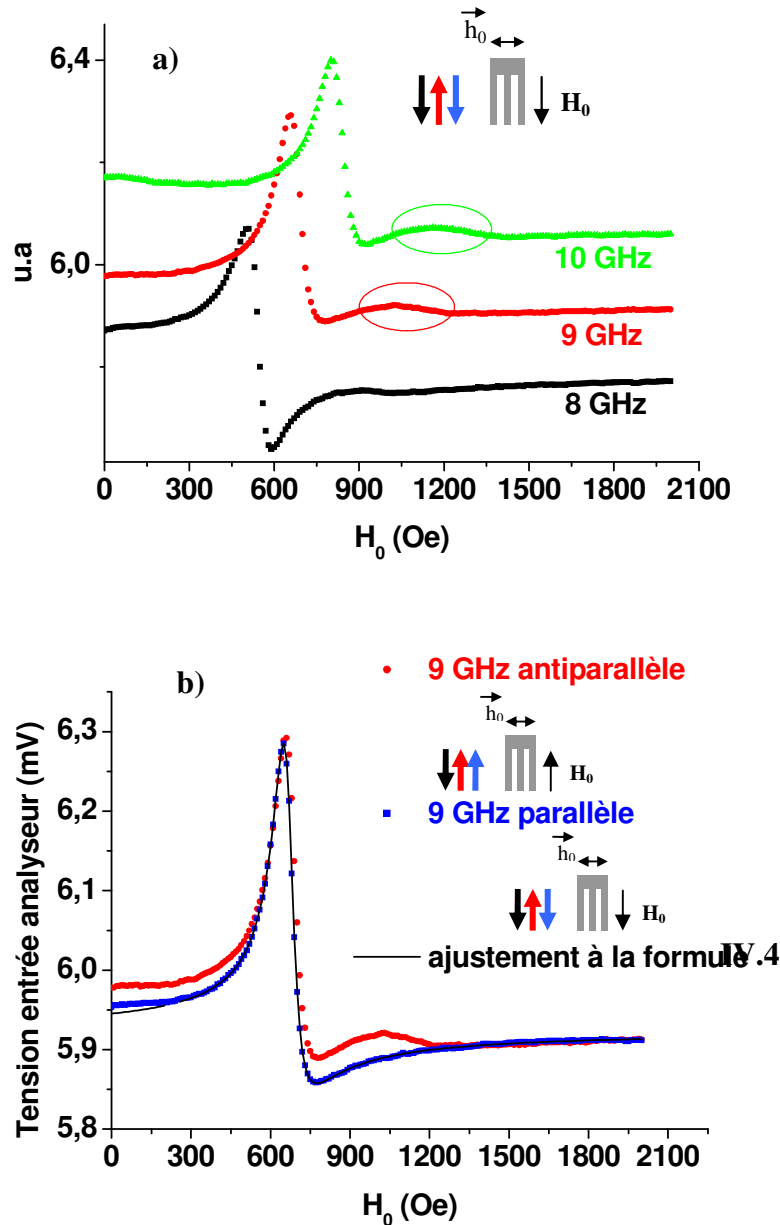


Figure IV.15 : a) signal réfléchi à l'entrée de l'antenne pour des fréquences du courant de 8 (noir), 9 (rouge) et 10 (vert) GHz. Le champ statique est appliqué antiparallèlement à l'axe facile de la couche dure. b) comparaison des signaux à 9 GHz pour un champ appliqué antiparallèlement (rouge) et parallèlement (bleu) à l'axe facile de la couche dure. La courbe noire est un ajustement à la formule IV.4 avec $\varphi=350.7^\circ$, $H_R = 668$ Oe et $\Delta H = 89$ Oe.

Sur la figure IV.15.b), nous avons tracé les réponses de l'antenne à 9 GHz pour les deux orientations du champ¹⁸. Nous observons que le signal à bas champ est plus élevé dans la configuration antiparallèle. Ceci peut s'expliquer de par la valeur du champ interne de la couche douce qui est plus faible dans ce cas (en raison de l'orientation du champ de couplage). Par conséquent, la valeur de la composante réelle de la susceptibilité de la couche douce sera plus

¹⁸ Les signaux étant mesurés à la même fréquence, la phase du signal reste la même dans les deux mesures ce qui permet de les comparer.

élevée dans cette configuration. Ensuite, nous observons la même intensité du signal réfléchi à la résonance de la couche douce puis nous voyons qu'un épaulement apparaît dans la configuration antiparallèle. La figure IV.15.a) montre que cet épaulement n'apparaît que pour des fréquences du champ de pompage supérieures à 9 GHz. Nous avons suivi ce mode jusqu'à 12 GHz pour lequel il apparaît autour de 1550 Oe (courbe non présentée ici).

Dans la gamme de champ à laquelle apparaît ce « pic » supplémentaire, nous savons que la configuration magnétique de la couche bloquée est assez complexe. Globalement, l'aimantation moyenne de cette couche commence à s'aligner dans la direction de la couche douce ce qui indique que le champ de couplage antiferromagnétique avec la couche ancrée est contrebalancé par l'application du champ statique. Le champ interne devient donc plus faible et la dynamique de la couche peut être excitée. Ceci n'est pas possible dans la configuration parallèle, pour laquelle le champ externe est appliqué dans la même direction que le champ de couplage antiferromagnétique. Notons qu'il est assez difficile d'évaluer la valeur du champ de couplage antiferromagnétique à partir des mesures de transport puisque le retournement de l'aimantation n'est pas cohérent. Par conséquent, il est également assez difficile de quantifier les valeurs des fréquences de résonance naturelle de la couche bloquée.

Cette mesure nous a montré que la couche de CoFe en contact avec le cuivre pouvait entrer en résonance. Cependant, nous ne savons pas si le mode supplémentaire est un mode couplé entre les couches douces et bloquées ou simplement un mode de précession de la couche de CoFe isolée.

Nous pourrions nous attendre à ce que l'amplitude du signal lié à un mode couplé soit importante car elle met en jeu un plus grand volume magnétique ce qui induit une variation de l'inductance de l'antenne plus élevée. Cependant, nous voyons clairement que l'amplitude du pic supplémentaire est inférieure à celui de la résonance de la couche douce¹⁹. Ceci laisse penser que le mode observé ne met en jeu que la couche de CoFe.

Le calcul de la valeur de la fréquence de résonance théorique ne nous permet pas non plus de conclure. En étudiant le signal à 9 GHz, nous estimons que la résonance secondaire apparaît grossièrement autour de 9400 Oe (valeur prise au maximum d'intensité). Pour un mode couplé, nous pouvons approximer la valeur de la fréquence de résonance pour un tel champ aux alentours de 12 GHz (pour une aimantation moyenne entre les deux couches évaluée à 1.7 T et en négligeant le champ de couplage et l'anisotropie cristalline). De même, si nous considérons simplement la couche de CoFe avec une aimantation à saturation de 2,2 T, sans champ de couplage quelconque, nous obtenons une fréquence de résonance d'environ 13 GHz. Nous devons cependant considérer que l'aimantation de la couche dure n'est certainement pas uniforme ce qui peut amener d'importantes corrections sur la valeur de l'aimantation à saturation.

IV.B.2 Dynamique d'une vanne de spin en configuration croisée.

Dans ces structures, l'aimantation de la couche douce est orientée perpendiculairement à celle de la couche dure. Nous nous sommes intéressés à la dynamique de ces systèmes dans une configuration de type MSSW correspondant à un champ appliqué selon l'axe x sur la figure IV.8. Afin de comparer cette configuration à celle présentée dans le paragraphe précédent, nous présentons sur la figure IV.16 et IV.17 le signal mesuré à 9 GHz et la résistance DC du film respectivement.

¹⁹ La légère augmentation de l'amplitude du pic secondaire avec la valeur du champ de résonance peut être comprise par l'efficacité grandissante du champ de pompage au fur et à mesure que la couche de CoFe s'oriente dans la direction de la couche libre.

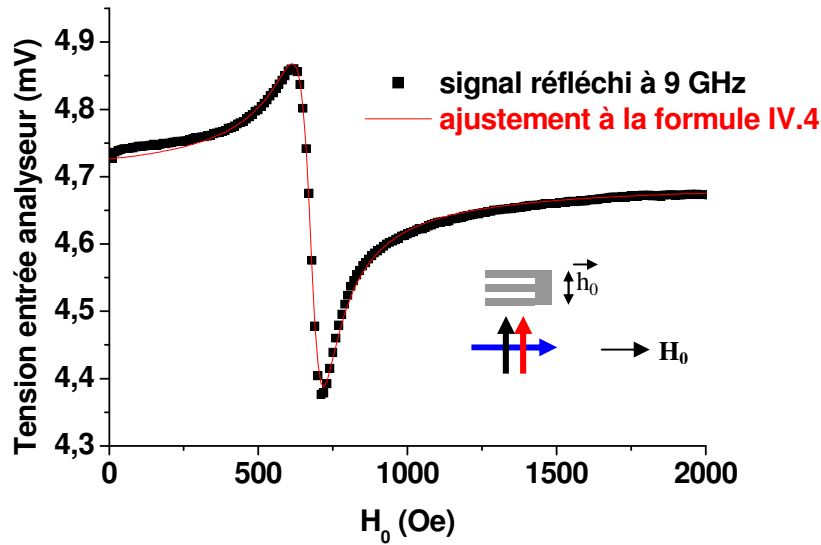


Figure IV.16 : Signal réfléchi à l'entrée de l'antenne pour une fréquence du courant de 9 GHz (noir). La courbe rouge est un ajustement à la formule IV.4 avec comme paramètres $\varphi=89^\circ$, $H_R = 680$ Oe et $\Delta H = 99$ Oe.

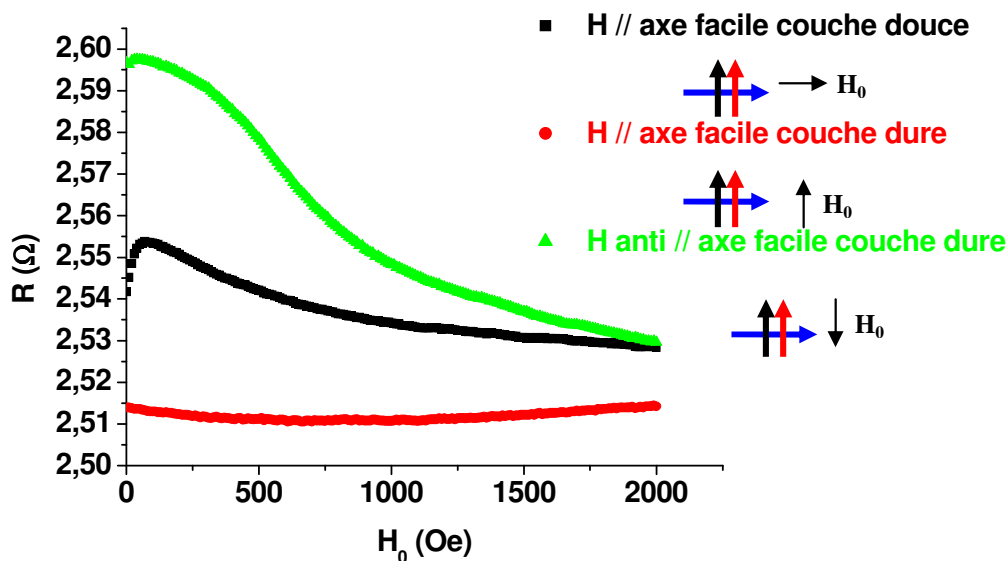


Figure IV.17 : Résistance DC d'une vanne de spin en configuration croisée dont le champ est appliqué parallèlement à la direction de facile aimantation de la couche douce (noir), parallèlement à l'axe facile de la couche dure (rouge) et antiparallèlement à l'axe facile de la couche dure (vert).

La mesure de la résistance statique nous montre que le couplage entre les deux couches de CoFe de la couche dure est ferromagnétique. La croissance du signal résistif jusqu'à 90 Oe lorsque le champ extérieur est appliqué dans la direction de facile aimantation de la couche douce nous montre en outre que le champ appliqué n'est pas parfaitement aligné à 90° de la direction de facile aimantation de la couche bloquée.

Dans la gamme de champ où apparaît la résonance à 9 GHz, les aimantations des couches douces et bloquées sont pratiquement orientées parallèlement l'une à l'autre (courbe noire sur la figure IV.17) mais aucun pic de résonance supplémentaire n'est observé. Ceci semble prouver que le champ effectif interne à la couche de CoFe est encore suffisamment élevé pour empêcher sa précession dans la gamme de fréquence étudiée. Nous avons répété l'expérience jusqu'à 16 GHz sans observer de signal de type résonant ce qui nous laisse penser que dans cette configuration, seule la couche douce entre en résonance.

La figure IV.18 présente la fréquence de résonance de la couche douce en fonction du champ appliqué. Nous avons pu ajuster les points expérimentaux en utilisant l'équation IV.7 dans laquelle nous avons introduit un champ de couplage « artificiel » de -10 Oe^{20} .

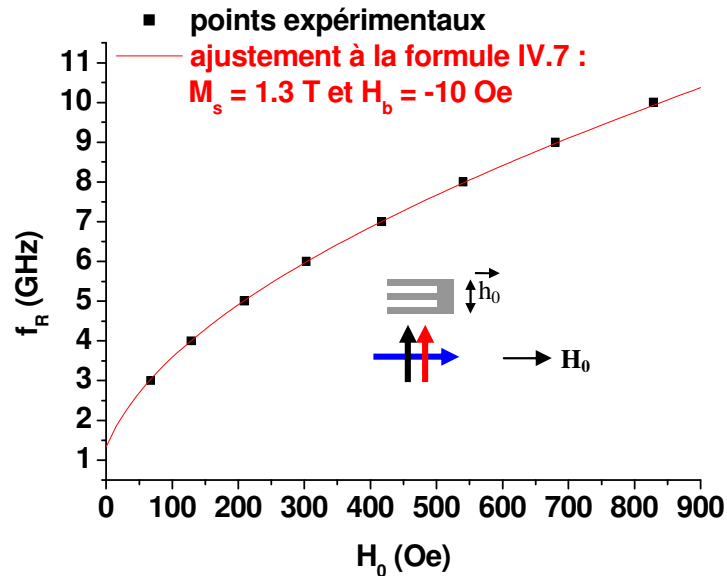


Figure IV.18 : fréquence de résonance d'une vanne de spin en configuration croisée pour un champ appliqué parallèlement à l'axe facile de la couche douce.

Enfin, nous avons comparé les largeurs de raies pour les deux types de vannes de spin après avoir soustrait la contribution due à l'inhomogénéité du champ de pompage (figure IV.19).

Nous observons tout d'abord que les largeurs de raies augmentent toutes à peu près linéairement comme nous pouvions l'attendre. Nous pouvons tout de même faire une remarque concernant la valeur de la largeur de raie dans la configuration croisée. Nous observons qu'elle présente dans cette configuration une valeur « intermédiaire » à la largeur de raie en configuration parallèle et antiparallèle jusqu'à 8 GHz (soit un champ de résonance d'environ 600 Oe). Pour des fréquences plus élevées, la largeur de raie en configuration croisée devient la plus importante.

Ce résultat est difficile à expliquer. En effet, pour les 3 configurations de mesure et pour les hautes fréquences ($\geq 10 \text{ GHz}$), la couche douce et la couche bloquée sont alignées parallèlement. Ainsi les contributions du champ de couplage et des diffusions des électrons à l'interface CoFe-cuivre-CoFe sont les mêmes. La seule différence réside dans leur orientation par rapport à la couche ancrée.

²⁰ Cette valeur fut également observée par la mesure en SQUID présentée dans le chapitre 1. Notons que dans cette configuration nous pouvions nous attendre à ce qu'il n'existe pas de couplage direct entre la couche douce et la couche dure.

Si l'on considère l'influence des champs dipolaires, nous aurions pu nous attendre à ce que la configuration présentant le taux de relaxation le plus élevé corresponde à une orientation parallèle ou antiparallèle de l'ensemble des couches. Si nous considérons maintenant les mécanismes de diffusions des électrons de conduction, nous nous serions attendus à ce que l'état de résistance le plus haut montre le taux de relaxation le plus élevée. Rien de cela n'est observé ici puisque la configuration croisée présente les largeurs de raie les plus élevées à hautes fréquence (c'est à dire à haut champ). Notons cependant que les deux types d'échantillons ne présentent pas le même taux de GMR (4% pour la configuration croisée contre 2% en parallèle).

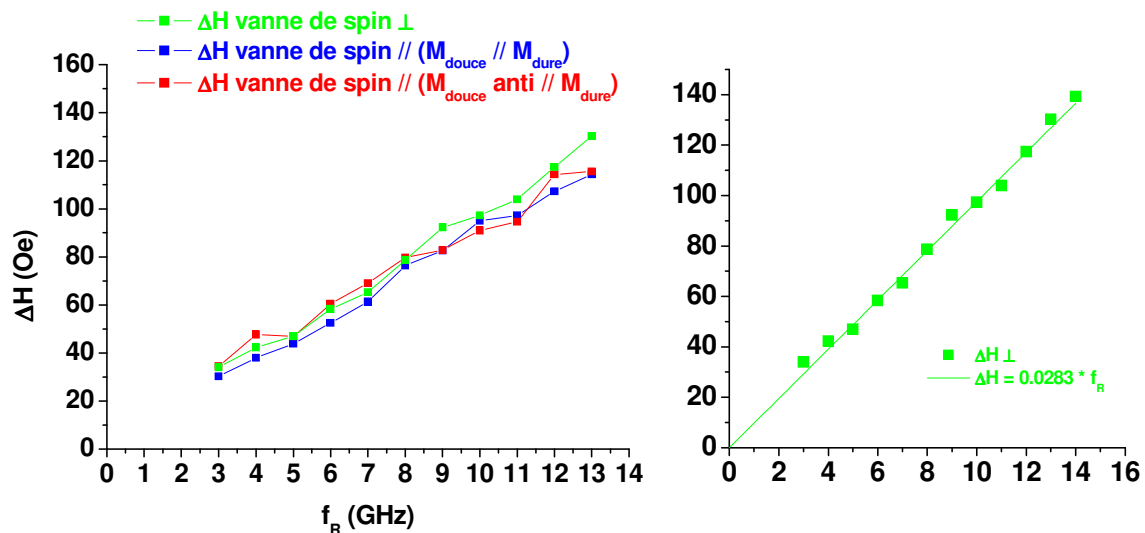


Figure IV.19 : largeur de raie pour les deux types de vanne de spins étudiés. En vert et à droite est représentée la largeur de raie de la vanne de spin en configuration croisée, en bleu celle de la vanne de spin en configuration parallèle avec les aimantations des deux couches alignées parallèlement et enfin en rouge celle de la vanne de spin en configuration parallèle avec les aimantations des deux couches alignées antiparallèlement. Les points sur la figure de gauche sont reliés afin de faciliter la lecture. La droite sur la figure de droite correspond à l'ajustement linéaire des points expérimentaux avec un coefficient de relaxation de 0.0283.

IV.C Dynamique d'un capteur à vanne de spin sous forme de Yoke.

IV.C.1 Vanne de spin en configuration parallèle.

Nous allons maintenant présenter les résultats généraux de la dynamique d'un capteur sous la forme de Yoke de 100 μm de long et 5 μm de large dessiné à partir d'un film continu de vanne de spin en configuration parallèle. Le but de cette partie n'est pas de faire une étude détaillée de la dynamique de ce capteur mais d'en déduire le comportement général dans le cadre de notre approche de l'effet GMR dynamique pour laquelle nous souhaitons exciter la résonance uniforme de la couche douce du capteur.

Nous allons montrer que notre protocole expérimental présente une sensibilité suffisante pour étudier la dynamique d'un élément de taille micrométrique isolé ce qui ouvre des perspectives intéressantes pour l'avenir en termes d'étude des couplages naissant dans les réseaux de systèmes magnétiques.

Nous nous sommes placés dans la configuration magnétique la plus stable correspondant aux couches douces et bloquées alignées parallèlement et nous nous sommes uniquement intéressés à la configuration pour laquelle le champ de pompage est perpendiculaire à l'aimantation. La

longueur du Yoke est alignée sous l'âme centrale de l'antenne avec une précision de l'ordre du demi-micron. Nous considérerons que le champ de pompage est uniforme sur toute la longueur du barreau du Yoke.

Les fréquences de résonance du mode uniforme de la couche douce en fonction du champ extérieur sont présentées sur la figure IV.20.

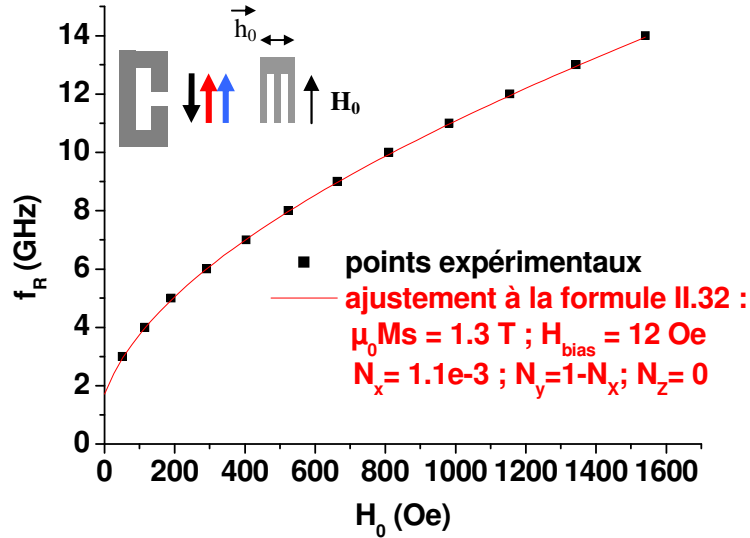


Figure IV.20 : Fréquence de résonance du mode uniforme de la couche douce d'un Yoke en configuration parallèle de 100 μm de long et 5 μm de large en fonction du champ appliqué.

Nous avons ajusté les points expérimentaux à la formule II.32 pour la résonance uniforme d'un ellipsoïde. Nous avons considéré que le champ d'anisotropie cristalline est de 5 Oe et le champ de couplage entre la couche douce et dure est de 12 Oe. Les coefficients démagnétisants N_x et N_z sont déterminés par le meilleur ajustement. Nous trouvons expérimentalement $N_{dx} = 1.1e-3$ et $N_{dz} \approx 0$. Cette dernière valeur s'explique non seulement par le fait que la longueur du barreau est plus grande d'au moins un facteur 20 par rapport aux autres dimensions mais également de par la forme particulière en Yoke permettant de créer des domaines de fermeture à l'intersection des bras et du barreau. La valeur de N_{dx} est en bon accord avec la valeur du champ dipolaire que l'on peut calculer pour un parallélépipède d'épaisseur t et de largeur w :

$$H_d(x) = -\frac{M_S}{\pi} \left(\arctan \frac{t}{w+2x} + \arctan \frac{t}{w-2x} \right) \quad (IV.11)$$

où x est la position latérale dans le barreau. Ce calcul nous donne $N_{dx} \approx 7e-4$ au centre du barreau et $1/2$ sur les bords.

Nous observons donc que la dynamique de cette structure est très bien décrite avec un modèle simple ce qui facilitera nos interprétations lorsque nous étudierons l'effet GMR en condition de résonance.

Nous avons comparé la largeur de raie pour le Yoke à celle mesurée pour un film continu dans la même configuration (figure IV.21). Pour le film, nous retirons la contribution extrinsèque due à l'antenne. Pour la structure en forme de Yoke, le pompage étant uniforme, il n'existe pas d'élargissement extrinsèque lié à la non uniformité du champ de pompage.

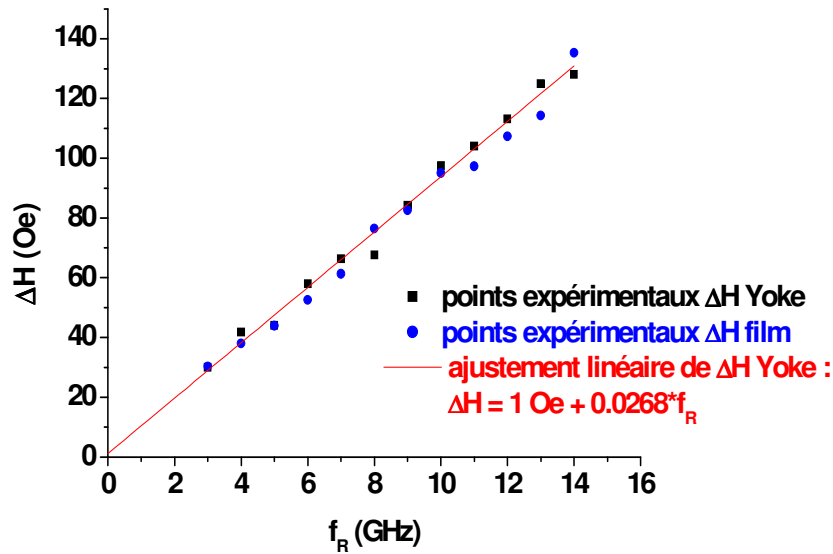


Figure IV.21 : Comparaison des largeurs de raie en champ pour un Yoke de $100 \times 5 \mu\text{m}^2$ (noir) et le film (bleu) présentée en IV.b.1.c. Les aimantations des couches bloquées et douces sont parallèles et le champ est appliqué dans la direction de facile aimantation de la couche douce. En rouge est présenté l'ajustement linéaire de la largeur de raie pour le Yoke.

Nous observons une très forte similitude entre les valeurs de la largeur de raie pour un Yoke et pour le film. Les coefficients de relaxation sont équivalents (0.0268 pour le Yoke et 0.0263 pour le film). Le décalage de 1 Oe permet un meilleur ajustement mais n'est pas significatif car la précision de nos mesures est de 4-5 Oe.

Nous aurions pu nous attendre à ce que la relaxation dans le capteur soit plus importante que dans le film en raison des tailles latérales finies. En effet, les longueurs d'ondes mises en jeu ici sont largement supérieures aux dimensions du capteur et nous aurions pu penser que les effets de rugosité sur les bords soient une source de relaxation supplémentaire.

IV.C.2 Vanne de spin en configuration croisée.

La configuration de mesure est celle présentée sur la figure IV.22. L'axe de l'antenne est aligné avec la direction de facile aimantation de la couche douce. Les dimensions du capteur sont de $70 \mu\text{m}$ pour la longueur et $5 \mu\text{m}$ pour la largeur.

Le problème de la dynamique dans cette structure est plus complexe que dans le cas précédent. En effet, en raison de la largeur micrométrique du capteur, la couche dure est susceptible de rayonner un champ dipolaire (dans la direction $-y$ sur la figure IV.8) de l'ordre de quelques Oe sur la couche douce pouvant conduire à une légère rotation de l'aimantation de la couche douce, surtout au cœur du barreau. Cependant, nous considérerons en première approximation que l'aimantation reste uniforme dans la longueur du barreau. De plus, au fur et à mesure que la valeur du champ appliquée augmentera, l'aimantation de la couche dure s'alignera dans la direction de la couche douce impliquant un changement du champ effectif interne de cette dernière.

Nous avons mesuré les valeurs de la fréquence de résonance du mode uniforme de la couche douce pour un champ appliqué parallèlement à l'axe de facile aimantation de la couche douce. Les résultats sont présentés sur la figure IV.22.

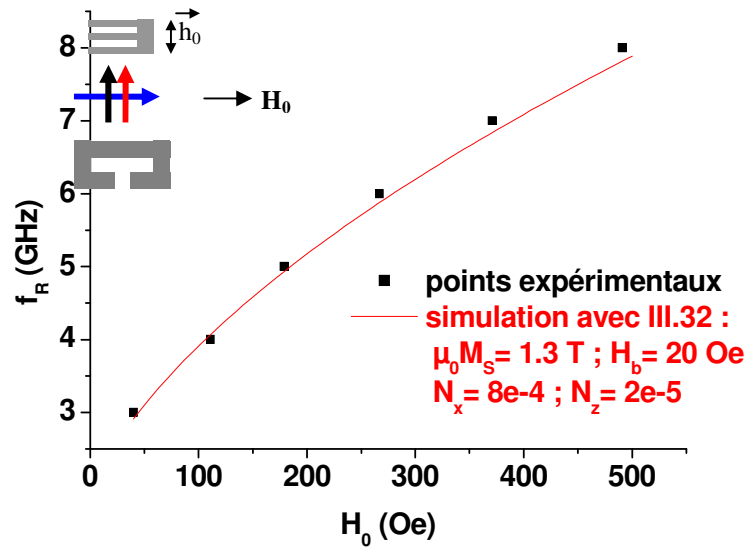


Figure IV.22 : Fréquence de résonance du mode uniforme pour une vanne de spin sous forme de Yoke en configuration perpendiculaire. Le champ est appliqué dans la direction de facile aimantation de la couche douce. La courbe rouge correspond à une simulation de la fréquence de résonance à partir des paramètres obtenus précédemment et ajustée de manière à modéliser les deux premiers points expérimentaux.

A bas champ, nous avons un bon accord entre les points expérimentaux et le modèle de résonance uniforme d'un ellipsoïde avec des paramètres constants, proches de ce que l'on pouvait attendre (paramètres donnés sur la figure IV.22). Cependant, pour des champs supérieurs à 250 Oe l'accord est moins bon. Ceci peut s'expliquer par la rotation de l'aimantation de la couche bloquée en direction de la couche douce augmentant ainsi la valeur du champ de couplage entre les couches et la valeur des fréquences de résonance mesurées.

La figure IV.23 présente l'évolution de la largeur de raie mesurée en fonction de la fréquence de résonance.

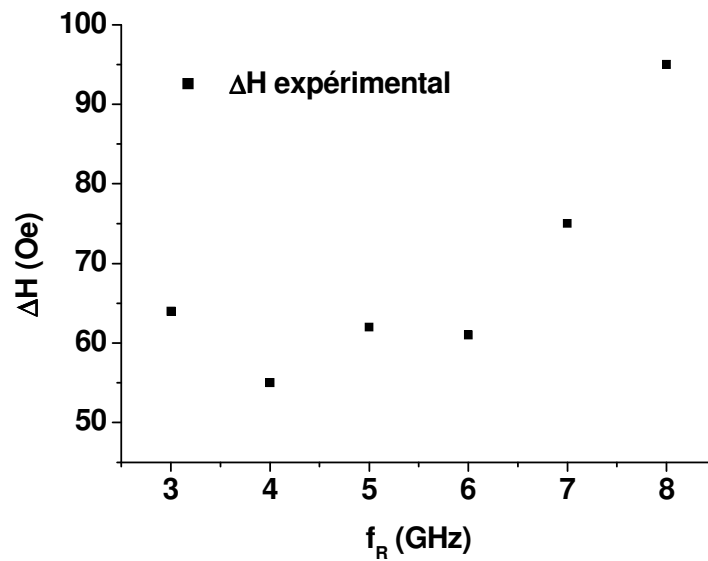


Figure IV.23 : largeur de raie pour le mode uniforme de précession de la couche douce d'une vanne de spin sous forme de Yoke en configuration croisée.

Cette étude confirme l'hypothèse d'une non uniformité du champ interne dans la couche libre du capteur. En effet, la largeur de raie est à peu près constante jusqu'à 6 GHz pour augmenter à nouveau pour des fréquences plus élevées correspondant à un alignement des deux couches.

IV.D Conclusion.

Les conclusions que nous tirons de cette étude sont les suivantes :

- nous avons tout d'abord démontré les très bonnes performances de nos micro-antennes pour l'étude de systèmes micrométriques. Il est intéressant de noter que la sensibilité de cette technique peut être améliorée par le choix du « design » des antennes. Par exemple, des antennes en forme de serpentins permettraient de beaucoup mieux définir le vecteur d'onde d'excitation et donc d'avoir un meilleur contrôle du type d'onde excitée et de diminuer la contribution due à l'inhomogénéité du champ de pompage dans les mécanismes de relaxation.
- nous avons montré que dans un système de type vanne de spins, les micro antennes excitent en premier lieu la résonance de la couche douce. Les lois de variation de la fréquence de résonance en fonction de l'orientation et de la valeur du champ extérieur sont décrites par les lois magnétostatiques dans le cas où les configurations magnétiques statiques des couches sont stables (figure IV.8.a). Nous avons montré que le couplage statique était prédominant dans la valeur de la fréquence de résonance de la couche douce. Nous avons par ailleurs démontré que la mesure de la résonance ferromagnétique pouvait être utilisée comme un outil extrêmement performant pour déterminer ce couplage.
- nous avons mis en évidence un mode de précession autre que le mode uniforme de la couche douce dans les vannes de spins en configuration parallèle pour un champ appliqué dans la direction opposée à l'axe de facile aimantation de la couche bloquée. Nous avons montré

que ce mode est relié au changement de champ interne dans la couche bloquée qu'il apparaît pour des fréquences de l'ordre de 9 GHz. Nous n'avons pas été en mesure de déterminer la nature exacte de ce mode de précession, à savoir un mode couplé avec la couche douce ou bien un mode propre de la couche de CoFe par la simple étude de l'amplitude du signal ou de sa position en fréquence. Nous pensons qu'une étude fréquentielle pour différentes valeurs et direction constantes du champ extérieur permettrait de mieux cerner la gamme de fréquence et la configuration magnétique statique requise pour exciter ce mode supplémentaire. Le point important à retenir pour la suite est que la couche dure présente une susceptibilité non nulle, globalement faible et dépendante de l'orientation des couches.

- dans le cas d'un capteur micrométrique en configuration parallèle, nous avons déterminé les conditions d'excitation du mode uniforme de précession de la couche douce. La fréquence de résonance répond au formalisme de Kittel que nous avons exposé au chapitre II. En revanche, pour un capteur en configuration croisée, nous n'avons pu déterminer une loi générale reliant la fréquence de résonance à l'amplitude du champ extérieur en raison de la modification du champ interne de la couche douce lors du retournement de la couche dure.
- nous avons montré que le caractère multicouche des vannes de spins était la source d'une relaxation globalement plus importante que dans le cas d'une bicouche de Py/CoFe en « sandwich » entre deux couches de tantale. Nous expliquons ce fait par l'influence combinée des couplages dipolaires présents dans la multicouche, de la nature différente des interfaces et des diffusions électroniques sur les mécanismes de relaxation. Cependant l'influence respective de chacun des mécanismes n'a pu être quantifié à partir de nos mesures. Nous pensons qu'une étude du taux de relaxation ferromagnétique en fonction de l'épaisseur de la couche de cuivre permettrait de mieux comprendre ces phénomènes (l'effet GMR étant très dépendant de l'épaisseur de la couche non magnétique, une faible variation de l'épaisseur de cuivre permettrait de changer le pourcentage d'effet GMR sans modifier les couplages dipolaires qui sont à longues portées).
- Nous avons également montré que dans le cas d'une vanne de spin en configuration croisée, la réduction des tailles latérales pouvait être la source d'une relaxation supplémentaire par rapport au film continu en raison du champ dipolaire rayonnée par la couche dure sur la couche douce.

V

Corrélations entre propriétés de transport et dynamique de l'aimantation

Dans cette partie, nous allons nous intéresser au comportement de l'effet GMR lorsque le magnétisme du système est excité dans une très large gamme de fréquence allant de la centaine de mégahertz au gigahertz et lorsqu'un courant de fréquence variable circule dans le système. C'est ce que nous appellerons l'effet GMR dynamique. L'une des principales difficultés rencontrée dans cette étude est de distinguer l'effet GMR des autres effets pouvant intervenir dans la mesure (ex : apparition de courant de Foucault, couplage inductif entre contacts électriques etc...) et modifier la réponse électrique du capteur. Nous avons pour cela développé une technique permettant d'exclure un grand nombre de phénomènes parasites intervenant dans les mesures fréquentielles. Elle repose sur le fait que l'effet GMR est une propriété intrinsèquement non linéaire du système. Ainsi, comme nous le verrons dans la suite, nous isolons l'effet GMR en utilisant une technique de démodulation basée sur un mélange de fréquence « in situ » dans la vanne de spin.

Avant cela, nous allons tout d'abord « justifier » cette étude en faisant un bref état de l'art concernant les études hyper fréquences sur les multicouches magnétiques ou sur les vanes de spin.

Depuis moins d'une dizaine d'année, les interactions entre les propriétés magnétiques et électriques dans ces systèmes sont étudiées au travers les mécanismes de transfert de spin qui ont été prédits par Berger et Slonckewski en 1996 mais dont l'origine remonte aux années 70 avec les premiers travaux portant sur la résonance électronique dans les systèmes multicouches ^[Sils 79]. Par exemple, il a été démontré théoriquement et expérimentalement qu'un courant continu d'intensité suffisante traversant perpendiculairement une vanne de spin pouvait induire la précession de la couche libre et même en retourner l'aimantation. Ce mécanisme est basé sur le transfert du moment magnétique de spin des électrons de conduction vers l'aimantation du métal ferromagnétique. Lorsqu'un électron de conduction arrivant à l'interface avec un métal ferromagnétique présente une direction du moment de spin différente de la direction de l'aimantation dans la couche ferromagnétique, il y a un transfert du moment magnétique de spin des électrons de conduction vers l'aimantation locale afin de rééquilibrer les populations de spins up et down dans le métal. Ce moment cédé agit tel un couple sur l'aimantation du système dont le signe est opposé au couple de relaxation « naturel » introduit dans l'équation LLG. Ainsi, pour des densités de courant suffisamment fortes, le couple supplémentaire excède la relaxation intrinsèque du système et permet de retourner l'aimantation. Nombre de ces études ont fleuries au début des années 2000 en raison de l'impact industriel que présente ces résultats (le retournement des couches magnétiques sans impulsion de champ reste un des enjeux majeurs de la technologie de l'information aujourd'hui). Cependant, l'effet GMR n'est ici utilisé qu'en tant que « sonde » de la dynamique du système et ses propriétés fréquentielles ne sont pas étudiées directement.

Les corrélations entre propriétés magnétiques dynamiques et propriétés résistives ont également été traitées dans le cas du pompage de spin que nous avons discuté dans le chapitre III. Ce phénomène, qui est en quelque sorte le pendant de celui présenté dans le paragraphe précédent, s'explique par le rééquilibrage des populations de spin induites dans un métal normal en contact avec un métal ferromagnétique dont l'aimantation « résonne » (la description quantique du phénomène de résonance correspondant à la relaxation d'une quantité $\gamma\hbar$ cédé aux électrons de conduction du système).

Au milieu des années 90, une attention particulière a été portée sur l'absorption d'ondes électromagnétiques par des multicouches magnétiques séparées par des métaux normaux. Citons les travaux d'Ustinov ^[Ust 97] ^[Ust 03]. Dans ces travaux, ils démontrent la corrélation directe entre l'absorption électromagnétique d'un système multicouche Fe/Cr et sa

^[Sils 79] R.H. Silsbee, A. Janossy, and P. Monod, *Physical Review B*, 19, 4382, **1979**.

^[Ust 97] V.V Ustinov, *J. Magn. Magn. Mater.*, 165, 125, **1997**.

^[Ust 03] V.V Ustinov, *J. Magn. Magn. Mater.*, 254, 603, **2003**.

conductivité moyenne. Il est montré que l'absorption électromagnétique dépend de la répartition des courants de Foucault dans la structure qui sont eux mêmes reliés à la conductivité du système et donc à l'effet GMR. Dans ces travaux, l'effet GMR est encore une fois considéré comme « constant » sur une large gamme de fréquence et est utilisé pour expliquer les spectres d'absorption.

A notre connaissance, assez peu d'études traitent à proprement parler du problème de l'effet GMR dans le régime hyperfréquence. Citons l'article de T. Rausch et al. ^[Rau 99] qui porte sur une étude « directe » du signal réfléchi par une vanne de spin sous l'influence d'une onde électromagnétique créée par une demie boucle de courant dans le domaine DC-5,5 Ghz. Dans cette étude, seule la partie résistive du signal réfléchi est étudiée. Ils ont montré qu'avec ce protocole expérimental, la décroissance apparente du rapport $\Delta R/R$ à partir de 3,5 Ghz était en parfait accord avec les pertes radiatives supplémentaires que présentait leur boucle d'excitation. Leur conclusion fut donc que l'effet GMR ne présentait aucune variation dans cette gamme de fréquence.

Enfin, nous citerons l'article de Azvedo et al. ^[Azv 05] qui ont démontré l'apparition d'une tension DC dans le plan d'une vanne de spin (config CIP) dont la couche douce entre en résonance. Ils émettent, dans cet article, une hypothèse basée sur les mécanismes de rééquilibrage de potentiel chimique aux différentes interfaces pour expliquer leur résultat, ce qui fut prédit par Berger dans le cas d'un transport en configuration CPP mais pas CIP. Nous verrons à la fin de ce chapitre que nous obtenons le même type de résultat expérimental et nous verrons comment notre modèle de l'effet GMR dynamique permet de l'expliquer.

Nous nous sommes intéressés à cette thématique en raison des nombreuses questions que soulèvent les problèmes de corrélations entre aimantation et conduction électrique dans le domaine hyperfréquence. Comme nous l'avons dit précédemment, il a été montré à de très nombreuses reprises que l'excitation résonante d'un métal ferromagnétique était le siège d'un léger rééquilibrage des populations de spins up et down dans la structure, et d'un couplage direct des deux effets. Puisque l'effet GMR est une conséquence directe de ce déséquilibre des populations de spins, nous pourrions nous attendre à ce que les effets de résonance modifient l'effet GMR.

De plus, le comportement intrinsèque d'une vanne de spin soumise à une tension hyperfréquence semble à nos yeux un problème encore peu étudié. La question qui se pose derrière cette expérience est celle du « temps de couplage » entre les électrons de conduction et l'aimantation locale. L'effet GMR statique répond à un formalisme de champ moyen dans le sens où l'on considère que le spin des électrons de conduction est constamment aligné avec l'aimantation locale. La question que nous posons est de savoir si cette approche est toujours valable lorsque les électrons sont soumis à des vitesses de dérive dans le domaine hyperfréquence. En considérant l'article de Berger ^[Ber 96], nous pouvons nous attendre à ce que cette hypothèse soit juste. En effet, par le couplage s-d, les électrons de conduction sont soumis au champ local d'échange dont l'amplitude est de plusieurs dizaines de teslas. Ceci se traduit par un alignement extrêmement rapide du spin des électrons vers la direction de l'aimantation locale comme l'ont démontré les mesures de résistance de parois de domaines magnétiques ^[Vir 96].

^[Rau 99] ^[Rau 99] T. Rausch, T. Szczurek, M. Schlesinger, *Journal of Applied Physics.*, 85, 314, **1999**.

^[Azv 05] A. Azvedo et al., *Journal of Applied Physics*, 97, 10C715, **2005**.

^[Ber 96] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).

^[Vir 96] M. Viret et al., *Phys. Rev. B* **53**, 8464, **1996**.

V.A Principe de la mesure en démodulation.

La technique de démodulation consiste à utiliser les propriétés de non linéarité de l'effet GMR. En considérant l'expression phénoménologique de la GMR (équation I.18), la loi d'Ohm appliquée à la vanne de spin s'écrit pour une mesure 2 points :

$$V = \left(R_0 + \frac{\Delta R_{\text{GMR}} \times \vec{M}_F \cdot \vec{M}_H}{2 \|\vec{M}_F\| \times \|\vec{M}_H\|} \right) \times I_{\text{GMR}} \quad (\text{V.1})$$

avec V : tension aux bornes de la vanne de spin

R_0 : résistance de la vanne de spin dans l'état parallèle = $(R_p + R_{ap})/2$

ΔR_{GMR} : différence de résistivité entre l'état parallèle et antiparallèle = $R_p - R_{ap}$

\vec{M}_{FL} : vecteur aimantation de la couche libre

\vec{M}_{HL} : vecteur aimantation de la couche dure

I_{GMR} : amplitude du courant traversant la vanne de spin

Cette équation, comme nous l'avons vu dans le chapitre I, décrit le comportement statique d'un système de type vanne de spin. La partie résistive correspondant à l'effet GMR est écrite sous la forme du produit scalaire entre les vecteurs aimantations des couches dure et douce multiplié par la différence entre les valeurs des résistances dans l'état parallèle et antiparallèle. La première question à laquelle nous cherchons à répondre est de savoir si cette équation décrit également le comportement en fréquence de la vanne de spin ce qui permettrait d'étudier la partie magnétorésistive de l'équation V.1 dans le régime dynamique.

En utilisant la propriété de dépendance angulaire de l'effet GMR combinée à la présence d'un courant alternatif circulant dans la structure, il devient possible d'isoler l'effet GMR des autres contributions résistives. Considérons que l'une des couches magnétiques « oscille » à la fréquence ω_h , sous l'influence d'un champ magnétique périodique, autour d'une direction fixée par la direction d'un champ magnétique statique (figure V.1). Nous utiliserons pour cela la technique spectroscopique présentée dans le chapitre IV. Ainsi, l'angle entre la couche douce et la couche dure va lui aussi osciller à cette fréquence. De plus, considérons que le courant circulant dans la vanne de spin ait la fréquence ω_{GMR} . L'équation V.1 se réécrit dans ce cas :

$$V(t) = \left(R_0 + \frac{\Delta R_{\text{GMR}} \times \vec{M}_F \cdot \vec{M}_H}{2 \|\vec{M}_F\| \times \|\vec{M}_H\|} \right) \times (I_{\text{GMR}} \cdot \cos(\omega_{\text{GMR}} \cdot t + \varphi_{\text{GMR}}) + I_{\text{rf}} \cdot \cos(\omega_h \cdot t)) + V_{\text{coil}}(\omega_h) \quad (\text{V.2})$$

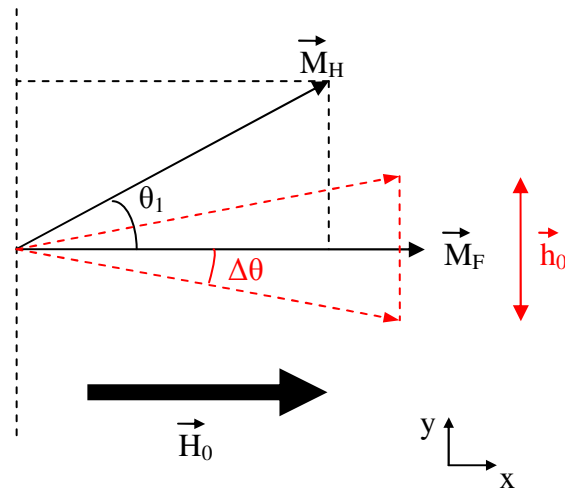


Figure V.1 : orientations des vecteurs aimantations des couches douces (\vec{M}_F) et dures (\vec{M}_H) en présence du champ de pompage h_0 et du champ statique appliqué H_{ext} .

Par la suite, nous considèrerons que le champ statique que nous appliquons est toujours dirigé dans la direction du barreau du yoke.

Explicitons les différents termes de l'équation V.2 :

- **contributions résistives** : le premier terme R_0 est la résistance moyenne de la vanne de spin. Il est défini comme la demi somme de la résistance en configuration parallèle et antiparallèle. Développons maintenant la partie attenante à l'effet GMR. Nous avons montré dans le chapitre IV que sous l'influence d'un champ de pompage, le régime de précession ne s'installe d'abord que dans la couche douce du capteur. Les composantes des vecteurs aimantation s'écrivent dans le cas le plus général ou les deux couches présentent un alignement arbitraire :

$$\vec{M}_F = \begin{pmatrix} M_{SF} \cos(\Delta\theta) \\ M_{SF} \sin(\Delta\theta) = \chi \cdot h_0 \cdot \cos(\omega_h \cdot t) \end{pmatrix} ; \quad \vec{M}_H = \begin{pmatrix} M_{SH} \cos(\theta_1) \\ M_{SH} \sin(\theta_1) \end{pmatrix} \quad (V.3)$$

où θ_1 et $\Delta\theta$ sont donnés sur la figure V.1, et h_0 est l'amplitude du champ de pompage effectif. M_{SF} et M_{SH} sont les valeurs respectives des aimantations des couches douce et dure dans la direction d'équilibre. Nous les prendrons égales aux valeurs des aimantations à saturation.

Lorsque nous développons la partie due à l'effet GMR, la première partie du produit scalaire s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned}
 M_{F_x} \cdot M_{H_x} &= M_{SF} \cdot M_{SH} \cdot \cos(\Delta\theta) \cdot \cos(\theta_1) \\
 &= M_{SF} \cdot M_{SH} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\chi \cdot h_0 \cdot \cos(\omega_h \cdot t)}{M_{SF}} \right)^2} \cdot \cos(\theta_1) \\
 &\approx M_{SF} \cdot M_{SH} \cdot \left(1 - \left(\frac{(\chi \cdot h_0 \cdot \cos(\omega_h \cdot t))^2}{2M_{SF}^2} \right) \right) \cdot \cos(\theta_1) \\
 &\approx M_{SF} \cdot M_{SH} \cdot \left(1 - \left(\frac{\chi^2 \cdot h_0^2 \cdot \left(\frac{1 + \cos(2\omega_h \cdot t)}{2} \right)}{2M_{SF}^2} \right) \right) \cdot \cos(\theta_1) \\
 M_{F_x} \cdot M_{H_x} &= M_{SF} \cdot M_{SH} \cdot \cos(\theta_1) \cdot \left(1 - \frac{\chi^2 \cdot h_0^2}{4M_{SF}^2} - \frac{\chi^2 \cdot h_0^2 \cdot \cos(2\omega_h \cdot t)}{4M_{SF}^2} \right) \quad (V.4)
 \end{aligned}$$

Cette équation est valable dans le cas d'oscillations de faible amplitude, c'est-à-dire dans le régime linéaire de précession, ce qui permet de développer la racine carrée au premier ordre.

La deuxième partie du produit scalaire s'écrit :

$$M_{F_y} \cdot M_{H_y} = M_{SH} \cdot \sin(\theta_1) \cdot \chi \cdot h_0 \cdot \cos(\omega_h \cdot t) \quad (V.5)$$

Ainsi la partie relative à l'effet GMR s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \Delta R_{GMR} &\cdot \left[\frac{\cos(\theta_1)}{2} \cdot \left(1 - \frac{\chi^2 \cdot h_0^2}{4M_{SF}^2} - \frac{\chi^2 \cdot h_0^2 \cdot \cos(2\omega_h \cdot t)}{4M_{SF}^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\sin(\theta_1) \cdot \chi \cdot h_0 \cdot \cos(\omega_h \cdot t)}{2M_{SF}} \right] \quad (V.6)
 \end{aligned}$$

- **contributions au courant total** : la première contribution, appelée I_{GMR} , provient du courant que nous injectons directement dans le système en appliquant une tension alternative à ses bornes. La seconde, appelée I_{rf} , est une contribution inductive provenant des courants induits dans le yoke par le champ de pompage. Le déphasage introduit dans l'expression du courant injecté dans la vanne de spin s'explique par le fait que la source hyperfréquence permettant de créer le champ de pompage et celle utilisée pour faire circuler le courant dans la vanne de spin sont indépendantes et présentent par conséquent des références de phase différentes.
- **Autres contributions** : le dernier terme de l'équation V.2 correspond au couplage inductif entre l'antenne et les contacts électriques utilisés pour mesurer la tension.

Lorsque nous développons l'expression V.2 en ne gardant que les termes dépendant à la fois de ω_h et ω_{GMR} , nous obtenons l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 V_{\text{GMR}}(t) = & \Delta R_{\text{GMR}} \cdot I_{\text{GMR}} \cdot \cos(\omega_{\text{GMR}} \cdot t + \varphi_{\text{GMR}}) \cdot \\
 & \left[\frac{\cos(\theta_1)}{2} \cdot \left(1 - \frac{\chi^2 \cdot h_0^2}{4M_{\text{SF}}^2} - \frac{\chi^2 \cdot h_0^2 \cdot \cos(2\omega_h \cdot t)}{4M_{\text{SF}}^2} \right) \right. \\
 & \left. + \frac{\sin(\theta_1) \cdot \chi \cdot h_0 \cdot \cos(\omega_h \cdot t)}{2M_{\text{SF}}} \right]
 \end{aligned} \quad (\text{V.7})$$

L'équation V.7 montre que dans le cas où les aimantations des couches douces et dures forment un angle non nul, il apparaît, en raison des différents produits entre cosinus, des signaux aux fréquences $(\omega_h \pm \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ et $(2\omega_h \pm \omega_{\text{GMR}})/2\pi$. Ces signaux « démodulés »²¹ contiennent toute l'information sur l'effet GMR car ils sont tous dépendants de ΔR . De plus, ils présentent des dépendances envers un grand nombre de paramètres, intrinsèques ou non, du système total (vanne de spin + micro antenne) tels que la susceptibilité magnétique dynamique de la couche douce ou bien encore les amplitudes des courants circulant dans la vanne de spin et dans la micro antenne.

Fondamentalement, l'information qui nous intéresse est celle portant sur ΔR_{GMR} (que nous noterons désormais simplement ΔR dans la suite de ce manuscrit). La mesure de $V_{\text{GMR}}(t)$, et plus précisément de ses composantes fréquentielles, permet d'étudier son comportement à la fois lorsqu'un courant haute fréquence circule dans la structure mais aussi lorsque la dynamique de l'aimantation du système est mise en jeu. L'avantage immédiat que nous pouvons tirer de cette technique est qu'il est possible dans ce cadre de n'étudier que l'effet GMR en s'affranchissant de tous les phénomènes parasites qui peuvent perturber la mesure tels que les variations de résistances induites par la présence des courants de Foucault ou bien encore les différents couplages de nature inductive²².

Le descriptif de l'expérience nous permettant de mesurer un tel signal a été présenté sur la figure III.13 pour une mesure de type « 4 pointes ». Nous pouvons modéliser sous une forme simple le schéma électrique de l'expérience à la fois pour l'excitation et pour la mesure du signal :

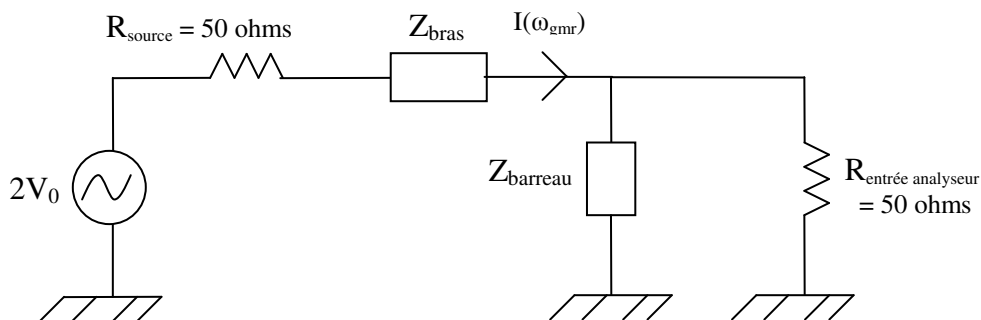


Figure V.2 : schéma électrique équivalent du courant circulant dans le barreau du Yoke en configuration « 4 pointes ». Les termes Z_{bras} et Z_{barreau} se réfèrent aux impédances du bras du Yoke et de la partie active du barreau respectivement.

²¹ La notion de démodulation se réfère au fait que nous mesurons un signal à une fréquence différente de celle de l'excitation.

²² Ces deux effets sont le facteur limitant à toute étude de l'effet GMR dynamique portée sur la mesure des signaux à la fréquence de l'excitation

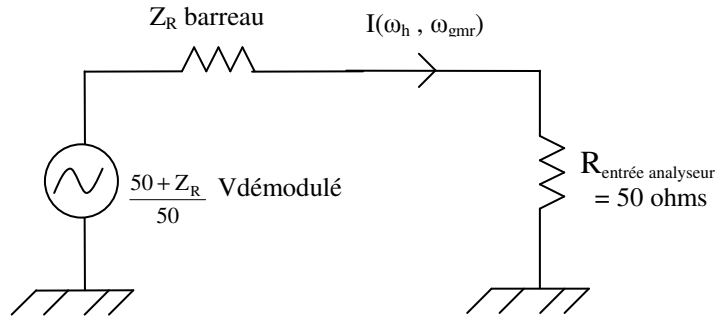


Figure V.3 : schéma électrique équivalent de la mesure du signal démodulé.

Sur le schéma V.2, la source hyperfréquence est modélisée par son équivalent en représentation de Thévenin. Elle est assimilée à une source parfaite de tension (= non bruyante) de valeur $2V_0$ en série avec une résistance de 50 ohms. L'amplitude de la tension fournie au système correspond à une puissance de 1 mW délivrée sur une charge 50 ohms. Le courant circulant dans la partie active du capteur sera dépendant des pertes liées aux différentes lignes de transmission (câbles hyperfréquences, picoprobes et guides d'ondes). De plus, l'impédance d'entrée de l'analyseur de spectre connectée en parallèle avec la partie active du capteur ne peut être négligée. Ainsi, $I(\omega_{gmr})$ dépendra de la fréquence de travail. Nous verrons dans le paragraphe V.D la méthode que nous avons employée pour évaluer l'amplitude de ce courant à partir des calibrations des pertes de chaque élément du système et de notre modélisation des lignes de transmission présentée dans le chapitre III.

Pour évaluer le signal mesuré, nous devons cette fois considérer que la vanne de spin se comporte comme une source de tension dont l'amplitude $V_{démodulé}$ est donnée par l'équation V.7 et l'impédance de sortie est la partie réelle de l'impédance complexe du barreau. Le signal mesuré à l'analyseur de spectre est alors égal à :

$$V_{\text{mesuré}} = 50 * I(\omega_h, \omega_{GMR}) = V_{\text{démodulé}} \quad (\text{V.8})$$

dans le cas où les pertes sont négligées. Là encore, une évaluation complète de ce courant nécessite la modélisation des lignes de transmission.

Dans un premier temps, si nous négligeons les différentes pertes du système, l'expression des tensions démodulées mesurées par l'analyseur peut être écrite sous la forme :

$$V_{GMR}(\omega_h \pm \omega_{GMR}) = \frac{|\sin(\theta_1)| \cdot |\Delta R| \cdot \|I_{GMR}(\omega_{GMR})\| \cdot \|h_0(\omega_h)\| \cdot \|\chi(\omega_h)\|}{4M_{SF}} \quad (\text{V.9})$$

$$V_{GMR}(2\omega_h \pm \omega_{GMR}) = \frac{|\cos(\theta_1)| \cdot |\Delta R| \cdot \|I_{GMR}(\omega_{GMR})\| \cdot \|h_0^2(\omega_h)\| \cdot \|\chi^2(\omega_h)\|}{16M_{SF}^2} \quad (\text{V.10})$$

où les notations $\| \cdot \|$ et $|| \cdot ||$ représentent respectivement la valeur absolue et le module de la valeur considérée et M_{SF} est la valeur de l'aimantation à saturation de la couche libre. Le déphasage entre le courant circulant dans la vanne de spin et la micro antenne ne joue ici plus aucun rôle. Notons que nous avons ajouté un facteur $\frac{1}{2}$ dans les équations V.9 et V.10 comparé à l'expression V.7 pour tenir compte du produit entre les cosinus.

L'expression V.2 est la plus simple que l'on puisse considérer car elle découle directement de l'expression de l'effet GMR statique. Cependant, dans le but de faire une étude la plus précise possible, il nous faut tout d'abord montrer la validité de cette approche et montrer que l'expression des signaux démodulés est représentative du comportement de la vanne de spin dans le régime dynamique. Pour cela, nous avons mesuré les composantes fréquentielles de signaux issus des deux types d'échantillons dont nous disposons (configuration parallèle et croisée à la rémanence) et ce pour différentes configurations de champ statique et dynamique et de courant. Ces résultats sont présentés dans la partie suivante ce qui nous permettra de conclure sur la validité de notre modèle.

V.B Validation du modèle de démodulation pour un échantillon à aimantations croisées.

Nous avons déjà étudié dans le chapitre IV la dynamique de la couche libre pour des vanes de spins en configuration croisées et parallèles. Nous allons d'abord vérifier que le signal électrique de ces systèmes présente le même comportement.

L'échantillon a une résistance dans l'état parallèle de 40 ohms et un effet GMR statique de 5%. La configuration de mesure est celle présentée sur la figure V.1. L'angle θ_1 est de l'ordre de 90° . Les mesures réalisées sur cet échantillon nous ont permis de vérifier l'accord sur le comportement global hors et à la résonance du signal électrique démodulé et de la susceptibilité dynamique de la couche douce, leurs amplitudes respectives en fonction du champ appliqué et enfin sur la largeur de raie en champ des 2 signaux.

V.B.1 Mesures hors résonance et à la résonance.

Dans cette expérience, nous avons mesuré l'amplitude du signal démodulé en fonction de la fréquence du champ de pompage et pour différentes valeurs du champ statique appliqué. La valeur de la fréquence du courant circulant dans le capteur ainsi que son amplitude sont gardées constantes tout au long de l'expérience. Le champ magnétique statique est appliqué dans la direction du barreau du capteur, c'est-à-dire dans la direction de facile aimantation de la couche libre. Le signal utile est obtenu par soustraction d'une ligne de base correspondant à la mesure du signal démodulé en présence d'un champ de 500 mT pour lequel nous considérons la valeur de la susceptibilité magnétique comme nulle et pour lequel le signal mesuré correspond au bruit à l'entrée de l'analyseur dans la bande de fréquence de mesure (ici 1 KHz). En effet, le signal mesuré à l'analyseur de spectre s'écrit dans le cas général :

$$V_{\text{mesuré}} = \sqrt{(V_{\text{GMR}} + \langle V_B \rangle)^2} = \sqrt{V_{\text{GMR}}^2 + \langle V_b \rangle^2} \quad (\text{V.11})$$

avec $\langle V_b \rangle = 2\sqrt{kTR\Delta f} + \langle V_{\text{ampli}} \rangle$. R correspond à l'association en parallèle de la résistance 50 ohms d'entrée de l'analyseur et de la résistance de partie active du capteur. $\langle V_{\text{ampli}} \rangle$ est le bruit induit par le pré-amplificateur d'entrée de l'analyseur. Le bruit étant d'origine thermique (bruit blanc), nous avons négligé les termes d'inter corrélations.

La figure V.4 présente la mesure de $V_{\text{GMR}}(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})$ pour une fréquence $\omega_{\text{GMR}}/2\pi$ égale à 2005 MHz. La puissance fournie à la micro antenne est de 1 mW (0 dbm) et de 0,1 mW (-10 dbm) pour la vanne de spin.

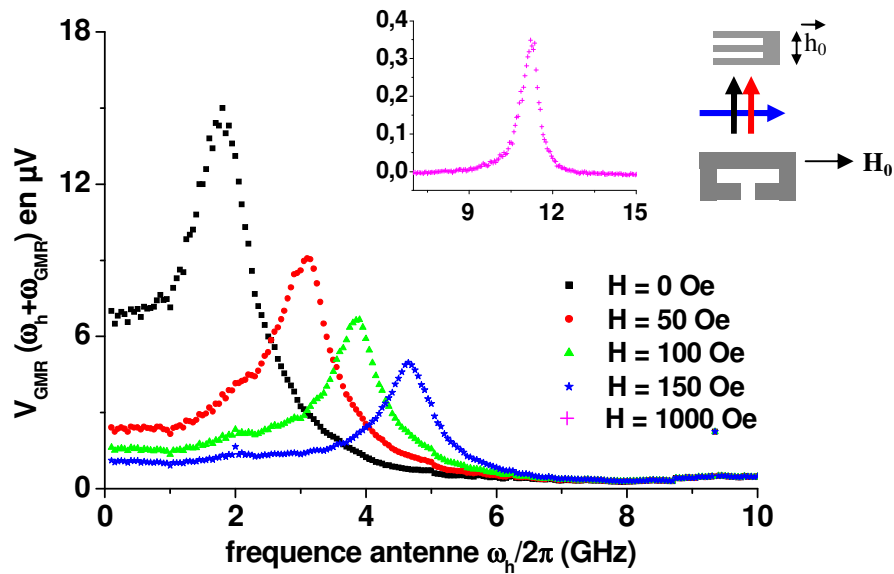


Figure V.4 : amplitude du signal démodulé à la fréquence $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ en fonction de la fréquence du champ de pompage pour différentes valeurs du champ magnétique extérieur (indiquées sur la figure). En insert est présenté l'amplitude du signal démodulé pour un champ extérieur de 1000 Oe. La fréquence du courant circulant dans la GMR est de 2005 MHz. Les puissances fournies à la micro antenne et au capteur sont de 1 mW et 0,1 mW respectivement.

Notons que le premier point de mesure est de 101 MHz pour la fréquence du champ de pompage et non zéro, ceci afin de permettre la démodulation. Cette mesure montre que le signal démodulé augmente pour des fréquences du champ de pompage égales aux fréquences de résonance du mode uniforme obtenues par la technique spectroscopique. Ceci traduit l'ouverture de l'angle d'oscillation de la couche douce à la résonance et l'accroissement de l'angle entre les couches douces et dures.

Nous vérifions également sur les figures V.5 et V.6 que l'amplitude maximale du signal décroît globalement comme $1/\omega_r$ (où $\omega_r/2\pi$ est la fréquence du champ de pompage au maximum d'amplitude) et que le signal à basses fréquences diminue comme $1/\omega_0$. Notons que nous avons pris en compte la décroissance de l'amplitude du champ de pompage en fonction de la fréquence pour ajuster ces courbes (voir partie V.3). Nous verrons plus loin que le désaccord entre le profil en $1/\omega_r$ et le maximum de signal à la fréquence de 1,8 GHz vient du fait qu'en champ nul nous ne travaillons pas dans le régime linéaire de précession.

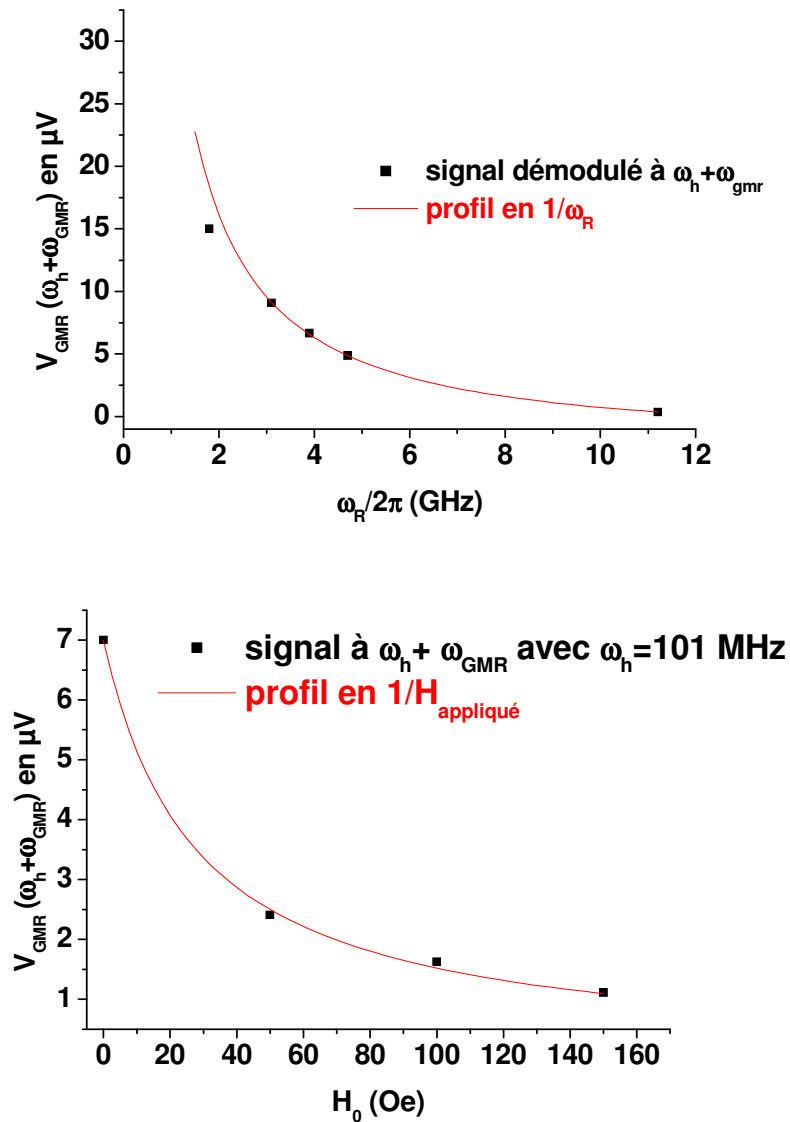


Figure V.5 et V.6 : amplitude maximale du signal démodulé à la fréquence $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ en fonction de la fréquence de résonance (en haut) et amplitude du signal démodulé pour une fréquence du champ de pompage de 101 MHz (en bas) en fonction de la valeur du champ appliqué. La fréquence du courant circulant dans la GMR est de 2005 MHz.

V.B.2 Accord des largeurs de raie.

Afin de mesurer la largeur de raie du signal démodulé, nous avons travaillé de la même manière qu'en spectroscopie (aucune ligne de base n'est soustraite de la mesure). Les fréquences des courants dans la vanne de spin et dans la micro antenne sont gardées constantes pendant le balayage de la valeur du champ magnétique appliqué. Les figures V.7 et V.8 présentent respectivement les mesures des signaux mesurés en démodulation et en réflexion sur la micro antenne pour une fréquence du champ de pompage de 5 GHz et un courant circulant dans la vanne de spin de 2005 MHz.

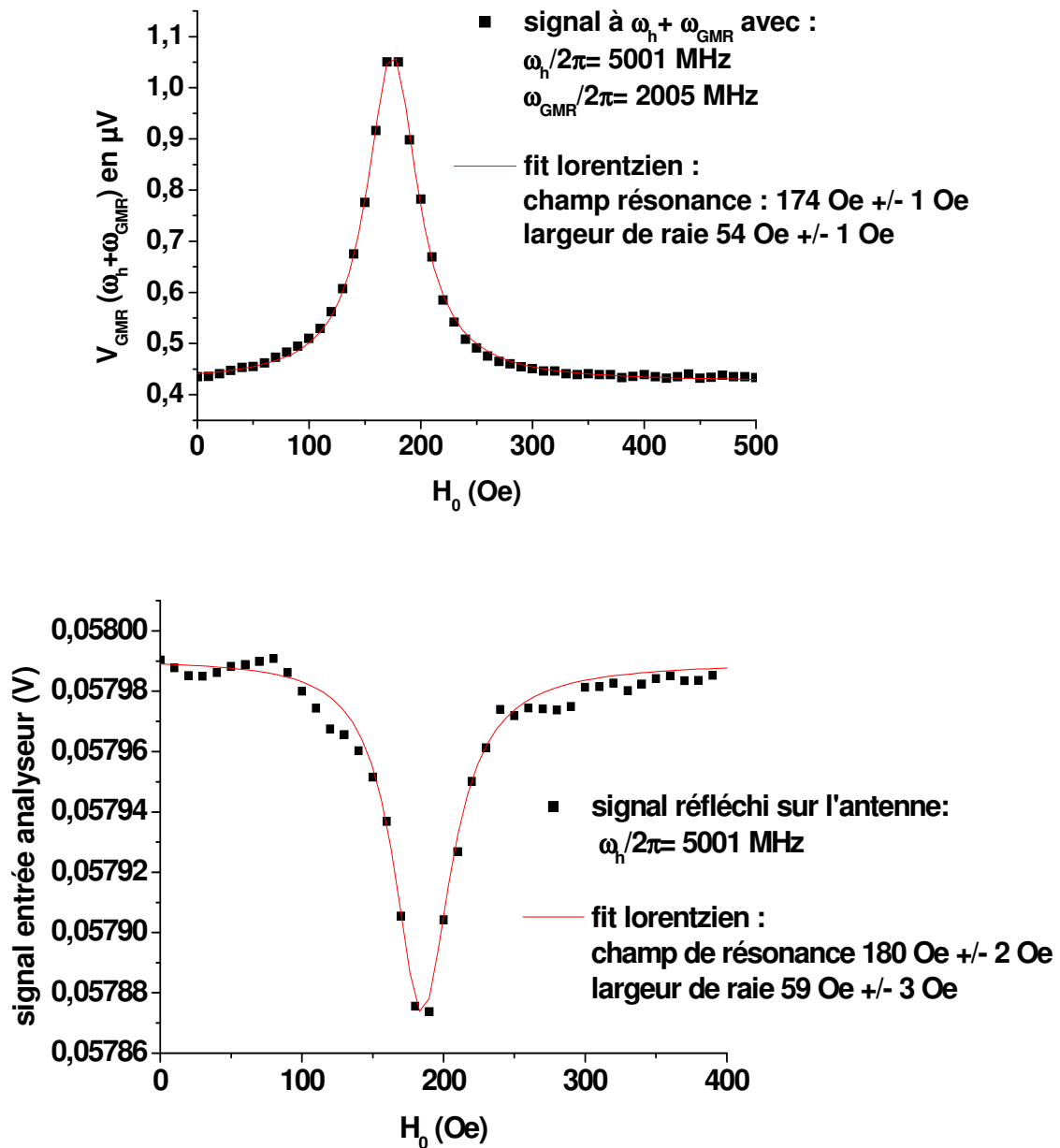


Figure V.7 et V.8 : amplitude du signal démodulé à la fréquence $(\omega_h + \omega_{GMR})/2\pi$ (en haut) et du signal réfléchi par la micro antenne (en bas). Les paramètres de mesures sont précisés sur les figures. Les puissances injectées sont de 1 mW sur l'antenne et 0,1 mW dans la vanne de spin.

Nous voyons que la largeur de raie en champ ainsi que la position des résonances des deux signaux présentent un accord acceptable. L'incertitude de mesure concerne plus particulièrement la mesure spectroscopique plus « bruitée » que la mesure en transport. Enfin, nous voyons que le signal en transport ne présente pas de déphasage apparent comme pour la mesure spectroscopique en raison du fait qu'aucun autre signal à la fréquence de démodulation ne vient se mélanger au signal de transport à l'entrée de l'analyseur²³.

²³ Le signal mesuré en transport est directement proportionnel à $|\chi|$ alors que le signal provenant de l'antenne est de la forme $|\chi' \sin \varphi + \chi' \cos \varphi|$.

V.B.3 Vérification de l'existence des différentes composantes fréquentielles.

L'équation V.9 montre que le signal démodulé doit présenter une symétrie dans l'espace fréquentiel, à savoir que les signaux à $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ et $(\omega_h - \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ doivent être équivalents. Pour vérifier ce fait, nous avons fixé les valeurs des fréquences du champ de pompage à 4651 MHz (= fréquence de résonance pour un champ statique de 150 Oe appliqué dans la direction du barreau du yoke) et à 2005 MHz pour le courant circulant dans la vanne de spin. Nous avons mesuré le signal entre 1 MHz et 10 GHz par pas de 1 Hz. Le résultat est présenté sur la figure V.9 :

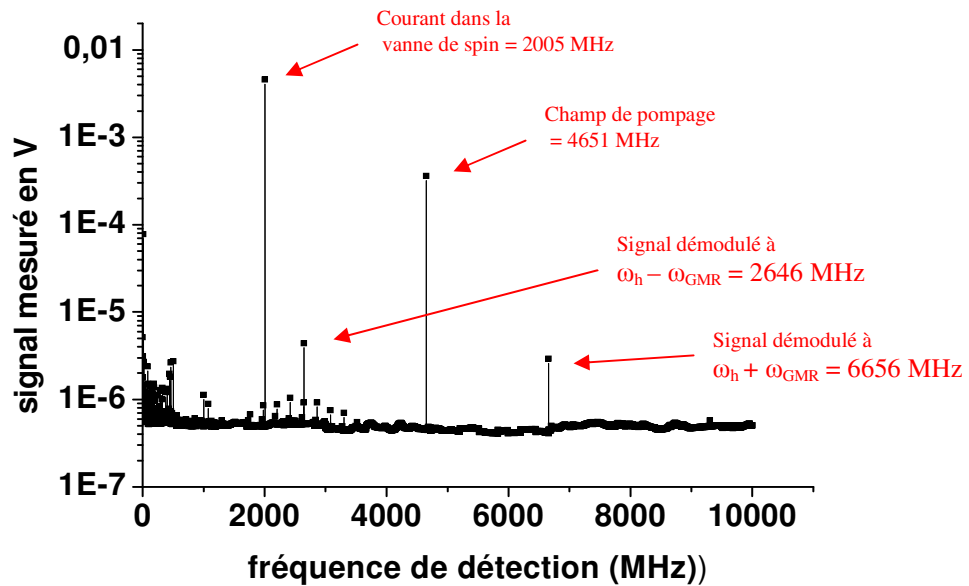


Figure V.9 : amplitude des signaux mesurés à toutes les fréquences comprises entre 1 MHz et 10 GHz (par pas de 1 MHz). La fréquence du champ de pompage est de 4651 MHz et la fréquence du courant dans la vanne de spin est de 2005 MHz. Le champ statique appliqué est de 150 Oe. Les puissances injectées sont de 1 mW sur l'antenne et 0,1 mW dans la vanne de spin.

Nous voyons sur cette mesure les deux signaux aux fréquences de démodulation 2646 et 6656 MHz. Le signal d'amplitude maximale correspond au signal direct $R_0 \times I_{\text{GMR}}(\omega_{\text{GMR}})$. Nous trouvons ensuite un deuxième pic à la fréquence du champ de pompage correspondant au signal induit par couplage inductif entre la micro antenne et les contacts électriques mais aussi en raison du couplage entre la résistance moyenne et les courants de Foucault $R_0 \times I_{\text{rf}}(\omega_h)$.

Nous notons que l'amplitude du signal à $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ présente une amplitude plus faible d'environ 30 % comparée au signal à $(\omega_h - \omega_{\text{GMR}})/2\pi$. Ceci peut être expliqué simplement par le fait que la propagation des signaux à haute fréquence dans la slotline et dans les câbles de mesure est plus atténuée que ceux à basses fréquences.

Nous notons également l'absence de signal correspondant aux fréquences $(2\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ ou $(2\omega_h - \omega_{\text{GMR}})/2\pi$. Ce résultat semble prouver la qualité de l'alignement perpendiculaire entre la couche douce et dure ainsi que la bonne « tenue » de la couche dure pour des champs compris au moins entre 0 et 150 Oe.

Les multiples pics vus à basses fréquences (< 1 GHz) correspondent à des signaux provenant du « monde extérieur » captés par notre système²⁴. Enfin les signaux de faible amplitude détectés dans la gamme 2 GHz-3,5 GHz sont tous multiples d'une harmonique fondamentale à 220 MHz qui se couple au courant circulant dans la vanne de spin. Nous ne connaissons pas son origine. Nous pensons qu'elle provient d'un des éléments électroniques internes à la source hyperfréquence.

V.C Validation du modèle de démodulation pour un échantillon à aimantations parallèles.

Dans cette partie nous allons montrer des mesures « 4 pointes » et « 2 pointes » faites pour 2 échantillons en configuration parallèle (θ_1 proche de 0°). Pour la mesure 2 pointes, la source hyperfréquence est branchée en série avec un circulateur ou bien un coupleur directionnel afin d'injecter directement le courant dans la partie active du capteur. L'impédance d'entrée de l'analyseur joue alors un rôle marginal sur la valeur du courant I_{gmr} circulant dans la vanne de spin²⁵.

Nous mesurons le signal démodulé sur le troisième port du circulateur ou sur le quatrième port du coupleur directionnel. Les équations V.9 et V.10 restent parfaitement valables dans ce cas de figure. L'avantage de cette configuration, comme nous le verrons par la suite, est de permettre une calibration simple de l'amplitude du courant circulant dans la partie active du capteur. En effet, ceci est plus difficile en 4 pointes en raison des multiples réflexions de l'onde électromagnétique aux différents points de désadaptation du système.

V.C.1 Mesures « 4 pointes ».

a Etude du signal démodulé.

La figure V.10 présente la mesure en démodulation sur un échantillon en configuration parallèle mesuré en 4 pointes à la fréquence $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$. La résistance DC de cet échantillon est de 65 ohms et présente 5% d'effet GMR. Nous avons évalué l'angle entre les couches par une mesure préalable de la résistance DC du yoke en fonction de l'orientation du champ appliqué par rapport au barreau du yoke (courbe non présentée). Cet angle est de l'ordre de $6-7^\circ$. Les fréquences des courants et leurs puissances respectives sont les mêmes que pour la mesure sur l'échantillon en configuration croisée présenté sur la figure V.4.

²⁴ En effet, de par la configuration « en boucle » des contacts, l'ensemble du système se comportent comme une antenne capable de capter des ondes électromagnétiques de faible amplitude.

²⁵ La figure V.2 peut être modifiée en supprimant l'impédance de l'analyseur.

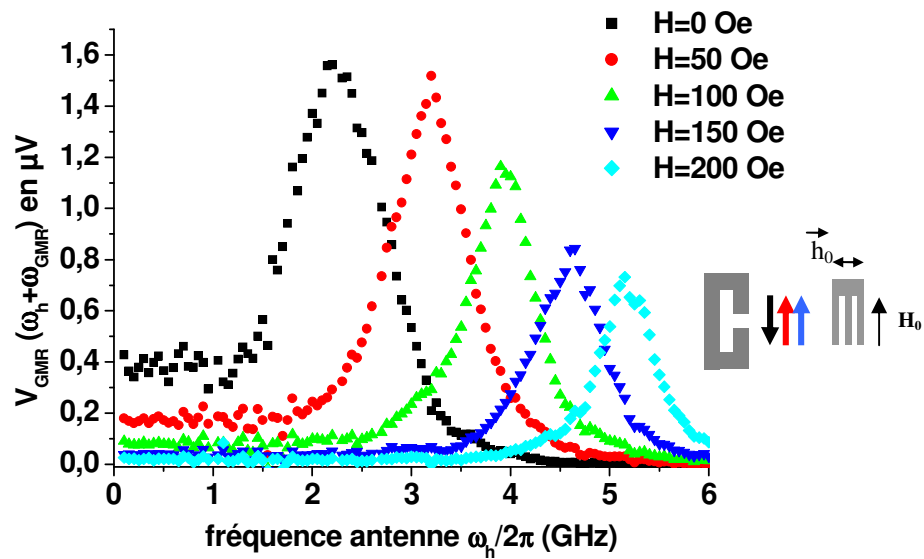


Figure V.10 : amplitude du signal démodulé à la fréquence $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ en fonction de la fréquence du champ de pompage pour différentes valeurs du champ magnétique extérieur (indiquées sur la figure). Le champ est appliqué dans la direction de facile aimantation de la couche dure. La fréquence du courant circulant dans la GMR est de 2005 MHz. La puissance fournie à la micro antenne est de 1 mW et de 0.1 mW au capteur.

Sur cet échantillon, nous n'avons pas pu faire la mesure à très haut champ (5000 Oe). Par conséquent, nous nous sommes servis comme ligne de base de la mesure au plus haut champ dont nous disposons, soit 500 Oe. Ainsi les amplitudes présentées sur la figure V.10 présentent un facteur d'erreur car la valeur de la susceptibilité dans cette gamme de fréquence à 500 Oe est non nulle.

Nous retrouvons les mêmes caractéristiques que dans le cas de l'échantillon en configuration croisée, à savoir un pic du signal démodulé à la résonance. Le comportement du pic d'amplitude maximale répond globalement à une loi en $1/\omega_r$ pour des champs statiques supérieurs à 50 Oe. Nous voyons que l'amplitude maximale du signal pour des champs appliqués de 0 et 50 Oe est équivalente. Ceci provient du fait que dans cette gamme de champ nous travaillons dans le régime non linéaire de précession pour lequel l'amplitude de l'oscillation atteint le seuil de Suhl. Ce résultat est justifié dans la partie V.B.2.b.

Le signal démodulé à la fréquence $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ est plus faible pour cet échantillon que pour l'échantillon à aimantations croisées. L'équation V.9 explique ce résultat de par la valeur de l'angle à la rémanence entre les couches douces et libres. Pour cet échantillon, θ_1 est de l'ordre de $6-7^\circ$ alors qu'il est extrêmement proche de 90° dans l'autre cas.

b Etude spectrale.

D'après l'équation V.10, nous devons mesurer un signal aux fréquences $(2\omega_h \pm \omega_{\text{GMR}})/2\pi$. Ceci a été vérifié expérimentalement pour la fréquence $(2\omega_h - \omega_{\text{GMR}})/2\pi$. Les résultats sont présentés sur la figure V.11.

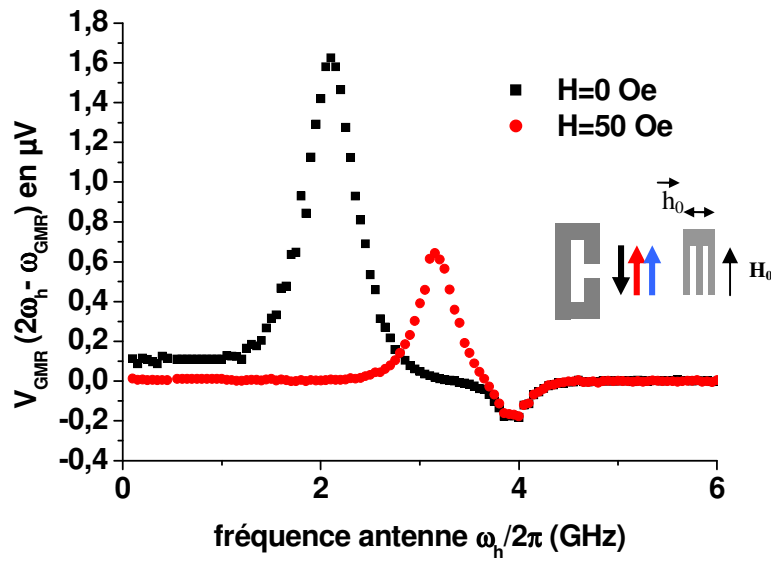


Figure V.11 : amplitude du signal démodulé à la fréquence $(2\omega_h - \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ en fonction de la fréquence du champ de pompage pour différentes valeurs du champ magnétique extérieur (indiquées sur la figure). Les paramètres de la mesure sont les mêmes que ceux présentés sur la figure V.10.

Là encore, nous n'avons pu appliquer de champ suffisamment important pour pouvoir soustraire « le bruit ». Nous avons soustrait à chaque mesure le signal mesuré pour un champ statique de 100 Oe pour lequel la résonance de la couche libre apparaît à 3,9 GHz, expliquant ainsi le pic « négatif » observé sur la figure V.11.

Nous voyons que l'amplitude maximale du signal à $(2\omega_h - \omega_{\text{GMR}})/2\pi$ est équivalente à celle au signal à $(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})/2\pi$. Lorsque nous calculons le rapport théorique entre ces deux valeurs nous obtenons :

$$\frac{V(2\omega_h - \omega_{\text{GMR}})}{V(\omega_h + \omega_{\text{GMR}})} = \frac{h_0 \cdot \chi}{\tan(\theta) \cdot 4M_{\text{SFL}}} \quad (\text{V.12})$$

En considérant que $h_0 \approx 6e-4\text{T}$ (d'après la calibration du champ créé par l'antenne décrit dans le chapitre III), $M_S \approx 1,3$, $\chi = \omega_m / (\alpha\omega_r)$ avec $\omega_m \approx 37,7$ GHz, $\alpha = 0,026$ et ω_r donnée par la mesure et enfin $\theta \approx 5^\circ$, nous trouvons que le rapport des amplitudes est de l'ordre de 0,8, en bon accord avec la valeur proche de l'unité observée.

Enfin, nous voyons que la largeur de raie du signal à $2\omega_h - \omega_{\text{GMR}}$ est plus étroite que celle à $\omega_h - \omega_{\text{GMR}}$, ce que nous expliquons par le comportement en χ^2 et non pas en χ du signal à $2\omega_h - \omega_{\text{GMR}}$.

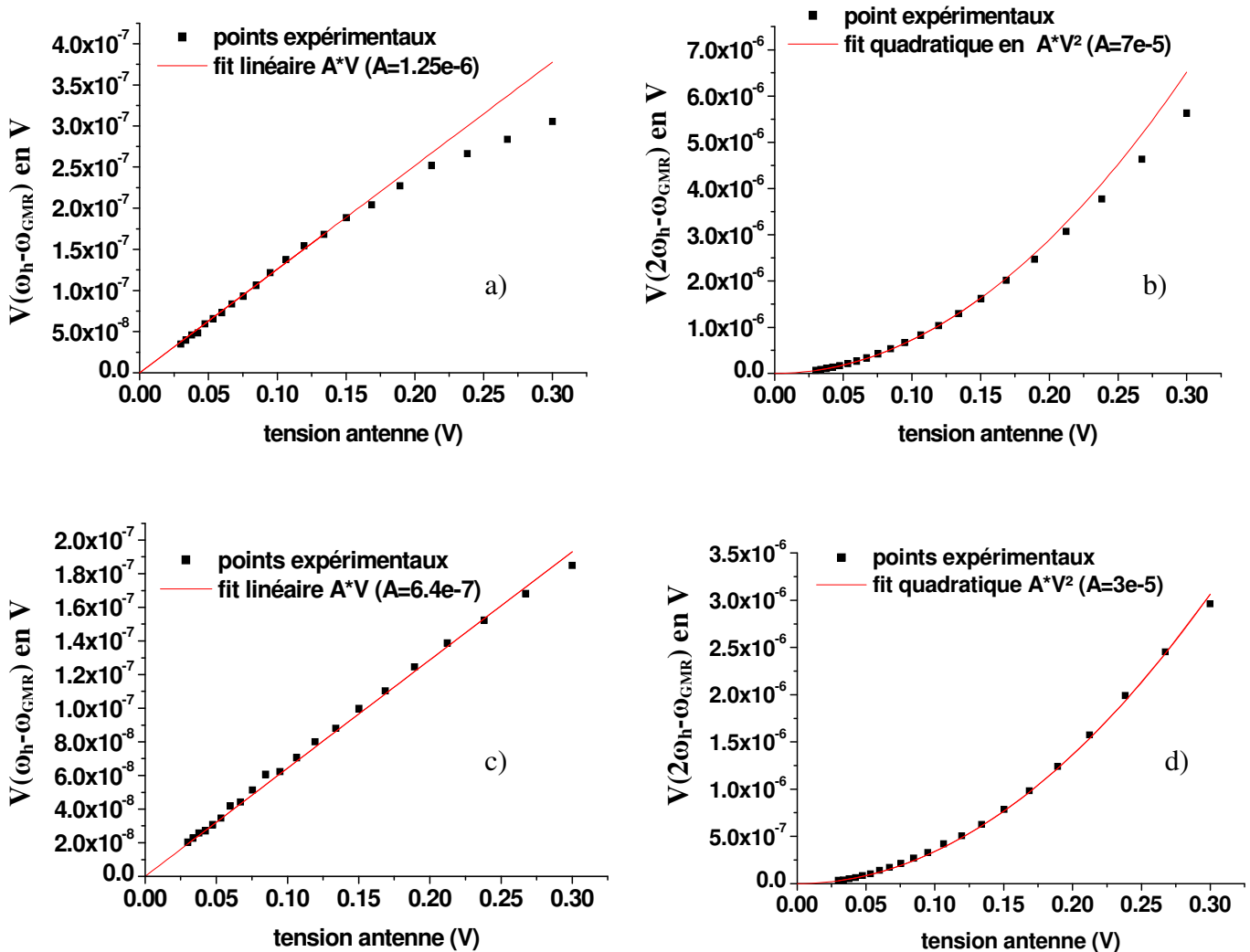
V.C.2 Mesures « 2 pointes ».

Cet échantillon présente une résistance en configuration parallèle de 28 ohms (voir figure I.11) et 4,7% d'effet GMR. La longueur du barreau est de 100 μm et la largeur de 5 μm . La distance entre les contacts électriques est d'environ 5 μm . Le désalignement entre la couche douce et dure a été évalué à 3° en champ nul. Nous avons étudié le comportement des signaux démodulés en fonction des amplitudes des courants injectés dans la micro antenne et dans la vanne de spin. Pour ce faire nous avons du utiliser des circulateurs qui présentent

l'inconvénient de proposer des gammes fréquentielles de travail finies. En effet, les bandes passantes de ces systèmes sont divisées en octaves (1-2, 2-4, 4-8, 8-16 GHz) ce qui réduit les combinaisons possibles entre les fréquences du champ de pompage et du courant dans le capteur et nous fixe des contraintes sur le choix des 4 signaux mesurables.

a Comportement en fonction de l'amplitude du champ de pompage.

Les équations V.9 et V.10 prédisent que la variation des signaux démodulés doit présenter une dépendance linéaire avec l'amplitude du champ pour les signaux aux fréquences $(\omega_h \pm \omega_{GMR})/2\pi$ et quadratique pour les signaux aux fréquences $(2\omega_h \pm \omega_{GMR})/2\pi$. Pour vérifier ce fait, nous nous plaçons à la résonance du système et mesurons l'amplitude des signaux démodulés pour des champs de 0, 50 et 200 Oe ce qui correspond à des fréquences de résonance du système de 2.2, 3.7 et 5 GHz respectivement. Les résultats sont présentés sur la figure V.12.



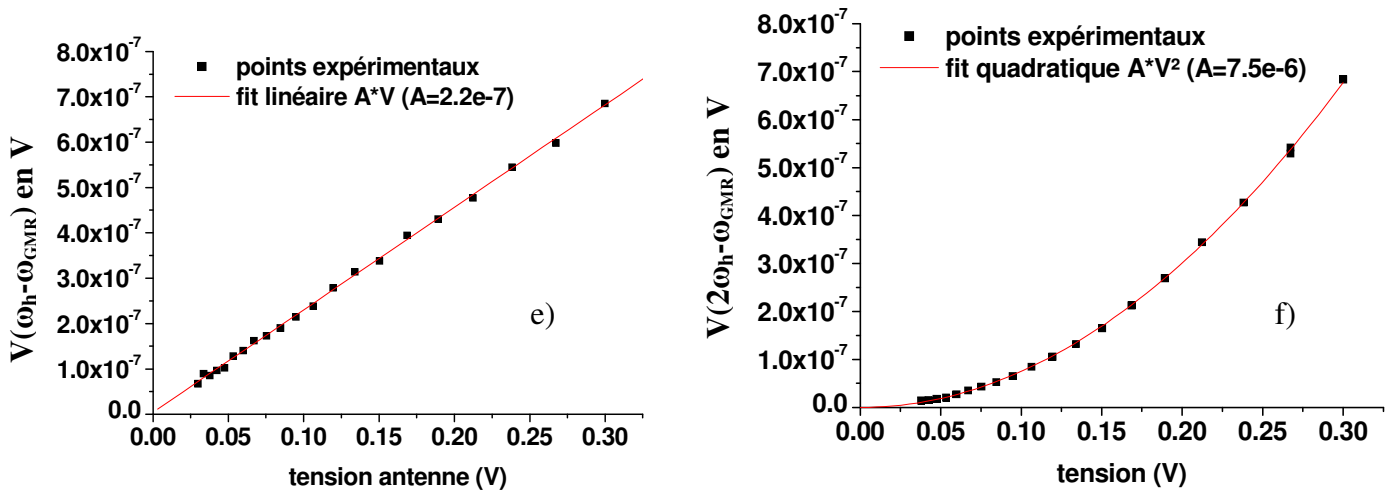


Figure V.12 : signal démodulé en fonction de la tension appliquée sur l'antenne pour une puissance de 0,1 mW injectée dans le capteur. Les paramètres de la mesure sont donnés dans l'ordre suivant : fréquence de démodulation, fréquence du champ de pompage, fréquence du courant GMR et valeur du champ extérieur. a) $(\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 2201 MHz, 2005 Mhz, 0 Oe b) $(2\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 2201MHz, 1005 Mhz, 0 Oe c) $(\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 2901 MHz, 2005 Mhz, 50 Oe d) $(2\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 3701MHz, 4005 Mhz, 50 Oe e) $(\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 5001 MHz, 4005 Mhz, 200 Oe f) $(2\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 5001 MHz, 4005 Mhz, 200 Oe.

Les informations que nous retirons de ces mesures sont les suivantes :

- comme prévu par les équations V.9 et V.10, le signal à la fréquences $(\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$ présenté sur les figures V.12 c) et e) démontre une linéarité de la réponse du capteur avec l'amplitude de la tension fournie à l'antenne alors que le signal à la fréquence $(2\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, présenté sur les figures V.12 d) et f), présentent une dépendance du type quadratique.
- à champ nul, la figure V.12 a) (resp. b)) montrent que la linéarité (resp. quadraticité) de la réponse du capteur disparaît à partir d'une tension de l'ordre de 0,15 V, soit pour une puissance de 0,5 mW. Pour des tensions plus élevées, l'amplitude du signal semble tendre vers une asymptote ce qui est une marque de l'entrée dans le régime non linéaire de précession de la couche libre (voir chapitre II). A partir de 50 Oe, nous voyons sur les figures V.12 c) à V.12 f) que nous repassons dans le régime linéaire de précession.

b Comportement en fonction du courant circulant dans la vanne de spin.

La figure V.13 présente les mesures du signal démodulé en fonction de l'amplitude du courant circulant dans le capteur dans les régimes non linéaire et linéaire de précession (H nul et H = 200 Oe respectivement pour une puissance fournie à l'antenne de 1 mW). Les paramètres de l'expérience sont les mêmes que pour l'étude en fonction du champ de pompage.

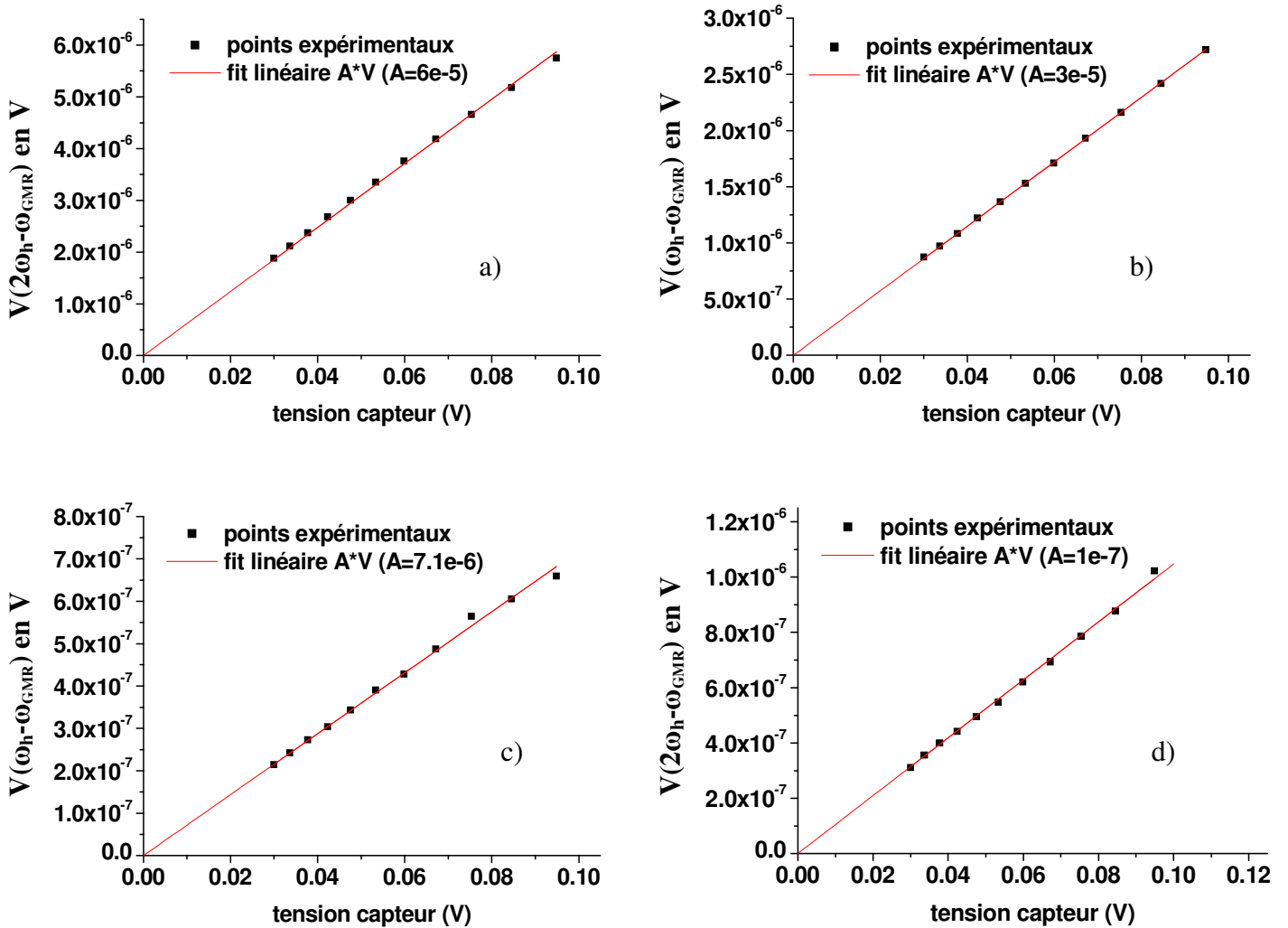


Figure V.13 : signal démodulée en fonction de la tension appliquée sur le capteur pour une puissance de 1 mW injectée dans l'antenne. Les paramètres de la mesures pour, respectivement, la fréquence de démodulation, la fréquence du champ de pompage, la fréquence du courant GMR et la valeur du champ extérieur sont : a) $(2\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 2201 MHz, 2005 Mhz, 0 Oe b) $(\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 2201MHz, 1005 Mhz, 0 Oe c) $(\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 5001 MHz, 4005 Mhz, 200 Oe d) $(2\omega_h - \omega_{GMR})/2\pi$, 5001 MHz, 4005 Mhz, 200 Oe.

Ces mesures confirment notre approche puisque le signal démodulé est linéaire en fonction de l'amplitude du courant quelque soit le régime de précession dans lequel on se trouve.

Bilan des paragraphes V.B et V.C:

Nous venons de montrer par l'intermédiaire de l'ensemble de ces mesures que les équations V.9 et V.10 décrivent le comportement de notre capteur à la fois en régime résonant et hors résonant. De plus, les dépendances envers les lois de puissances du champ de pompage et du courant dans le capteur ont également été vérifiées. Nous pouvons par conséquent valider notre approche et l'appliquer à l'étude de l'effet GMR dynamique.

V.D Étude de l'effet GMR en fonction de la dynamique de l'aimantation.

V.D.1 Comparaison entre modèle et expérience, définition de l'effet GMR apparent.

Pour étudier la dépendance de l'effet GMR en fonction de la dynamique de l'aimantation, nous allons étudier le signal démodulé à la fréquence $(\omega_h + \omega_{gmr})/2\pi$ de la vanne de spin en configuration parallèle en fonction de la fréquence du champ de pompage. La mesure est réalisée en deux points. Nous gardons la valeur de la fréquence du courant circulant dans la GMR constante ainsi que l'amplitude et la direction du champ extérieur durant le balayage. La vanne de spin est alimentée au travers un coupleur directionnel large bandes 2-18 GHz mais que nous utiliserons dans la gamme 50 MHz-18 GHz. Le principe de la mesure est présenté sur la figure V.14.

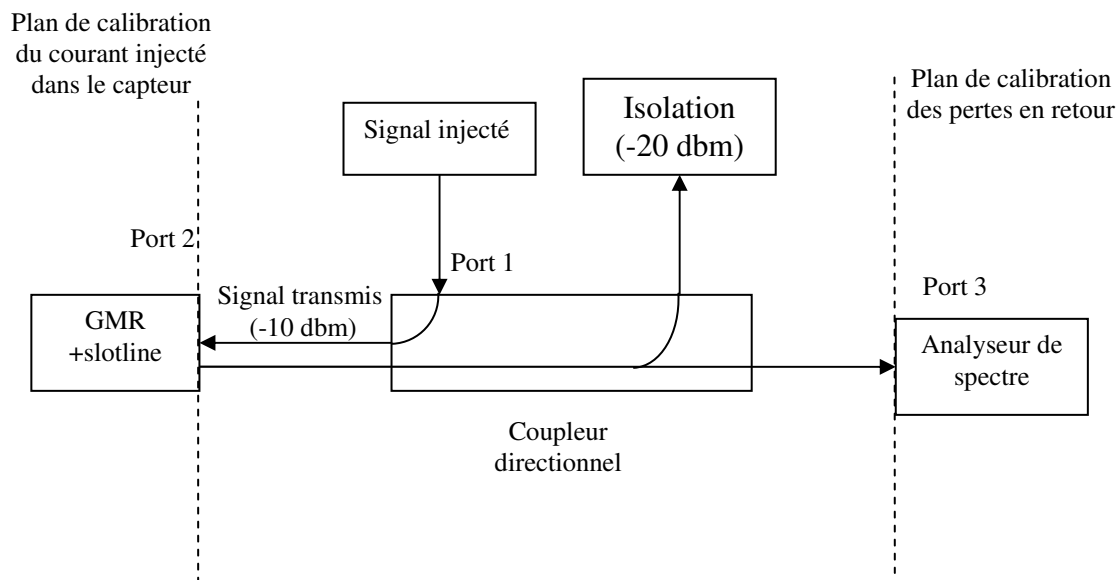


Figure V.14 : schéma de principe de la mesure au travers un coupleur directionnel.

Pour pouvoir comparer notre modèle au signal mesuré, nous devons au préalable « calibrer » l'ensemble des pertes du système. Nous avons présenté dans le chapitre III le profil de l'amplitude du champ de pompage en fonction de la fréquence de travail.

Le même type d'approche permet de déterminer le module du courant circulant dans la structure. Pour cela, nous devons au préalable déterminer la tension qui s'applique à l'ensemble slotline/vanne de spin. Nous avons calibré l'amplitude de l'onde transmise à travers l'ensemble coupleur/câble hyperfréquence à l'aide d'un analyseur de réseau. L'onde de référence est envoyée sur le port 1 et la mesure s'effectue sur le port 2. Une charge 50 ohms est connectée au port 3 du coupleur pour simuler l'impédance d'entrée de l'analyseur. Ensuite, nous modélisons le courant circulant dans la vanne de spin en utilisant le modèle d'impédance localisée présentée sur la figure III.6. Dans ce modèle, nous prenons V_0 comme étant la tension calibrée par l'analyseur de réseau et les paramètres électriques données dans le tableau III.3.

Nous devons également connaître les pertes du signal « retour » provenant de la vanne de spin. Cette fois, nous injectons le signal de référence sur le port 2 du coupleur et nous

mesurons le signal transmis sur le port 3, une charge 50 ohms étant connectée sur le port 1 pour simuler l'impédance de sortie de la source hyperfréquence.

Le profil fréquentiel du module du courant dans la vanne de spin ainsi que les pertes du signal réfléchi sont présentés sur la figure V.15. Les pertes du signal mesuré par l'analyseur de réseau sont données en fraction de la tension injectée.

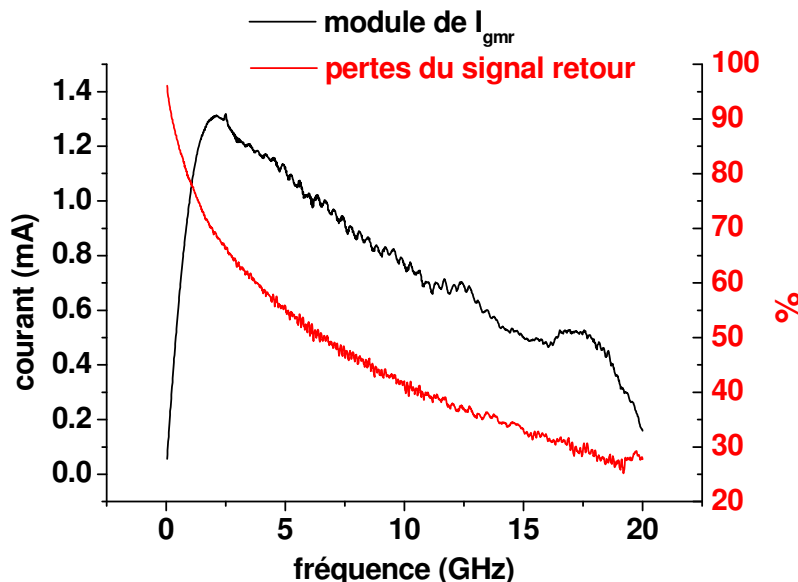


Figure V.15 : module du courant circulant dans la vanne de spin (noir) et pertes dues au câble pour le signal mesuré par l'analyseur de réseau (rouge). Ces pertes sont normalisées par rapport à la puissance injectée.

Nous pouvons dès lors comparer le signal mesuré à notre modèle. Pour cette mesure, nous nous plaçons soit au minimum, soit au maximum, de résistance puis nous tournons l'axe du barreau du Yoke de quelques degrés par rapport à la direction du champ appliqué afin d'augmenter le signal (pour détecter le signal à $(\omega_h + \omega_{gmr})/2\pi$, l'angle statique entre les couches douces et libres ne peut être nul). Cet angle est évalué par la variation de la résistance DC.

Pour modéliser notre signal, nous prenons en compte les pertes électriques dans le circuit (présentées ci-dessus), la dépendance fréquentielle du champ de pompage et également l'orientation relative du champ de pompage par rapport à la couche douce (voir figure V.16). Nous considérerons dans toute la suite que l'axe de la micro antenne est aligné avec le barreau du Yoke.

Nous modéliserons la susceptibilité de la couche libre avec l'équation II.71 (avec $\omega'_0 = \omega_0 - i\alpha\omega$) pour laquelle les valeurs de M_{SF} , α et des coefficients démagnétisants²⁶ seront celles déterminées dans le chapitre IV. Nous prendrons la valeur de ΔR déterminée par la mesure de la résistance DC en configuration parallèle et antiparallèle, soit 1,44 ohms pour cet échantillon. L'équation V.9 se réécrit dans ce cas :

²⁶ Cette approximation repose sur le fait que l'épaisseur de la couche est beaucoup plus faible que les tailles latérales du capteur.

$$V_{\text{GMR}}(\omega_h \pm \omega_{\text{GMR}}) = \frac{|\sin(\theta_1)| \cdot |\Delta R| \cdot \|I_{\text{GMR}}(\omega_{\text{GMR}})\| \cdot \|h_0(\omega_h)\| \cdot \|\chi(\omega_h)\| \cdot |\sin(90 - \theta_2)|}{4M_{\text{SFL}}} \quad (\text{V.13})$$

où le terme en $\sin(90-\theta_2)$ est représentatif de l'amplitude du champ de pompage effectif agissant sur la couche libre.

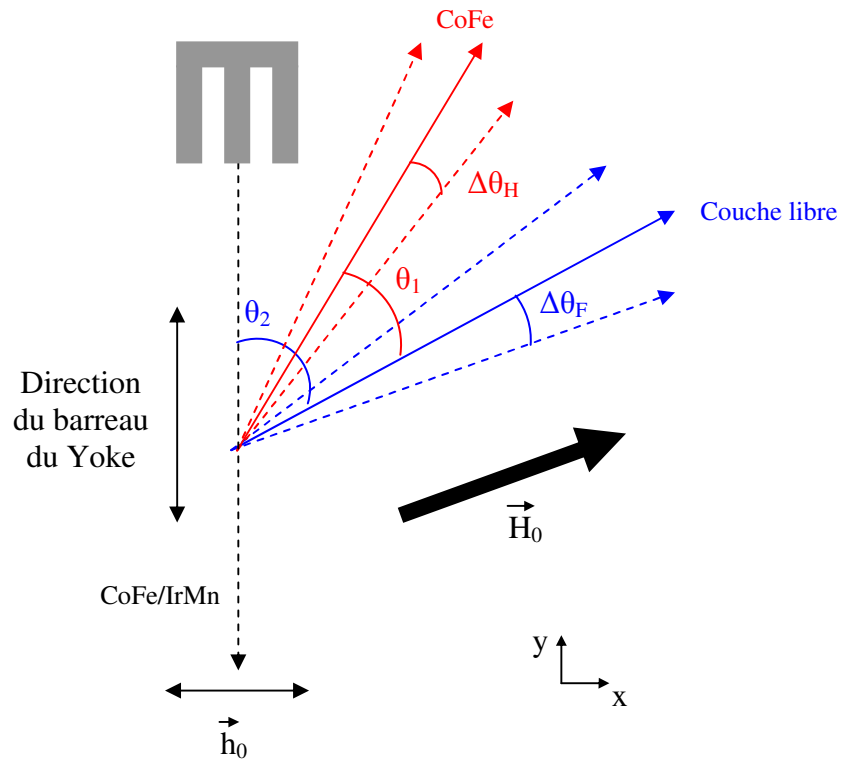


Figure V.16 : définition des angles lors de la précession des couches et orientations des champs extérieurs et de pompage. L'antenne est représentée schématiquement en gris avec l'âme centrale alignée parallèlement au barreau du Yoke.

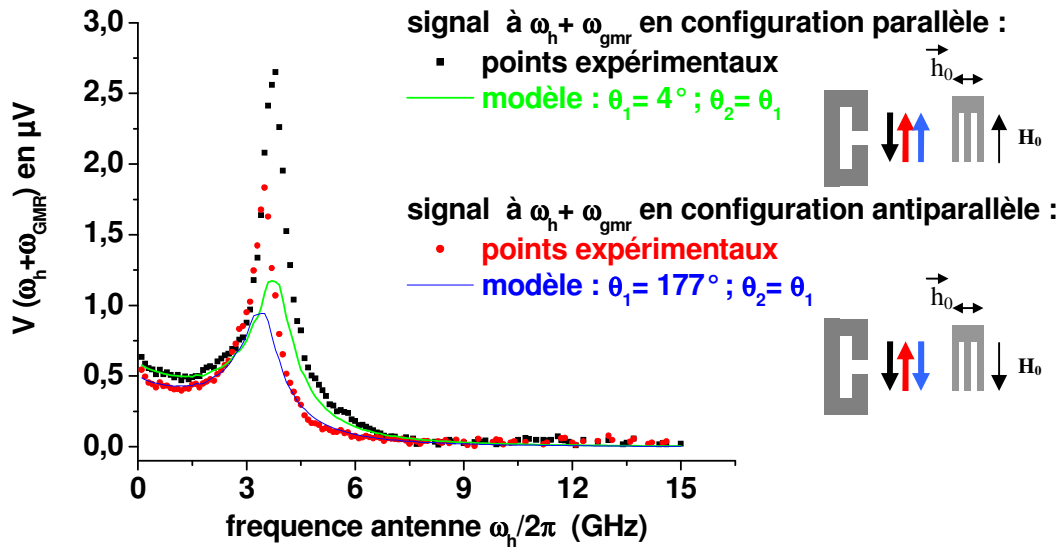


Figure V.17 : mesure des signaux démodulés à la fréquence $(\omega_h + \omega_{gmr})/2\pi$ en configuration parallèle (noir) et antiparallèle (rouge). La fréquence du courant circulant dans la vanne de spin de 3005 MHz et le champ extérieur est de 100 Oe. Les signaux simulés pour les configurations antiparallèles (bleu) et parallèles (verte) ont été calculés à partir des angles donnés par la variation de résistance DC comparé au maximum (configuration antiparallèle) et minimum configuration parallèle) de résistance.

La figure V.17 présente les signaux démodulés expérimentaux (noir et rouge) ainsi que les signaux évalués à partir de notre modèle (bleu et vert). Le champ extérieur est de 100 Oe et la fréquence du courant dans la vanne de spin est de 3005 MHz. L'angle θ_1 est évalué à partir de la mesure DC de la résistance de la vanne de spin.

Les signaux théoriques sont ajustés de telle manière qu'ils se superposent au signal expérimental à basse fréquence ($< 1\text{GHz}$)²⁷. L'amplitude du courant circulant dans la vanne de spin est calculée en tenant compte de la résistance statique de l'échantillon. Les observations que nous pouvons retirer de ces mesures sont les suivantes :

- Le signal théorique rend compte du comportement global du signal expérimental mais l'amplitude du signal mesuré est sous-évaluée à la résonance par le modèle.
- Les maxima d'amplitude des signaux expérimentaux apparaissent aux fréquences de résonance de la couche douce déterminées par la mesure spectroscopique²⁸.

Nous pouvons avoir une meilleure vision du désaccord entre le modèle et la mesure en traçant une quantité que nous appellerons « ΔR apparent » et qui est définie par le rapport :

²⁷ Cette correction vient notamment de la précision de la mesure de l'angle entre les couches.

²⁸ Dans la configuration antiparallèle, la fréquence de résonance est plus basse en raison d'un champ effectif plus faible. On s'attend donc à ce que l'amplitude du signal dans cette configuration soit supérieure à la configuration parallèle. La différence observée s'explique par le fait que le signal démodulé est extrêmement dépendant de l'angle θ_1 . Le rapport théorique entre les signaux est alors proportionnel à $\sin(4^\circ)/\sin(3^\circ)$ soit 1.34 ce qui est très proche de la valeur observée égale à 1.4.

$$\Delta R_{\text{apparent}} = \frac{1.44 \times \text{Signal mesuré}}{\text{Signal simulé}} \quad (\text{V.14})$$

Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure V.18 pour les deux mesures.

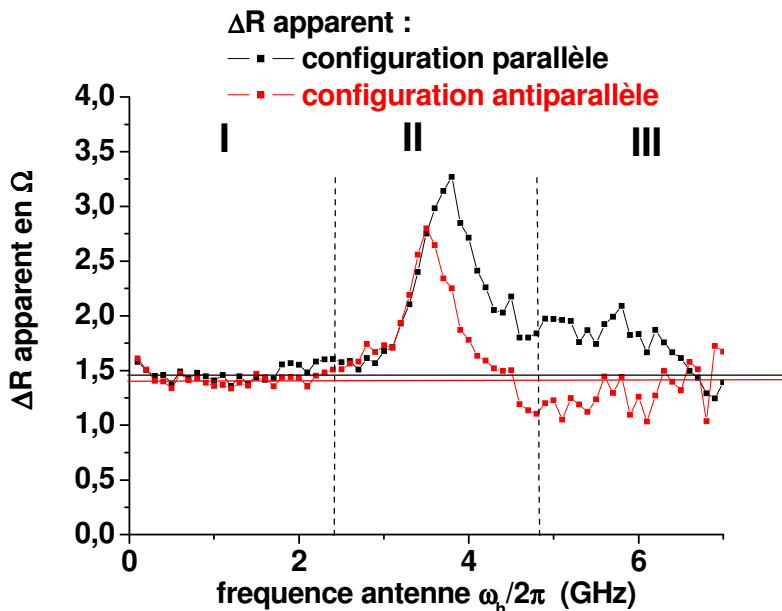


Figure V.18: ΔR « apparent » déterminé par V.14 pour la mesure en configuration parallèle (noir) et antiparallèle (rouge) présentée sur la figure V.17. Les deux lignes horizontales correspondent au ΔR moyen dans la zone I. Les résultats ne sont présentés que dans la gamme 100 MHz – 7 GHz car pour des fréquences plus élevées le signal mesuré est trop « bruité » pour être analysé.

Nous voyons maintenant clairement 3 effets en fonction de la gamme de fréquence du champ de pompage :

- Dans la région I (que nous appellerons la région basses fréquences), le ΔR apparent n'évolue pas en fonction de la fréquence du champ d'excitation.
- Dans la région II, correspondant au régime résonant de la couche libre, le ΔR apparent augmente d'environ un facteur 2.
- Enfin dans la zone III, le ΔR mesuré présente deux comportements différents selon la configuration des couches. Dans la configuration parallèle, la valeur mesurée reste supérieure à la valeur moyenne basse fréquence jusqu'à environ 7 GHz. Dans la configuration antiparallèle, la valeur chute très rapidement après la résonance en dessous de la valeur moyenne basse fréquence.

V.D.2 Modèle à 2 susceptibilités.

Pour expliquer le comportement global du ΔR apparent, nous proposons un mécanisme impliquant la dynamique de la couche dure. En effet, nous avons vu dans le chapitre IV au travers les mesures de transport sur les films continus (figure IV.10) que la première couche de CoFe présentait une susceptibilité faible mais non nulle envers le champ statique extérieur, ce qui laisse envisager une susceptibilité dynamique très faible. Or

l'équation V.13 nous montre que l'amplitude du signal démodulé à la fréquence $(\omega_h + \omega_{gmr})/2\pi$ est une fonction non seulement de l'angle moyen entre les couches mais également de la variation absolue de l'angle entre les couches sous l'effet du champ hyperfréquence.

En partant de ce constat, nous proposons sur la figure V.19 un « scénario » représentant l'évolution de l'orientation relative de la couche de CoFe et de la couche douce avec la fréquence du champ de pompage. Nous présenterons la variation de l'angle θ entre les couches en fonction de la fréquence et de l'orientation du champ de pompage. Pour les figures a, b, c et d les variations dynamique $\Delta\theta$ de l'angle entre les deux couches ne sont indiqués que pour le sens 1 du champ de pompage. Enfin, nous précisons le déphasage entre la direction de l'aimantation dynamique de chacune des couches par rapport à la direction du champ de pompage.

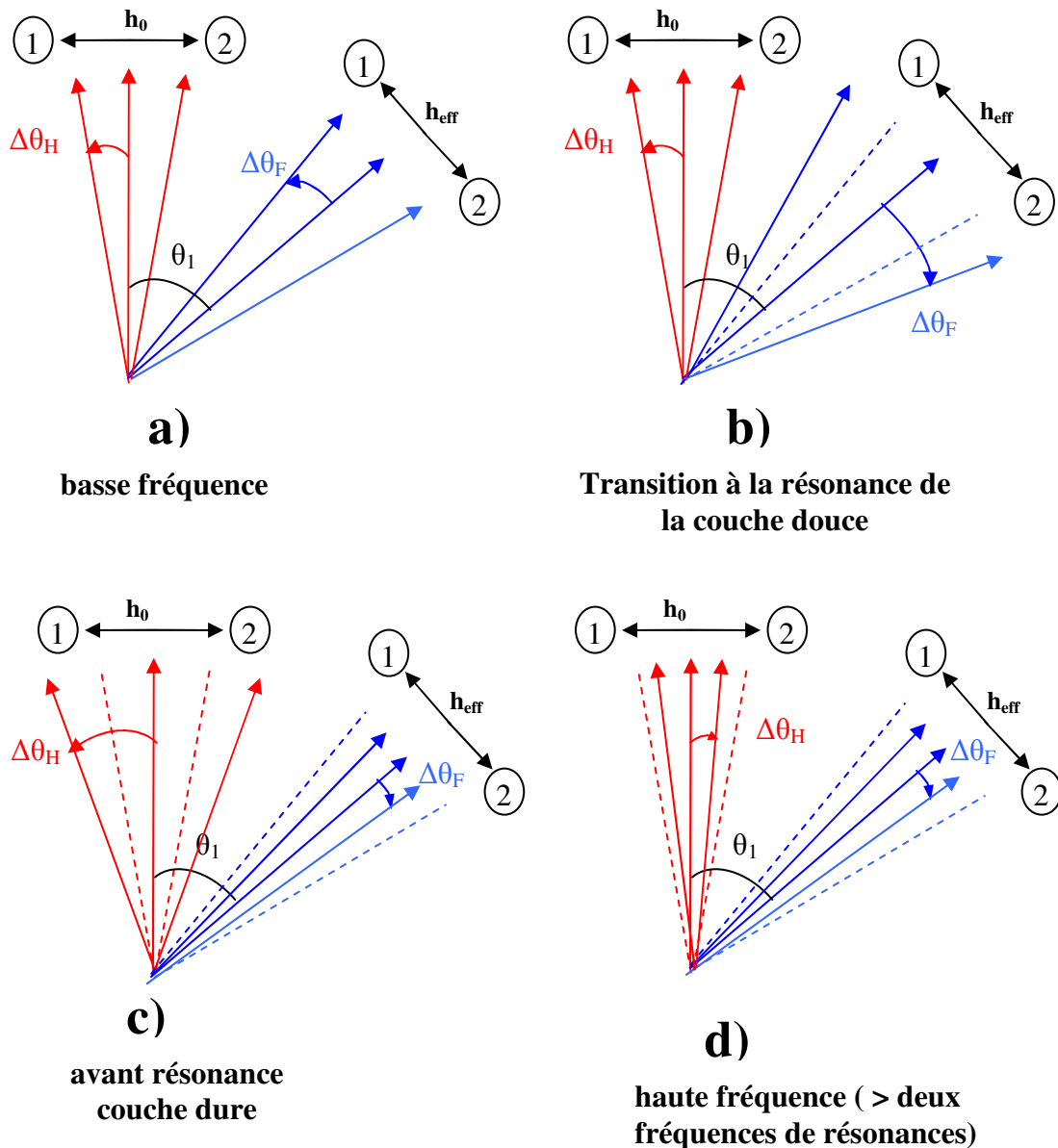


Figure V.19 : représentation des orientations relatives des couches douces et libres en fonction des gammes de fréquence du champ de pompage pour la configuration parallèle. Les traits pointillés représentent l'angle d'ouverture correspondant à la susceptibilité basse fréquence des deux couches.

Tableau V.I : évolution de l'angle entre les couches dans le cas où les deux susceptibilités sont non nulles.

Modèle à deux susceptibilités	θ : angle absolu entre les couches	$\Delta\varphi_F$	$\Delta\varphi_H$	$\Delta\theta$
Basse fréquences	$\theta_1 + \Delta\theta_H - \Delta\theta_F < \theta < \theta_1 - \Delta\theta_H + \Delta\theta_F$	0	0	$\Delta\theta_F - \Delta\theta_H < \Delta\theta_F$
Résonance couche libre	$\theta_1 + \Delta\theta_H + \Delta\theta_F < \theta < \theta_1 - \Delta\theta_H - \Delta\theta_F$	180	0	$\Delta\theta_F + \Delta\theta_H > \Delta\theta_F$
Avant Résonance Couche dure	$\theta_1 + \Delta\theta_H + \Delta\theta_F < \theta < \theta_1 - \Delta\theta_H - \Delta\theta_F$	180	$0 < \Delta\varphi_H < 90$	$\Delta\theta_F + \Delta\theta_H > \Delta\theta_F$
Résonance couche dure	$\theta_1 - \Delta\theta_H + \Delta\theta_F < \theta < \theta_1 + \Delta\theta_H - \Delta\theta_F$	180	180	$\Delta\theta_F - \Delta\theta_H < \Delta\theta_F$

Tableau V.II : évolution de l'angle entre les couches dans le cas où la susceptibilité de la couche dure est nulle.

Modèle à une susceptibilité	θ : angle absolu entre les couches	$\Delta\varphi_F$	$\Delta\varphi_H$	$\Delta\theta$
Basse fréquences	$\theta_1 - \Delta\theta_F < \theta < \theta_1 + \Delta\theta_F$	0	0	$\Delta\theta_F$
Résonance couche libre	$\theta_1 - \Delta\theta_F < \theta < \theta_1 + \Delta\theta_F$	180	0	$\Delta\theta_F$

Tableau V.I et V.II : récapitulatif des orientations relatives des couches douces et dures en fonction de la gamme de fréquence du champ de pompage. Le tableau 2 correspond au modèle où seule la couche douce subit l'influence du champ de pompage (on considère la susceptibilité dynamique de la couche dure comme nulle).

La dernière colonne du tableau 1 nous donne l'amplitude de la variation de l'angle « dynamique » sous l'effet du champ de pompage. A partir de ces schémas simples, nous pouvons expliquer le comportement de l'effet GMR apparent en configuration parallèle présenté figure V.18.

Nous voyons que le modèle à deux susceptibilités rend compte du comportement de l'effet GMR dans les trois zones fréquentielles si l'on considère que la résonance de la couche dure apparaît à une fréquence supérieure à 8 GHz. Les différences observées pour les régimes hors résonance (zone I et III) et résonant (zone II) peuvent être expliqués phénoménologiquement :

- dans la zone I, l'angle dynamique entre les deux couches est plus faible que dans le cas où seule la couche douce oscille. Ainsi le signal théorique surestime le signal réel (nous rappelons que la valeur de ΔR à basse fréquence est ajustée de manière à superposer le signal théorique au signal mesuré, ce qui explique pourquoi la valeur de ΔR présentée sur la figure V.19 est égale à sa valeur statique).

- dans la zone III, les oscillations des deux couches sont en opposition de phase et l'angle est plus grand que ce que ne prévoit le modèle simple (troisième ligne du tableau). Ceci a pour conséquence de sous estimer le signal expérimental.
- A la résonance de la couche douce, le signal démodulé atteint son maximum en raison à la fois du déphasage entre les oscillations et de l'augmentation de l'amplitude de la susceptibilité. Là encore, l'angle entre les couches est sous estimé par l'équation V.13.

Nous voyons ainsi que les effets de déphasage des aimantations par rapport à l'excitation, induits par les phénomènes de résonance, ont une influence considérable sur l'amplitude de l'effet GMR que l'on peut observer.

Il est possible d'appliquer le même type de raisonnement à la configuration antiparallèle. La subtilité de cette configuration vient du fait que les couches sont déphasées de 180° . Ainsi à basses fréquences, le système est dans l'état intermédiaire entre les états décrits par les schémas b et c de la figure V.19. Par conséquent, nous pouvons comprendre que le signal suivra approximativement le profil de la partie réelle de la susceptibilité dynamique de la couche douce. En effet, le maximum d'amplitude sera atteint lorsque l'amplitude de l'oscillation de la couche douce augmentera en phase avec l'excitation. Ensuite, à la résonance de la couche douce, le signal démodulé sera plus faible que ce que ne prévoit le modèle simple car la couche douce, en se déphasant par rapport à l'excitation, se retrouvera « en phase » avec la couche dure ce qui a pour effet de diminuer l'amplitude de l'angle « dynamique » entre les deux couches (tel que décrit par la ligne 4 du tableau 1 en configuration parallèle). Ceci semble correspondre au profil que nous avons obtenu pour la mesure dans la configuration antiparallèle présenté figure V.18.

Il est intéressant d'étudier le signal démodulé pour un angle θ_2 un peu plus grand. La figure V.20 présente la valeur du ΔR apparent pour un angle d'environ 15° et un champ extérieur de 80 Oe ²⁹.

²⁹ Nous considérerons que les coefficients nécessaires à la modélisation de la susceptibilité (champ de couplage et coefficients démagnétisants) ne sont pas modifiés par la faible rotation de l'aimantation.

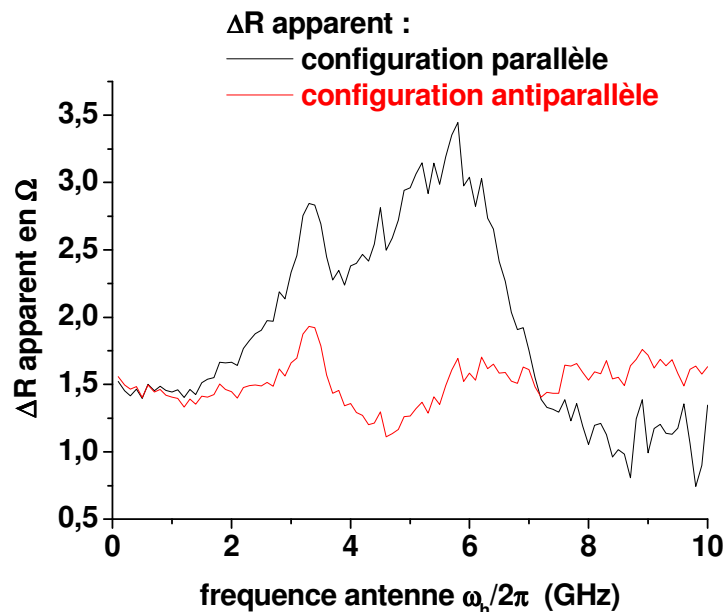


Figure V.20 : ΔR « apparent » déterminé par V.14 pour la mesure en configuration parallèle (noir) et antiparallèle (rouge). Le champ appliqué est de 80 Oe et l'angle entre les couches douces et dures θ_1 donné par la mesure de la résistance statique est approximativement de 10° en configuration parallèle et 165° en antiparallèle.

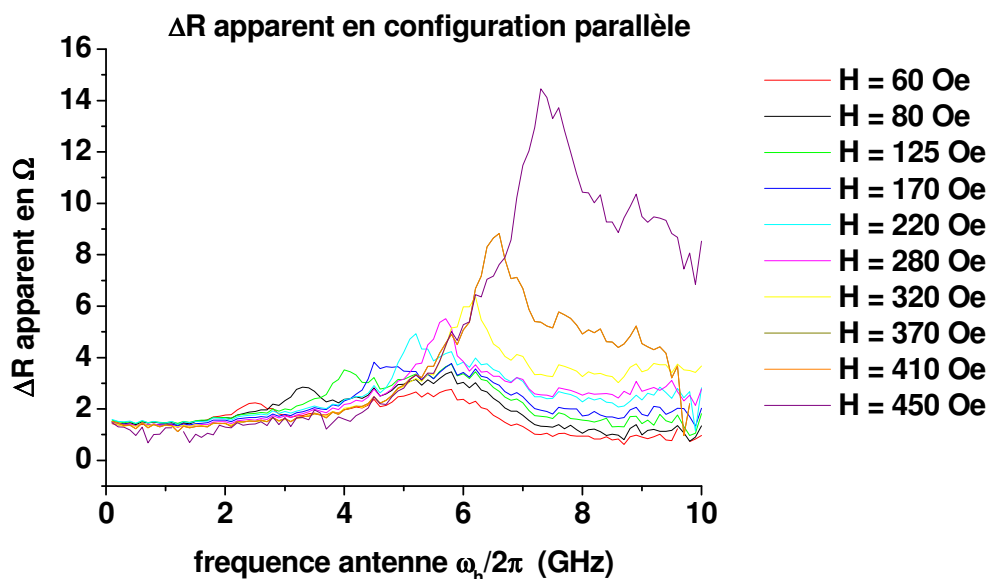


Figure V.21: ΔR « apparent » déterminé par V.14 pour la mesure en configuration parallèle pour un angle entre les couches d'environ 10° à 80 Oe en fonction de la valeur du champ extérieur.

Nous vérifions sur la figure V.20 que le signal mesuré dans la configuration antiparallèle présente un comportement équivalent à celui de la partie réelle de la susceptibilité de la couche douce. Dans la configuration parallèle, on observe un second pic très large en fréquence aux alentours de 6 GHz. Cette résonance supplémentaire semble moins

prononcée dans la configuration antiparallèle. De plus, la même mesure effectuée pour un angle entre les couches proches de 3° (figure V.18) ne montre pas une augmentation de signal si prononcée.

Pour mieux comprendre cette observation, nous avons étudié l'évolution du ΔR apparent dans la configuration parallèle en fonction de la valeur du champ appliqué. Les résultats sont présentés sur la figure V.21. Les effets observés sont les suivants :

- pour des valeurs du champ extérieur inférieures à 150 Oe, la position de la résonance de la couche douce suit l'évolution attendue avec le champ statique alors que la position du second pic n'évolue pratiquement pas et reste aux alentours de 6 GHz.
- nous voyons une augmentation de la valeur du ΔR apparent de plus en plus importante au fur et à mesure que les positions des deux résonances se rapprochent.
- nous n'observons pas de « séparation » des pics lorsque la valeur théorique de la résonance de la couche douce est supérieure à la fréquence d'apparition du second pic.

Pour comprendre ce résultat, nous devons comprendre comment les aimantations se comportent lorsque la valeur du champ extérieur augmente. En reprenant les notations de la figure V.16, nous pouvons affirmer que l'angle θ_2 n'évolue pas avec le champ car la couche douce est déjà complètement saturée pour 60 Oe. En revanche, l'angle θ_1 diminue au fur et à mesure que le champ extérieur augmente.

Le mécanisme que nous proposons pour expliquer l'ensemble de ces résultats est que le second pic que l'on voit apparaître correspond à un mode résonant couplé, de type mode optique, entre la couche douce et la couche de CoFe, ce qui expliquerait pourquoi ce pic est prédominant en configuration parallèle (à une oscillation hors phase des deux couches en configuration parallèle correspond une oscillation en phase dans la configuration antiparallèle sans augmentation de l'angle entre les couches). Nous pensons également que ce mode est gouverné par la compétition entre la « force de rappel » exercée par la dernière couche de CoFe au travers le couplage antiferromagnétique et la « force d'entraînement » due à la dynamique de la couche douce.

Lorsque les deux couches de CoFe s'écartent l'une de l'autre, le champ effectif moyen que subit la couche de CoFe en contact avec le cuivre diminue légèrement ce qui a pour conséquence d'augmenter sa susceptibilité intrinsèque et de lui permettre de se coupler dynamiquement avec la couche douce. De plus, lorsque la valeur de la fréquence de résonance intrinsèque de la couche douce devient du même ordre de grandeur que celle du mode couplé, le facteur de qualité du mode augmente considérablement³⁰. Ce mécanisme permettrait d'expliquer à la fois l'augmentation observée du ΔR apparent avec le champ mais également pourquoi ce second pic n'est pas observé dans la mesure présentée figure V.18 (pour laquelle l'angle entre les deux couches de CoFe est nul ce qui correspond à une « force de rappel » maximum). Enfin, nous pensons que la fréquence d'apparition de ce mode est plus dépendante de l'amplitude du couplage entre les deux couches de CoFe que du champ extérieur. Cette hypothèse repose sur le fait que le couplage RKKY et les couplages dipolaires sont équivalents, dans une approximation de champ moyen, à des champs effectifs plus importants que les champs statiques appliqués.

Nous pouvons également faire une remarque sur les largeurs de raies observées dans les mesures en démodulation de la figure V.21. Dans l'hypothèse d'un mode couplé, nous

³⁰ Une image simple consisterait à dire que l'excitation du mode couplé n'est plus seulement réalisée par le champ de pompage mais également par le champ dipolaire créé par la précession de la couche douce.

venons d'expliquer que celui-ci était fortement dépendant de l'orientation relative de l'ensemble des couches, elles mêmes extrêmement dépendantes de l'ensemble des couplages existants dans la structure. Ceci nous permet d'imaginer sans trop de difficulté que les profils de champ interne dans chacune des couches sont très inhomogènes, ce qui induit des coefficients de relaxation très importants.

V.D.3 Discussion :

Nous venons de montrer que la mesure en démodulation permettait de mesurer une quantité ΔR en apparence différente de sa valeur statique en fonction de la fréquence des oscillations des couches magnétiques. Il nous paraît judicieux de rappeler que cela ne signifie en aucun cas que la valeur intrinsèque de l'effet GMR est modifiée par les effets de résonance. Ce que nous observons, c'est un désaccord entre le calcul et l'expérience sur l'angle entre les couches. En première approximation, on peut considérer que lorsque l'on observe un ΔR qui équivaut à 2 fois sa valeur statique, cela signifie que l'angle entre les couches est deux fois plus grand que ce que l'on aurait attendu si seulement la couche douce était sensible au champ de pompage. Pour évaluer les effets de la résonance sur l'effet GMR (comme par exemple les conséquences du pompage de spin sur la valeur intrinsèque de l'effet GMR), il est primordial de parfaitement maîtriser les caractéristiques magnétiques, à la fois statique et dynamique, du système, ce que nous n'avons pas été en mesure de réaliser.

Dans cette partie, une tension hyperfréquence a été appliquée aux bornes du capteur pour pouvoir utiliser la technique en démodulation. Cependant, nous n'avons pas étudié l'influence de la fréquence du courant circulant dans le capteur sur l'amplitude de l'effet GMR car cette fréquence a été gardée constante pour l'ensemble des expériences. Cette étude est proposée dans le paragraphe suivant et représente la deuxième partie de nos travaux.

V.E Étude de l'effet GMR sous l'effet d'une tension oscillante.

Nous commencerons par présenter les résultats observés lorsque la dynamique de l'aimantation n'est pas mise en jeu puis nous présenterons un résultat préliminaire obtenu par une mesure en démodulation montrant comment l'effet GMR est modifié par la fréquence du courant circulant dans le capteur lorsque la dynamique de l'aimantation est activée.

V.E.1 Etude dans le régime magnétique statique.

Cette étude a été réalisée en comparant les impédances d'entrée du système slotline/capteur mesurées à l'analyseur de réseau pour des orientations parallèles et antiparallèles des couches douces et dures. Le champ extérieur est de 80 Oe afin de saturer la couche douce et l'alignement du champ avec la direction du barreau est réalisé en se plaçant au minimum (resp. maximum) de résistance. La tension efficace délivrée au capteur est de l'ordre de 300 mV. La mesure des parties réelles et imaginaires de l'impédance pour chacune des configurations est présentée sur la figure V.22.

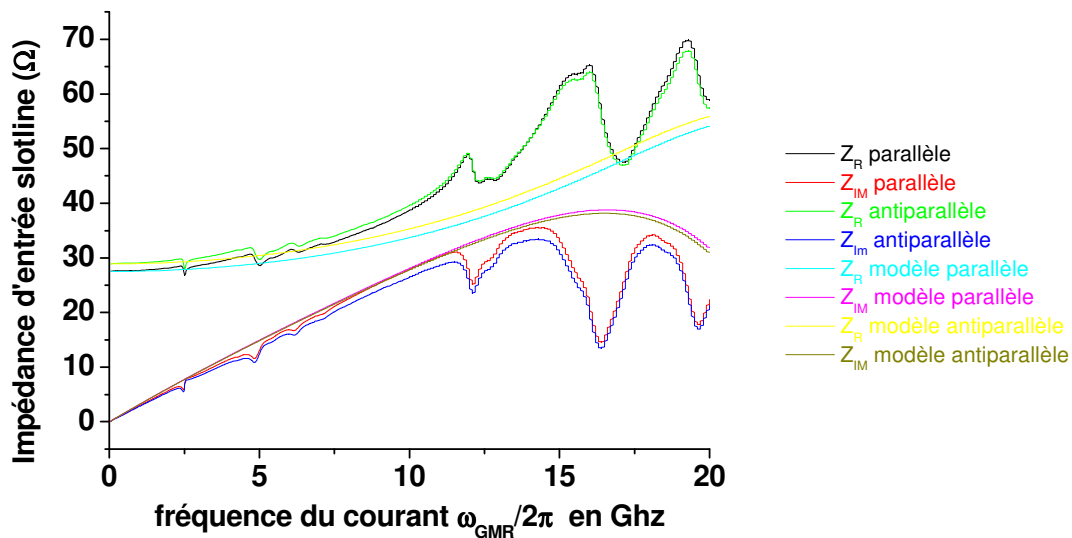


Figure V.22 : mesure expérimentale et réponse calculée à partir du modèle d'impédances localisées des parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée du système slotline/capteur pour différentes orientations relatives des aimantations des couches douces et dures en fonction de la fréquence du courant circulant dans le capteur ω_{GMR} . Le champ extérieur appliqué est de 80 Oe.

Nous observons que la différence entre les parties réelles de l'impédance mesurée dans les configurations parallèles (courbe noire) et antiparallèle (courbe verte) s'amenuise au fur et à mesure que la fréquence de la tension augmente, allant jusqu'à s'annuler pour une fréquence autour de 15 GHz et s'inverser pour des fréquences supérieures. En revanche, la valeur de la partie imaginaire dans la configuration parallèle reste supérieure à celle dans la partie antiparallèle dans toute la gamme de mesure.

Nous avons également tracé le signal calculé à partir de notre modèle d'impédance localisé (voir figure III.6 et tableau III.3, courbes turquoise, rose, jaune et jaune foncé sur la figure V.22). Dans ce modèle, nous avons considéré que l'impédance du capteur valait $R = 18$ ohms dans la configuration parallèle et $R + \Delta R = 19.5$ ohms dans la configuration

antiparallèle. Ce modèle rend compte des profils des courbes mais pas du « croisement » des parties réelles à hautes fréquences.

Pour mieux comprendre l'influence de la fréquence du courant sur l'effet GMR nous avons tracé les différences $\Delta Z_R = Z_{RAP} - Z_{RP}$ et $\Delta Z_{IM} = Z_{IAP} - Z_{IP}$ sur la figure V.23.

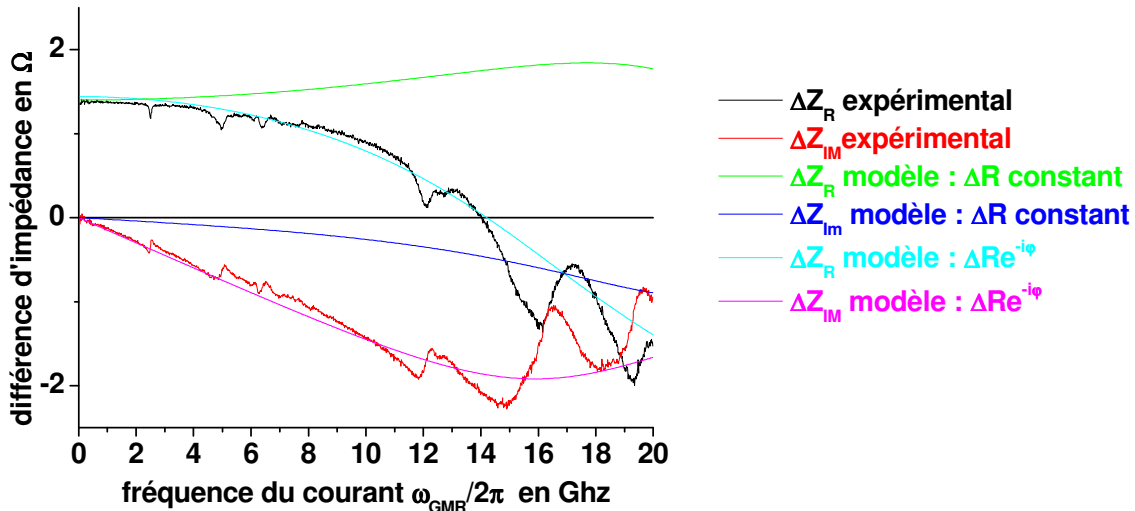


Figure V.23 : différence mesurée et calculée des parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée du système. Le calcul a été réalisé en considérant ΔR constant en fréquence (vert et bleu) et ΔR présentant une phase linéaire en fréquence (= Π à 35 GHz).

Plusieurs informations peuvent être tirées de ces courbes. Tout d'abord, nous voyons apparaître un effet GMR dans la mesure de ΔZ_{IM} (courbe rouge) ce qui se traduit par un effet de magnétorésistance dans l'impédance imaginaire du système. Ceci peut sembler surprenant au premier abord puisque l'effet de magnétorésistance est purement résistif dans la théorie semi classique. En réalité, cet effet est dû aux capacités³¹ qui induisent un mélange des parties réelles et imaginaires de l'impédance. Nous voyons que notre modèle d'impédances localisées rend compte de cet effet (courbe bleu foncé).

Nous voyons également que la décroissance en fonction de la fréquence de ΔZ_R et ΔZ_{IM} (courbe noires et rouges) est plus rapide que ce que ne prévoit un modèle simple. L'annulation et l'inversion de signe de la quantité ΔZ_R laisse penser que la quantité ΔR présente une dépendance envers la fréquence de la tension.

Pour étayer cet argument, nous avons calculé la réponse du système en prenant une valeur de ΔR de la forme $\Delta R \cdot \exp(-iA\omega)$ où A est une constante. Le meilleur ajustement a été obtenu pour une valeur pour $A\omega = 2\pi$ à 70 GHz. Le résultat de ce calcul pour les quantités ΔZ_R et ΔZ_{IM} correspond aux courbes turquoise et rose sur la figure V.23. Nous obtenons un très bon accord avec l'expérience.

V.E.2 Discussion :

Ce résultat montre que l'impédance d'une vanne de spin en fonction de la fréquence de la tension appliquée ne pouvait être modélisée qu'en faisant apparaître une composante imaginaire dans l'effet GMR, ce qui n'est pas prévu par la théorie classique. Au vu de la comparaison entre nos résultats expérimentaux et notre modèle, nous serions en mesure de

³¹ C_1 et C_2 dans le modèle d'impédances localisées.

prédire que pour une fréquence de la tension d'environ 35 GHz, l'état de plus basse résistance ne serait plus l'état parallèle mais l'état antiparallèle.

Il est important de voir que dans ce modèle l'amplitude intrinsèque de l'effet GMR n'est pas modifiée par la fréquence de la tension. L'effet de déphasage ne peut donc pas être attribué à un mécanisme lié au retournement du spin des électrons de conduction car cela impliquerait que pour une fréquence donnée, le spin des électrons serait orienté perpendiculairement aux aimantations des couches et aucune différence de résistance entre les états parallèle et antiparallèle ne serait observée.

Nous n'envisageons pas non plus que la dynamique de l'aimantation des couches soit mise en jeu en raison du profil linéaire de la dépendance en fréquence de l'effet GMR. Si c'était le cas³², nous pourrions nous attendre à un comportement de l'effet GMR proche de celui des susceptibilités des couches.

Il est difficile de déterminer si l'effet observé est lié à une modification des processus de diffusion dépendant du spin sous l'effet de la fréquence de la tension. En effet, dire que l'effet GMR « s'inverse » revient à considérer que le rôle des électrons de spin up et down s'intervertit. Cependant, l'étude des ordres de grandeur des fréquences de diffusion dans chaque type de matériau est intéressante. Dans les couches ferromagnétiques, les longueurs de diffusion de spin sont de l'ordre de quelque nm, ce qui se traduit par des fréquences de spin-flip de l'ordre du THz. En revanche dans le cuivre, la longueur de diffusion de spin est entre 300 et 500 nm ([KIM 05]) ce qui donne des fréquences de l'ordre de la dizaine de Ghz.

A ce jour, nous n'avons pas été en mesure de trouver une explication à cet effet qui, à notre connaissance, n'avait jamais été observé auparavant. Pour cela, une étude plus approfondie est nécessaire. Par exemple, une étude de la constante de phase en fonction de l'amplitude du champ extérieur nous permettrait de mieux comprendre les quantités mises en jeu (électrons de conduction, aimantations... ?). Une étude à plus haute fréquence permettrait également de vérifier la périodicité annoncée par notre modèle. Notons que cette expérience ne peut être réalisée avec notre montage expérimental qui ne nous permet d'étudier les signaux que jusqu'à 20 GHz.

Nous avons vu dans ce paragraphe l'influence de la fréquence de la tension sur l'effet GMR lorsque l'aimantation du système est statique. Nous allons maintenant voir ce qui se passe dans le régime dynamique par l'intermédiaire de la mesure en démodulation.

V.E.3 Résultats préliminaires dans le régime magnétique dynamique.

Nous ne présenterons dans cette partie qu'un seul résultat en raison du peu d'expériences que nous avons pu réaliser dans cette configuration.

La différence entre le paragraphe V.3 et celui-ci sont les conditions de mesure du signal démodulé. Dans le paragraphe précédent, nous avons toujours travaillé à la même fréquence de la tension et nous avons fait varier les paramètres régissant la dynamique de l'aimantation. Ainsi, les variations observées entre les différentes mesures ne pouvaient pas être reliées à la fréquence du courant circulant dans le capteur. Dans cette partie nous inversons le problème. Nous allons mesurer le signal démodulé pour différentes valeurs du

³² La présence d'un courant parcourant la couche de cuivre est la source d'un champ d'Oersted sur les couches magnétiques du capteur. Cependant, ce champ est très faible et peut être évalué à environ 0.5 Oe.

[KIM 05] T. Kimura et al., Physical Review B, 72, 014461, 2005.

courant et ce pour des paramètres dynamiques constants (champ extérieur et angle entre les couches constant tout au long des mesures).

Pour voir si la fréquence ω_{GMR} a une quelconque influence sur l'effet GMR, nous avons choisi d'étudier la variation du ΔR apparent issu de la comparaison de notre modèle et de la mesure du signal démodulé en fonction de la fréquence du champ de pompage. Ceci nous permet de nous affranchir des problèmes de modélisation (modèle à une ou deux susceptibilités) que nous avons présenté dans le paragraphe V.3.2.

Dans la mesure en démodulation, deux paramètres peuvent alors induire une modification du signal : la dynamique de l'aimantation ou l'amplitude de l'effet GMR, ce dernier se traduisant soit de manière directe soit par l'intermédiaire de l'amplitude du courant circulant dans le capteur. Pour séparer ces deux effets, nous avons tracé sur la figure V.24 la variation du ΔR apparent en fonction du champ de pompage pour différentes fréquences du courant et sur la figure V.25 nous avons tracé la variation du ΔR normalisé par la valeur du premier point de mesure. L'intérêt de cette méthode est de permettre de voir la composante du ΔR apparent qui n'est due qu'à la dynamique de l'aimantation.

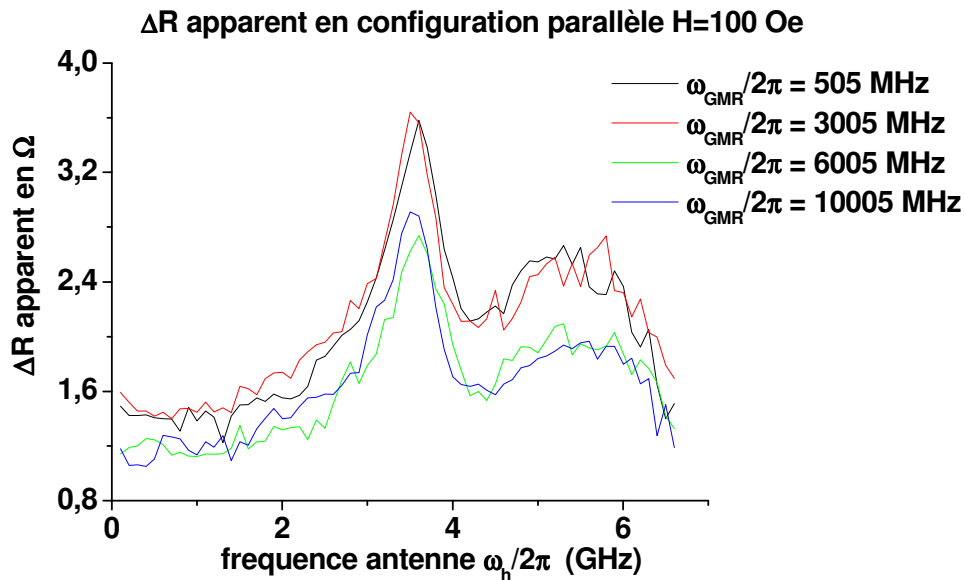


Figure V.24 : évolution du ΔR apparent en fonction de la fréquence du courant circulant dans le capteur. La mesure de la tension DC du capteur nous donne une valeur de l'angle moyen entre les couches de 19° . L'amplitude du module de I_{gmr} a été calculée sans tenir compte du déphasage.

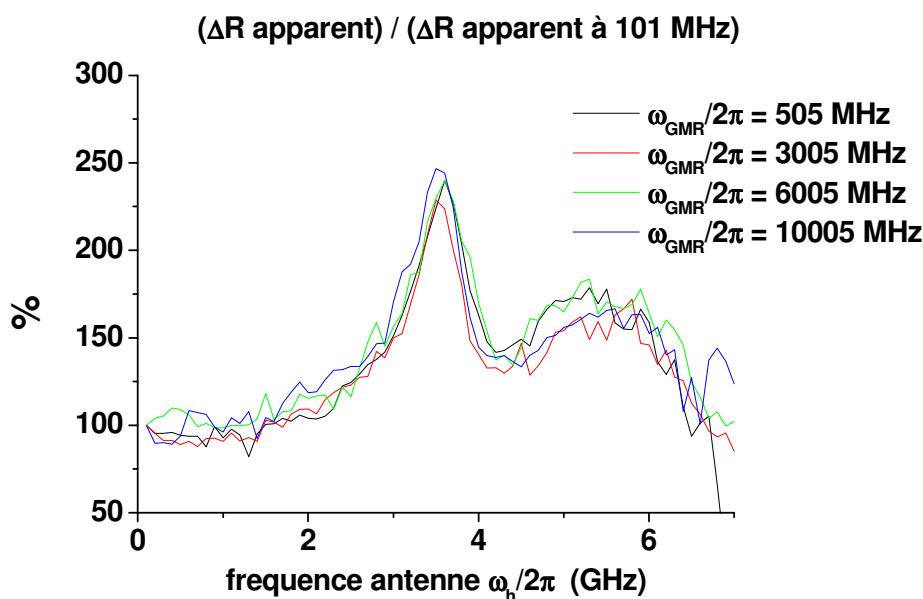


Figure V.25 : évolution du ΔR apparent relié à la dynamique de l'aimantation.

La variation du ΔR apparent présentée sur la figure V.24 a été calculée sans prendre en compte l'effet du déphasage de l'effet GMR dans le calcul du module du courant.

Nous observons que pour des fréquences de 6005 et 10005 MHz, l'amplitude du ΔR est plus faible sur toute la gamme de fréquence du champ de pompage. Cependant, la figure V.25 montre que la variation relative du ΔR est équivalente pour chaque valeur de la fréquence du courant. Ceci signifie tout d'abord que le courant n'affecte pas la dynamique de l'aimantation. Nous pouvons nous attendre à ce résultat en raison du fait que les densités de courant mises en jeu sont très faibles et que les champs d'Oersted créés le sont également (≈ 0.5 Oe pour une fréquence des 3005 MHz). Ce résultat implique également que la dynamique de l'aimantation n'est pas mise en jeu dans la décroissance du signal observée.

La prise en compte du déphasage dans le calcul du module du courant n'explique pas non plus la décroissance observée. En effet, un calcul complet nous donne une variation de la valeur du module de I_{gmr} inférieur à 1% pour chacune des fréquences. Ceci vient du fait que pour ces fréquences, le courant circulant dans ce système est principalement gouverné par les capacités et l'inductance de la ligne.

Par conséquent, cette mesure semble montrer que l'amplitude de l'effet GMR est dépendante de la fréquence de la tension appliquée. Nous pouvons aller un peu plus loin en observant que la décroissance du signal ne s'observe que pour des fréquences supérieures à la fréquence de résonance de la couche douce.

Nous n'avons pas d'explication simple à fournir pour expliquer cet effet, notamment en raison du faible nombre d'expérience que nous avons eu le temps de réaliser dans cette configuration. De plus nous n'avons pas été en mesure de modéliser la réponse du système comme nous avons pu le faire dans le régime statique.

Pour mieux comprendre cet effet, deux points nous semblent extrêmement importants à étudier. Le premier point est de vérifier si la décroissance du signal est bien une fonction dépendante à la fois de la fréquence de la tension et de la fréquence de résonance du système, ce qui peut être réalisé en changeant la valeur du champ appliqué. Le second point est de

regarder si en configuration antiparallèle, l'effet « s'inverse », ce qui pourrait signifier que les mécanismes mis en jeu dans le régime statique et dynamique sont les mêmes, ou bien s'il se confirme, ce qui impliquerait que l'effet est purement dépendant des phénomènes de résonance.

Nous allons maintenant terminer notre étude du couplage entre propriétés magnétiques dynamiques et propriétés résistives par une expérience montrant la modification des propriétés résistives statiques d'un système magnéto résistif soumis à un champ résonant.

V.F Variation de résistance DC induite par la résonance ferromagnétique dans une vanne de spin.

Comme nous l'avons dit en introduction de ce chapitre, le groupe de T. Rausch a montré l'apparition d'une tension continue dans le plan d'une vanne de spins soumise à un champ hyperfréquence résonant. Nous avons également observé cet effet pour une vanne de spin en configuration croisée. La figure V.20 présente la mesure combinée du signal réfléchi par l'antenne pour une fréquence du champ de pompage de 12,4 GHz et la tension DC du capteur traversée par un courant de 1 mA en fonction de la valeur du champ extérieur. Le champ est appliqué parallèlement à l'axe facile de la couche douce.

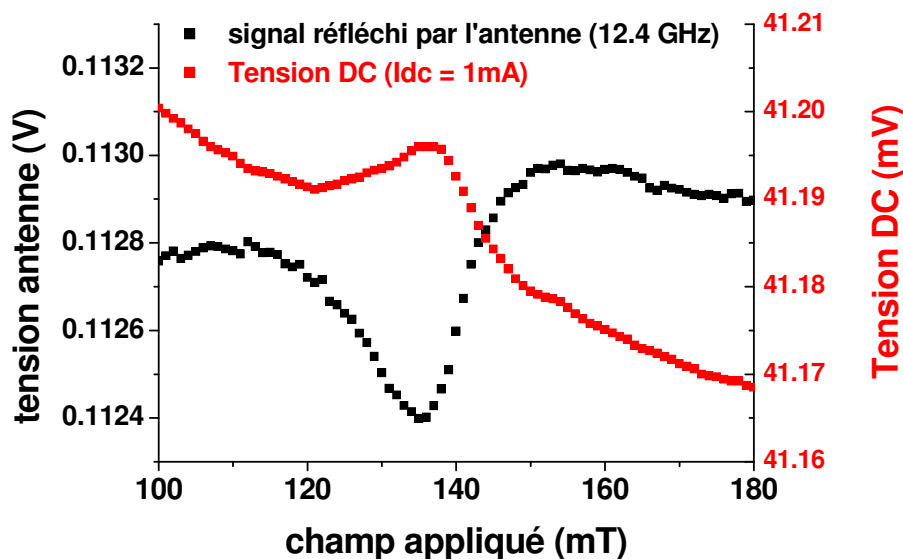


Figure V.26 : signal réfléchi à l'entrée de l'antenne (noir) pour une fréquence de 12,4 GHz et tension DC du capteur pour une valeur du courant de 1 mA (rouge).

Nous observons effectivement une augmentation de la tension continue du capteur lorsque la résonance de la couche douce est excitée. Notons que la diminution globale du signal résistif est liée à la variation de l'angle entre les couches douces et dures avec le champ extérieur.

Ce résultat peut s'expliquer assez simplement en considérant l'équation V.2 pour laquelle nous remplaçons le courant hyperfréquence circulant dans le capteur par un courant DC. Nous obtenons ainsi :

$$V(t) = \left(R_0 + \frac{\Delta R_{\text{GMR}} \times \vec{M}_{\text{FL}} \cdot \vec{M}_{\text{HL}}}{2 \|\vec{M}_{\text{FL}}\| \times \|\vec{M}_{\text{HL}}\|} \right) \times (I_{\text{DC}} + I_{\text{rf}} \cdot \cos(\omega_h \cdot t)) + V_{\text{coil}}(\omega_h) \quad (\text{V.15})$$

qui se réécrit, dans le cas où les aimantations sont perpendiculaires :

$$V(t) = \left(R_0 + \frac{\Delta R \cdot \chi \cdot h_0 \cdot \cos(\omega_h \cdot t)}{2M_{\text{SF}}} \right) \times (I_{\text{DC}} + I_{\text{rf}} \cdot \cos(\omega_h \cdot t)) + V_{\text{coil}}(\omega_h) \quad (\text{V.16})$$

En développant le produit dans l'équation V.16, on fait apparaître une tension DC et une tension à la fréquence $2\omega_h$ définie par :

$$V_{\text{DC}} = R_0 \cdot I_{\text{DC}} + \frac{|\Delta R| \cdot |\chi| \cdot |h_0|}{4M_{\text{SF}}} \cdot |I_{\text{rf}}| \quad (\text{V.17})$$

et

$$V(2\omega_h) = \frac{|\Delta R| \cdot |\chi| \cdot |h_0|}{4M_{\text{SF}}} \cdot |I_{\text{rf}}| \quad (\text{V.18})$$

Nous voyons ainsi que l'augmentation de la susceptibilité magnétique à la résonance induit une augmentation de la tension statique par l'intermédiaire du couplage entre les courants induits par le champ hyperfréquence et la magnétorésistance.

Nous avons confirmé l'existence de ce couplage en mesurant le signal à $2\omega_h/2\pi$ pour une fréquence du champ de pompage de 5 GHz (figure V.21).

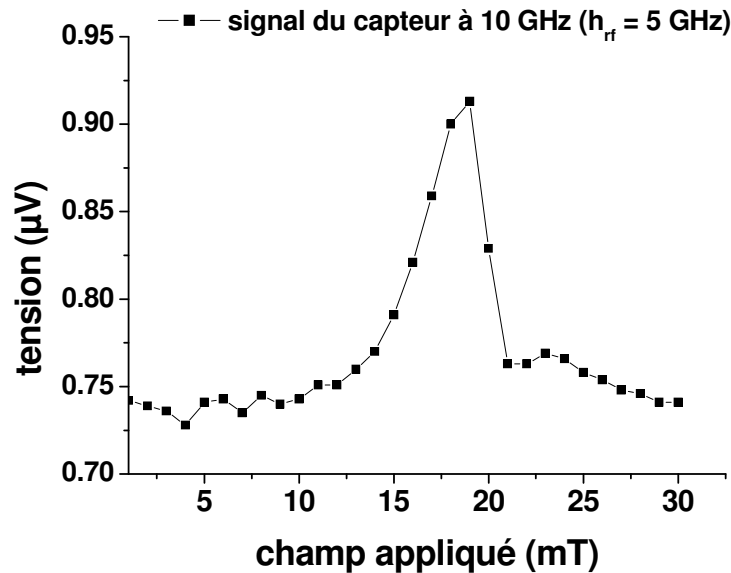


Figure V.27 : mesure du signal électrique à la fréquence de 10 GHz en fonction du champ extérieur. L'antenne est alimentée par un courant à la fréquence de 5 GHz.

Cette expérience est une preuve que les effets statiques planaires qui peuvent apparaître dans les systèmes magnéto résistifs soumis à des champs hyperfréquences peuvent s'expliquer par l'interaction entre les courants circulant dans la structure induits par le champ hyperfréquence et l'effet magnéto résistif.

Nous pouvons faire une remarque quant à l'amplitude des signaux. Nous avons observé que la variation de signal statique est toujours supérieure à la variation de signal à $2\omega_h/2\pi$ en dépit de ce que ne prévoit notre modèle³³. Cette observation s'explique par une augmentation de la température du capteur à la résonance. En effet, le phénomène de résonance s'accompagne d'une absorption de l'énergie électromagnétique qui est dissipée vers le réseau. L'augmentation de la température liée à ce mécanisme de relaxation induit une augmentation de la résistance moyenne R_0 que l'on retrouve dans V.17.

V.G Bilan et conclusion :

Nous avons résumé dans le tableau 3 les résultats principaux présentés dans les paragraphes précédents.

ω_{gmr} / ω_h	Fréquence nulle	Fréquence constante ($\neq 0$)	Fréquence variable ($\neq 0$)
Fréquence nulle			variation du signe de ΔR en fonction de la fréquence ω_{gmr}
Fréquence constante ($\neq 0$)	Apparition d'une tension DC à la résonance et à $2 \omega_h$		Diminution de l'amplitude de l'effet GMR lorsque $\omega_{gmr} > \omega_h$
Fréquence variable ($\neq 0$)		Variation du ΔR observable en fonction de ω_h	

Tableau 3 : Tableau récapitulatif des effets observés en fonction des fréquences de la tension appliquée au capteur et de la fréquence du champ de pompage.

Dans cette étude, nous avons montré que la technique de démodulation des signaux était un très bon outil pour étudier à la fois la dynamique de l'aimantation d'un capteur micrométrique et le comportement de l'effet GMR soumis à différentes excitations. Cette technique nous a permis notamment de mettre en évidence :

- le comportement de la dynamique de l'aimantation de la couche dure en fonction de la fréquence du champ de pompage et de l'orientation relative des couches. Nous avons également montré qu'une modélisation mathématique de la dynamique complète du capteur est nécessaire dans le but d'étudier « proprement » le comportement de l'effet GMR en fonction du régime d'oscillations des couches.
- l'influence du couplage entre les courants de Foucault et l'effet magnétorésistif qui induit une augmentation de la tension statique du capteur à la résonance.

³³ Il faut bien sur tenir compte des pertes du système dans l'évaluation des signaux. .

Nous avons également mis en évidence deux effets liés à la fréquence de la tension appliquée au capteur :

- lorsque les aimantations sont dans une configuration statique, nous avons montré que l'augmentation de la fréquence de la tension avait pour conséquence de faire apparaître une partie imaginaire dans l'effet GMR sans pour autant modifier l'amplitude intrinsèque de l'effet. Nous avons montré que la variation d'impédance du capteur entre les états parallèles et antiparallèles pouvait être modélisée sous la forme $R_0 + \Delta R \cdot \exp(-iA\omega_{\text{gmr}})$, où ΔR est la différence de résistance à $\omega_{\text{gmr}} = 0$.
- dans le régime dynamique de l'aimantation, nous avons obtenu un premier résultat laissant penser que l'amplitude intrinsèque de l'effet GMR diminue lorsque le rapport $\frac{\omega_{\text{GMR}}}{\omega_h}$ est supérieur à 1. Nous avons montré que cet effet ne pouvait être relié directement à l'effet de déphasage observé dans la mesure statique.

La détermination des paramètres pertinents à la compréhension de ces deux effets nécessite des études « systématiques » sur l'ensemble des variables de l'expérience (tel que la direction et l'amplitude du champ extérieur, la température, la puissance du champ de pompage etc...). A ce stade de notre étude, nous pensons qu'ils sont reliés aux phénomènes de diffusion de spin, notamment dans le cuivre, mais nous n'avons pu déterminer le rôle de la fréquence de la tension sur ces derniers.

Pour conclure, nous noterons que l'ensemble de ces résultats soulève une question concernant la validité d'une approche basée sur les équations statiques pour décrire le comportement « dynamique » d'une vanne de spin en raison notamment de l'influence de la fréquence de la tension.

Enfin pour terminer, nous aimerions mentionner le fait que nous n'avons détecté aucune autre augmentation du signal démodulé à des fréquences supérieures à celle du mode uniforme. Ceci pourrait conduire à interpréter qu'aucun mode quantifié n'existe dans la structure. Nous attribuons l'absence de signal relié à ces modes au fait que les amplitudes moyennes de ces signaux sont inférieures au bruit électronique de notre mesure.

Il est également intéressant de comprendre l'influence de leur symétrie de précession sur leur moyen de détection. Nous pouvons faire une analogie entre le couplage courant dans le capteur/ondes de spin et le couplage champ de pompage/ondes de spins. Afin de détecter un signal en transport, il faut que la valeur moyenne spatiale de la projection du vecteur aimantation de la couche douce sur le vecteur aimantation de la couche dure soit non nulle. Ceci implique que des modes quantifiés d'indice pairs ne peuvent être détectés que dans le signal aux fréquences $2\omega_h \pm \omega_{\text{GMR}}$. Les modes quantifiés d'indices impairs quant à eux devraient pouvoir être détectés pour les deux types de signaux car la valeur moyenne de la susceptibilité dans ce cas est non nulle.

VI

Conclusions et perspectives

VI.A Conclusion Générale

Au cours de cette thèse, nous avons cherché à comprendre le comportement de l'effet GMR en fonction à la fois du régime d'oscillations de l'aimantation et de la fréquence de la tension appliquée à un capteur à vanne de spins. Pour réaliser cette étude, nous avons été amené à développer un protocole expérimental permettant à la fois de sonder les propriétés magnétiques dynamiques d'un capteur de taille micrométrique et de mesurer l'effet GMR dans une très large bande de fréquence.

Nous avons tout d'abord étudié les propriétés dynamiques de l'aimantation de structures de type vanne de spin, à la fois sous la forme de films continus et d'éléments de taille micrométrique (chapitre IV). Pour cela, nous avons utilisé des micro antennes pour exciter et détecter des ondes de spins dans le domaine magnétostatique. La comparaison de ces mesures à celles effectuées sur des empilements Ta/Py/CoFe/Ta nous a permis de mettre en évidence l'influence des mécanismes de couplage entre la couche douce et la couche dure, qu'ils soient de type dipolaire ou électronique, sur les fréquences de résonance et les lois de relaxation des ondes de spins. Nous avons montré que l'ensemble de ces interactions pouvaient être traitées sous la forme d'un champ de couplage effectif agissant sur la couche douce permettant par là même de décrire avec des modèles simples la résonance du système. Ceci fut confirmé par l'étude de la résonance uniforme de capteurs micrométriques. Du point de vue pratique, nous avons montré que la technique des micro antennes était un bon candidat pour étudier des systèmes isolés de très petites tailles.

Nous avons ensuite démontré que l'application d'un champ magnétique oscillant et d'une tension de fréquence non nulle, permettaient d'étudier de manière précise l'effet GMR dans un capteur micrométrique (technique de démodulation). L'importance d'une modélisation complète de l'aimantation dynamique du système pour comprendre ses effets sur l'amplitude de l'effet GMR intrinsèque a été mise en évidence. En définissant la notion d'effet GMR apparent, nous avons été en mesure de montrer que la couche dure de notre capteur présentait une susceptibilité non nulle envers le champ d'excitation hyperfréquence amenant à un profil de susceptibilité global assez complexe sur l'ensemble de la structure. Les expériences que nous avons réalisées semblent montrer que les couches douces et dures de notre système peuvent se coupler dynamiquement en opposition de phase par rapport à l'excitation, lorsque le couplage statique entre les deux couches de CoFe de la couche dure est diminué. Nous avons proposé un modèle phénoménologique permettant de rendre compte des effets observés mais nous n'avons pas été en mesure de modéliser analytiquement la susceptibilité totale du système. Ainsi l'influence de la dynamique de l'aimantation sur l'effet GMR n'a pu être déterminé.

Grâce à un modèle d'impédances localisées, nous avons montré que dans le régime magnétique statique (sans champ perturbateur), la fréquence de la tension appliquée au capteur avait pour effet de modifier les états de plus haute et de plus basse résistance. Le résultat obtenu prédit que pour une fréquence de 35 GHz, l'état de plus basse résistance n'est plus un état correspondant à une orientation parallèle des aimantations des couches mais un état antiparallèle. Ceci se traduit mathématiquement par un terme de déphasage linéaire en fréquence dans l'expression de ΔR . Il est très important de noter que dans cette expérience, l'amplitude intrinsèque de l'effet GMR ne semble pas modifié. En revanche nous avons mis en avant un premier résultat semblant montrer que dans le régime dynamique, la fréquence de la tension appliquée avait pour conséquence de diminuer l'amplitude de l'effet GMR. A ce jour nous n'avons pas déterminé les mécanismes à l'origine de ces effets qui, à notre connaissance, n'avaient jamais été observés auparavant. Dans ce cadre, la validité d'une description de l'effet GMR basée sur la description statique de l'effet est remise en question. Cependant, nous avons montré dans la dernière partie du chapitre V que ce modèle permettait d'expliquer l'apparition d'une tension continue aux bornes du capteur lorsque celui-ci est

soumis à un champ hyperfréquence résonant. Nous avons montré que cet effet était dû au couplage entre l'effet magnétorésistif et les courants de Foucault induits par le champ d'excitation.

VI.B Perspectives.

La technique en démodulation que nous avons développée dans cette thèse s'est avérée être un outil extrêmement performant à la fois pour l'étude des phénomènes magnétorésistifs en fréquence et pour étudier la dynamique de l'aimantation de systèmes isolés de très petites tailles.

Un certain nombre de résultats nouveaux sont apparus de cette manière tel que par exemple le comportement de l'effet GMR sous l'effet d'une tension hyperfréquence. Cependant, une analyse complète de ce phénomène nécessite une meilleure compréhension de la dynamique de l'aimantation de nos couches. Des systèmes présentant des couches dures complètement « bloquées » (avec par exemple un empilement de plusieurs couches ferromagnétiques couplées antiferromagnétiquement) seraient de très bons candidats et permettraient de simplifier l'interprétation des résultats notamment par une modélisation simple de la susceptibilité de l'aimantation.

Dans un second temps il sera primordial de comprendre si les variations de l'effet GMR sous l'effet d'une tension hyperfréquence dans les deux régimes d'oscillations de l'aimantation sont reliées aux mêmes mécanismes physiques.

Nous n'avons pas abordé le problème de l'interaction d'un courant hyperfréquence avec des ondes de spins dont le vecteur d'ondes est quantifié. Dans cette optique, l'étude de l'effet GMR en présence de modes quantifiés serait très intéressante. En effet, le confinement des ondes de spins dans les systèmes de taille micrométrique ou submicrométrique amène l'aimantation à présenter des profils spatiaux particuliers que l'on peut déterminer analytiquement. On peut s'attendre à ce que le couplage d'un courant hyperfréquence avec ces modes par l'intermédiaire de l'effet GMR soit très dépendant du profil spatial de l'aimantation.

On peut également envisager d'appliquer cette méthode à des phénomènes encore mal compris tel que la résonance de paroi magnétique dans des nanostructures. La technique de démodulation permettrait à la fois d'étudier, via la mesure en transport, les fréquences de résonances des parois et permettraient également de voir l'influence d'un courant hyperfréquence sur la dynamique de la paroi et sur sa propagation.

L'étude que nous avons menée présente également des intérêts du point de vue technologique. En particulier, nous avons montré que la technique en démodulation présente une grande sensibilité envers des champs magnétiques hyperfréquence ou statique, ce qui offre d'importantes perspectives dans le domaine des capteurs de champ. De plus, le comportement de ces capteurs peut être prédit de manière satisfaisante dans différentes gammes de fréquences. En guise d'exemple, les figures V.4 et V.10 montrent que la sensibilité au champ hyperfréquence est linéaire en fréquence dans le régime hors résonant. L'avantage direct de la technique de démodulation est que l'on peut moduler cette zone en changeant la valeur du champ statique. Il est également possible d'envisager l'application de cette technique pour simplifier les chaînes de démodulation utilisées aux sorties des têtes de lecture.

VII

Annexe 1 : L'effet GMR

VII.A Description phénoménologique de l'effet GMR : modèle à 2 courants.

Il existe deux types de configuration de travail pour étudier l'effet GMR qui sont schématisées sur la figure A1.1.

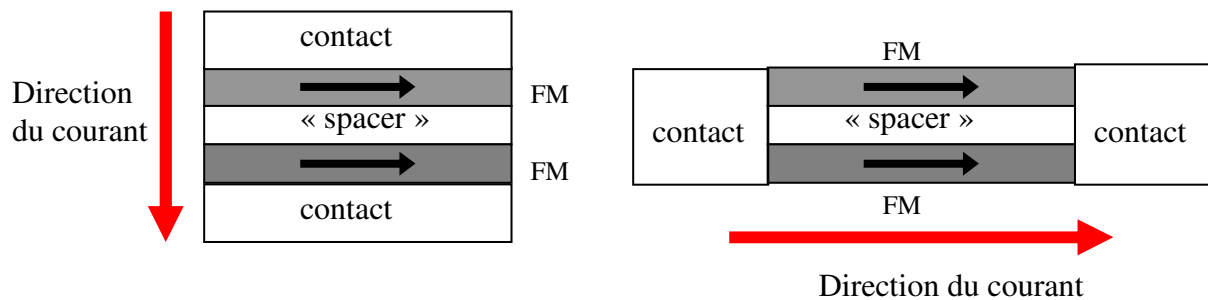


Figure A1.1 : schématisation des 2 configurations de mesure. En gris sont représentées les couches ferromagnétiques (FM) et en blanc les couches métalliques non magnétiques.

La première configuration (figure A1.1 à gauche) correspond au cas où le courant traverse la structure perpendiculairement au plan des couches. Cette configuration est appelée « Current Perpendicular to Plane » (CPP). La seconde, (figure A1.1 à droite), correspond quant à elle à un courant traversant la structure parallèlement au plan des couches. Cette configuration est appelée « Current In Plane » (CIP). Expérimentalement, cette dernière est plus facile à obtenir avec les techniques de lithographie usuelles. Cependant, en configuration CPP, l'amplitude de l'effet est plus importante. Ainsi, en fonction de ce que l'expérimentateur souhaite étudier, le choix du « design » sera important. Pour notre étude, nous avons opté pour une configuration CIP.

Les phénomènes physiques régissant l'effet GMR, dans l'une ou l'autre des deux configurations, reposent globalement sur les mêmes principes. Il existe toutefois quelques distinctions théoriques entre CIP et CPP que nous détaillerons plus en détails dans la partie suivante.

Tous les modèles décrivant l'effet GMR ont pour « briques » élémentaires les hypothèses de travail suivantes :

- La première correspond au « modèle à deux courants » décrit par Mott en 1936 ^[Mot 36]. Celui-ci repose sur le fait que dans la majorité des processus de collisions, élastiques et inélastiques, que subissent les électrons dans un métal, l'information de spin est conservée. Ainsi, si l'on néglige les processus susceptibles de « retourner » le spin d'un électron (comme les collisions avec les magnons ou le couplage spin-orbite), on peut considérer que dans un métal le courant est porté par deux types de porteurs indépendants, les électrons ayant un spin « up » et les électrons ayant un spin « down »³⁴, qui se comportent en première approximation comme deux circuits en parallèle. Ceci nous tend à considérer une longueur sur laquelle le spin de l'électron est conservé. Cette distance est appelée la longueur de diffusion de spin que nous noterons λ_{sd} dans la suite de ce manuscrit. Cette longueur est de l'ordre de quelques dizaines de nm dans les

^[Mot 36] N. Mott, Proc. Roy. Soc. 156, 368, 1936

³⁴ La dénomination « up » et « down » correspond à une direction de spin parallèle (up) ou antiparallèle (down) à la direction de l'aimantation macroscopique locale.

métaux et est plus grande que le libre parcours moyen des électrons. Elle est le paramètre pertinent dans le transport CPP³⁵.

- La seconde correspond à la prise en compte de la différence de probabilité de diffusion de chaque type de porteur dans un métal ferromagnétique. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, la probabilité de diffusion d'un électron est directement proportionnelle au nombre d'états disponibles autour du niveau de Fermi (dans une gamme énergétique de l'ordre de kT). Or nous avons vu que cette densité d'état est dissymétrique pour les spins up et pour les spins down en raison du couplage d'échange. Ceci implique une différence des libres parcours moyens, et par conséquent des conductivités, pour chaque type de porteur (le libre parcours moyen étant inversement proportionnel au taux de diffusion).
- Enfin la dernière hypothèse repose sur le fait que lorsqu'un courant traverse une interface entre un métal ferromagnétique et un métal normal, un déséquilibre des populations de spin est créé dans les deux métaux. Ceci provient du fait que les nombres d'électrons de spin up et down sont différents dans le métal ferromagnétique et égaux dans le métal normal. Le système doit donc passer d'un état de déséquilibre de spin vers un état d'équilibre de spin, ce qui induit l'apparition d'une zone de transition dans laquelle l'asymétrie de spin décroît progressivement. Ce phénomène est appelé « accumulation de spin » dans le modèle théorique développé par Valet et Fert^[Val 93] dans le cas du transport perpendiculaire aux couches. Cette notion fut introduite en premier lieu indépendamment par Johnson et al.^[Jhon 87] et par Van Son et al.^[Von S 87].

Pour expliquer qualitativement l'effet GMR, il nous faut expliquer la différence de résistance globale du système lorsque les couches sont alignées parallèlement et antiparallèlement. Il nous faut également expliquer les différences expérimentales observées entre configuration CIP et CPP tel que l'amplitude de l'effet. Nous allons désormais donner une vision simple de l'effet GMR basée sur le modèle du « réseau de résistance » (Resistor Network Theory). Ce modèle ayant été repris de nombreuses fois dans la littérature, nous avons opté pour une présentation telle que celle développée par J. Mathon dans la référence^[Spi 01]. Ce modèle permet de comprendre de manière intuitive les mécanismes sous-jacents à l'effet GMR. Commençons par représenter le parcours des électrons dans les différentes configurations de mesure (figure A.I.2).

F

³⁵ Nous verrons par la suite que la longueur pertinente pour la configuration CIP est le libre parcours moyen de l'électron dans les différentes couches.

^[Val 93] T. Valet, A. Fert, *Physical Review B*, 48, 7099, **1993**.

^[Jhon 87] M. Jhonson and R.H. Silsbee, *Physical Review B*, 35, 4959, **1987**

^[Von S 87] P.C. Von Son, H. Van Kempen, and P. Wyder, *Physical Review Letters*, 58, 2271, **1987**.

^[Spi 01] Spin Electronics, M. Ziese and M.J. Thornton, Springer ed., **2001**.

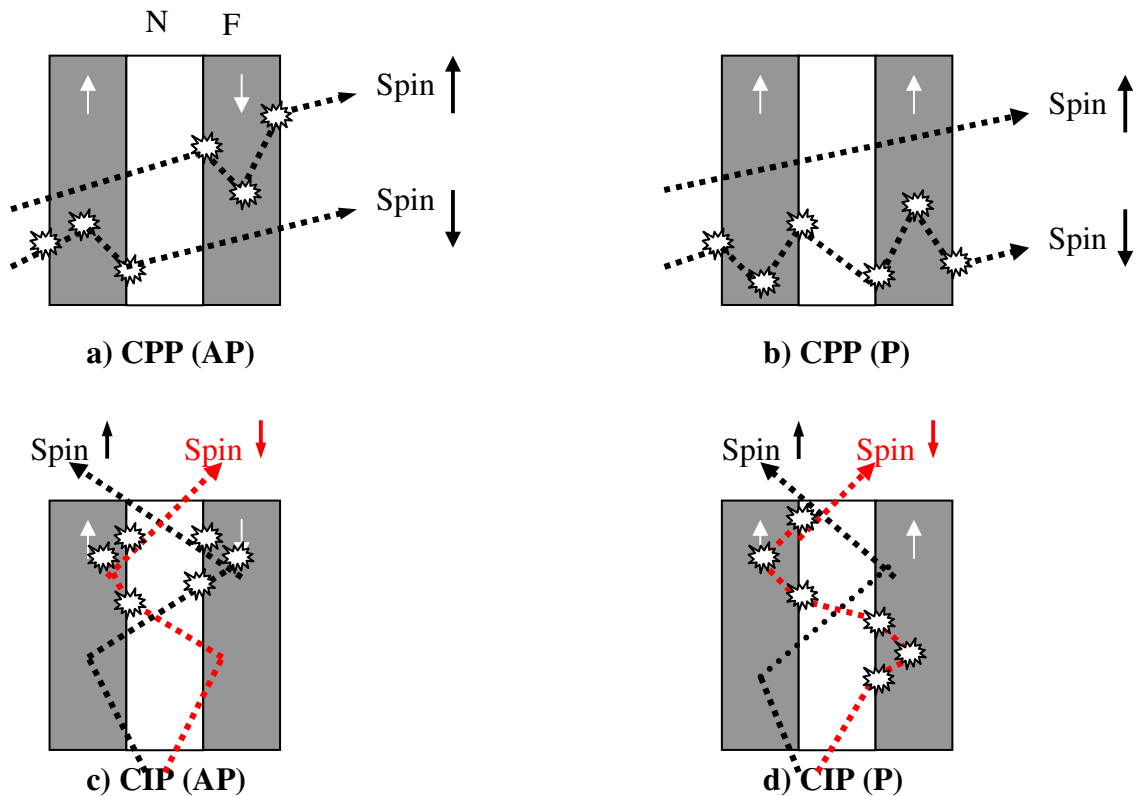


Figure A.I.2 : modélisation du parcours de chaque type de porteur en configuration CPP (a,b) et CIP (c,d). Les termes P et AP correspondent à des aimantations Parallèles et Anti-parallèles. Les processus de collisions dépendants du spin sont représentés par des étoiles.

L'effet GMR s'explique, quelle que soit la configuration de mesure, par le taux de diffusion qu'expérimente chaque type de porteur sur son parcours. Nous allons montrer que le taux de diffusion de chaque porteur est dépendant de l'orientation de la projection de spin de l'électron sur l'aimantation locale.

Sur la figure A.I.2, nous avons représenté par des étoiles les processus de diffusion dépendant du spin. Il en existe différents types que nous allons détailler ci-dessous. Pour expliquer qualitativement les différences de résistivité entre les configurations parallèles et antiparallèles, représentons le parcours de chaque porteur par un modèle de résistance.

chimique infini entre le métal d'où proviennent et les électrons et le métal ferromagnétique). Lorsque les deux couches ferromagnétiques sont alignées parallèlement, les électrons de spin up traversent toute la multicouche et aucun électron de spin down ne la traverse. Dans le cas où les deux couches sont alignées antiparallèlement, aucun des deux types de porteur ne sortira de la structure. Ainsi, on comprend que la résistivité de la multicouche est différente en configuration parallèle et antiparallèle.

Considérons à présent le cas pour lequel nous permettons à une partie des électrons de spin up de changer leur direction de spin (par l'intermédiaire des processus de spin-flip) avant d'arriver à la deuxième couche. On comprend de manière évidente que moins d'électrons traverseront la structure lorsque les aimantations seront parallèles et que désormais une partie des électrons pourront quand même la traverser lorsque les aimantations seront alignées anti-parallèlement. Le rôle de filtre de chaque couche est en quelque sorte annihilé par les processus de spin-flip et la différence de résistivité entre la configuration parallèle et anti-parallèle n'existe plus.

Bien que ce modèle soit très approximatif, il nous permet de comprendre qu'il est absolument nécessaire que la longueur de diffusion de spin soit plus grande que l'épaisseur de la structure dans le cas d'une mesure en CPP et que l'amplitude de l'effet GMR sera décroissant pour des couches (ferromagnétiques ou non) de plus en plus épaisses, ce qui est vérifié expérimentalement.

La différence des densités d'états au niveau de Fermi permet de définir un coefficient phénoménologique β (appelé « Bulk Scattering Asymmetry » dans la littérature) qui rend compte de la différence des résistivités pour les spins up et down dans chaque couche :

$$\beta = \frac{\rho_{F\downarrow} - \rho_{F\uparrow}}{\rho_{F\uparrow} + \rho_{F\downarrow}} \propto \frac{D_{\uparrow}(E_F)}{D_{\downarrow}(E_F)} \quad (\text{AI.1})$$

Où $\rho_{F\uparrow}$ et $\rho_{F\downarrow}$ correspondent aux résistivités des porteurs de spin up et down respectivement dans la couche ferromagnétique. Les résistances correspondantes dans la figure A1.3 peuvent ainsi être définies de la façon suivante :

$$R_{F\downarrow} = \frac{\rho_{F\downarrow} \times M}{S} = \frac{2 \times M}{S} \times \frac{\rho_{FM}}{1 - \beta} \quad (\text{AI.2})$$

$$R_{F\uparrow} = \frac{\rho_{F\uparrow} \times M}{S} = \frac{2 \times M}{S} \times \frac{\rho_{FM}}{1 + \beta} \quad (\text{AI.3})$$

$$\rho_{FM} = \frac{1}{\rho_{F\uparrow}} + \frac{1}{\rho_{F\downarrow}} \quad (\text{AI.4})$$

Avec ρ_{FM} : résistivité de la couche ferromagnétique sous forme « massive ».

M : le nombre de plan atomique.

S : surface du métal ferromagnétique.

Notons que le signe de β dépend du matériau étudié. Par exemple, dans le cas du cobalt, β est positif alors qu'il est négatif dans le cas du fer.

Il existe un autre type de diffusion dépendante du spin correspondant aux diffusions aux interfaces. Elle est représentée par le terme R_{int} sur la figure AI.3. Cette diffusion a différentes origines :

- le désaccord entre les bandes énergétiques du métal ferromagnétique et du métal normal suivant la direction de spin de l'électron
- les atomes magnétiques qui ont diffusés vers le métal non magnétique lors de la croissance des couches. Notons que ces atomes peuvent aussi amener des processus de spin-flip, ce qui est au détriment de l'effet GMR.

Dans le premier cas, des calculs de structures de bandes permettent de définir les potentiels de diffusion dépendants du spin à l'interface. En revanche, la contribution due aux atomes magnétiques dans le métal normal est plus difficile à quantifier. Elle dépend de la rugosité de surface et des processus de croissance des couches. Ainsi, de la même façon que l'on a défini β , on est amené à définir un coefficient phénoménologique de diffusion d'interface γ (« Interfacial Scattering Asymmetry » dans la littérature) :

$$\gamma = \frac{\rho_{\uparrow}^{\text{interface}} - \rho_{\downarrow}^{\text{interface}}}{\rho_{\uparrow}^{\text{interface}} + \rho_{\downarrow}^{\text{interface}}} \quad (\text{AI.5})$$

On peut ainsi définir les résistances d'interfaces pour chaque type de porteur sous la forme suivante :

$$R_{\uparrow}^{\text{interface}} = S \times \rho_{\uparrow}^{\text{interface}} = 2 \times S \times \frac{\rho_{\text{F-N}}}{1 + \gamma} \quad (\text{AI.6})$$

$$R_{\downarrow}^{\text{interface}} = S \times \rho_{\downarrow}^{\text{interface}} = 2 \times S \times \frac{\rho_{\text{F-N}}}{1 - \gamma} \quad (\text{AI.7})$$

$$\rho_{\text{F-N}} = \frac{1}{\rho_{\uparrow}^{\text{interface}}} + \frac{1}{\rho_{\downarrow}^{\text{interface}}} \quad (\text{AI.8})$$

$\rho_{\text{F-N}}$ étant la résistivité totale de l'interface entre le métal ferromagnétique et le métal normal.

Dans le cas du transport CPP, si l'on ne considère que la vitesse de dérive due au champ électrique appliqué, chaque type de porteur traverse les couches les unes après les autres. Ainsi, chaque couche et chaque interface agissent comme des résistances en série. Ceci permet de calculer la résistance totale du système en fonction des différentes configurations des aimantations :

$$\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}^{\text{totale}}} = \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} \right)_{\uparrow\uparrow} + \left(\frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\uparrow} ; \frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}^{\text{totale}}} = \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} \right)_{\uparrow\downarrow} + \left(\frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\downarrow} \quad (\text{AI.9})$$

Avec

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} \right) &= \frac{1}{2R_{F\uparrow} + R_{\text{spacer}} + 2R_{\uparrow}^{\text{interface}}}; \\ \left(\frac{1}{R_{\downarrow\uparrow}} \right) &= \frac{1}{2R_{F\downarrow} + R_{\text{spacer}} + 2R_{\downarrow}^{\text{interface}}}; \end{aligned} \quad (\text{AI.10})$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}} \right) &= \frac{1}{R_{F\uparrow} + R_{\text{spacer}} + R_{F\downarrow} + R_{\uparrow}^{\text{interface}} + R_{\downarrow}^{\text{interface}}}; \\ \left(\frac{1}{R_{\downarrow\downarrow}} \right) &= \frac{1}{R_{F\uparrow} + R_{\text{spacer}} + R_{F\downarrow} + R_{\uparrow}^{\text{interface}} + R_{\downarrow}^{\text{interface}}}; \end{aligned} \quad (\text{AI.11})$$

et R_{spacer} étant la résistance de la couche de métal normal.

A partir de ces équations, il est possible d'évaluer le ratio $(R_{\uparrow\downarrow} - R_{\downarrow\uparrow})/R_{\uparrow\downarrow}$. Notons qu'une mesure en configuration CPP permet de mesurer β et γ ([Spi 01, page 86]).

- **Cas du transport en CIP :**

Dans le cas d'une mesure en configuration CIP, la situation est quelque peu plus compliquée. En effet, ici les électrons se déplacent au travers toutes les couches de manière aléatoire en fonction des processus de diffusions subits dans chaque couche (voir fig A.I.3 c et d). Ainsi, il existe deux cas à considérer :

- le premier correspond au cas où le libre parcours moyen des électrons dans chaque couche est plus petit que l'épaisseur de la couche. On peut alors considérer que les électrons se répartissent équitablement dans chaque couche et que les électrons présents dans une couche n'atteignent pas les autres. Ainsi, la résistance de chaque canal sera calculée en mettant en parallèle les résistances de chaque couche :

$$\left(\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} \right) = \frac{2}{R_{F\uparrow}} + \frac{1}{R_{\text{spacer}}}; \quad \left(\frac{1}{R_{\downarrow\downarrow}} \right) = \frac{2}{R_{F\downarrow}} + \frac{1}{R_{\text{spacer}}} \quad (\text{AI.12})$$

$$\left(\frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}} \right) = \frac{1}{R_{F\uparrow}} + \frac{1}{R_{\text{spacer}}} + \frac{1}{R_{F\downarrow}}; \quad \left(\frac{1}{R_{\downarrow\uparrow}} \right) = \frac{1}{R_{F\downarrow}} + \frac{1}{R_{\text{spacer}}} + \frac{1}{R_{F\uparrow}} \quad (\text{AI.13})$$

dans les configurations parallèle (eq AI.12) et antiparallèle (eq AI.13) respectivement. En injectant ces deux équations dans A.I.9, on montre qu'il n'y a pas de différence de résistance totale entre les configurations parallèle et antiparallèle, c'est-à-dire pas d'effet GMR.

- Le second cas correspond au contraire à la situation où le libre parcours moyen des électrons est plus grand que l'épaisseur des couches. Dans ce cas, chaque porteur est libre de se déplacer dans

^[Spi 01] Spin Electronics, M. Ziese and M.J. Thornton, Springer ed., 2001.

chacune des couches. La résistance (par unité de surface et de longueur) de chaque canal est alors une résistance moyenne sur l'épaisseur que l'on peut définir par :

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} \right) &= \frac{(2M + N + 2I)^2}{2M\rho_{F\uparrow} + N\rho_{\text{spacer}} + 2I\rho_{\uparrow}^{\text{interface}}} \\ \left(\frac{1}{R_{\downarrow\downarrow}} \right) &= \frac{(2M + N + 2I)^2}{2M\rho_{F\downarrow} + N\rho_{\text{spacer}} + 2I\rho_{\downarrow}^{\text{interface}}} \end{aligned} \quad (\text{AI.14})$$

et

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}} \right) &= \frac{(2M + N + 2I)^2}{M\rho_{F\uparrow} + N\rho_{\text{spacer}} + I\rho_{\uparrow}^{\text{interface}} + M\rho_{F\downarrow} + I\rho_{\downarrow}^{\text{interface}}} \\ \left(\frac{1}{R_{\downarrow\uparrow}} \right) &= \frac{(2M + N + 2I)^2}{M\rho_{F\uparrow} + N\rho_{\text{spacer}} + I\rho_{\uparrow}^{\text{interface}} + M\rho_{F\downarrow} + I\rho_{\downarrow}^{\text{interface}}} \end{aligned} \quad (\text{AI.15})$$

M est le nombre de couches atomiques du métal ferromagnétique, N est le nombre de couches atomiques du métal normal, I est le nombre de plans atomiques correspondant à l'interface ferromagnétique/normal et ρ_{spacer} est la résistivité du métal normal.

Ces équations traduisent le fait que la résistance de chaque canal fait intervenir la moyenne des différents processus de diffusions qu'expérimentent les électrons sur l'ensemble de leur parcours. De par la valeur de la résistance totale du système donnée par AI.9, on voit aisément la différence entre les cas où les aimantations sont parallèles ou antiparallèles. En guise d'exemple, nous pouvons exprimer la GMR en configuration CIP dans le cas où $\gamma=0$:

$$\frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\downarrow}} = \frac{(1-\beta)^2}{4 \left(1 + \frac{N\rho_{\text{spacer}}}{M\rho_{F\uparrow}} \right) \left(\beta + \frac{N\rho_{\text{spacer}}}{M\rho_{F\uparrow}} \right)} \quad (\text{AI.16})$$

Notons que cette expression, correspondant au cas $\gamma=0$, ne rend pas compte de certains effets observés expérimentalement tels que la décroissance de l'amplitude de l'effet GMR lorsque les couches ferromagnétiques deviennent de plus en plus épaisses. Pour rendre compte de cet effet il faut tenir compte de la diffusion aux interfaces.

Nous venons de montrer que dans le cas du transport en configuration CIP le paramètre pertinent est le libre parcours moyen des électrons et non la longueur de diffusion de spin comme dans le cas CPP. Ce libre parcours moyen est de l'ordre de la dizaine de nanomètre dans les métaux usuels (ex : ≈ 30 nm pour le cuivre à 300K).

Dans les deux configurations de mesure, nous avons vu que nous ne pouvons séparer les contributions résistives dues aux interfaces de celles dues aux couches ferromagnétiques pour expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux relatifs à l'effet GMR. En détaillant les équations, nous pouvons voir qu'il sera d'autant plus important que β et γ le seront. Pour augmenter β , il faut choisir des matériaux qui ont de forte polarisation magnétique, c'est à dire avec un fort décalage de

bandes. C'est le cas par exemple du fer. Pour augmenter γ , il est important d'avoir un accord entre les bandes énergétiques du métal ferromagnétique et du métal normal qui soit très bon pour un type de porteur de spin et au contraire très mauvais pour l'autre (afin d'avoir la plus grande zone d'accumulation de spin possible dans le métal normal comme nous allons le voir dans la partie suivante). Ce désaccord entre les bandes énergétiques induit un fort potentiel de diffusion pour un des deux types de porteurs afin de rééquilibrer les 2 populations de spins dans le métal normal. Cette condition est réalisée dans des structures du type Co/Cu ou Fe/Cr. Les phénomènes d'inter diffusion des atomes du métal normal (resp. ferro) dans les couches ferromagnétiques (resp. normal) permettent aussi d'augmenter γ en rajoutant un potentiel local de diffusion dépendant du spin (cela crée un désaccord des bandes énergétiques artificiel de type donneurs/accepteurs).

Le mécanisme de diffusion relié au désaccord de bandes est prépondérant dans la configuration CPP. Il l'est moins en CIP du fait que les électrons se déplacent principalement parallèlement aux interfaces. Dans ce cas, ce mécanisme ne devient réellement efficace que si les interfaces présentent une certaine rugosité. Toutefois il ne peut être négligé car, comme nous l'avons déjà mentionné, il permet d'expliquer la dépendance observée expérimentalement de l'effet GMR avec l'épaisseur des couches. En effet, dans le cas de couches extrêmement minces (de l'ordre de quelques plans atomiques), la rugosité des interfaces est très prononcée et induit de nombreux processus de diffusion dépendant du spin. Lorsque les couches sont plus épaisses, les interfaces sont mieux définies et leurs influences dans les processus de diffusion moins importantes.

Le modèle de résistance présenté ci-dessus permet d'expliquer de manière qualitative les résultats expérimentaux obtenus. Pour cela nous avons introduit les paramètres β et γ comme des paramètres phénoménologiques permettant de rendre compte des propriétés physiques des couches ferromagnétiques et des interfaces. Cependant, il est possible de donner une description plus quantitative de l'effet GMR basée sur un modèle microscopique prenant en compte les structures de bandes réelles des matériaux présents. Ceci permet de tenir compte de tous les effets mentionnés ci-dessus et de faire apparaître les coefficients phénoménologiques β et γ .

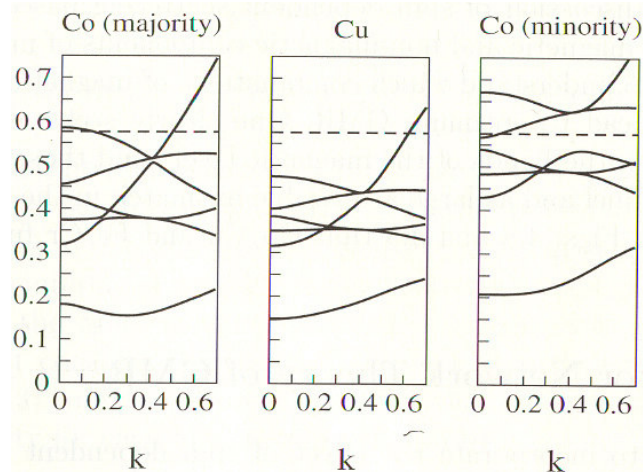


Figure A1.4 : structure de bande réelle du cobalt et du cuivre dans la direction [001]. Les lignes pointillées représentent le niveau de Fermi (figures tirées page 79 de ^[Spi 01]).

VII.B Description semi-classique de l'effet GMR

Dans la partie précédente, nous avons décrit de manière phénoménologique les mécanismes physiques à la base de l'effet GMR. Nous pouvons aussi aborder ces mécanismes du point de vue microscopique à partir d'une approche basée sur la théorie de Fuchs-Sondheimer étendue au cas des

multicouches. Cette approche est appelée semi-classique car les électrons sont considérés comme des objets ponctuels indépendants (c'est à dire que le paquet d'onde correspondant à la fonction électronique est très localisé) mais les principes de mécanique quantique tels que la statistique de Fermi-Dirac sont appliqués.

Dans cette partie nous nous contenterons de présenter les principes de base des calculs de l'effet GMR qui ont développés par Camley et Barnas dans le cas du transport en CIP ou bien de Valet et Fert dans le cas du transport CPP. Nous montrerons comment les processus de diffusion dans les couches ferromagnétiques (β dans la partie précédente) ainsi que les diffusions aux interfaces (γ) sont pris en compte. De même, nous montrerons l'importance de l'accumulation de spin dans le cas du transport en CPP.

Le modèle de Fuchs-Sondheimer consiste à développer l'équation de Boltzmann dans le cas où la fonction de distribution électronique présente une dépendance spatiale. A l'équilibre thermodynamique, la fonction $f_0(k)$ décrivant la probabilité d'occupation des états électroniques de vecteurs d'ondes k répond à la statistique de Fermi-Dirac :

$$f_0(k) = \frac{1}{\exp\left[\frac{(E(k) - E_F)}{k_B T}\right] + 1} \quad (\text{AI.17})$$

avec $E(k)$: énergie de l'état de vecteur d'onde k

E_F : énergie de Fermi

k_B : constante de Boltzmann

T : température d'équilibre thermodynamique du système

Notons que cette équation est valable dans le cas où la longueur d'onde de l'électron est plus petite que le libre parcours moyen dans le matériau étudié.

En présence d'une perturbation (par exemple un champ électrique), cette fonction est modifiée de telle sorte qu'en régime stationnaire la nouvelle fonction de distribution s'écrit :

$$f(k) = f_0(k) + g(k) \quad (\text{AI.18})$$

Cette perturbation est équivalente à un déplacement global de la sphère de Fermi dans l'espace réciproque sous l'effet de l'apport de quantité de mouvement induite par l'action du champ électrique. Dans ce cas, la densité de courant traversant la structure s'exprime sous la forme suivante :

$$j = \sigma \varepsilon = -e \int v f(v) dv = -e \int v g(v) dv \quad (\text{AI.19})$$

avec σ la conductivité

ε l'amplitude du champ électrique appliqué

e la charge de l'électron ($e > 0$)

v la vitesse des électrons

La fonction f_0 étant par nature symétrique dans l'espace réciproque, le calcul de la densité de courant se réduit au calcul de la fonction g . Pour ce faire, nous écrivons l'équation de Boltzmann

qui traduit les conditions de régime stationnaire. Celles ci impliquent qu'en moyenne l'accélération des électrons est compensée par les processus de diffusion :

$$\frac{df}{dt} = \left. \frac{df}{dt} \right|_{\text{perturbation}} + \left. \frac{df}{dt} \right|_{\text{relaxation}} = 0 \quad (\text{AI.20})$$

Le premier terme dans la partie droite de l'équation AI.20 correspond au déplacement de la sphère de Fermi due à l'accélération des électrons. Le second terme correspond aux phénomènes de diffusions permettant la relaxation des électrons vers l'état d'équilibre. La partie perturbatrice s'écrit dans le cas où le champ électrique est appliqué suivant la direction arbitraire x :

$$\left. \frac{df}{dt} \right|_{\text{perturbation}} = \frac{\partial f_0}{\partial k_x} \cdot \frac{dk_x}{dt} = - \frac{\partial f_0}{\partial k_x} \cdot \frac{e\varepsilon}{\eta} \quad (\text{AI.21})$$

Cette équation est développée dans le cadre de l'approximation du gaz d'électrons libres. Les électrons sont considérés comme des particules ponctuelles indépendantes sans interaction et dont l'énergie vaut $E = \hbar^2 k^2 / 2m$, m étant la masse effective de l'électron.

Le développement du terme de relaxation est réalisé dans le cadre de l'approximation du temps de relaxation. Cette approximation consiste à considérer que la fonction $g(k)$ décroît exponentiellement jusqu'à s'annuler avec un temps de relaxation caractéristique τ défini par :

$$\left. \frac{df}{dt} \right|_{\text{relaxation}} = \left. \frac{dg}{dt} \right|_{\text{relaxation}} = - \frac{g}{\tau} \quad (\text{AI.22})$$

En incorporant l'équation AI.22 dans l'équation AI.20 on obtient :

$$g = \frac{\partial f_0}{\partial k_x} \cdot \frac{e\varepsilon}{\eta} \tau \quad (\text{AI.23})$$

La résolution de l'intégrale AI.19 permet de calculer la densité de courant circulant dans la structure.

Jusqu'ici nous avons considéré que la fonction de probabilité de présence $f(k)$ était indépendante de la position spatiale des électrons. Dans le cas d'une multicouche magnétique, cette hypothèse ne peut être retenue du fait des différents matériaux rencontrés par les électrons sur leurs parcours. Le développement de l'équation de Boltzmann en tenant compte de la dépendance spatiale de $f(k)$ a été réalisé par Fuchs et Sondheimer. Considérons une structure composée de différentes couches métalliques. Soit x la direction du champ appliqué (configuration CIP) et z la normale au plan des couches (figure A1.5) :

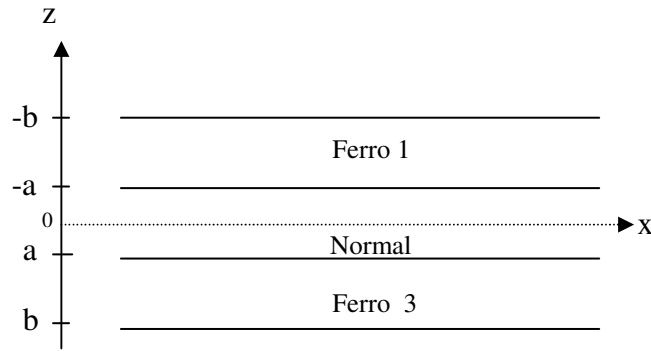


Figure A1.5 : schéma de la structure étudiée.

Dans ce cas, nous devons rajouter un terme dépendant de la position dans le calcul de $g(k)$ qui s'écrit au premier ordre en g :

$$\frac{g}{\tau} + \frac{\eta k_z}{m} \cdot \frac{\partial g}{\partial z} = \frac{\partial f_0}{\partial k_x} \cdot \frac{e\varepsilon}{\eta} \tau \quad (\text{AI.24})$$

Dans le cas d'une multicouche magnétique, la fonction g est aussi dépendante du spin de l'électron. De plus, nous pouvons choisir comme argument de cette fonction la variable vitesse à la place de la variable vecteur d'onde (rappelons que $v = \hbar k/m$). Ceci permet de réécrire l'équation AI.24 sous la forme :

$$\frac{g^{\uparrow(\downarrow)}(z, v)}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} v_z} + \frac{\partial g^{\uparrow(\downarrow)}(z, v)}{\partial z} = \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \cdot \frac{e\varepsilon}{m v_z} \quad (\text{AI.25})$$

Nous pouvons alors décomposer la fonction en deux parties, l'une pour les électrons se déplaçant dans le sens des z positifs et l'autre pour les électrons se déplaçant dans le sens des z négatifs. Les solutions de l'équation 1.25 s'écrivent ainsi :

$$g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(z, v) = \frac{e\varepsilon \tau^{\uparrow(\downarrow)}}{m} \frac{\partial f_0(v)}{\partial v_x} \times \left[1 + F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(v) \exp \left[\frac{\mu z}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} |v_z|} \right] \right] \quad (\text{AI.26})$$

Les signes $+$ et $-$ désignent les électrons se propageant respectivement dans le sens positif et négatif. $F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(v)$ est une fonction qui se calcule grâce aux conditions aux limites appropriées. Barnas et Camley ont réalisé ce calcul dans le cas d'un transport en configuration CIP ^[cam 89] et ont exprimé ces conditions aux limites sous différentes formes :

- les conditions de Fuchs sont appliquées en $-b$ et b de la figure AI.5. Elles correspondent aux réflexions spéculaires sur les surfaces libres de la multicouche. Ceci implique au niveau du calcul que la fonction g s'annule en ces points.

^[cam 89] R.E. Camley and J. Barnas, *Physical Review Letters*, 63 , 664, 1989.

- aux interfaces entre métaux, des conditions aux limites semblables à celles rencontrées en optique sont considérées. En effet, on considère qu'une partie des électrons arrivant à l'interface sera transmise et l'autre partie sera réfléchi. Ceci amène à définir les coefficients de réflexion et de transmission non diffusive utilisés par Barnas et Camley.
- enfin, dans le but de prendre en compte le changement de direction de l'axe de quantification du spin de l'électron lorsque celui ci passe d'une couche ferromagnétique à l'autre, on définit une interface fictive en $z=0$ pour laquelle la direction de l'axe de quantification est changée. Ceci permet de faire apparaître dans le calcul de g (et donc dans le calcul de la conductance) une relation directe avec l'angle formé par l'orientation relative des aimantations.

En écrivant l'ensemble de ces conditions limites pour les électrons de spins up et down se propageant dans les directions $+z$ et $-z$, Barnas et Camley ont montré que le calcul des différentes fonctions g sous la forme A1.26 implique naturellement la prise en compte de l'asymétrie de diffusion de spin dans les couches ferromagnétiques (défini comme β dans la partie précédente) ainsi que celle aux interfaces. En effet, le calcul des fonctions $F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(v)$ fait intervenir le rapport des libres parcours moyens entre les spins up et down qui sont eux-mêmes reliés aux différences de conductivités. Ce calcul, qu'ils ont appliqué à la configuration CIP, permet de mettre en évidence que le libre parcours moyen des porteurs est le paramètre pertinent de cette mesure.

Le cas du transport en CPP a été traité en détail par Valet et Fert^[Val 93]. La base du calcul est la même que celle développée par Camley et Barnas en prenant cette fois le champ électrique dans la direction z . Ce modèle repose sur certaines hypothèses importantes :

- le modèle est développé dans le cas où les bandes de conduction sont paraboliques dans chaque couche de la structure mais il peut être appliqué au cas de structures de bandes réelles.
- les processus de spin-flip sont pris en compte dans l'équation de Boltzmann. Le modèle étant appliqué au cas $T=0$ K, seul les processus de spin-flip par interaction spin-orbite sont considérés.
- le terme d'accumulation de spin est intégré au développement de la partie perturbatrice de la fonction $f(k)$. Comme nous l'avons déjà mentionné, lorsqu'un courant d'électron traverse une interface entre deux métaux ferromagnétiques (ou entre un ferromagnétique et un métal normal), une partie des électrons traverse « facilement » l'interface (spins up) et une partie est « réfléchi » (spins down). Ainsi à cause du courant, les deux populations de spins ne sont plus à l'équilibre thermodynamique dans aucuns des métaux. Le retour à l'équilibre s'effectue grâce aux processus de spin-flip. La distance sur laquelle le déséquilibre persiste, appelée longueur d'accumulation de spin, est du même ordre de grandeur que la longueur de diffusion de spin. Il est intéressant de noter que cette accumulation de spin induit une aimantation hors équilibre dans le métal normal. Ceci fut observé expérimentalement par Silsbee et al.^[Jhon 88].

Ces différentes hypothèses permettent un calcul général de l'effet GMR en configuration CPP. Ce manuscrit ne présentant pas un but purement théorique, nous laissons le soin au lecteur de se

^[Val 93] T. Valet and A. Fert, *Physical Review B*, 48, 7099, **1993**.

^[Jhon 88] M. Johnson and R. H. Silsbee, *Physical Review B*, 37(10) :5312–5325, **1988**.

référer à l'article de Valet et Fert pour le détail des calculs. Nous ne citerons que les résultats principaux :

- tout d'abord, ils ont démontré que le potentiel chimique dans chaque couche était modifié pour chacun des types de porteurs à cause de l'accumulation de spin. Ce potentiel chimique est une fonction à la fois de la densité locale pour chaque type de porteur (relié à l'accumulation de spin) et du champ électrique local. On peut y voir un parallèle avec les phénomènes d'accumulation et de déplétion de charges à l'interface d'une jonction P-N qui modifie la structure de bandes afin de rééquilibrer les populations d'électrons et de trous dans les deux matériaux. La prise en compte de la différence de potentiel chimique à l'interface entre les matériaux équivaut à définir les coefficients de réflexion et de transmission définis par Barnas et Camley et fait apparaître l'effet GMR. Notons que l'accumulation de spin est dépendante de l'orientation relative des couches ferromagnétiques.
- dans le cas général, la linéarité de la réponse entre le gradient de potentiel chimique et le courant de spin (loi d'Ohm) est détruite. Cette correction est une conséquence du phénomène d'accumulation de spin. Cependant, il a été démontré que cette correction est négligeable dans le cas où la longueur de diffusion de spin était plus grande que le libre parcours moyen ($\lambda \ll \lambda_{sd}$) ce qui est généralement réalisé expérimentalement. On trouve ainsi les relations locales suivantes entre le courant pour chaque type de porteur et le potentiel chimique :

$$\frac{e}{\sigma_{\uparrow(\downarrow)}} \frac{\partial J_{\uparrow(\downarrow)}}{\partial z} = \pm 2 \frac{\Delta\mu}{\lambda_{sd\uparrow(\downarrow)}}$$

$$J_{\uparrow(\downarrow)}(z) = \sigma_{\uparrow(\downarrow)} \left[F(z) \pm \frac{1}{e} \frac{\partial \Delta\mu}{\partial z} \right] \quad (\text{équivalent à la loi d'Ohm})$$

$$\frac{\partial^2 \Delta\mu}{\partial z^2} = \frac{\Delta\mu}{\lambda_{sd}^2} \tag{AI.27}$$

$$\left(\frac{1}{\lambda_{sd}} \right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_{sd\uparrow}} \right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_{sd\downarrow}} \right)^2$$

avec $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$: conductivité des électrons up ou down respectivement

$J_{\uparrow(\downarrow)}$: densité de courant de spin up ou down

$2 \times \Delta\mu$: différence entre les potentiels chimiques des électrons up et down. Ce terme traduit l'accumulation de spin.

$F(z)$: champ électrique local.

$\lambda_{sd\uparrow(\downarrow)}$: longueur de diffusion de spin pour les électrons de spin up et down.

- le résultat le plus important est que l'effet GMR en configuration CPP ne peut exister que dans le cas où la longueur d'accumulation de spin est supérieure à l'épaisseur des couches. Dans le cas contraire il a été montré que les deux interfaces entre les métaux ferromagnétiques et normaux présentent la même résistance en configuration parallèle ou antiparallèle (voir la discussion P.7). Ainsi ils ont montré que le paramètre pertinent en configuration CPP était la longueur de diffusion de spin et non pas le libre parcours moyen comme en CIP.

Dans cette partie, nous avons donné toutes les informations à la base des calculs microscopiques de l'effet GMR et les résultats les plus importants qui en résultent. Nous avons défini les mécanismes expliquant la dépendance angulaire de la résistance d'une vanne de spin avec l'orientation relative des aimantations des couches magnétiques ainsi que les paramètres pertinents dans chaque configuration de mesure. Enfin, il nous reste à expliquer l'augmentation de l'amplitude de l'effet GMR en configuration CPP par rapport à la configuration CIP. Ce résultat provient du fait qu'en configuration CIP le phénomène d'accumulation de spin n'existe pas car les électrons se déplacent principalement parallèlement aux couches et non perpendiculairement.

VIII

Annexe 2 : Techniques de fabrication des échantillons.

Dans cette partie, nous allons présenter les différentes techniques nécessaires à l'élaboration des échantillons permettant la mesure en démodulation. Nous présenterons tout d'abord les techniques de lithographie permettant le transfert des différents motifs (capteur, contacts et antenne) puis les techniques permettant de déposer les différentes couches sur le substrat. Enfin, nous donnerons une description schématique et chronologique des étapes de fabrication du système complet.

VIII.A Technique de lithographie.

Les différents motifs constituant l'ensemble de la structure ont été réalisés par lithographie optique. Cette technique consiste à « insoler » dans le domaine ultraviolet une résine photosensible. Le transfert des motifs se fait par l'intermédiaire d'un masque constitué d'une plaque de verre recouverte de motifs en chrome. Dans le cas de résines dites positives, utilisées pour dessiner le capteur, les parties ayant reçues les photons ultraviolets seront détériorées et pourront être dissoutes à l'aide d'une solution aqueuse (développeur). Dans le cas de résines « inversées », utilisées pour déposer les antennes, l'effet des photons est de rendre insensibles au développeur les zones insolées. La résolution spatiale que l'on peut atteindre par cette technique est proche de la longueur d'onde des photons. Dans notre cas la résolution est de l'ordre de 1 μm .

Tableau 1 : processus de lithographie du capteur.

Dépôt de la résine positive	Microposit 1813 à 5000 tours pendant 30 sec puis 7500 tours pendant 10 sec.
Recuit	1 min à 120°
Insolation	20 sec
Révélation	MF 319 pendant 30 sec
Recuit	1 min à 120°

Tableau 2 : processus de lithographie des contacts et de l'antenne.

Dépôt de la résine inversée	Clariant AZ5214 à 1500 tours pendant 40 sec puis 6500 tours pendant 10 sec.
Recuit	1 min à 90°
Insolation	10 sec
Recuit	1 min à 120°
Insolation	240 sec
Révélation	AZ351 B dilué 1:5 pendant 30 sec
Recuit	1 min à 120°

VIII.B Technique de dépôt et de gravure.

VIII.B.1 Technique de dépôt par Pulvérisation.

Les différentes couches composant les vannes de spins sont déposées par pulvérisation sur un substrat en verre. La technique de pulvérisation consiste à bombarder une cible par des ions créés à partir d'un plasma de gaz neutre (en général de l'Argon). Les atomes de la cible sont alors éjectés, en raison de la conservation de la quantité de mouvement, et une partie d'entre eux se dépose sur le substrat déposé en face de la cible. L'application d'un champ magnétique statique au cours de cette étape permet d'induire de faibles anisotropies magnétocristallines dans les couches ferromagnétiques. Cette technique est utilisée par le laboratoire « SFI Nanoscience Laboratory » du Trinity College de Dublin pour la croissance des vannes qu'ils nous ont fourni pour cette étude.

Nous avons utilisé le même procédé dans notre laboratoire pour déposer la couche d'isolant (Si_3N_4) entre la vanne de spin et l'antenne.

Tableau 3 : caractéristique du dépôt de Si_3N_4 .

Pression Argon	$8 \cdot 10^{-3}$ mbar
Pression Azote	$2 \cdot 10^{-3}$ mbar
Puissance	450 W
Taux de dépôt	≈ 40 nm/mn
Epaisseur	≈ 200 à 300 nm.

VIII.B.2 Technique de dépôt par évaporation.

Les contacts électriques ainsi que l'antenne sont composés de 10 nm de Titane, 100 ou 200 nm de Cuivre³⁶ et 20 nm d'or. Ce dépôt est effectué grâce au bâti d'évaporation par faisceau électronique de notre laboratoire. Le principe de fonctionnement repose sur l'échauffement d'une cible contenant le matériau à déposer par un faisceau électronique. La vapeur métallique créée se dépose alors sur le substrat choisi.

Tableau 4 : caractéristique du dépôt de Ti/Cu/Au.

Pression dans la chambre	$2 \cdot 10^{-7}$ mbar
Conditions de dépôt du Titane (couche d'accroche)	10 nm à la vitesse de 0.5 nm/s
Conditions de dépôt du Cuivre	100 ou 200 nm à la vitesse de 1 nm/s
Conditions de dépôt de l'Or (couche de protection à l'oxydation)	20 nm à la vitesse de 0.5 nm/s

VIII.B.3 Technique de Gravure Ionique.

Pour révéler les motifs du capteur, nous utilisons une technique de gravure ionique. Le principe de fonctionnement est le même que celui de dépôt par pulvérisation à la différence que l'échantillon à graver joue le rôle de la cible à pulvériser.

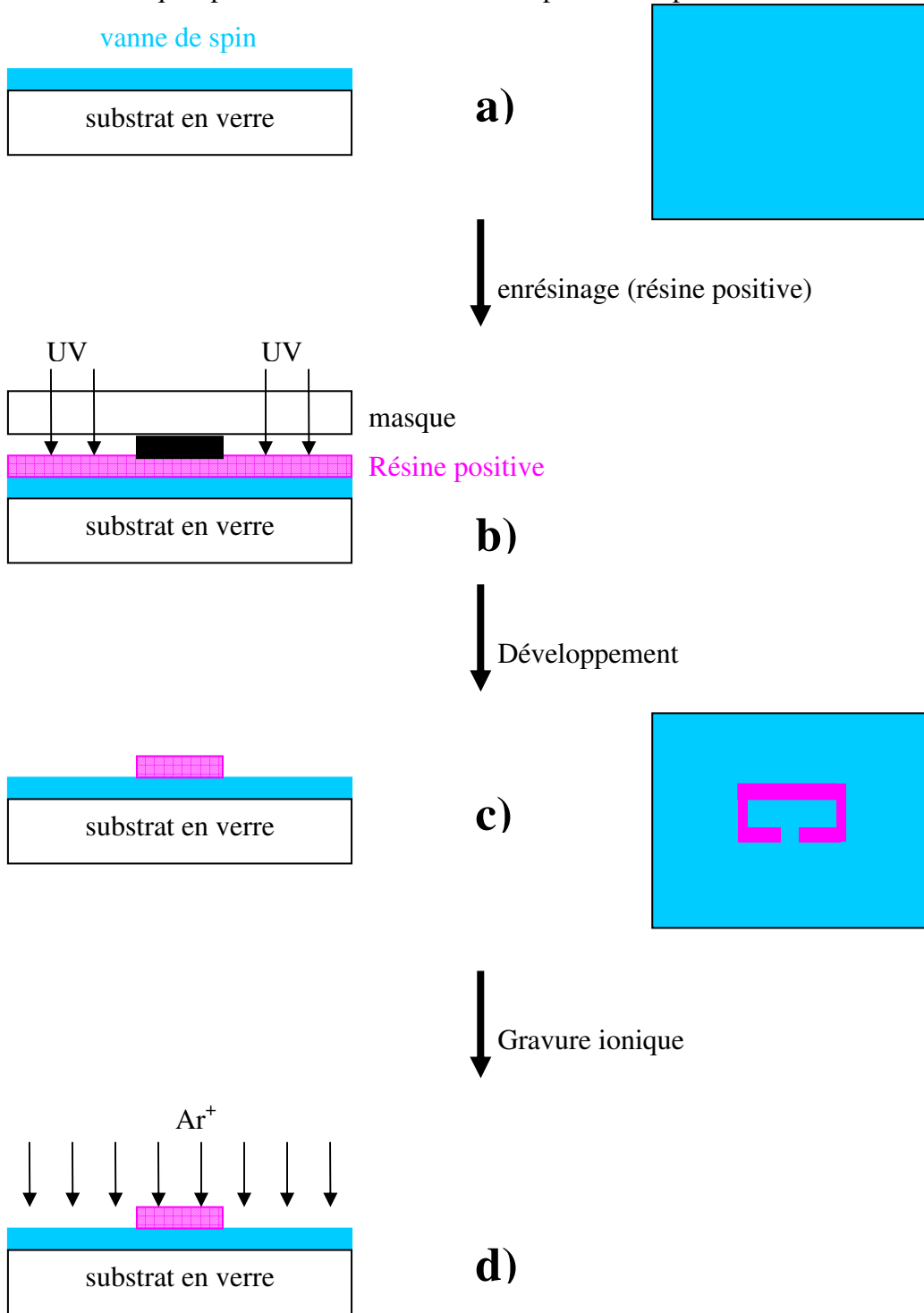
Tableau 5 : conditions de gravure.

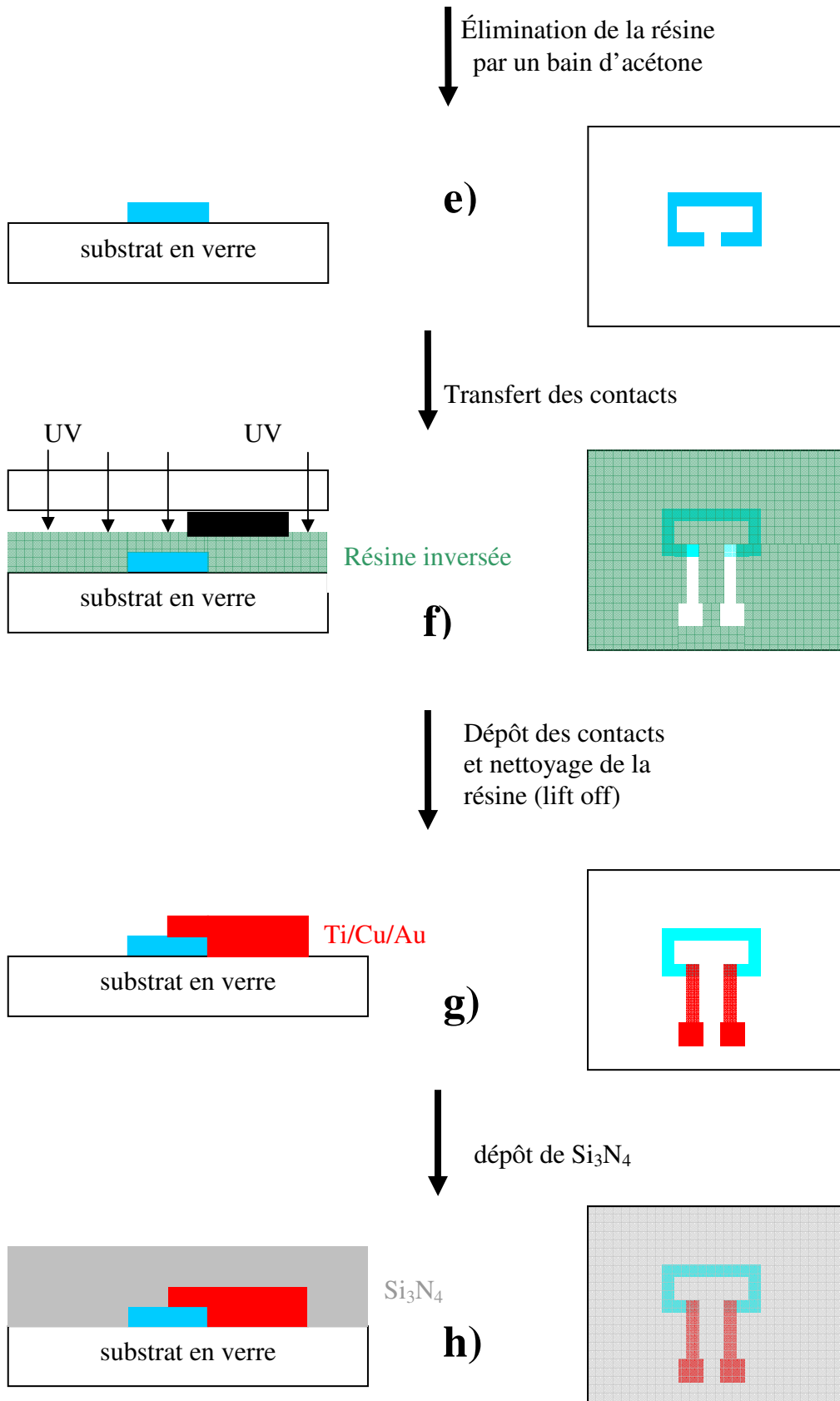
Pression dans la chambre	$5 \cdot 10^{-4}$ mbar
Pression d'Argon	$120 \cdot 10^{-3}$ mbar
Tension d'accélération des ions	600 V
Tension du faisceau d'électrons	590 V
Intensité du faisceau d'électrons	8 mA
Puissance	100 W
Temps de gravure de la vanne de spin	30 min

³⁶ L'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit a été réalisé avec des antennes ayant 200 nm de cuivre.

VIII.C Schématisation des étapes de fabrication du système capteur/antenne.

Les différentes étapes pour réaliser les échantillons permettant la mesure en démodulation sont présentées sur la figure A2.1. Les étapes sont mises dans l'ordre « chronologique » de fabrication. Les techniques permettant de réaliser ces étapes ont été présentées ci-dessus.





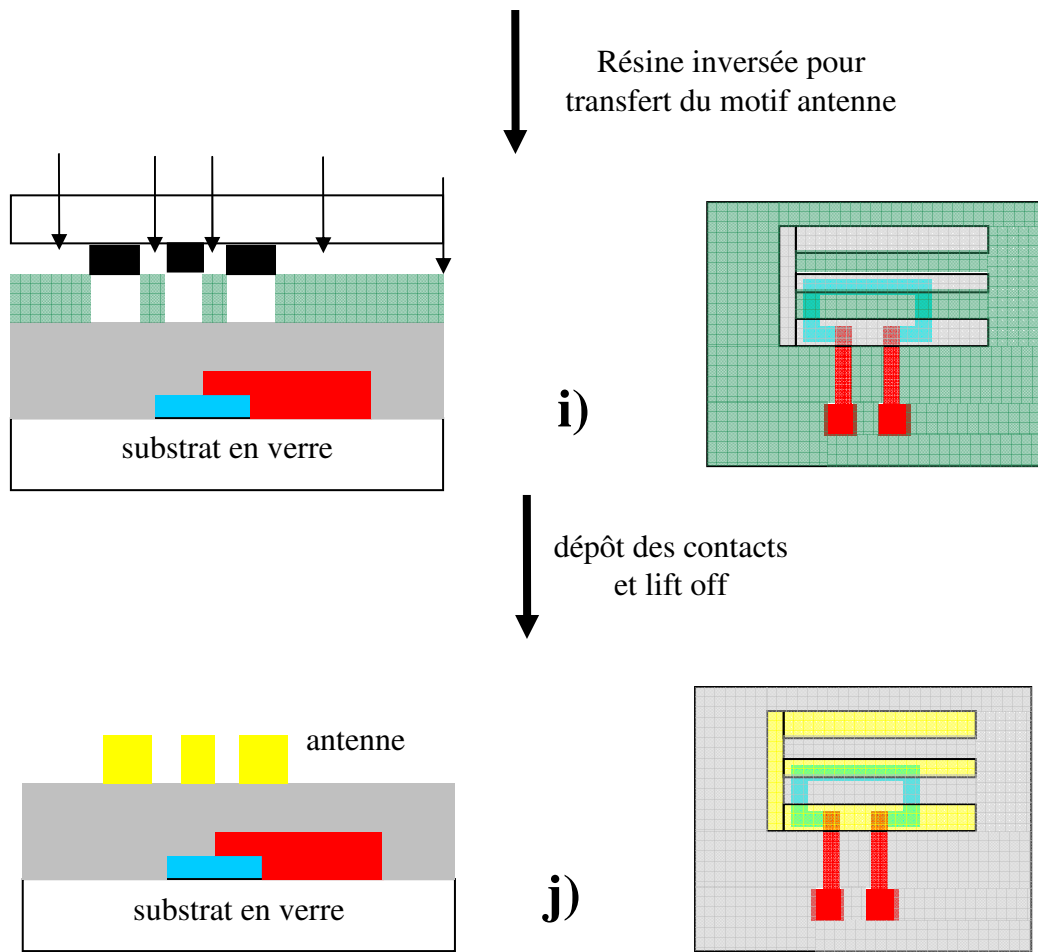


Figure A2.1 : ensemble des étapes de lithographies (b,f,i), de dépôt (a,g,j) et de gravure (d) nécessaires à la fabrication complète des échantillons permettant la mesure en démodulation.